

# VII SIMPÓSIO BRASILEIRO DE MICROONDAS E OPTOELETRÔNICA

Centro de  
Ciências  
Tecnológicas  
FEI/UNDESC

13 a 15  
de julho  
de 1998

JOINVILLE - SC

## PROMOÇÃO



## REALIZAÇÃO



## ORGANIZAÇÃO



## PATROCÍNIO



*Você fala, o mundo responde*

*Sistema Federação das Indústrias do Estado de Santa Catarina*



## APOIO



INSTITUTO MAUÁ DE TECNOLOGIA



AGÊNCIA OFICIAL  
DE TURISMO



EDITORACÃO  
ELETRÔNICA



## **APRESENTAÇÃO**

Seja bem-vindo aos anais do VIII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica, realizado no período de 13 a 15 de julho de 1998, no Centro de Ciências Tecnológicas da Universidade do Estado de Santa Catarina. Evento consolidado, promovido pela Sociedade Brasileira de Microondas e Optoeletrônica, o VIII SBMO, reuniu, em Joinville, pesquisadores das principais universidades, centros de pesquisa e empresas que atuam na área.

Neste CD-ROM podem ser encontrados, além da programação do evento, os 73 trabalhos aceitos para apresentação oral, os resumos dos assuntos discutidos nas duas mesas redondas e os principais tópicos abordados nos dois mini-cursos.

A comissão organizadora agradece o patrocínio da Embratel, da Companhia Riograndense de Telecomunicações, da Federação das Indústrias do Estado de Santa Catarina, CPqD-Telebrás e o apoio da Rede Globo de Televisão, Fundação Instituto Tecnológico de Joinville, Multibrás, Bogotur e Editora Movimento e Arte, que de uma forma ou de outra viabilizaram a realização desse evento.

**Regina Maria de Felice Souza**  
Coordenadora Geral

## **Comitê Organizador**

Coordenação Geral

Regina Maria De Felice Souza – UDESC

Coordenação Adjunta

José Fernando Fragalli – UDESC

Coordenação Técnica

Hugo Enrique Hernández Figueroa – UNICAMP

Vice-Coordenação

Luciano Prado Oliveira – UDESC

Assistência Operacional

Ivan Torres Lima Jr. – UNICAMP

## **Comitê Técnico**

Álvaro A. de Salles, UFRGS

Brígida R. P. da Rocha, UFPA

Denise Consonni, USP

Emanuel P. O. Costa, CETUC-PUC/RJ

Flávio J. V. Hasselmann, CETUC-PUC/RJ

Francisco de A. A. Tejo, UFPB-CG

Hélio Waldman, UNICAMP

Humberto C. C. Fernandes, UFRN

Jean P. Von Der Weid, CETUC-PUC/RJ

Rui F. Souza, UNICAMP

## **Corpo de Revisores**

Álvaro A. de Salles, UFRGS  
Brígida R. P. da Rocha, UFPA  
Denise Consonni, USP  
Emanuel P. O. Costa, CETUC-PUC/RJ  
Flávio J. V. Hasselmann, CETUC-PUC/RJ  
Francisco de A. A. Tejo, UFPB-CG  
Hélio Waldman, UNICAMP  
Humberto C. C. Fernandes, UFRN  
Jean P. Von Der Weid, CETUC-PUC/RJ  
Rui F. Souza, UNICAMP  
Michel Yacoub, UNICAMP  
Hugo L. Fragnito, UNICAMP  
Edson Moschim, UNICAMP  
Ricardo Descardecí, UNICAMP  
Aldário C. Bordonalli, UNICAMP  
Leonardo S. Mendes, UNICAMP  
Attílio J. Giarola, UNICAMP  
Evandro Conforti, UNICAMP  
Alberto Paradisi, CPqD-Telebrás  
Hugo Enrique Hernández Figueroa, UNICAMP  
Luiz C. da Silva, CETUC-PUC/RJ  
José R. Bergmann, CETUC-PUC/RJ  
José C. B. Brandão, CETUC-PUC/RJ  
Raimundo Sampaio Neto, CETUC-PUC/RJ  
César Kyn d'Ávila, UNICAMP  
Rodolfo Souza, CETUC-PUC/RJ

# FOTOS

## ABERTURA



# ABERTURA



# ASSEMBLÉIA



# MINI-CURSOS





# CAFÉ



## CAFÉ



## CONFRATERNIZAÇÃO



# PROGRAMAÇÃO

	<b>Domingo – 12/07/1998</b>
<b>15:00 – 19:00</b>	<b>Inscrições e entrega do material</b>

	<b>Segunda – 13/07/1998</b>
<b>08:00 – 10:00</b>	<b>1ª Parte dos Mini-Cursos</b>
<b>10:00 – 10:20</b>	<b>INTERVALO</b>
<b>10:20 – 12:00</b>	<b>2ª Parte dos Mini-Cursos</b>
<b>12:00 – 14:00</b>	<b>ALMOÇO</b>
<b>14:00 – 15:40</b>	<b>Sessões: Fotônica I, Antenas I, Ensino</b>
<b>15:40 – 16:00</b>	<b>INTERVALO</b>
<b>16:00 – 18:00</b>	<b>Assembléia da SBMO</b>
<b>19:30</b>	<b>Abertura e Atividade Cultural</b>

	<b>Terça – 14/07/1998</b>
<b>08:00 – 10:00</b>	<b>Sessões: Fotônica II, Antenas II, Circuitos e Componentes I</b>
<b>10:00 – 12:00</b>	<b>Sessões: Propagação, Modelamento I</b>
<b>12:00 – 14:00</b>	<b>ALMOÇO</b>
<b>16:00 – 19:00</b>	<b>Mesa Redonda: Efeitos Biológicos Devidos à Radiação Eletromagnética</b>
<b>20:00</b>	<b>Jantar de Confraternização</b>

	<b>Quarta – 15/07/1998</b>
<b>08:00 – 10:00</b>	<b>Sessões: Fotônica III, Modelamento II, Circuitos e Componentes II</b>
<b>10:00 – 10:20</b>	<b>INTERVALO</b>
<b>10:20 – 12:00</b>	<b>Sessões: Aplicações Diversas I, Modelamento III, Empresas I</b>
<b>12:00 – 14:00</b>	<b>ALMOÇO</b>
<b>14:00 – 15:40</b>	<b>Sessões: Aplicações Diversas II, Circuitos e Componentes III</b>
<b>15:40 – 16:00</b>	<b>INTERVALO</b>
<b>16:00 – 19:00</b>	<b>Mesa Redonda: Recursos Humanos em Telecomunicações</b>
<b>19:00</b>	<b>Encerramento</b>

## Mini-Cursos

- I. Título:** Mini-curso de Hardware e Tecnologia de Satélites de Comunicações
- Instrutor:** Abelardo Podcameni, PUC/RJ – CETUC
- Resumo:** Após breve histórico é discutida a tecnologia de satélites como complementar com a de fibra óptica, é verificado que, dentro das especificações de cada uma, ambas deverão co-existir por muitos anos ainda.
- As definições e os componentes básicos constituintes, envolvendo um satélite de comunicações, são apresentados e discutidos. Em seguida, apresenta-se os principais tipos de satélites de comunicações, enfatizando-se o geoestacionário. Descreve-se então o fenômeno de eclipse, destacando as implicações e as providências necessárias.
- Passa-se a enfocar a espaçonave propriamente dita. A flexibilidade operacional trazida pelo múltiplo acesso por divisão de espaço combinada com a conectividade é enfatizada e detalhadamente discutida.
- As partes constituintes de uma espaçonave são enfocadas, agora com mais detalhes: Bus, Controle Térmico, Telemetria, Ranging e Comand & Control. Segue-se então uma descrição mais detalhada do Payload de Comunicações: Receptor de Banda Larga, Osciladores Locais, TWTs, SSPAs, Multiplex de Saída, Chaves Comutadoras, finalizando-se com uma discussão sobre o sistema de Antenas.
- Ao longo do curso, os exemplos práticos apresentados seguem nomenclatura típicas do INTELSAT, pelo lado do usuário e da Hughes, pelo lado do fabricante, A bibliografia selecionada permite levar a estudos mais detalhados sobre o assunto.
- II. Título:** Fundamentos de Processamento de Antenas Adaptativas para Comunicações sem Fio
- Instrutor:** André Louzada Brandão, UNICAMP-FEEC-DECOM
- Resumo:** Este mini-curso tem por objetivo abordar alguns aspectos fundamentais do processamento adaptativo para array de antenas em comunicações sem fio. Para tanto, o curso se divide em três partes: a) introdução; b) sobre diversidade; c) arrays lineares. Na introdução apresentamos um panorama histórico sobre a evolução das telecomunicações até o presente. Além disso são discutidos os fenômenos de interferências (fading, multipropagação é co-canal) através da caracterização estatística do canal de rádio. A introdução apresenta o array adaptativo como um método eficaz de combate à interferência pela utilização de duas técnicas conhecidas como: diversidade e arrays lineares. Na sequência das partes b) e c) do curso estas duas técnicas são apresentadas com maior detalhe. O mini-curso finaliza com a apresentação em classe de programas de computador para realização das antenas adaptativas estudadas e demais resultados de simulação.

# Mesas Redondas

## *Mesa Redonda 1*

**Título:** “Efeitos Biológicos das Ondas Eletromagnéticas - EBOEM”;

**Data e hora:** 14/07/98 (3ª feira), das 16 às 19 hs.

## RELATÓRIO

### *Objetivos:*

A mesa-redonda teve por objetivos principais, expor e discutir sobre os efeitos biológicos das ondas eletromagnéticas, incluindo aspectos teóricos, simulações, resultados de medidas e normas existentes, bem como discutir as iniciativas que a Mesa e a própria SBMO poderiam tomar ou promover, junto às autoridades competentes, visando um maior esclarecimento dessas questões.

### *Participantes:*

Prof. Dr. Álvaro A. de Salles (UFRGS) – Coordenador  
Prof. Dr. Francisco de A. F. Tejo (UFPB) – Relator  
Prof. Dr. Antônio R. Panicali (CPqD/TELEBRÁS)  
Prof. Dr. José T. Senise (IMT)  
Eng.º Ten. Giovanni Alves (SINDACTA/Min. Aeronáutica)  
Eng.º Álvaro Bartholo (FURNAS)  
Sra. Paula Scardino (Wandell & Goltermann)  
Prof. Dr. Joabson N. de Carvalho (ETF/PB)  
Prof. Dr. João Ernandez S. Vieira (PUC/RS)  
Dr. Robson Spinelli Gomes (FUNDACENTRO/Min. Trabalho)

### *Organização:*

O coordenador da Mesa, Prof. Álvaro A. de Salles, dividiu os trabalhos em três etapas:

- Pronunciamentos dos membros da Mesa.
- Perguntas da platéia a membros da Mesa.
- Conclusões e sugestões.

A sessão foi instalada às 16 h, no auditório da UNIVILLE e foi encerrada às 18 h 30 min. A seguir, na qualidade de relator, apresentamos, em ordem cronológica, extratos dos pronunciamentos dos membros da Mesa, constantes da fita de vídeo gravada durante a sessão.

*Prof. Álvaro A. de Salles*

O Prof. Salles iniciou o seu pronunciamento, citando um fato noticiado pela CNN, em 15 de janeiro de 1993, a respeito de uma usuária de telefone celular, que falecera de câncer no ouvido, alegadamente, devido ao uso deste tipo de aparelho. O fato foi objeto de ação judicial, impetrada pelo seu cônjuge, a qual foi, posteriormente, suspensa.

Em seguida, mencionou um programa da BBC de Londres sobre os riscos da telefonia celular, bem como o estabelecimento de um programa, pela CTIA, com um montante de US\$ 25 Mi, destinado a estudar, durante o quinquênio 1996-2001, os efeitos biológicos da telefonia celular. Relatou, também, programa semelhante estabelecido pela OMS, no montante de US\$ 3,3 Mi, durante o mesmo período, para investigar os efeitos biológicos dos telefones celulares e outros dispositivos emissores de campos eletromagnéticos.

O Prof. Salles enfatizou sua preocupação de que, “até o ano 2001 não haveria um posicionamento definitivo da OMS a respeito do problema ...” e que, “... até lá, muitos efeitos poderiam ocorrer com usuários, caso alguma coisa fosse confirmada.” Salientou, então, a necessidade de uma campanha de alerta à população, para que esta tomasse precauções quanto à utilização do telefone celular, em moldes idênticos às campanhas contra o uso dos cigarros.

Em sua fala, o Prof. Salles classificou os efeitos biológicos como térmicos – os mais conhecidos, ligados aos fornos a microondas – e não-térmicos, menos conhecidos. Quanto a estes últimos, salientou que “existem células que sofrem efeitos não-térmicos, em níveis de potência mais baixos do que aqueles dos efeitos térmicos.” Ressaltou, ainda, que as normas em vigor, atualmente, foram propostas baseadas, principalmente, nos efeitos térmicos. O Prof. Salles mencionou, ainda, que “os órgãos sensíveis da temperatura estão na periferia do corpo ...” e que, “no caso dos celulares, os neurônios podem sofrer os efeitos não-térmicos, em níveis de potência muito mais baixos que aqueles dos efeitos térmicos.” Destacou, também, que “... já está relatado na literatura médica que as ondas eletromagnéticas alteram o fluxo de íons através da membrana celular.”

Em seguida, o Prof. Salles defendeu o ponto de vista de que temos obrigação de alertar a população sobre algumas precauções necessárias, como, por exemplo:

- Manter a antena do telefone celular a uma distância de, no mínimo, 2 cm da cabeça, porquanto, a menos de 2 cm, o nível de emissão viola a Norma da ANSI-IEEE-91, a qual é baseada nos efeitos térmicos.
- Não usar o aparelho por mais de um minuto de cada lado.
- O telefone celular pode salvar vidas mas, se mal utilizado, pode prejudicar a saúde.

O palestrante destacou, ainda, os principais efeitos não-térmicos encontrados na literatura médica especializada, tais como:

- Modulação do fluxo de íons através das membranas celulares.
- Alterações na síntese do DNA e na transcrição do RNA.
- Efeitos nas respostas de células normais a moléculas sinalizantes (incluindo hormônios, neurotransmissores e fatores de crescimento).
- Efeitos na cinética de algumas reações bioquímicas nas células.

Salientou, uma vez mais, que “vai demorar alguns anos para se ter um resultado definitivo mas, durante esses anos, devemos ter a preocupação de não abusar.”

O Prof. Salles, exibindo um gráfico extraído de um artigo de R. Samir, observou que, “à medida que a antena é aproximada da cabeça, uma maior porcentagem de potência vai sendo absorvida ...” e que, “... a 1 cm da cabeça, 60% da potência é absorvida ...”. Destacou, então, que “... em termos de projeto de engenharia, isto é um fracasso, pois mais da metade da potência está sendo usada para aquecer a cabeça. Deve ser projetada uma nova antena para o celular.”

**Prof. Dr. Francisco de A. F. Tejo**

**Título:** Simulação Eletromagnética e Térmica de Sujeitos Biológicos Expostos a Campos Eletromagnéticos: Alguns Aspectos Biofísicos e Fisiológicos Importantes.

O Prof. Tejo iniciou sua fala, apontando o aumento dramático no uso de tecnologias de RF/MO, principalmente para comunicações; a ampla disponibilidade de sistemas e subsistemas de RF/MO, de tamanhos reduzidos, de baixo custo e de alta qualidade e a proliferação de novas idéias na utilização de RF/MO na medicina. Salientou, em seguida, as necessidades colocadas diante deste cenário, quais sejam:

- Modelagem precisa da interação de campos eletromagnéticos (EM) com sujeitos biológicos (meios complexos), seja para aplicações médicas, seja para proteção à saúde pública, especialmente nas interações de campos próximos;
- Modelagem precisa das fontes de energia EM, sejam elas aplicadores médicos (efeitos benéficos desejados), antenas fixas ou móveis para comunicações, ou ainda aplicadores industriais, domésticos ou comerciais (possíveis efeitos injuriosos);
- Modelagem precisa do aquecimento de tecidos vivos, sob excitação eletrodinâmica, que leve em consideração os mecanismos passivo e ativo de termoregulação do organismo;
- Elaboração/adaptação de normas e padrões, objetivando o uso correto das tecnologias de RF/MO e a proteção à saúde dos seus usuários.

Em seguida, o palestrante destacou os principais aspectos biofísicos e fisiológicos que devem ser levados em conta nos diversos modelos de interação de campos EM/sujeito biológico, chamando especial atenção para os mecanismos de relaxação que se verificam em diferentes faixas de frequências e, principalmente, para as interações ocorridas no nível da membrana celular, sede de importantes processos bioquímicos e bio-elétricos, que governam o comportamento do organismo como um todo. A célula e os tecidos biológicos são meios complexos, de natureza fractal, e como tal devem ser modelados, a fim de que os diferentes mecanismos de relaxação possam ser corretamente considerados.

O Prof. Tejo observou, ainda, a necessidade de se resolver o problema da distribuição de temperaturas no(s) tecido(s), levando em conta os mecanismos passivos e ativos de termoregulação (inerentes a todo organismo vivo) e, desta forma, possibilitar uma avaliação mais precisa dos efeitos da interação de campos EM/sujeito biológico.

No que tange aos métodos computacionais, o Prof. Tejo arrolou os principais, enfatizando os mais poderosos, entre os quais o método dos momentos, o método das diferenças finitas, o método das diferenças finitas no domínio do tempo, o método dos elementos finitos e o método dos volumes finitos.

Em conclusão, o Prof. Tejo defendeu os seguintes pontos:

- Estimulação da formação de grupos interdepartamentais e inter-institucionais, com a participação de médicos, biólogos, físicos, matemáticos e engenheiros, como a maneira mais racional de dar respostas conseqüentes aos problemas discutidos.
- Necessidade de alocação de recursos, por parte das agências governamentais de fomento, para o estabelecimento de um Programa Nacional de Bio-Eletromagnetismo, com a participação das universidades, do governo e das empresas.

**Prof. Dr. José Thomaz Senise**

O Prof. Senise iniciou sua apresentação, observando que “Num sistema biológico em equilíbrio, como em qualquer sistema dinâmico, a introdução de energia produz reações, ou efeitos. Alguns dos efeitos provocados pela introdução de energia eletromagnética em nosso corpo, são detectáveis por nossos sentidos. Assim, a luz visível é uma forma de energia eletromagnética que produz efeito detectado por nossos olhos; enquanto que as radiações na faixa do infravermelho são detectadas por sensores em nossa pele. Por outro lado, a maioria das radiações eletromagnéticas, entre as quais as ondas de rádio, que a toda hora atingem nosso corpo, não são detectadas por nós.”

Continuando, o Prof. Senise observou que “... efeito não quer dizer risco. As pessoas leigas passam a crer que qualquer efeito é danoso ...” e que “ ... um grande trabalho que os organismos têm quando examinam toda a literatura que existe, é separar claramente o que efetivamente, comprovadamente, representa risco e o que é apenas um efeito reversível, não cumulativo. Há inúmeros efeitos comprovadamente

reversíveis, no sentido de que aplica-se uma onda eletromagnética no sistema; há um efeito, uma resposta. Retira-se a onda eletromagnética, reverte-se à condição de equilíbrio inicial. Houve um efeito, mas não houve dano.”

O Prof. Senise reportou que “... a OMS está, desde 1996, montando um grande projeto de pesquisa, contando com a colaboração de diversas organizações, tais como a ICNIRP (Comissão Internacional para Proteção às Radiações Não-Ionizantes), a ILO e a EC. A ICNIRP, no momento, tem as normas mais rigorosas.” Salientou, então, que “um grupo da ABRICEM está propenso a propor as normas da ICNIRP como base para uma proposta para as normas brasileiras ...” e que “... o governo alemão, em 1997, baixou uma lei baseada nas normas desta comissão ...”. Segundo o palestrante, as normas da ICNIRP apontam basicamente dois efeitos indiscutíveis, quais sejam: 1) ondas eletromagnéticas podem induzir correntes elétricas no interior do corpo, provocando excitação de nervos e músculos; 2) a energia eletromagnética pode ser absorvida pelo corpo inteiros, ou partes, provocando um aumento de temperatura. Afirmou ainda que “O primeiro efeito predomina nas frequências baixas: campos magnéticos que produzem correntes induzidas no corpo. O segundo efeito, a absorção de energia, predomina nas frequências altas. O que faz a absorção de energia? Aumenta a temperatura. Inúmeros estudos fisiológicos, do pessoal da área de saúde, médicos, etc., procuraram determinar quais são os valores limites, quais os valores aceitáveis de densidade de corrente dentro do corpo e de aumento de temperatura.”

Sobre o aumento de temperatura, o Prof. Senise observou que “... o aumento de temperatura geral no corpo, da ordem de 2°C, é considerado o máximo tolerável, porque pode-se ficar o dia inteiro com este aumento. Isto não quer dizer que não se pode ter mais do que isto, por pouco tempo e localmente. Isto é sobre o corpo inteiro. Se estuda ainda qual é a energia que pode produzir este aumento. Qual é a quantidade de energia por unidade de massa que se pode por para provocar este aumento? Esta quantidade chama-se SAR. Os entendidos determinaram qual é o nível de SAR que é considerado seguro. Como surgiram as normas? As normas admitem este nível e depois aplicam um fator de segurança de 10 vezes, no caso ocupacional (pessoal de operação, pessoal de manutenção) e para a população em geral, um fator adicional de 5 vezes. Do ponto de vista médico, do ponto de vista de saúde, há uma grande margem de segurança nessas normas. Enquanto não for provado o contrário, estas normas são consideradas seguras, nesses efeitos mais do que conhecidos e comprovados. Por exemplo, como esta quantidade de energia não se mede e não se mede o aumento de temperatura dentro do corpo, o que se faz: se fazem medidas externas de  $\mathbf{E}$  e de  $\mathbf{H}$ , ou de  $\mathbf{P}$  (densidade de potência, em  $\text{mW}/\text{cm}^2$ ), que provocariam aquele aumento de temperatura, internamente.”

Em seguida, o Prof. Senise exhibe alguns gráficos comparativos de algumas normas internacionais, concluindo que “... as normas da ICNIRP são as mais rigorosas de todas ...” e que “... a tendência atual da ABRICEM é de adotar a ICNIRP, que é adotada na Alemanha e em outros países.”

Finalizando, o Prof. Senise comenta que “Todos os estudos epidemiológicos sofrem de grande dificuldade na interpretação estatística. Eles não são considerados nestas normas.”

### ***Prof. Joabson N. de Carvalho***

**Título:** Considerações sobre Efeitos Biológicos devido às Ondas Eletromagnéticas em Algumas Aplicações.

O Prof. Joabson iniciou a sua palestra, mencionando que “... os órgãos que eram responsáveis pelo gerenciamento do espectro eletromagnético em frequência, no caso o Ministério das Comunicações, se preocupavam muito, apenas com a abrangência, a cobertura das estações. Quando da concessão de funcionamento das estações, eles se preocupavam apenas com a interferência que a estação poderia causar sobre outros serviços regulamentados ...” e, ainda, que “Com o surgimento de novas tecnologias e as discussões sobre os possíveis efeitos das ondas eletromagnéticas e a reformulação que houve das normas de radiodifusão, ... mostra que um dos critérios da nova norma é reduzir os riscos de danos físicos às pessoas, devido à exposição às ondas eletromagnéticas ...”

O Prof. Joabson ressaltou, também, “... a popularização de alguns serviços, como telefone celular, rádio HT, e equipamentos médicos, que usam ondas eletromagnéticas para produzir efeitos benéficos (por exemplo, para curar câncer). Deve-se ter cuidado, pois não se deve dizer que elas só trazem prejuízos



...” Sobre as normas, mencionou que “... elas são baseadas nos efeitos térmicos, mas também são observados efeitos não térmicos ... não considerados nas normas. Por que não são considerados? Porque, para boa parte destes efeitos, não é comprovado que eles causem alguma doença. É um efeito. Não se sabe se ele causa doença. Até que isto seja respondido, não se poderia inferir sobre isto, agora.”

Em continuação, afirmou que “... Restam, então, duas tarefas: 1) O pessoal da área médica deveria pesquisar os efeitos fisiológicos e se ocorrerão doenças, ou não; 2) Ao pessoal da engenharia, restaria medir ou calcular os campos.” Salientou, ainda, que “... Os modelos não são completos. Eles não incluem: a refrigeração imposta pela circulação do sangue; a polarização da onda; reflexões nas interfaces dos diversos tecidos; variações dos parâmetros eletromagnéticos do tecido com a frequência, temperatura, densidade, etc.; diversidade de formas e características dos órgãos e utilização de uma onda plana como excitação.” O palestrante, em seguida, apresentou alguns resultados de medidas efetuadas na sala do transmissor de uma estação de televisão, sobre a deformação do diagrama de uma antena de celular (causada pela obstrução da cabeça do usuário) e sobre rádios HT.

Em conclusão, O Prof. Joabson levantou as seguintes questões:

- Os chamados “efeitos não-térmicos” são realmente responsáveis pelo surgimento de alguma doença no homem?
- Quanto aos efeitos térmicos, os padrões de segurança oferecem um limite seguro?
- A quem compete a fiscalização dos níveis de radiação eletromagnética, nos ambientes de trabalho no Brasil? Esse órgão está equipado para exercer a fiscalização?
- Os fabricantes de equipamentos têm responsabilidade sobre possíveis prejuízos à saúde, causados por efeitos ainda não comprovados?
- Que procedimento de medição deve ser adotado, para determinar a quantidade de energia absorvida pelo corpo numa dada aplicação?
- Que as medições fossem feitas sempre nos locais de exposição.
- Que procedimentos de medição, que protocolos, devem ser adotados para cada aplicação?
- Que espera que estes protocolos possam ser estabelecidos.

### ***Sra. Paula Scardino***

A Sra. Paula iniciou a sua palestra, observando que “Com a facilidade de acesso à INTERNET, muitas pessoas acabam pegando alguns artigos, a maioria alarmantes e sensacionalistas, envolvendo o câncer, que é uma patologia não comprovada, e formam um verdadeiro caos na situação. Isto prejudica todos os trabalhos.”

Ressaltou, ainda, que “Existem dois focos de preocupação devido à poluição eletromagnética, não só efeitos biológicos ... Interferências sérias: uso crescente em indústrias, uso hospitalar (não só para o paciente), caso de máquinas de diatermia, ressonância nuclear, hipertermia, sobre o terapeuta que opera a máquina, exposto a um campo alto. Na indústria, máquinas seladoras de plásticos emitem um campo **H** tremendo, que interfere nas comunicações de torre e piloto de aviões; rádios-piratas (2000); balanças eletrônicas que são influenciadas pela radiação do celular.” Continuando, a Eng<sup>a</sup> Paula destacou “... Dois aspectos: na parte do equipamento, por falta de blindagem: investimento na qualidade do equipamento; do efeito biológico: não existe comprovação epidemiológica. O risco em um estudo destes é o chamado risco relativo. Ele é muito mal interpretado.” Como exemplos de riscos relativos, destacou “Consumo de salsichas em crianças, em associação com leucemia infantil: risco relativo de aproximadamente 9,5 (risco alto); uso de sutiã e associação com câncer de mama: risco relativo de 12.500.”

Com relação ao telefone celular, salientou a “... Preocupação com a qualidade do equipamento. Para exportar, segue-se uma legislação de emissão eletromagnética. Para o mercado interno, compra-se qualquer coisa. Falta informação. Ter prudência com relação aos efeitos térmicos: levantar a antena, ao máximo; distanciar; trocar de ouvido (tem-se aproximadamente 6 minutos para ocorrer o efeito térmico). Tem-se que dar dicas práticas ao usuário final: usar o fone de ouvido e o microfone de lapela. Fazer uma seleção, permitindo entrar os equipamentos que obedeçam a legislação e obrigar os manuais em português.”

Finalizando, mencionou que “A Alemanha já baixou leis, não recomendações, estabelecendo os limites. Tudo que tem sido medido a nível mundial, medições ambientais, não para ocupacional, tem dado, a maioria das medições, abaixo dos níveis permissíveis.”

### **Dr. Antônio R. Panicali**

O Prof. Panicali iniciou sua exposição, resumindo algumas informações sobre o sistema rádio-celular:

- ERB → EM: 869 - 894 MHz
- EM → ERB: 824 - 849 MHz
- Faixa de passagem: 30 kHz
- Número de canais: 833.

Em seguida, salientou que “As ERBs do sistema têm suas células divididas em três setores de 120° (A, B e C), cada um deles, tipicamente, com 18 canais.” Observou, ainda, que “A análise das tabelas das normas internacionais, em particular, da IRPA, leva às conclusões: 1) na faixa de frequências utilizadas para emissões da ERB, o nível recomendado fica em torno de 0,435; 2) na faixa de frequências utilizada para emissões da estação móvel, o nível fica em torno de 0,415.”

O Prof. Panicali informou, ainda, que “O CPqD tem se preocupado mais com emissões das ERBS. Que, nas medições espectrais, tem-se usado, em alguns casos, um analisador de espectro conectado a uma antena log-periódica de faixa-larga. Em outras situações, as medições têm sido feitas com medidores isotrópicos. No caso de uma emissão de telefonia celular, existem vários canais, mas nem sempre se tem certeza de que todos os canais estão no ar. Se uma medição feita com medidor isotrópico apresentar um sinal abaixo do nível, tem-se um bom resultado, já que o sinal recebido é formado de vários sinais, inclusive de FM. Em certos casos, é interessante saber se todos os canais de uma ERB estão em operação e, neste caso, nós utilizamos a medição espectral.” Em continuação, salientou que “Em 99,9% de todas as medições que foram feitas, em várias cidades, sempre foram encontrados níveis muito abaixo daqueles especificados pelas normas internacionais. Não se entrou em consideração se estas normas levam em conta todos os efeitos que deveriam ser considerados, ou não. Que estas normas são o que de melhor se tem no momento, em nível mundial, e que a nossa missão é a de fazermos as medições.”

O expositor apresentou, então, um quadro de medições efetuadas em Campinas, SP:

Local

Local de Medição	Analisador de Espectro mW/cm <sup>2</sup>	Medidor Isotrópico mW/cm <sup>2</sup>
RBS B. Geraldo 1	0,116	5,6
RBS B. Geraldo 2	0,115	2,8
RBS Centro	5,8	25,2

Comentando a tabela, o Prof. Panicali observou que “Os valores de medição com medidores isotrópicos, apresentam valores tipicamente mais elevados, porque eles integram, não apenas os campos das ERBs, mas também de todas as emissoras que estão operando na faixa de sensibilidade do aparelho. Para serem ultrapassados os valores estabelecidos pelas normas, seria necessário o usuário se localizar a pouquíssimos metros da antena (não da torre). A torre está a, pelo menos, 10 - 15 m do solo e esta distância é suficiente para que os valores de campo que chegam ao pé da torre sejam extremamente baixos, comparados com as normas.”

### **Dr. Robson Spinelli Gomes**

O palestrante iniciou sua exposição, afirmando que “A ação mutagênica, que causa modificações no DNA, em função da produção de radicais livres, só é encontrada, na literatura científica, em relação às radiações chamadas ionizantes. Temos uma radiação não-ionizante que faz vizinhança com a radiação ionizante, que é o espectro da radiação ultravioleta. E a ultravioleta, se subdivide em três espectros: UV-A, UV-B e UV-C, das quais UV-B e UV-C são classificadas como possuindo potencial de ação mutagênica.”

Dr. Robson salientou, ainda, que “Boa parte dos efeitos chamados radiações não-ionizantes, estão classificados como efeitos térmicos: 80% ou mais dos efeitos térmicos, são classificados pelas radiações não-ionizantes. Temos efeitos não-térmicos também sendo alvo de estudos, pois muitos deles, como aqui foi dito, são ainda desconhecidos, mas não têm característica cumulativa, não têm ação mutagênica. Se quisermos associar com câncer, temos que partir para a ação mutagênica. Também o infravermelho, é classificado como IR-A, B e C, para explicar qual o efeito sobre a pele e olhos, dois órgãos sensíveis às chamadas radiações não-ionizantes. O efeito que a radiação não-ionizante produz nas moléculas, acarreta dois tipos de interações, conhecidas por: 1) energia rotacional e 2) energia vibracional. A radiação não-ionizante produz excitação da célula. Excitação das moléculas. E essa excitação vai ser liberada em termos de efeito térmico. Em termos de energia, as radiações ionizantes têm energia muito maior que as radiações não-ionizantes. Para se ter um efeito mais danoso, uma alteração acentuada de energia no tecido, ela estaria mais propensa para as chamadas radiações ionizantes, do que as radiações não-ionizantes.”

Em conclusão, o palestrante observou, em relação às normas, que “A NR-15, Anexo N.º 7, trata das radiações não-ionizantes. São definidas como RNI: microondas, ultravioleta e laser. A NR-9, 1.3.5, fala das medidas de controle: obrigatoriedade do empregador de ter o PPRA (Programa de Prevenção de Riscos Ambientais), relativos aos agentes físicos, químicos e biológicos.”

### **Eng.º Álvaro Bartholo**

O expositor iniciou sua apresentação, discorrendo sobre o que está sendo feito, a respeito do assunto, no Brasil e que “Grande parte dos estudos em debate estão concentrados na ABRICEM, através de um grupo de análise de efeitos biológicos multidisciplinar, envolvendo médicos, físicos, engenheiros e biólogos e congregando diversas entidades, como a UNICAMP, USP, CPqD, TELEBRAS, dentre outras. O grupo está configurado em dois subgrupos: G1) baixas frequências (estudos em 60 Hz); G2) altas frequências.” Esclareceu, ainda, que “A ABRICEM se propõe a estabelecer uma cultura nacional (passaram-se cinco anos homogeneizando-se conhecimentos entre os diversos profissionais da equipe), objetivando: 1) estabelecer um padrão nacional; 2) construção de normas e procedimentos (saúde ocupacional); 3) fomentar os trabalhos de medição. (Já foram feitos dezenas de trabalhos de medição, tanto em altas, quanto em baixas frequências, envolvendo, inclusive, satélite (trabalho para a Aeronáutica), no qual foi constatado aquecimento. Na maioria esmagadora dos trabalhos, os níveis foram inócuos. Isto faz com que as empresas, hoje, queiram que as normas sejam instituídas, porque, em uma demanda jurídica, as empresas que operam em níveis inócuos não seriam penalizadas.); 4) A longo prazo, qualificação de produtos (por exemplo, selo nos produtos eletrodomésticos que representassem garantia de não serem danosos à saúde).”

O apresentador discorreu sobre os efeitos térmicos e não-térmicos do sinal eletromagnético, citando que “... mesmo os efeitos térmicos, que são os mais citados, não têm as comprovações epidemiológicas que fariam com que os mesmos fossem reconhecidos como doenças. Nas altas frequências, os efeitos térmicos não são os únicos que são citados. Do conhecimento da física, sabe-se que os efeitos que estão associados ao rompimento de DNA, estariam associados às correntes. Isto é mais ligado às frequências mais baixas (numa linha de transmissão, com uma tensão de 13,8 kV, observa-se correntes muito altas trafegando, da ordem de 2.000 a 3.000 A, levando a H altos). Por isto é que se faz associação entre alguns tipos de câncer com 60 Hz, porque poder-se-ia ter um rompimento a nível de DNA, uma mutação celular. Portanto, o que se estuda a nível de altas frequências é o efeito térmico, que não tem nada a ver com o rompimento da cadeia de DNA, não é cumulativo e está sempre associado à transformação da onda eletromagnética em calor.”

Abordando o tema das normas existentes, o palestrante ressaltou que “Hoje, no Brasil, o que existe de norma nacional é a NR-15, a qual é lacônica sobre os temas em debate. Ela diz que deve o trabalhador, submetido à radiação não-ionizante, fazer o trabalho adequadamente protegido, sem especificar as condições para que isto ocorra. A ABRICEM está chegando, a curtíssimo prazo, a um consenso e, até o final do ano, deverá submeter ao MT uma revisão da NR-15.”

Com relação às medições que estão sendo feitas, teceu as seguintes considerações:

1. “Valores correspondentes às expectativas: parte dos valores correspondem. Parte-se da premissa das normas internacionais e os valores estão aquém dos limites estabelecidos pelas normas;
2. Pontos vulneráveis: existem em interfaces rádio/antenas. Está-se utilizando vedação com fitas metálicas e etiquetas, colocadas nos pontos de vazamento, para que o operador evite expor regiões pouco vascularizadas (tais como os olhos) à região perigosa. Basicamente, devido ao efeito térmico, calor;
3. Implantação de dispositivos de vedação e procedimentos de operação/manutenção de rádios;
4. Implantação de normas de segurança de trabalhos externos: instalação/alinhamento/operação;
5. Mapeamento do sistema;
6. Implantação de uma cultura nacional: a NR-15.”

Concluindo, o Dr. Bartholo, falando em nome da ABRICEM, propôs que “Em lugar da SBMO criar um grupo de trabalho para estudar o tema em debate, que os membros escolhidos se agregassem à ABRICEM, face a que esta entidade já iniciou um trabalho neste sentido. Além disso, esta interação seria facilitada, face a que o Prof. Senise é membro das duas entidades.”

### ***Eng.º Ten. Giovanni Alves***

Iniciando a sua apresentação, o Tem. Giovanni informou que “A instituição executa trabalhos em frequências que vão desde HF, até microondas.” Ressaltou as diferenças entre “... valores de emissão (do equipamento) e valores de exposição (do indivíduo, próximo da fonte) ...”, bem como “... a importância de caracterizar as regiões de campos próximos e distantes.” Com referência à exposição de indivíduos aos campos de telefones celulares, exemplificou que, “... para o caso da frequência de 800 MHz ( $f = 37,5$  cm) e uma potência de 0,6 W, os limites, pelas normas, são:

- 0,55 mW/cm<sup>2</sup>, para 824 MHz;
- 0,60 mW/cm<sup>2</sup>, para 860 MHz;
- 1,00 mW/cm<sup>2</sup>, para 1520 - 70 MHz.”

Informou, ainda, que “... no caso do radar da Aeronáutica, considerando-se o limiar de 10 mW/cm<sup>2</sup>,  $f = 3$  GHz e  $W = 11$  kW, este valor é encontrado:

- no eixo do radar, a 610 m;
- fora do eixo, a 3 m.”

Asseverou, ainda, que “... o efeito pulsado da RF é mais prejudicial para a saúde, do que o efeito contínuo.”

Em conclusão, o Ten. Giovanni ressaltou que:

- “A não-homogeneidade do corpo irradiado produz um padrão de onda estacionária que, por sua vez, produz hot-spots. Os picos podem apresentar densidades de potência 10 ou mais vezes maiores que o limite aceitável;
- O organismo dos seres vivos ativa mecanismos de compensação, para balancear o aumento de temperatura. O freqüente acionamento, no entanto, provoca enfraquecimento do sistema imunológico do usuário.”

### ***Prof. Dr. João Hernandez S. Vieira***

Em sua apresentação, o Prof. João Hernandez relatou medições efetuadas em dispositivos de proteção para telefones celulares ou rádios e que “... alguns aparelhos ultrapassam os valores especificados pelas normas internacionais.” A respeito do dispositivo de proteção proposto, mencionou que “... limita a absorção de energia pelo crânio, sem mexer na antena do dispositivo (alimentação de difícil acesso)” e que “... foram levados em conta todos os parâmetros característicos de uma antena. Resultado: o dispositivo oferece proteção adequada, atenuação de 15 até 20 dB, no sentido da cabeça.”

Como conclusão, o Prof. Hernandez observou que “Do ponto de vista estético, há coisas a melhorar...” e que “Os princípios adotados na simulação levam a um diagrama de radiação que obtém o resultado desejado.”

## ***FASE DE DEBATE COM O PLENÁRIO***

Não foi possível relatar esta fase, por demais importante, da Mesa, porque, lamentavelmente, não consta da fita de vídeo a que o relator teve acesso.

## ***FASE DE PROPOSTAS E RESOLUÇÕES***

Ao final dos trabalhos, foram aprovados três encaminhamentos, posteriormente aprovados na Assembléia da SBMO, a saber:

- Recomendação às autoridades competentes, para que se realize uma campanha nacional, alertando **que o uso do telefone celular, sem as devidas precauções, pode ser prejudicial à saúde;**
- Constituição de um **Grupo de Trabalho sobre Efeitos Biológicos das Radiações Eletromagnéticas**, com a seguinte composição:  
Francisco de Assis Ferreira Tejo ([ftejo@zaz.com.br](mailto:ftejo@zaz.com.br) ou [tejo@dee.ufpb.br](mailto:tejo@dee.ufpb.br))  
Álvaro Augusto de Salles ([aasalles@vortex.ufrgs.br](mailto:aasalles@vortex.ufrgs.br))  
Brígida R. P. da Rocha ([rocha@interconnect.com.br](mailto:rocha@interconnect.com.br))  
Cristiano Gallep ([gallep@dmo.fee.unicamp.br](mailto:gallep@dmo.fee.unicamp.br))  
João Hernandez S. Vieira ([jesv@ee.pucrs.br](mailto:jesv@ee.pucrs.br))
- Criação de uma home-page, na Internet, sobre Efeitos Biológicos das Radiações Eletromagnéticas, que deverá ser mantida e atualizada pelo Grupo de Trabalho.

## ***Mesa Redonda 2***

**Título:** “Recursos Humanos para Telecomunicações - RHTC”.

**Data e hora:** 15/07/98 (4ª feira), das 16 às 19 hs.

## **RELATÓRIO**

### ***Participantes da Mesa:***

Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa (Unicamp), coordenador; Prof. José Geraldo de Souza (Inatel), relator; Eng. Jorge Panázio (SAE/Presidência da República); Prof. Dr. Hélio Waldman (Unicamp); Eng. Antônio Carlos G. Bordeaux-Rego (CPqD/Telebrás); Prof. Dr. Ariovaldo Bolzan (UFSC); Profa. Dra. Míriam S. Comiotto (PUC/RS).

### ***Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa (Unicamp/SBMO)***

Ao dar início aos trabalhos desta mesa, o Prof. Dr. Hugo E. H. Figueroa apresentou os seus participantes e estimulou a assembléia a participar das reflexões e dos debates que seriam provocados sobre o tema pela mesa. Relembrou para os presentes os objetivos principais e correlatos da presente discussão e colocou algumas perguntas a serem respondidas durante os debates, conforme já constava da programação oficial do evento. Chamou a atenção da assembléia para mais duas questões relacionadas ao tema em debate: (1) as mudanças das estruturas das instituições de ensino com a discussão do Ensino à Distância e da Terceirização do Ensino, entre outras, e o papel dos professores frente a essas mudanças; (2) as influências do mercado de Telecomunicações nos programas de formação de recursos humanos para o setor.

Em seguida, a palavra foi passada a cada participante da Mesa, na seqüência a seguir.

### ***Prof. Dr. Helio Waldman (Unicamp)***

O Prof. Waldman noticiou a realização, na Unicamp, no dia 13 de julho passado, da Mesa Redonda “Rumos e Perspectivas das Telecomunicações”, com a presença do Ministro das Comunicações discutindo com várias outras autoridades do setor o futuro das Telecomunicações no país. Para o Prof. Waldman, presente naquele evento, ele mostra que está se formando um novo contexto político e empresarial para a área das Telecomunicações, provocando os debates sobre esse tema também fora do ambiente acadêmi-

co. Esses novos elementos indicam a importância de eventos como a presente Mesa Redonda do SBMO'98 para a discussão sobre Recursos Humanos em Telecomunicações.

**Eng. Antônio Carlos G. Bordeaux-Rego (CPqD/Telebrás)**

O Eng. Bordeaux-Rego iniciou sua explanação fazendo referências ao Seminário Nacional “Recursos Humanos para Telecomunicações - Desafios e Perspectivas”, realizado em Brasília, em dezembro de 1997, chamando a atenção dos presentes para as necessidades e os números apresentados naquele Seminário, em termos de formação de recursos humanos para as Telecomunicações do país, no período 1998-2003. Em face da grande demanda de profissionais para esse setor desde agora - hoje há uma demanda de 100.000 empregos e essa demanda tende a dobrar nos próximos anos; há já uma demanda 15.000 engenheiros para o setor - e considerando que as universidades brasileiras gastariam em torno de 10 anos para formar esses profissionais, já começam a ocorrer no mercado: importação de profissionais e a reciclagem de profissionais, inclusive de áreas correlatas, para atender as demandas do setor. Nesse segundo caso, através de cursos de aperfeiçoamento e de especialização. O expositor manifestou preocupação com a qualidade e com a validade de alguns desses cursos se não forem acompanhados e controlados.

Para o expositor, ao ambiente passado das Telecomunicações, caracterizado pelas áreas de Infra-Estrutura das Telecomunicações, juntam-se as áreas de Serviços e Negócios em Telecomunicações, compondo-se o ambiente presente e futuro do setor pela introdução e/ou criação e desenvolvimento de novos serviços e novas tecnologias que redefinem os perfis profissionais para os novos ambientes do setor. Nesse sentido, o desafio para a formação de recursos humanos para as Telecomunicações é que o Engenheiro para Telecomunicações deverá ser um Engenheiro de Teleinformática, tal a sua necessidade de conhecimento de software para o desenvolvimento de suas atribuições e funções.

**Prof. Dr. Ariovaldo Bolzan (UFSC)**

Prof. Bolzan fez um relato do Programa de Ensino à Distância da UFSC. Trata-se de um Programa de Pós-Graduação à Distância - especialização, mestrado e doutorado - que atende empresas, sindicatos, universidades e governo através de parcerias com os interessados nos programas. Já estão em desenvolvimento vários programas de mestrado à distância para empresas, através de video-conferências, em áreas como Fibra Óptica e Engenharia de Produção, de reciclagem de professores de primeiro e segundo graus e de especialização à distância pela Internet.

Para o Prof. Bolzan, o Ensino à Distância é uma boa alternativa também para a formação de professores para a área de ensino de Telecomunicações e para a atualização dos profissionais atuais, nesse setor, que não estão preocupados com diplomação mas com o conhecimento.

**Prof. José Geraldo de Souza (Inatel)**

O Prof. José Geraldo iniciou sua explanação referindo-se também ao Seminário de Brasília, citado pelo Eng. Bordeaux-Rego nesta Mesa Redonda, para recuperar e reapresentar as propostas lá expostas. Uma delas foi a criação do curso de Graduação em Engenharia de Comunicações (proposta apresentada pelo Prof. Dr. Helio Waldman, da Unicamp) ou curso de Graduação em Engenharia de Telecomunicações (proposta apresentada pelo Inatel) para a formação de recursos humanos para Infra-Estrutura, Negócios e Serviços em Telecomunicações. A esse respeito, o Inatel reafirmou, recentemente, a mesma proposta apresentando à Secretaria do Ensino Superior do MEC um elenco de Diretrizes Curriculares para um Curso de Graduação em Engenharia de Telecomunicações. Outras propostas apresentadas pelo Inatel, no Seminário de Brasília, e agora reapresentadas nesta Mesa Redonda são: (a) Programas de Especialização e Extensão Universitária para Engenheiros, Técnicos e Gerentes discutidos entre instituições de ensino e empresas do setor; (b) Programas de Atualização e Aperfeiçoamento Profissional desenvolvidos por uma Rede Cooperativa de Instituições de Ensino e Empresas. Esses programas podem atender parte da demanda de formação dos atuais profissionais que atuam no setor das Telecomunicações e teriam sua qualidade acompanhada e garantida pela participação das partes interessadas na sua elaboração.

Referindo-se, especificamente, aos cursos de graduação em Engenharia, o Prof. José Geraldo apresentou a seguinte questão para discussão: quaisquer que sejam a área de atuação e a composição curricular dos cursos de graduação em Engenharia, é urgente rever como as instituições de ensino têm trabalhado nesses cursos para a formação e o desenvolvimento de recursos humanos. Esta questão refere-se, especi-

ficamente, ao processo ensino-aprendizagem, às práticas docentes e discentes nesses cursos. É urgente e necessário, a partir do projeto político-pedagógico e dos objetivos gerais e específicos dos cursos de graduação em Engenharia, discutir, elaborar e desenvolver uma reestruturação ousada, não conservadora, do processo ensino-aprendizagem desses cursos, através de deslocamentos e recuperações conceituais nesse e desse processo, no âmbito de um modelo de Educação em e para a Engenharia.

Nesse sentido, uma proposta concreta de estruturação operacional do processo ensino-aprendizagem, cuja espinha dorsal é a recuperação conceitual da docência e da discência no processo, está sendo discutida para o curso de graduação em Engenharia Elétrica do Inatel.

No campo da docência, propõe-se deslocar o enfoque no ensino para o interesse na aprendizagem do aluno. No campo da discência, centra-se no estudante a responsabilidade da aprendizagem para a sua formação profissional e desenvolvimento humano, abdicando-se do paternalismo docente na relação professor-aluno. Nesse enfoque, o professor orienta, apoia e avalia a aprendizagem do estudante; o estudante aprende e se desenvolve; e a escola provê os meios, os recursos e o ambiente social e cultural para o desenvolvimento do processo.

Esta proposta desenvolve-se numa organização acadêmico-curricular que potencializa e aproveita melhor os talentos docentes e discentes nas escolas e enriquece de conhecimentos, experiências e vivências o período de formação acadêmica e profissional dos estudantes.

### ***Profa. Dra. Míriam S. Comiotto (PUC/RS)***

A profa. Míriam Comiotto fez, inicialmente, uma reflexão sobre a expressão “formação acadêmica” que significa, literalmente, o ato de colocar na forma, enquadramento, formatação (formatura). Por isso, os problemas começam após a formatura; por isso, os engenheiros não estão bem preparados para o que deles esperam as empresas.

Formação é um conceito estático de Educação, indica reprodução, transmissão de conhecimentos. O conceito dinâmico de Educação é **transformação**, é formação para a vida, é construção. Nesse sentido, é necessário trocar ensino por aprendizagem, no processo de educação/formação dos profissionais, é preciso ensinar a aprender, é preciso preocupar-se com as metodologias de ensino. Nenhum profissional sai completo dos cursos, ele se completa onde exerce suas atividades profissionais.

Os professores, de um modo geral, sabem e sentem que é preciso mudar, mas não mudam. Por isso, “nunca os professores deram à escola tão pouco e tão mal”.

### ***Eng. Jorge Panazio (SAE/Presidência da República)***

O Eng. Jorge Panazio iniciou sua apresentação manifestando que, na base do tema desta Mesa Redonda, há um sentimento de urgência de que algo relevante precisa ser feito na e pela Engenharia Brasileira. Citou como antecedentes da iniciativa do SBMO'98 o Seminário de Brasília, em dezembro de 1997 (já citado algumas vezes na presente atividade) e o programa Prodenge. Manifestou também sua expectativa de a comunidade científica-tecnológica-educacional brasileira assumir um papel de promoção de liderança e de condução, no Brasil, do processo de informatização da sociedade, centrando no domínio das ciências e das tecnologias da informação e da comunicação. Para tal, o presente evento deveria constituir-se como um passo desse processo, não apenas mais um evento.

Como objetivo de sua participação nesta discussão, propõe-se a configurar um foco e um fórum (sistemático, continuado, aberto, amplo, ambicioso) da questão informacional no Brasil, que é a moldura do tema desta mesa redonda: recursos humanos para Telecomunicações. Para atingir tal objetivo, desenvolve as seguintes idéias:

- (1) O alargamento horizontal e vertical do tema “Recursos Humanos para Telecomunicações”, através dos seguintes conceitos/elementos:
  - Telecomunicações para o desenvolvimento do Brasil entendido como país, sociedade, nação e cultura é o ponto de partida e de chegada do desta discussão.
  - O setor das Telecomunicações compreende: ciências e tecnologias da informação e comunicação; sistemas/infra-estruturas de informação e comunicação; aplicações sócio-econômico-polí-

tico-culturais das tecnologias de informação e comunicação; conteúdos (dados, informação e conhecimento).

- Informatização da sociedade como “o uso intensivo e extensivo da informação tratada racional e automaticamente na mediação das relações do Homem consigo mesmo, com o transcendental, com o outro, com a natureza e com as ‘coisas’ (objetos por ele criados)”.
  - Produção (pesquisa, desenvolvimento, engenharia, fabricação, construção, operação e manutenção; direção, gestão, administração das organizações) e Uso/Consumo (nas atividades políticas, econômicas e culturais individuais ou coletivas) dos bens e serviços incorporando as tecnologias de informação e comunicação (TIC) e a Regulação (econômica e alta gestão dos assuntos públicos) do processo de informatização. **A Engenharia como função dorsal do desenvolvimento das TIC.**
  - Recursos Humanos (RH) substituídos por Cidadão/Trabalhador (evolução da mão-de-obra ao capital humano, intelectual e emocional).
  - Formação & Desenvolvimento de RH altamente qualificados substituídos por Educação de cidadãos-trabalhadores da era da Informação/Conhecimento, aqui incluída a **Educação do Engenheiro ou Educação para a Engenharia.**
  - Síntese dos Sistemas: **Educação para a Informatização da Sociedade Brasileira** ou, em termos mais gerais: **Educação, Ciência e Tecnologia & Sociedade.**
- (2) Um quadro de estratégias institucionais para o desenvolvimento científico e tecnológico, em especial no campo da informação e comunicação: a questão informacional & a questão nacional.
- A revolução informacional (R. I.) é atributo principal da modernidade e o seu agente é o pensamento científico.
  - Núcleos da R. I.: tecnologias de informação e comunicação, ciências da informação e comunicação, conhecimento e sua gestão.
  - Expressão econômica das TIC: negócios, empresas e impactos na economia, na política e na cultura.
  - Exploração da e reação à R. I.: iniciativas nacionais, intra-nacionais, inter-nacionais, regionais e globais através de fóruns, conferências, congressos, relatórios, legislação, projetos e programas corporativos e acadêmicos.
  - Requisito fundamental para estar na R. I.: base educacional, científica e tecnológica sólida, penetrante e sustentada (fundamentos da construção de uma nação moderna).
- (3) Dois caminhos para o Brasil no mundo moderno: mercado ou nação
- Momento Mundial/Brasileiro: “eventos (rupturas, discontinuidades) incertos a curto prazo; eventos certos (o novo) a prazo indeterminado (mais longo prazo)”.
  - Programa Nacional de Desestatização (PND), a privatização do Sistema Telebrás: emblemas da transição econômica vivida pelo país.
  - Cenários Extremos: **Cenário M:** modernização a qualquer preço, jogo de soma nula ou negativa, darwinismo “hi-tech”; **Cenário N** (novo): superação definitiva dos nossos problemas primordiais; afirmação da nossa formação cultural e da nossa destinação, jogo de soma positiva, garantia da existência e busca da transcendência, a utopia necessária.
  - Iniciativa Brasil (independente do cenário adotado): a informatização da sociedade (construção da info-estrutura nacional).
  - QUEM? “Um país se faz com homens e livros” (Monteiro Lobato)
  - QUANDO? “The future is now! Tomorrow is too late” (Canadá)  
“Festina lente” (I. Calvino)
- (4) A história das tecnologias de informação e comunicação no Brasil: nossa base, potencialidades e limitações.
- Realizações Técnicas (no período a partir de 1962) significativas em TIC mal analisadas e menosprezadas.
  - Fragilidades nacionais: “cultura da telefonia” e apologia exagerada da Internet como símbolo da Sociedade da Informação; processo de quebra dos monopólios das Telecomunicações (inorgânico)



desvinculado de políticas de Educação, de C&T, de Indústria e Comércio; recursos de inteligência escassos, desatualizados e ilhados.

- Silêncio, apatia e resignação no contexto atual da Engenharia Brasileira e da Escola de Engenharia, o que faz retomar a expectativa manifestada no início desta apresentação que é a de “a comunidade científica-tecnológica-educacional brasileira vir a assumir um papel de promoção, de liderança mesmo, nas reflexões e condução, no Brasil, do processo de informatização da sociedade, centrado no domínio das (ciências e ) tecnologias da informação e comunicação”.

(5) Sugestões de ações imediatas

- Iniciativa Brasil: Informatização da Sociedade Brasileira (necessidade indiscutível).
- Fórum Nacional: “locus” de aproximação e de diálogo entre os que detêm os conhecimentos/saberes e aqueles que decidem sobre os rumos das TIC, no Brasil, e uma Agenda associada da questão central, do propósito, das temáticas e das estratégias.
- Institutos/Programas multi-, inter- e trans-disciplinares.
- Temas/Pesquisas/Cursos: Abordagem Sistêmica das TIC; História das TIC no Brasil; Estudos de Futuros; Aprendizado e Andragogia; Tecnologias Instrucionais e Gestão do Conhecimentos & Recursos de Informática, de Informação e de Inteligência.

### ***Intervenções da platéia***

(1) **Prof. Murilo (USP)**

“Em todos os eventos, sempre há os mesmos comentários e as mesmas cobranças em cima do professor universitário mal remunerado. Como a UFSC consegue realizar o seu Programa de Educação à Distância? Qual o incentivo que os professores recebem para participar do programa?” (Perguntas ao Prof. Bolzan).

**Resposta:** Pagando o professor participante do programa. O professor ganha para preparar e realizar as aulas para o programa.

(2) **Prof. Paulo Ribas (PUC/RS)**

“O deslocamento do foco no Ensino para a Aprendizagem, no processo ensino-aprendizagem, é interessante mas deve-se pensar numa perspectiva maior, mais profunda, que é a de vincular os dois sujeitos do processo ensino-aprendizagem. Ou seja: deslocar o foco do processo para o aluno e para quem ensina para a construção do saber”.

**Prof. José Geraldo (Inatel)**

“Concordo com o comentário do Prof. Paulo. A ousadia que menciono no deslocamento do foco no Ensino para a aprendizagem, na proposta que apresentei aqui, significa, mais profundamente, fazer aflorar uma nova dinâmica do processo ensino-aprendizagem centrada na relação pedagógica professor-aluno”.

**Profa. Míriam Comiotto (PUC/RS)**

“Desenvolvemo-nos enquanto seres em relação. A questão é ‘aprender a aprender’, construir-se a partir do encontro, relação com os outros”.

(3) **Profa. Brígida (UFPA)**

“Para a formação e desenvolvimento de RH em Telecomunicações, com quais recursos poderemos contar e como conseguir esses recursos?”

**Eng. Brodeaux-Rego (CPqD/Telebrás)**

“Os recursos virão da iniciativa privada brasileira e/ou internacional e não do governo. O governo investirá nessa questão através de programas com empresas”.

**Prof. Waldman (Unicamp)**

“Os investimentos nesse setor não estão direcionados. As necessidades, no setor de RH para as Telecomunicações, são necessidades de mudanças de perfil dos profissionais do setor. O que está em

discussão é um novo perfil de profissional. O desafio para a formação de RH em Telecomunicações não é fazer o dobro da mesma coisa, mas fazer outras coisas. Devem ocorrer mudanças para que um profissional saiba aprender, repensar os conteúdos. As empresas esperam muito do profissional formado hoje, mas os currículos estão defasados e as práticas educacionais também”.

**Profa. Míriam Comiotto (PUC/RS)**

“O desafio é ensinar as pessoas buscarem a aprendizagem”.

(4) **Prof. Alfredo (UFPB)**

“Na questão de formação de RH para Telecomunicações, o tempo de resposta das universidades nunca é menor do que 3 anos. Há uma visão estratégica do Governo sobre essa questão? (Pergunta ao Eng. Panazio).

Há um esvaziamento de profissionais nas escolas técnicas por razões salariais e outras razões. Há uma mudança do perfil da clientela das escolas de Engenharia: ela é formada, em muitas escolas, de profissionais do mercado em busca de reciclagem. A questão é: a universidade vai sobreviver à era da informatização? É preciso abrir espaço, na universidade, para atender as novas demandas que existem no mercado e ao Governo caberia reciclar os professores das suas universidades”.

Resposta do Eng. Panazio (SAE/Presidência da República)

“Não houve essa preocupação no Governo. Há disfunções na máquina do Governo, a “cultura da telefonia” está reeditada”.

(5) **Prof. Senise (UMT/SP)**

“Até que ponto os programas de Educação à Distância da UFSC estão disponíveis para outras instituições? (Pergunta ao Prof. Bolzan)

Uma boa iniciativa a ser tentada pelas escolas de formação profissional são as parcerias com empresas para possibilitar que funcionários seus possam completar seus cursos de formação profissional e serem melhor aproveitados nas empresas.

Educadores e professores querem mudar o ensino de Engenharia mas o CONFEA e o CREA não querem mudar nada. Então, não é preciso nova titulação para engenheiros, é preciso ter pessoas com nova formação para o desenvolvimento do país. É preciso conscientizar e educar a sociedade inteira e não uns poucos.

**Resposta do Prof. Bolzan (UFSC)**

“Há programas específicos realizados através de video-conferências cujo acesso é restrito. Há programas acessíveis a qualquer público mediante a sua aquisição na UFSC”.

(6) **Eng. Sérgio Celaschi (CPqD/Telebrás)**

“A formação de recursos humanos em Engenharia hoje está concentrada (em torno de 70%) nas universidades privadas que são pagas pelos alunos que assim exigem mais dos professores. No setor das Telecomunicações, o mercado quer profissionais mais ágeis. As universidades, públicas e privadas, precisam mudar, rapidamente, seus currículos para atender a demanda do mercado, principalmente para pesquisas. É preciso também oferecer aprendizagens diferenciadas para atender diferentes perfis profissionais demandados”.

“Como o MEC vê o Ensino à Distância? Qual é a meta da UFSC para o seu programa de Ensino à Distância? Como está a parte operacional do programa?” (Perguntas ao Prof. Bolzan)

**Resposta do Prof. Bolzan (UFSC)**

“O Programa de Educação à Distância da UFSC é um programa de cursos de pós-graduação (doutorado, mestrado e especialização). O programa não atende cursos de graduação. Já existe legalização pelo MEC dos cursos de graduação e pós-graduação à distância”.

Em seguida o Prof. Dr. Hugo Enrique Hernández Figueroa encerrou os trabalhos desta Mesa Redonda, anunciando que a SBMO pretende continuar estes debates.

# PROGRAMAÇÃO DAS SESSÕES

2ª Feira – 13 de julho de 1998

<b>Fotônica I</b> Coordenador: Rui F. Souza (UNICAMP)	
14:00 – 14:20	<b>Effect of Self-Phase Modulation Profile in the Transmission Coefficient Recovery of NLDC</b> <i>Antônio Sérgio Bezerra Sombra / Kléber Zuza Nóbrega</i>
14:20 – 14:40	<b>All Optical Pulse Modulation Using Nonlinear Fiber Ring Resonator and Nonlinear Coupler</b> <i>Rubens Viana / Rui F. Souza</i>
14:40 – 15:00	<b>Análise Generalizada de Moduladores de Fase Eletroópticos à Óptica Integrada com Substrato Estratificado</b> <i>Cláudio Kitano / José Edimar Barbosa Oliveira</i>
15:00 – 15:20	<b>Distorção de Intermodulação em Amplificadores Ópticos a Semicondutor</b> <i>Cristiano M. Gallep / Aldario C. Bordonalli / Evandro Conforti</i>
15:20 – 15:40	<b>A Solution for Large Capacity Analog AM-VSB CATV Systems</b> <i>Abelardo Podcameni / Luiz F. M. Conrado / Marbey M. Mosso / Maria Cristina R. Carvalho</i>

<b>Antenas I</b> Coordenador: J. R. Descardecí (UNICAMP)	
14:00 – 14:20	<b>Modelagem e Simulação de Antenas Isoladas Aplicadas ao Aquecimento Eletromagnéticos de Meios Dissipativos</b> <i>Paulo Henrique da Fonseca / Adrião Duarte Dória Neto / Wilson da Mata</i>
14:20 – 14:40	<b>Controle Eficiente do Roll-Off do Subrefletor em Configurações Cassegrain e Gragorian</b> <i>Fernando J. S. Moreira / Aluizio Prata Jr.</i>
14:40 – 15:00	<b>Brasilian Decimetric Array for Solar Imaging</b> <i>Hanumant S. Sawant / Koovapady R. Subramanian / Everton Lüdke / Govind Swarup / José H. A. Sobral / Francisco C. R. Fernandes / José R. Ceccato / Reinaldo R. Rosa</i>
15:00 – 15:20	<b>Análise no Domínio Espectral de uma Abertura Eletromagnética Localizada no Plano de Terra de uma Microfita com Substrato Chiral</b> <i>Ildefonso Bianchi / José C. da S. Lacava / Feliciano Lumini</i>
15:20 – 15:40	<b>Sistema Integrado para Caracterização de Antenas</b> <i>Fábio Sales Dias / Francisco Assis de Oliveira Nascimento / Franklin da Costa Silva</i>

<b>Ensino</b> Coordenadora: Míriam S. Comiotto (PUC/RS)	
14:00 – 14:20	<b>Ambiente Educacional para Dimensionamento e Análise de Enlaces Ópticos e Móveis</b> <i>Lamartine Vilar de Souza / César Albuquerque Lima / Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante / João Crisóstomo Weyl Albuquerque Costa</i>
14:20 – 14:40	<b>Um Novo Pacote Computacional para Análise de Dispositivos Eletro-Ópticos e Pulsos Solitônicos — PACFOTON I</b> <i>Humberto C. C. Fernandes / Robson L. M. Lima / Welton P. Pereira / Luiz C. Freitas Jr.</i>
14:40 – 15:00	<b>Laboratory for Microwave Experimental Techniques Teaching</b> <i>Cláudio Costa Motta / Geferson Mendes Pacheco / Aurélio Garcia Ribeiro</i>
15:00 – 15:20	<b>Um Paradigma de Ensino de Engenharia para o Terceiro Milênio</b> <i>Paulo A. V. Ribas / Mírian S. Comiotto</i>
15:20 – 15:40	<b>Medidas em Microondas – Um Analizador de Redes Escalar Simples e de Baixo Custo para Laboratórios Didáticos</b> <i>Alfredo Gomes Neto / Joabson Nogueira de Carvalho / Jefferson Costa e Silva / Kécio Patrick Delgado Ferreira / Marcos Eduardo do Prado V. Zurita</i>

### 3ª Feira – 14 de julho de 1998

<b>Fotônica II</b> Coordenador: Ben-Hur V. Borges (USP-SC)	
08:00 – 08:20	<b>Síntese de Dispositivos Óticos Utilizando Algoritmos Genéricos</b> <i>João Claudio Chamma Carvalho / João Crisóstomo W. A. Costa</i>
08:20 – 08:40	<b>Power Penalties due to FWM in the Anomalous Dispersion Region on WDM Optical Communication Systems</b> <i>D. F. Grosz / H. L. Frangnito</i>
08:40 – 09:00	<b>Projeto e Modelamento de Sensores Ópticos de Pressão Integrados sobre Substrato de Silício</b> <i>Ben-Hur V. Borges / Stilante K. Manfrin / Murilo A. Romero / Amílcar C. César</i>
09:00 – 09:20	<b>Análise de Sensibilidade de um Sistema Óptico de Alto Desempenho</b> <i>M. H. Zamorano / E. Moschin / S. Rossi</i>
09:20 – 09:40	<b>Intensity Noise Cancellation in Fiber-Optic Gyroscopes</b> <i>R. C. Rabelo / R. T. de Carvalho / J. Blake</i>
09:40 – 10:00	<b>Effect of Fibre Background Loss on EDFA Transient Response</b> <i>Claudio Mazzali / Hugo L. Fragnito</i>

<b>Antenas II</b> Coordenador: José R. Bergmann (PUC-RJ)	
08:00 – 08:20	<b>Antenas Refletoras para Estações Rádio Base em Comunicações Celulares</b> <i>José R. Bergmann / F. J. V. Hasselmann / L. C. P. Pereira / M. G. Castello Branco</i>
08:20 – 08:40	<b>Sistema de Minimização de Interferência Utilizando a Rede Neural</b> <i>Kaijiro Hyodo</i>
08:40 – 09:00	<b>Projeto de Antenas Alimentadoras Usando Redes Neurais</b> <i>Lílian L. Recôva / Marco A. B. Terada</i>
09:00 – 09:20	<b>Characterization and Project of Microstrip Rectangular-Patch Antenna with Higher Accuracy</b> <i>Humberto C. C. Fernandes / Geraldo F. da Silveira Filho / José P. da Silva</i>
09:20 – 09:40	<b>Sistema de Antenas de Microfita com Polarização Circular Para Satélite Científico: Concepção e Qualificação para Vôo</b> <i>Lucio Cividanes / Carlos A. B. Gonçalves / José C. da S. Lacava</i>
09:40 – 10:00	<b>Enlargement of the Quiet Zone of a Single Parabolic Reflector CATR</b> <i>J. R. Descardecí / C. G. Parini</i>

<b>Circuitos e Componentes I</b> Coordenador: João T. Pinho (UFPA)	
08:00 – 08:20	<b>Análise de um Circuito Autônomo com Duplicação de Período por Balanceamento Amostral</b> <i>Paulo José Cunha Rodrigues / Deiby Mendes Jr.</i>
08:20 – 08:40	<b>Uma Ferramenta Computacional para Auxílio ao Dimensionamento de Fontes Sintetizadas</b> <i>Eduardo de Castro Faustino Coelho / Paulo José Cunha Rodrigues</i>
08:40 – 09:00	<b>Simulação por Envoltória de Circuitos RF Excitados por Sinais Modulados</b> <i>Luis Augusto N. Barreto / Leonardo R. A. X. de Menezes / Paulo H. P. de Carvalho</i>
09:00 – 09:20	<b>Automatização do Processo de Casamento de Impedâncias em Sistemas de Aquecimento por Microondas</b> <i>J. C. de Souza Jr. / J. T. Senise / V. C. Parro / F. M. Pait</i>
09:20 – 09:40	<b>Defasadores a Diodo PIN Usando Tecnologia Fin-Line</b> <i>Anderson Garcia Furtado / Leonardo R. A. X. de Menezes / Humberto Abdalla Jr.</i>
09:40 – 10:00	<b>Programa Computacional para o Acoplador de Linha de Lâmina em Altas Frequências</b> <i>Humberto César Chaves Fernandes / Sidney A. P. Silva / Luiz Carlos de Freitas Júnior</i>

### 3ª Feira – 14 de julho de 1998 cont.

10:00 – 10:20	Intervalo
---------------	-----------

<b>Propagação</b> Coordenador: Mauro S. de Assis (EMBRATEL)	
10:20 – 10:40	<b>Medições de Cobertura de Sistemas Móveis Celulares no Centro da Cidade de Belém: Comparação com Modelos de Predição Ponto-Aérea</b> <i>José Evaristo Freire / Gervásio P. dos Santos Cavalcante / Gláucio Lima Sirqueira</i>
10:40 – 11:00	<b>Considerações sobre a Propagação em Microcélulas em Áreas Urbanas Densas</b> <i>Maurício H. C. Dias / Mauro S. de Assis</i>
11:00 – 11:20	<b>Local Transparent Boundary Condition Applied to the Tropospheric Ducting Problem</b> <i>Hugo Enrique Hernández Figueroa / Irina Sirkova</i>
10:40 – 10:00	<b>Determination of Stratospheric Ozone Profiles and Tropospheric Water por Content By Means of Microwave Radiometry Spectroscopy</b> <i>Carlos Puliafito / Enrique Puliafito / Gerd K. Hartmann / José L. Quero</i>

<b>Modelamento I</b> Coordenador: João C. W. A. Costa (UFPA)	
10:20 – 10:40	<b>Análise pela Matriz Espalhamento da Descontinuidade entre duas Linhas Microstrip</b> <i>Antonio R. Sapienza / Luiz Gustavo H. da Silva Costa</i>
10:40 – 11:00	<b>Análise de Guias Dielétricos Controlados por Magnetoplasma</b> <i>Licinius Dimitri Sá de Alcantara / Rubem Gonçalves Farias</i>
11:00 – 11:20	<b>Análise de Linhas Coaxiais de Seção Reta Arbitrária</b> <i>Oscar Hernan Polanco Perez / Luiz Costa Silva</i>
11:20 – 11:40	<b>Análise Completa em 3-D de Linhas de Lâminas Bilaterais Genéricas</b> <i>Humberto César Chaves Fernandes / Jarbas de Albuquerque Sales Neto</i>
10:40 – 10:00	<b>Superconductivity in Opened and Closed Microstrip Line With Multilayer Loss Substrates</b> <i>Humberto César Chaves Fernandes / Gustavo Adolfo de Brito Lima / Wellton Pires Pereira</i>

## 4ª Feira – 15 de julho de 1998

<b>Fotônica III</b>	
<b>Coordenador:</b> Hypolito J. Kalinowski (CEFET-PR)	
08:00 – 08:20	<b>A Long-Distance Optical Analog SCM AM-VSB CATV LINK Using Nine EDFAs</b> <i>Abelardo Podcameni / Luiz F. M. Conrado / Marbey M. Mosso / Rodolfo A. A. Lima</i>
08:20 – 08:40	<b>Power Limits at 2.5 Gbit/s Unrepeated Transmission without Dispersion Compensation</b> <i>A. Paradisi / S. Celaschi / J. S. Pereira</i>
08:40 – 09:00	<b>Geração de Sinais de Microonda Utilizando Efeitos Não-Lineares de Amplificadores Ópticos Semicondutores para a Mistura de Portadoras Ópticas Moduladas</b> <i>Aldário Chrestani Bordonalli / Adriano Domingos Neto / Cláudio Ribeiro Lima / Evandro Conforti</i>
09:00 – 09:20	<b>Wavelength-Tunable Split-Contact Semiconductor DFB Laser for a High-Resolution Fibre Bragg Grating Characterization</b> <i>Mônica de L. Rocha / Raman Kashyap / Rui F. Souza</i>
09:20 – 09:40	<b>Análise da Depleção Causada por SRS em WDM (2x2,5 Gb/s) Usando Fibras DS</b> <i>Shirley P. Neves / Renato T. R. de Almeida / Márcio Freitas / Moisés R. N. Ribeiro / Luiz C. Calmon</i>
09:40 – 10:00	<b>Análise dos Modos Longitudinais em um Laser em Anel a Partir da Comunicação de Dois Filtros Ópticos: um Elétrico e outro Mecânico</b> <i>M. J. Pontes / M. J. D. Santos / Hypolito J. Kalinowski / M. T. M. Rocco Giralddi</i>

<b>Modelamento II</b>	
<b>Coordenador:</b> Laércio M. de Mendonça (UFRN)	
08:00 – 08:20	<b>Análise de Guia Óptico Não-linear Tipo Rib pelo Método do Índice Efetivo</b> <i>Rafael Vieira de Souza / Amílcar Careli César</i>
08:20 – 08:40	<b>Frequency-Selective Properties of Arrays of Rectangular Dielectric Waveguides</b> <i>Ivan Torres Lima Jr. / Atílio José Giarola</i>
08:40 – 09:00	<b>Análise de Superfícies Seletivas de Frequências sobre Substratos Anisotrópicos Uniaxiais</b> <i>Antônio Luiz P. S. Campos / Laércio Martins de Mendonça / Adaildo Gomes d'Assunção</i>
09:00 – 09:20	<b>Modelagem do Acoplamento de Uma Onda Eletromagnética com Um Fio Condutor no Interior de Uma Cavidade Metálica</b> <i>Walter Pereira Carpes Júnior / Lionel Pichon</i>
09:20 – 09:40	<b>Condições de Contorno Transparentes Aplicadas na Simulação de Sólitons Ópticos</b> <i>C. E. Rubio Mercedes / Hugo Enrique Hernández Figueroa</i>
09:40 – 10:00	<b>New Adaptive Refinement Strategy for Triangular Element Meshes</b> <i>Hugo Enrique Hernández Figueroa / E. Baude</i>

<b>Circuitos e Componentes II</b>	
<b>Coordenador:</b> Fátima S. Correra (USP)	
08:00 – 08:20	<b>Estudo da Desequalização nos Níveis de Sinais ao Longo da Faixa do MMDS</b> <i>Eduardo M. Medeiros / Luís A. Bermudez</i>
08:20 – 08:40	<b>Estudo de Dispositivos de Filtragem Microondas à Lacunas em Tecnologia Micro-Fita</b> <i>Ronald Augusto Corisco / Horacio Tertuliano Filho / Pierre Jarry / Eric Kerherve</i>
08:40 – 09:00	<b>Projeto de um Conversor de Frequências Resistivo em Tecnologia MMIC</b> <i>Cláudia C. A. Aparício / Denise Consonni</i>

## 4ª Feira – 15 de julho de 1998 cont.

10:00 – 10:20	Intervalo
---------------	-----------

<b>Aplicações Diversas I</b> Coordenadora: Brígida R. P. da Rocha (UFPA)	
10:20 – 10:40	<b>Definição dos Parâmetros Fundamentais para Pré-ionização no ETE</b> <i>D. C. Giraldez</i>
10:40 – 11:00	<b>Utilização de Microondas no Processamento Industrial de Bentonita</b> <i>Alfrêdo Gomes Neto / Joabson Nogueira de Carvalho / José Augusto Costa da Fonseca / Kécio Patrick D. Ferreira / Marcos Eduardo do Prado V. Zurita</i>
11:00 – 11:20	<b>Medidas de Desempenho de Magnetron de Imã Fixo Regrigerados à Água</b> <i>Joabson Nogueira de Carvalho / Alfrêdo Gomes Neto / Kécio P. D. Ferreira / Josemar Galdino da Silva / Marcos Eduardo P. V. Zurita</i>
11:20 – 11:40	<b>Simulações e Medidas dos Campos Irradiados pelos Telefones Celulares Portáteis</b> <i>A. A. de Salles / João Hernandez S. Vieira / P. R. Franco D. M. Alves / C. Fernández / L. Schäffer</i>
11:40 – 12:00	<b>Protótipo de um Sistema Automático para Levantamento de Diagrama e Irradiação de Antenas</b> <i>Fábio Nunes Seguintes Gomes / Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante</i>

<b>Modelamento III</b> Coordenador: F. de A. F. Tejo (UFPA-CG)	
10:20 – 10:40	<b>Efeitos Não-Lineares e Não-Recíprocos Combinados em Óptico Planar</b> <i>Ben-Hur Viana Borges / Amílcar Careli César / Rafael Vieira de Sousa</i>
10:40 – 11:00	<b>Fractal Modeling of Electromagnetic Constitutive Parameters of Biological Tissues</b> <i>F. de A. F. Tejo / R. R. M. do Valle / Brígida R. P. da Rocha</i>
11:00 – 11:20	<b>Cálculo da Distribuição de Campos em Aplicadores Industriais de Microondas Contendo Dielétricos Mistos</b> <i>Kaijiro Hyodo / João Tavares Pinho</i>
11:20 – 11:40	<b>Efeitos do Layout de Placas de Circuito Impresso no Níveis de Correntes e Emissões</b> <i>Golberi S. Ferreira / A. Raizer / C. Christopoulos</i>
11:40 – 12:00	<b>Análise de Cornetas Circulares com Corrugações ou Flanges Metálicos Externos</b> <i>Marcos G. Castello Branco / Luiz Costa da Silva</i>

<b>Empresas I</b> Coordenador: Paulo Richter (CRT)	
10:20 – 10:50	<b>CRT – Presente e Futuro</b> <i>Paulo Richter</i>
10:50 – 11:20	<b>An Overview of Cushcraft's Commercial and Technical Activities</b> <i>Tuli Herscovici</i>
11:20 – 11:50	<b>Fundação CPqD em Telecomunicações: Funcionamento e Perspectivas</b> <i>Antônio Carlos G. Bordeaux-Rego</i>

12:00 – 14:00	Almoço
---------------	--------

## 4ª Feira – 15 de julho de 1998 cont.

<b>Aplicações Diversas II</b> Coordenador: Maurício P. da Cunha (USP)	
14:00 – 14:20	<b>Distribuição de Campos, Tensões e Correntes em Estruturas Metálicas Atingidas por Descargas Atmosféricas</b> <i>João Yasbek Jr. / Antônio R. Panicali</i>
14:20 – 14:40	<b>Caracterización de Materiales en Microondas</b> <i>S. A. Jaramillo Flórez / J. L. Sebastián / M. Sancho / S. Muñoz / J. M. Miranda</i>
14:40 – 15:00	<b>Estudo de Sistemas Microcelulares Integrados por Fibras Ópticas</b> <i>César A. Lima / Lamartine Vilar de Souza / João C. W. A. Costa</i>
15:00 – 15:20	<b>Cálculo Automatizado de Ondas Acústicas e CAT no Espaço para pesquisa de Materiais e Orientações</b> <i>Saulo A. Fagundes / Maurício P. da Cunha</i>

<b>Circuitos e Componentes III</b> Coordenador: Denise Consonni (USP)	
14:00 – 14:20	<b>Propriedades de Circuitos Integrados de Microondas sobre Substratos Dielétricos Anisotrópicos</b> <i>Maria Rosa M. Lins de Albuquerque / Adaildo Gomes d' Assunção</i>
14:20 – 14:40	<b>Um Filtro Não-Linear para Processamento de Sinais de Radar em Presença de Glint</b> <i>Marco A. Chamon / Gérard Salut</i>
14:40 – 15:00	<b>Surface Acoustic Wave remote control passive ID tags: review of perspective and development of the 8-bit tag prototype</b> <i>Serguei M. Balashov / Clóvis M. Cabreira / Célio A. Finardi</i>
15:00 – 15:20	<b>Projeto de Espelhos de Bragg de Alta Refletividade Operando em Múltiplos Comprimentos de Onda</b> <i>Carla Janaina Gonçalves da Silva / João Crisóstomo Weyl A. Costa</i>



# **MINI-CURSO I**

## **HARDWARE E TECNOLOGIA DE SATÉLITES DE COMUNICAÇÕES**

**Abelardo Podcameni  
PUC/RJ - CETUC**

# MINI-CURSO DE HARDWARE E TECNOLOGIA DE SATÉLITES DE COMUNICAÇÕES

Abelardo Podcameni  
PUC/RJ - CETUC

## RESUMO

Após breve histórico, é discutida a tecnologia de satélites como complementar com a de fibra óptica, e verificado que, dentro das especificidades de cada uma, ambas deverão co-existir por muitos anos ainda.

As definições e os componentes básicos constituintes, envolvendo um satélite de comunicações, são apresentados e discutidos. Em seguida, apresenta-se os principais tipos de satélites de comunicações, enfatizando-se o geoestacionário; GEO. Descreve-se então o fenômeno de eclipse, destacando as implicações e as providências operacionais necessárias.

Passa-se a focar a espaçonave propriamente dita. Todo o ciclo de gênese, projeto técnico e os procedimentos administrativos, a necessidade operacional de redundância, bem como os tipos de redundância de hardware aconselháveis, são discutidas. Em seguida, os de testes iniciais da espaçonave, durante sua construção e anteriores lançamento, são apresentados. A base decisória de permitir o lançamento, os testes em órbita, os quais confirmam a operacionalidade da espaçonave, a manutenção em órbita GEO, são descritas.

A flexibilidade operacional trazida pelo múltiplo acesso por divisão de espaço combinada com a conectividade é enfatizada e detalhadamente discutida. Como exemplo, projeta-se uma hipotética espaçonave, em banda C, para operar sobre o território brasileiro, com a sofisticação de combinar diversidade de polarização linear, três feixes espaciais distintos (zonal sul, zonal norte e total) e ainda, conectividade suficiente para permitir que as diversas entradas de up-link possam ser roteadas para uma multiplicidade de saídas de down-link, em diversas combinações possíveis, sem contar redundâncias.

As partes constituintes de uma espaçonave são enfocadas, agora com mais detalhes: Bus, Controle Térmico, Telemetria, Ranging e Comand & Control. Funções e características principais de cada uma destas partes é vista.

Segue-se então uma descrição mais detalhada do Payload de Comunicações: Receptor de Banda Larga, Osciladores Locais, TWTs, SSPAs, Multiplex de Saída, Chaves Comutadoras (Chave S, Chave C e Chave R), finalizando-se com uma discussão sobre o sistema de Antenas.

Ao longo do curso, os exemplos práticos apresentados seguem nomenclatura típicas do INTELSAT, pelo lado do usuário e da Hughes, pelo lado do fabricante.

A bibliografia selecionada permite levar a estudos mais detalhados sobre o assunto.

## 1 - INTRODUÇÃO

É dito que os cabos ópticos vão obsoletar os enlaces por satélite. Tal não é verdade.

Satélites formam hoje, rêsdes de telecomunicações regionais ou globais da maior importância. A grosso modo, mais de metade do tráfego internacional depende de satélites.

Suas características de **conectividade** diferenciam-no de cabos submarinos e enlaces de fibra óptica, podendo ser facilmente configurado como ponto-a-ponto, ponto-multiponto ou multiponto-ponto.

A importância atual fica revelada quando enlaces de satélite servem de suporte à manutenção ou recuperação de cabos.

Sem paixão, pode-se afirmar que satélite e fibra são tecnologias que se **complementam** e ambos apresentam tendências de crescimento.

### 1. a - Breve Histórico

1929: Hermann Noordung publica o artigo "The Problem of Space Flight - The Rocket Engine". Estabelece o conceito de órbita geostacionária. O artigo teve pouca divulgação, sendo do conhecimento dos meios científicos, principalmente.

1945: Arthur C. Clarke, conhecido físico e autor mostra que com três satélites com arcos orbitais de 120 graus seria possível formar-se uma rede de comunicações cobrindo todo o globo terrestre. O artigo produz impacto no público leigo.

1957: Lançamento com sucesso do Sputnik-1, primeiro satélite artificial da Terra. Pela primeira vez, sinais inteligentes são detetados vindo do espaço.

1960: O primeiro satélite de comunicações, o Echo-1, (USA/NASA) é lançado. Tratava-se de um balão metalizado de 30 m de diâmetro, em órbita circular, a 1600 Km de altitude, funcionando como refletor passivo. Pela primeira vez, um sinal de rádio, em 2.5 GHz, foi enviado ao espaço e recebido em terra, em outro local.

1960: Courier-1B (USA), primeiro satélite de comunicações com amplificador embarcado, em 2GHz. Órbita de 1000 Km.

1962: Presidente Kennedy funda o COMSAT, primeira companhia dedicada às comunicações por satélite, tanto em nível nacional (USA) quanto internacional.

1962: Lançamento do Telstar-1 (USA/AT&T), em julho e Relay-1 (USA/NASA), em dezembro, ambos em órbita baixa; 1000 Km. Estes satélites foram os primeiros a iniciar UP/DOWN em 6/4 GHz, respectivamente, o que se tornaria um standard da indústria aeroespacial.

1962: Primeiras transmissões transatlânticas via satélite. Pré-operacional para transmissões em larga escala.

1963: Symcom-2 (USA/NASA), primeiro satélite geostacionário de comunicações (300 canais ou 1 de TV).

1964: Estabelecimento do INTELSAT, primeira organização internacional dedicada às comunicações via satélite.

1964: Transmissão por TV dos Jogos Olímpicos de Tóquio, via satélite.

1965: Early Bird (Intelsat-1), primeiro satélite geostacionário de comunicações para uso comercial, (240 canais ou 1 TV). Início de operação comercial: USA, França, Alemanha e UK.

1965: Lançamento do Molnya-1 (USSR), órbita elítica de 12 horas transpolar, para formar uma rede de comunicações e TV cobrindo todo o território da então USSR. Início de estações de TVRO de baixo custo. Mais outros 28 Molnya foram lançados até 1975.

1965: Pela primeira vez, um satélite (Intelsat-1) é usado para assumir serviço de um cabo submarino em reparo. Desde então, esta prática tornou-se uma rotina.

1967: Começa a série Intelsat-II (240 canais ou 1 TV), com múltiplo acesso. Operação é dividida em AOR e POR (Atlantic Ocean Region e Pacific Ocean Region).

1968-1970: Começa a série Intelsat-III (1500 canais ou 4 TV ou combinações). Inicia-se a IOR (Indian Ocean Region) e começa a operação verdadeiramente global do INTELSAT.

1969: ATS-5 (USA/NASA), primeiro satélite geostacionário com banda K experimental (15.3/31.6 GHz).

1971: Primeiro satélite da família Intelsat-IV (4000 canais + 2 TV)

1974: Início de operações no Brasil, do Sistema Brasileiro de Telecomunicações por Satélite (SBTS). Transponders alugados ao INTELSAT e 4 estações terrenas.

1975: Início da série Intelsat-IVA, com 20 transponders (mais de 6000 canais + 2 TV). Pela primeira vez, utiliza-se o re-uso de frequências por separação de feixes.

1980: Início da família Intelsat-V (equivalente a 12 000 canais) com multi-banda, 6/4 e 14/11, e ainda, re-uso de frequência por separação de feixes e por diversidade de polarização.

1985: Lançamento do BRASILSAT-A, satélite doméstico brasileiro, com tecnologia Hughes.

1990: Início da família Intelsat-VI (equivalente a 120 000 canais), a maior espaçonave civil já construída.

1994- Lançamento do BRASILSAT-B, wide-body, com 12 anos de vida útil contratada, 28 transponders em banda C estendida, 6/4 GHz, e um transponder de banda X, para uso militar,

tecnologia: Hughes HS 376 W. Duas espaçonaves contradas inicialmente e uma terceira com transponders na Banda Ku.

### 1.b - Definições Básicas

Segmento Espacial: o satélite propriamente dito, também chamado de espaçonave, S/C (spacecraft).

Estação Terrena: qualquer instalação na superfície da Terra que possua equipamento capaz de receber ou transmitir informações para o segmento espacial. As informações transmitidas são destinadas à outra estação terrena.

CCS: Centro de Contrôlo do Satélite, em ingles SCC. Trata-se de um tipo especial de estação terrena, a qual possui equipamento capaz de monitorar todos os parâmetros do satélite e transmitir os comandos necessários para atuar em mecanismos internos do segmento espacial. Cada satélite deve possuir pelo menos um CCS.

TTAC: do inglês Telemetry, Tracking and Attitude Control. É uma estação, sub-conjunto do CCS, mas não necessariamente no mesmo local. Recebe e analisa os dados de posição do satélite. Geralmente existe mais de uma estação com facilidade TTAC, as quais comunicam-se entre si e ao CCS.

Uplink: qualquer feixe transmitido da Terra para o satélite. Os termos *transmitidos* e *recebidos* são passíveis de confusão, dado que o feixe que é *transmitido* de Terra é o mesmo *recebido* no satélite.

Downlink: qualquer feixe transmitido do satélite para a Terra.

GEO: refere-se à órbita geoestacionária.

Sub-Satélite: refere-se a um ponto na Terra, localizado no Equador (caso GEO), que se situa na mesma linha da vertical local do satélite. Geralmente é utilizada em mapas que definem a cobertura terrestre dos diversos feixes.

Primeiro Ponto de Aires: trata-se de uma definição muito antiga que os astrônomos utilizam para descrever que o eixo de rotação da Terra é inclinado em relação ao seu plano orbital e que sempre aponta para o mesmo ponto da abóboda celestial. A definição formal se faz pela linha que define a interseção do plano equatorial com o plano orbital da Terra.. Esta linha, prolongada em direção às estrelas remotas, dirige-se à Constelação de Aires. Objetivamente, a inclinação do eixo terrestre é de cerca de 23°.

Equinócios: correspondem aos dois momentos anuais, no quais, o plano equatorial da Terra passa pelo centro do Sol. Ocorrem em 21 de março e 23 de setembro. Possuem importância na determinação da duração dos eclipses aos quais são submetidos um satélite.

## 1.c - Componentes Básicos

Um sistema de comunicações por satélite implica em dois segmentos básicos: o espacial e o terrestre. Cada um destes necessita de complementos. A Fig. 1-1 mostra os meios necessários para implantar e manter o segmento espacial.

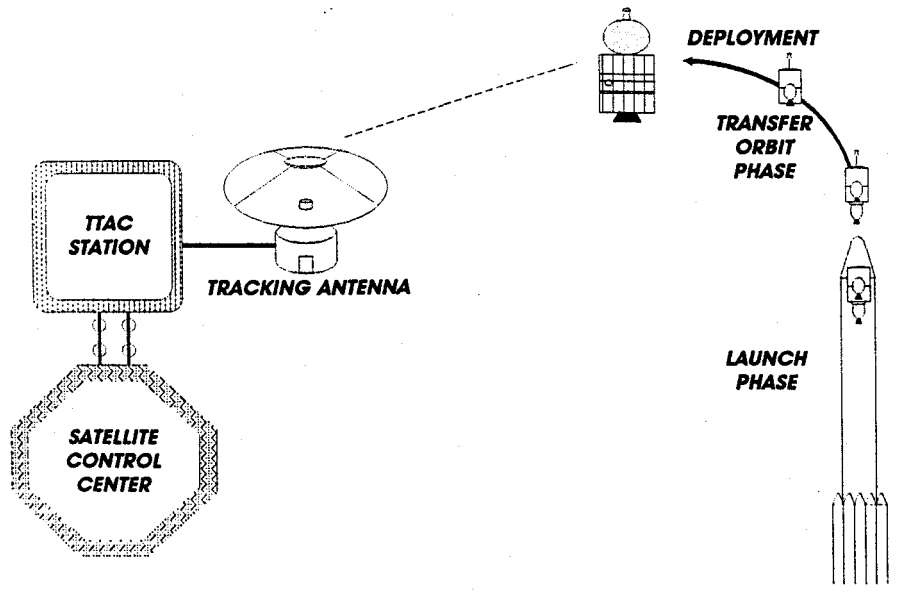


Fig. 1-1 - Elementos Necessários à Implantação e Manutenção do Segmento Espacial

Observa-se a necessidade de um veículo lançador, manobras de lançamento e as instalações de pelo menos um CCS.

O segmento terrestre provê estações geralmente em localidades fixas, embora já se use satélite para serviço móvel marítimo. A utilização breve futura de serviço global móvel terrestre e aéreo já pode ser antecipada, ainda dentro da década de 90. Nos casos mais tradicionais, o segmento terrestre assumiria um aspecto semelhante ao da Fig. 1-2.

Observa-se que o segmento terrestre não é uma única facilidade. Ao contrário é uma coleção diversificada e heterogênea, englobando outras facilidades previamente existentes. Adicionalmente, é uma rede que muda e evolui constantemente.

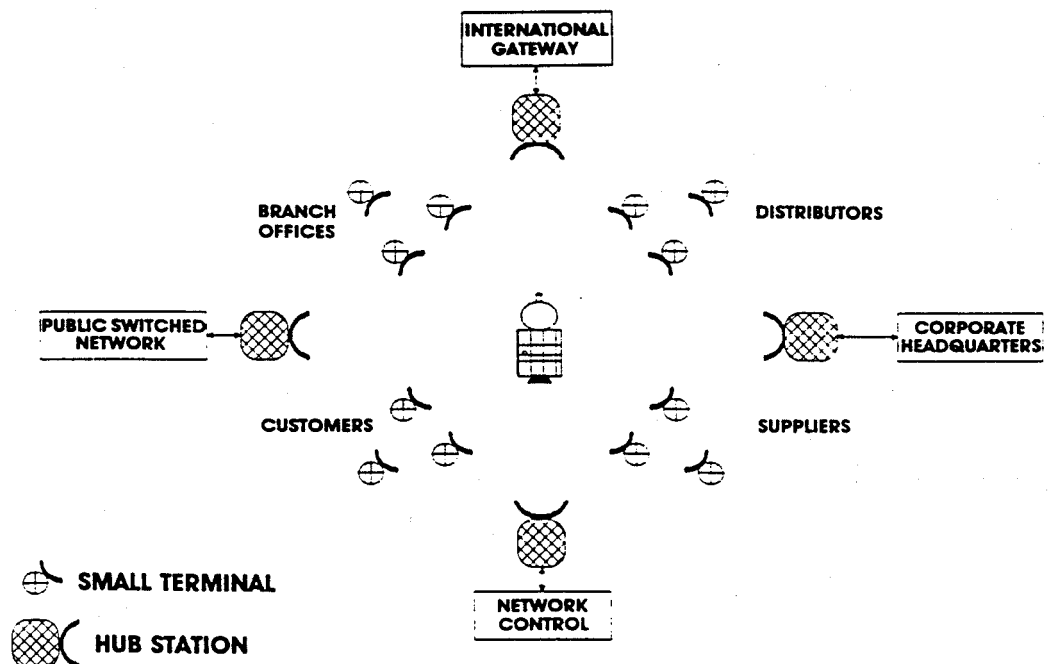


Fig. 1-2 - Segmento Terrestre Típico Provendo Serviço Full-Duplex para Diversas Localidades e Utilizando-se de Facilidades Pré-Existentes.

Observa-se que existe um controle centralizado da rede que controla o tráfego em pontos e momentos críticos. A utilização de tecnologia de microprocessadores permite à este centro manter a qualidade dos serviços remotamente.

## 2 - TECNOLOGIA DE SATÉLITE E ESTAÇÕES TERRENAS

### 2.a - Satélites

#### 2.a.1 - Tipos de Satélites

Os satélites podem ser classificados de acordo com a órbita, a função e a técnica de estabilização.

Relativamente à órbita, diferenciam-se dois tipos básicos de satélites: os de órbita baixa e os de órbita síncrona..

Os de órbita baixa são vistos da terra como móveis e são dedicados a pesquisa, inteligência militar, meteorologia, entre outros. Para serem utilizados em Comunicações, há necessidade de que sejam rastreados pelas antenas terrestres. Este fato retardou a entrada em serviço deste tipo de satélite. A exceção foi a família Molnya da ex-USSR. Dado que este conglomerado de nações possui grande parte de seu território muito próxima ao polo norte, os satélites síncronos, como será visto adiante, possuem dificuldades para iluminar esta região. A solução

foi adotar uma órbita um pouco mais baixa que a síncrona, transpolar, para este caso <sup>[1]</sup>. As instalações terrenas do sistema Molnya possuem sofisticados mecanismos de rastreamento.

Os satélites de órbita síncrona são aqueles que possuem uma órbita com período de 24 horas. Se esta órbita for circular, sobre o Equador, tem-se o caso particular do geoestacionário, com uma altura de 35 786 Km.

Este último caso é clássico dado que o satélite parece parado sobre o mesmo ponto da superfície terrestre. Assim sendo, os requisitos de rastreamento, se houverem, são modestos.

Do ponto de vista da estabilização o satélite pode ser rotativo ou estabilizado em tres eixos.

O rotativo foi o primeiro tipo a ser usado. Para se manter orientado em relação a Terra, o satélite era feito girar. O efeito giroscópico se encarregava de mante-lo orientado.

O satélite rotativo implicava que as antenas também giravam. Para receber ou mandar sinais para a Terra, as antenas deveriam possuir um diagrama de radiação com uma simetria total em um plano. Isto diminuia o ganho da antena. Um melhoramento do satélite rotativo foi então sugerido. Tratava-se de manter girando uma parte da espaçonave e manter fixa a outra parte: justamente aquela na qual se situam as antenas e os circuitos de comunicações. Desta forma, as antenas poderiam ser de feixe estreito (alto ganho) e apontar, sempre, para um ponto fixo da Terra. Este tipo de satélite é chamado de *dual-spin*.

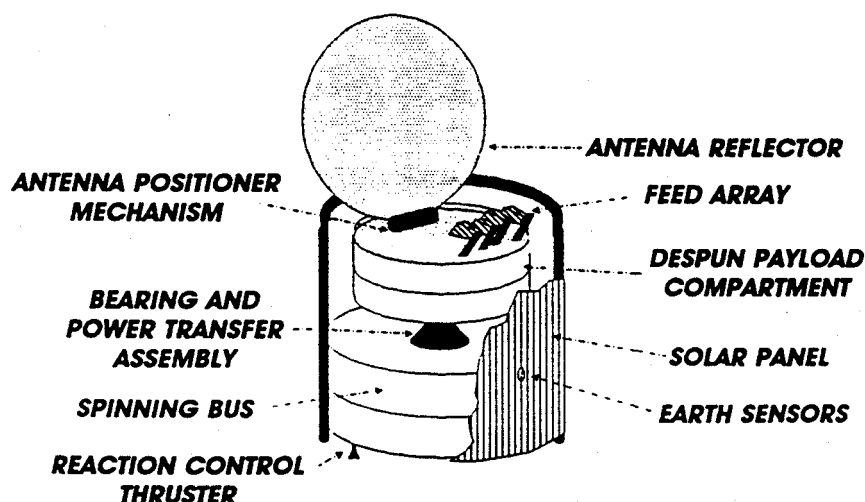


Fig. 2-1 - Espaçonave Estabilizada por *Dual-Spin*

O satélite dual-spin possui a dificuldade da conexão elétrica entre a parte rotativa e a fixa. Seria tecnicamente muito difícil executar as múltiplas ligações giratórias na faixa de microondas. Assim, a solução adotada foi a de colocar no compartimento giratório as partes de combustível e força. A conexão para a parte fixa seriam então aquelas relacionadas com a

[1] - W. L. Pritchard & J. a. Siulli - *Satellite Communications Systems Engineering* - Prentice-Hall, NJ, 1986, Sec 2-11, pg. 55-56



alimentação e alguns comandos; tudo ou em DC ou frequência muito baixa. A parte fixa recebe energia da parte giratória através de um contacto de múltiplas escovas chamado BAPTA (Bearing And Power Transfer Assembly). Entre a parte fixa e a giratória existe um motor elétrico que ao girar compensa exatamente a velocidade da parte giratória. Desta forma, todas as partes de comunicações e antenas situam-se na parte fixa.

O satélite estabilizado em tres eixos possuem também peças girantes. Desta vez são rodas internas à espaçonave, uma duas ou três, que ao girarem determinam efeito giroscópico sobre os três eixos espaciais. Estas rodas recebem o nome de *momentum wheels*.

A maior vantagem deste tipo de satélite é o de não possuir qualquer contacto deslizando.

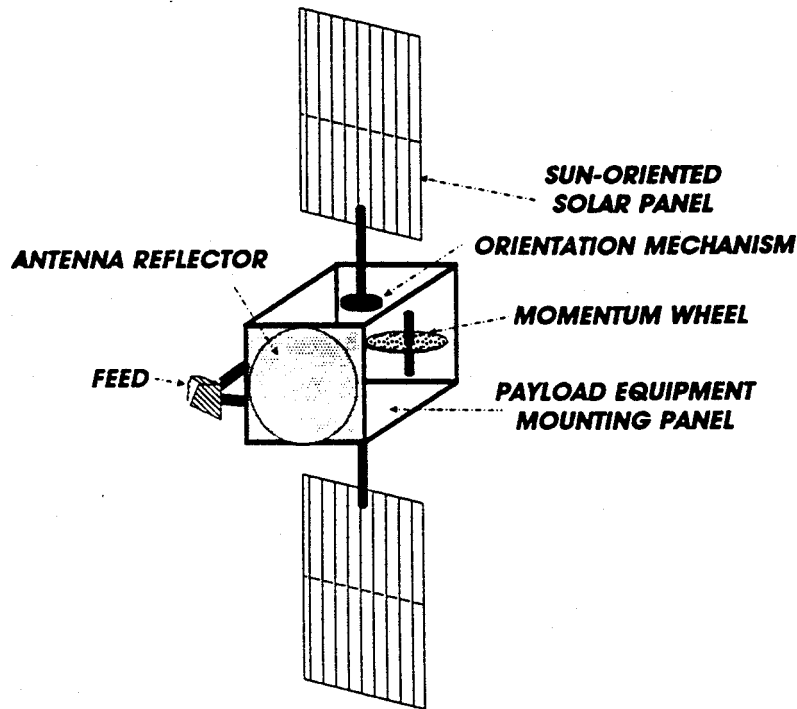


Fig. 2-2 Espaçonave Estabilizada em Tres Eixos

De um modo geral, a teoria de estabilização de satélites, chamada de controle de atitude, *attitude control*, é um campo de conhecimento muito elaborado. Escapa ao enfoque deste curso. Algumas referências podem ser citadas para os interessados <sup>[2-4]</sup>.

### 2.a.2 - Eclipse

A energia elétrica para um satélite de comunicações provem do sol, por intermédio de painéis de células solares, Nas Figs. 2-1 e 2-2 estes painéis estão mostrados.

[2-4] [2] - W. L. Pritchard & J. A. Siulli - Satellite Communications Systems Engineering - Prentice-Hall, NJ, 1986, Sec. 5-3, pg. 112-119.

[3] - B. R. Elbert - Introduction to Satellite Communication - Artech House, MA, 1987, Sec. 5.2, pg. 151-158.

[4] - Hughes Aircraft - Intelsat VI: Systems Final Design Review - Space and Communications Group, March 1987, Book 1, Ref SCG 870040R, pg. 2-22 - 2-47.

Em determinadas épocas do ano, próximas aos equinócios, ocorrem determinadas situações que a espaçonave passa, periodicamente pela região de sombra da Terra, deixando de ser iluminada pelo sol. Nestes instantes, dois fatos importantes ocorrem: i) ausência de energia para os painéis solares; ii) uma mudança importante no equilíbrio térmico da espaçonave.

Para operação em eclipse, um banco de baterias é usado. Fora do eclipse, as baterias são usadas em flutuação: funcionam como reguladores da tensão fornecida pelos painéis solares e são, conseqüentemente, recarregadas. Em eclipse, a operação depende exclusivamente das baterias.

Para manter o equilíbrio térmico, durante o eclipse, aquecedores elétricos são ligados. Estes aquecedores oneram ainda mais as baterias. Desta forma, a proximidade das estações de eclipse traz atividade intensa ao CCS.

Em termos aproximados os eclipses começam 22 dias antes dos equinócios. Sua duração vai aumentando progressivamente, dia após dia, atingindo cerca de 71 minutos no equinócio e depois decai, progressivamente, até desaparecer por completo, 22 dias depois do equinócio.

A Fig. 2-3 mostra a duração do eclipse, dia por dia, relativamente aos equinócios.

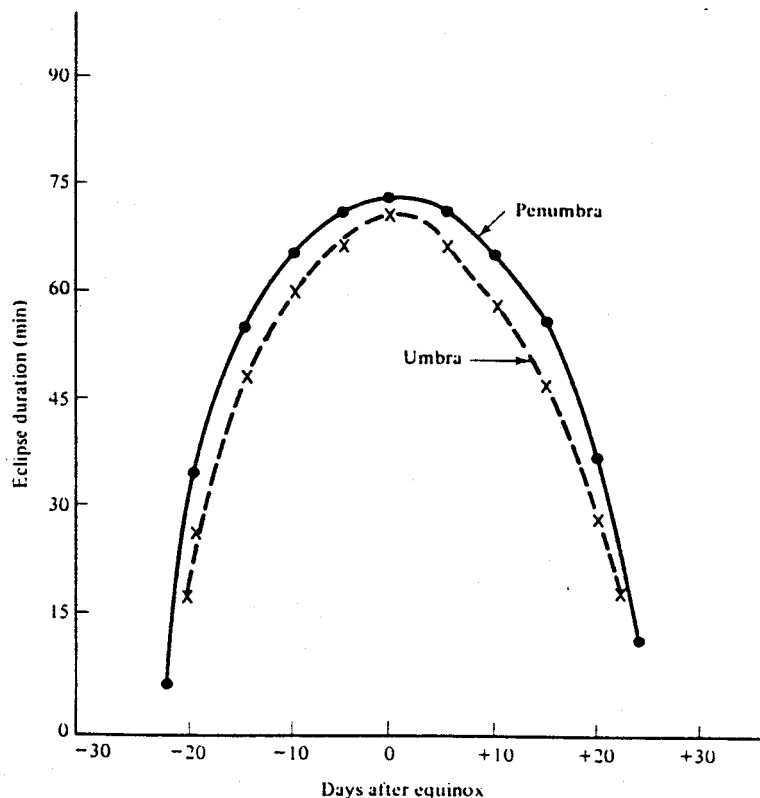


Fig. 2-3 Duração de Eclipse Relativamente ao Equinócio.

É evidente que o máximo do eclipse ocorre à aparente meia-noite solar no ponto sub-satélite. A conversão para horário médio (hora oficial) apresenta algumas sutilezas, que são descritas detalhadamente <sup>[5]</sup>.

## 2.a. 2 - Espaçonave

### 2.a.2.i - Gênese e Testes

As atividades em uma espaçonave começam muito antes do seu lançamento. O primeiro passo é determinar, do ponto de vista de sistema, o que se deseja.

O segundo passo, seria especular da possibilidade de enquadrar as necessidades em conformidade com algum modelo disponível, já desenvolvido. Se isto for possível, certamente se estará economizando algumas dezenas de milhões de dólares por espaçonave.

O terceiro passo é descrever toda a licitação (administrativa, jurídica, financeira e técnica) num gigantesco documento chamado *Request of Proposal (ROP)*. Os anexos técnicos do ROP costumam ser bastante avantajados.

O quarto passo é chamado de *Procurement* onde firmas especializadas oferecem soluções que devem ser avaliadas do ponto de vista técnico e financeiro. Uma, ou um consórcio, é escolhida.

Neste ponto, já se pode saber como será(ão) a(s) espaçonave(s) e pode-se iniciar um mecanismo de *Procurement* para o(s) lançamento(s).

Do ponto de vista técnico, começam então etapas extremamente interessantes: os testes de integração da espaçonave.

Todos os testes descritos a seguir são progressivamente armazenados em um imenso banco de dados chamado TDHS (Test Data Handling System).

- a) Unit Level - Testar os componentes individualmente
- b) Hardline - Integrar a espaçonave, excetuando-se antenas
- c) DCTV ( Despun Chamber Thermo Vaccum) - Simular as condições de espaço em câmara de vácuo. Verificar degradações
- d) IST1- Montam-se as antenas. Testa-se o sistema de antena à antena
- e) Shakedown - Espaçonave fechada na câmara centrífuga, e vibratória, simulando acelerações e vibrações de lançamento
- f) IST2 - De novo montam-se as antenas e testa-se de antena à antena
- g) Cold-turn-on - Teste emergencial de se ligar TWTs com filamento ainda frio, simulando falha operacional

---

[5] W. L. Pritchard & J. a. Siulli - Satellite Communications Systems Engineering - Prentice-Hall, NJ, 1986, Sec. 3-3, pg 62-68

Neste ponto, após Cold-turn-on, toda série histórica de testes é revista, fazendo-se extrapolações das degradações obtidas, comparadas com a vida útil contratada, para tomar uma decisão extremamente importante: **a de fazer voar a espaçonave.**

A espaçonave é acondicionada, e na época própria levada ao sítio de lançamento.

Lá chegando, mais um teste é então realizado:

#### h) In-site launch

Este último teste é rudimentar, dado que as facilidades de um Centro Espacial nem sempre são iguais aos do fabricante, geralmente mais modestas.

Após lançamento e entrada satisfatória em GEO, executa-se o último teste pré-operacional.

i) IOT (In-Orbit Test) - Monitora-se de uma determinada estação terrena, geralmente equipada para tal, todas as funções possíveis da espaçonave. Objetiva-se reproduzir os resultados do IST2.

As manobras e astúcias de um IOT são engenhosas, dado que a estação terrena dificilmente se situa no eixo principal das antenas. Uma publicação, em português, descrevendo, entre outras, os testes e detalhando manobras pertinentes ao IOT é disponível <sup>[6]</sup>.

Após o IOT a espaçonave é entregue à Operações.

É preciso notar que a rotina de testes e nomenclatura associada, acima mencionada, é aquela do fabricante Hughes e do cliente INTELSAT. Em outros casos, podem haver algumas variações. Por exemplo: o teste DCTV, possui o "D" inicial, significando *despun* (não giratória) para se referir à parte não giratória de uma espaçonave dual-spin. Para o caso de uma espaçonave estabilizada em tres eixos, o mesmo teste se chama CTV. A correlação é óbvia.

#### 2.a.2.ii - Manutenção em Órbita

A GEO não é perfeitamente estável. A não esfericidade da Terra, a atração da Lua e, em menor proporção, a do Sol contribuem para deslocar o satélite da posição desejada. Adicionalmente, o fluxo solar também oferece uma pequena contribuição.

---

[6] A. Podcameni - "Relatório de Atividades no ISPO-ES, INTELSAT" - Relatório técnico de Maio 91, referência CETUC - DMO - 01/91, disponível na biblioteca do Cetuc

Estes motivos, levam Operações a adotar uma série de procedimentos corretivos, baseados no acionamento de pequenos foguetes, para a estabilização da espaçonave em estação.

### 2.a.2.iii. - Redundância

A disponibilidade de serviço exigida para o módulo espacial é muito alta: tipicamente 99.96%. Isto implica que haja redundância para as partes críticas, de modo a assegurar a continuidade do serviço.

De um modo geral, aquelas partes de comunicações constituintes de dispositivos puramente passivos, não possuem redundância, por exemplo: filtros de entrada e multiplex de saída. Por outro lado, as partes constituintes de elementos ativos, certamente, possuem redundância, por exemplo: receptores, osciladores mestres e amplificadores de potência.

Não existem regras fixas para redundância. O objetivo é alcançar a confiabilidade desejada. Por este motivo, é comum projetar-se as diversas partes constituintes de tal maneira que sejam de uso o mais geral possível, para que se possa utilizar uma dada parte em mais de uma função.

Para exemplificar o parágrafo acima, imagine um satélite tradicional de banda C, com 24 transponders, sendo 12 para polarização H e 12 para V. O plano de alocação de frequências do uplink se desenvolve de, por exemplo, 5925 MHz até 6425 MHz. O do downlink se desenvolve de 3700 MHz até 4200 MHz. Suponha ainda que cada conjunto de 12 transponders (H e V) seja constituído para operar em sucessivas faixas fixas de 36 MHz, com um espaçamento entre elas que embora não seja constante, é o mesmo para H e V.

O que se deseja então enfatizar é que pode haver um tipo de economia qual seja: todos os receptores existentes podem ser projetados para cobrir, com segurança, a faixa total de 5925 até 6425 MHz. Seria obtida uma uniformidade na fabricação.

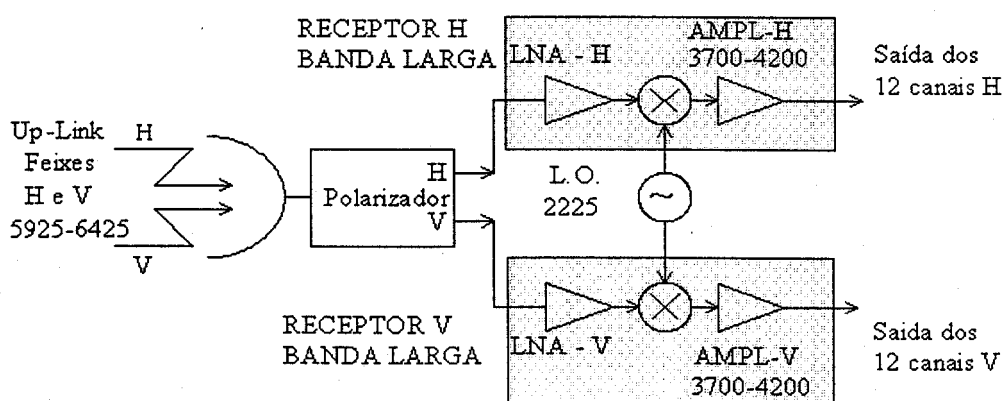


Fig. 2.3.1 - Receptores de Banda Larga Recebem Todos os 12 Canais do Up-Link e os Transladam para a Faixa de Frequência do Down-Link

Se assim for, para esta espaçonave convencional, seriam suficientes **apenas 2 receptores: um para os 12 canais H e outro para os 12 canais V.**

Observe que dentro de cada receptor existe apenas **uma via** onde os 12 canais estão justapostos, um ao lado do outro, num arranjo clássico de multiplexação por divisão de frequência: FDM.

Desta forma, pode-se ainda dentro do receptor, deslocar, no domínio da frequência, todo este conjunto, de uma só vez, **(e portanto usando um único oscilador local)**, para transladar este conjunto para frequência de downlink.

Na saída do receptor, cada conjunto de 12 canais já estariam prontas (ou seja: na frequência adequada) para serem amplificados para downlink.

Nesta hipótese, para aumento da confiabilidade poderia-se executar uma redundância para se ter **disponível** um conjunto de 3 receptores, operando numa redundância de 3 x 2, ficando o último receptor como reserva. Adiante, isto será exemplificado.

Da mesma forma que se descreveu receptores cobrindo toda a banda do up-link, *hipoteticamente* poderia-se fazer com que os amplificadores de potência de saída cubram, cada um, a totalidade da banda do down-link. Teria-se então, similarmente, 1 amplificador para todos os 12 canais H, outro para todos os 12 canais V, e, (talvez) um terceiro disponível para reserva. Desta forma, o arranjo da espaçonave ficaria extraordinariamente simples e econômico. **Este último arranjo descrito, especificamente para a saída, dificilmente seria utilizado nos dias de hoje.** A explicação segue agora.

Se os doze canais, acima mencionados, forem introduzidos num único amplificador de potência, pode-se dizer que cada canal utiliza apenas 1/12 da potência total, o que é **insuficiente para os anseios atuais e PRINCIPALMENTE é inadequado do ponto de vista de qualidade da transmissão.**

A tendência atual é a de separar cada canal, após receptor, por meio de um filtro, amplificá-lo com um amplificador de potência dedicado **(e portanto utilizar toda a potência de um amplificador para este respectivo canal)** e, em seguida, colecionar todos estes sinais através do Multiplex de saída e, finalmente redirecioná-lo à antena.

Este procedimento - *Channelizing* - qual seja o de separar os diversos canais, após o receptor, possui três justificativas: **qualidade, conectividade e evitar um óbvio "ponto quente único"**.

**\*\* Qualidade** - Em parágrafo anterior justificou-se a separação dos canais, argumentando-se que se os 12 canais do nosso exemplo fossem introduzidos em um único amplificador, tudo se passaria como se cada canal estivesse utilizando apenas 1/12 da potência deste amplificador.

Preferiu-se então separar cada canal com um filtro (total 12 filtros) amplificá-los em separado (12 amplificadores) e recolecioná-los num multiplex de saída (equivalente a mais 12 filtros). Pergunta-se então: **para que toda esta complicação? Afinal são 36 dispositivos de um lado, contra apenas UM na outra alternativa.**

**Aparentemente o problema se resolveria, se o ÚNICO AMPLIFICADOR POSSUISSE UMA POTÊNCIA 12 VEZES MAIOR!**

Contabilizado **exclusivamente pelo lado da potência**, estaríamos diante de uma inequívoca sentença matemática, a qual diria:  $1 \times 12 = 12 \times 1$ ; obviamente correta.

Pelo lado da qualidade de transmissão, pode-se dizer que um único amplificador de potência (um dispositivo não linear) manuseando a banda de todos os 12 canais vai produzir muito mais distorção por intermodulação do que 12 amplificadores manuseando cada um uma banda 12 vezes mais estreita. Este é o primeiro motivo para se **canalizar** a saída do receptor.

Um outro motivo para canalizar (*to channelize*) está intimamente ligado à possibilidade de implementar-se conectividade. Este assunto agora é abordado.

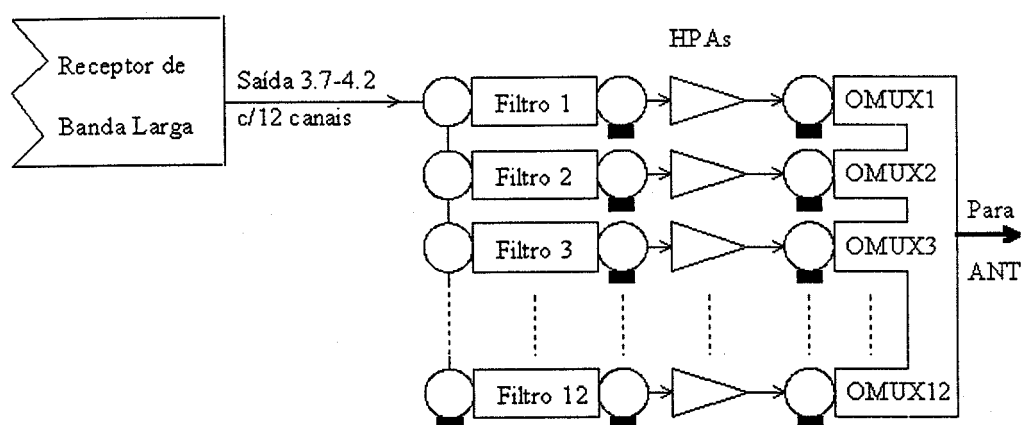


Fig. 2.3.2 - Os 12 Canais São Separados por Filtros Passa-Faixa, Amplificados Individualmente, Reagrupados no OMUX e Irradiados p/ Down-Link

**\*\* Conectividade** - Aqui a ideia é tornar possível a modificação de rota de cada canal *per sí*. É como **abrir um pacote** e passar a ter acesso a cada peça (no caso cada canal) para poder executar uma reconfiguração.

O parágrafo anterior só tem sentido para ser aplicado em espaçonaves mais elaboradas, com múltiplos feixes, servindo, cada um, a diferentes regiões geográficas, SDMA, muitas vezes também com feixes em frequências diferentes. Este último assunto começará a ser abordado daqui para frente.

#### 2.a.2. iv. - Múltiplo Acesso por Divisão de Espaço - SDMA

Para entender o múltiplo acesso por divisão de espaço, devemos inicialmente lembrar que usar polarizações H e V, numa mesma antena, é uma maneira de se reutilizar a mesma frequência, no mesmo espaço, usando a propriedade separadora de estruturas chamadas de polarizadores. Surge a pergunta: e se a mesma frequência fosse reutilizada em espaços e direções diferentes? Vamos explorar então este ponto.

Para tanto, vamos imaginar que o satélite anteriormente definido, por algum motivo, esteja sendo ainda projetado. Vamos imaginar ainda, que o satélite vai operar no Brasil. Em princípio, vamos usar 18 canais, 1H, 1V, 2H, 2V.....8H, 8V, 9H e 9V em banda C da maneira

convencional. Observe que **dentro da espaçonave** 1H e 1V são, eletronicamente iguais entre si (mesma frequência). Diferenciam-se tão somente por estarem associados a polarizações diferentes, na antena correspondente. Em outras palavras: diferenciam-se pela conexão.

Aparentemente, após definir estes 18 canais, faltariam apenas outros 6, que convencionalmente seriam 10H, 10V, 11H, 11V, 12H e 12V. Alternativamente ao que seria esperado, vamos executar um desenho que não é convencional. Vamos alocar doze canais, os quais, dois a dois, seriam absolutamente iguais entre si.

Seriam 10HA e 10HB absolutamente iguais entre si, 10VA e 10 VB idem, e assim sucessivamente 11HA e 11HB, 11VA e 11VB, 12HA e 12HB e finalmente, 12VA e 12VB. A espaçonave passa a então a operar com 30 canais.

Aparentemente, foi cometido um absurdo ao se alocar, por exemplo, 10HA e 10HB com a mesma frequência e polarização: esperar-se-ia interferência.

Ainda dentro da nosso exercício imaginativo, podemos imaginar que o referido satélite não possua apenas um par de feixes: o convencional up-link e o down-link. Possuirá, isto sim, tres pares de feixes, e consequentemente tres conjuntos de antenas RX/TX, cada conjunto, dedicado a um feixe e a uma diferente região geográfica.

O primeiro par de feixes, de forma convencional, é desenhado para cobrir a totalidade do território do Brasil. Chame-se este par de feixes de *Total*.

O segundo par utiliza antenas de alto ganho, seria tal que cobrisse apenas uma porção privilegiada do País: as Regiões Sudeste e Sul. Est feixe, conjuntamente com as suas antenas, preenche uma condição tipicamente de mercado. Chame-se este par de feixes de *Zonal Sul*.

Por outro lado, levem em consideração que a Operadora também está preocupada com a Integração Nacional. Assim, a terceiro par é especificamente dirigida para a Região Amazônica, cobrindo também Rondônia, Acre, Amapá e Roraima; regiões de difícil acesso e ainda com algumas deficiências em sistemas terrestres, relativamente às duas anteriores. Chame-se este par de feixes e suas antenas associadas de *Zonal Norte*.

Pela maneira que esta espaçonave foi definida, pode-se usar as mesmas frequências e polarizações, simultaneamente, para as regiões Sul-Sudeste e para a Amazônia. Duas regiões diferentes, afastadas entre si, recebendo as mesmas frequências não sofrem problemas de interferência. Angulos de chegada diferentes, em antenas diferentes de alto ganho também não causam interferência.

Desta maneira tem-se a reutilização da mesma frequência com segurança. Dado que se acessa a espaçonave com a mesma frequência por caminhos (espaços) diferentes, isto é um tipo de múltiplo acesso (SDMA - Space Division Multiple Access).



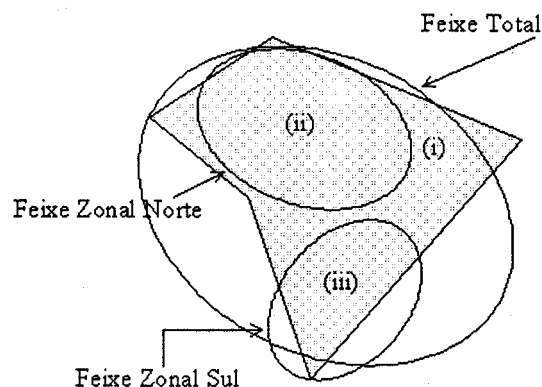


Fig. 2.3.3 - Esquemáticamente representa-se o território brasileiro, sendo servido por três feixes de um Satélite; (i) Total, cobrindo a maior parte do País; (ii) Zonal Norte, cobrindo a Região Amazônica; (iii) Zonal Sul, cobrindo Regiões Sul e Sudeste

Observe que pelo arranjo anterior, os amplificadores de saída tipo 10, 11 e 12 poderiam ficar conectados às antenas Zonais dedicados, exclusivamente, aos feixe das Regiões Sul-Sudeste ou ao feixe da Amazônia.

Não faz diferença se a saída de 10HA está conectado à antena Zonal Norte ou Sul. O importante é que se este for conectado à Norte, então o 10HB deve ser conectado à Sul.

Observe também que seria possível operar com a saída de 10HA conectado à antena Total. Se isto ocorrer, então a saída de 10HB não pode ser conectado a qualquer antena.

Até o momento, não se definiu a forma perfeita pela qual a saída dos receptores estão ligados à quais amplificadores de potência. Para dizer a verdade, nem é interessante definir. Deixemos esta decisão para Operações, de acordo com as necessidades do momento. Isto nos leva à interconectividade.

#### 2.a.2.v. - Conectividade

Na espaçonave que fantasiosamente estamos projetando, pode-se dizer que, se tudo corresse da maneira convencional, um sinal que vem do up-link, com polarização H, pela antena Total (que cobre todo o Brasil), e que é dirigido para o receptor de 1H, vai ser dirigido ao somente ao amplificador de potência 1H e sair pela antena Total, com polarização H. Isto é uma limitação severa.

Na verdade, pode-se modificar a rota deste sinal, em qualquer um dos tres planos seguintes:

- i) Entre antena RX e receptor
- ii) Entre receptor e amplificador de potência
- iii) Entre o amplificador de potência e a antena TX

Esta possibilidade de roteamento aumenta muito a flexibilidade.

a) Sem roteamento: um sinal proveniente da Amazônia, só poderia ser transmitido para esta mesma região.

b) Com roteamento: um sinal proveniente da Amazônia pode ser transmitido para a Amazônia e/ou Sul-Sudeste e/ou todo o Brasil (valendo a simultaneidade) dependendo de como se faz a conexão.

A conectividade pode assumir proporções difíceis de imaginar. Tanto assim, que geralmente é definida por uma matriz. Na horizontal da matriz listam-se todas as opções de entrada. Na vertical todas as opções de saída. No cruzamento se define se aquela específica entrada pode ser conectada com aquela específica saída.

Na espaçonave que estamos exemplificando, verifica-se poder, num caso extremo, existir (excluindo redundâncias) 6 entradas e 72 saídas:

Entradas	Saídas
1) Antena/Receptor Total H	01-12) OMUX Total H
2) Antena/Receptor Total V	13-24) OMUX Total V
3) Antena/Receptor Zonal Sul H	25-36) OMUX Zonal Sul H
4) Antena/Receptor Zonal Sul V	37-48) OMUX Zonal Sul V
5) Antena/Receptor Zonal Norte H	49-60) OMUX Zonal Nort H
6) Antena/Receptor Zonal Norte V	61-72) OMUX Zonal Nort V

Formam um conjunto de 432 possíveis conexões. Entretanto, algumas são indesejáveis do ponto de vista operacional.

As restantes, (desejadas como opções operacionais) podem ser configuradas de diversos modos, dada a possibilidade de se utilizar os reservas.

As opções de conexão se tornam então tão numerosas que geralmente há um programa de computador para auxiliar o planejamento de operação, explicitando as ligações ótimas para as diversas configurações.

Agora será fornecido algumas alternativas de como esta espaçonave - baseada em três conjuntos de antenas (Total, Zonal Norte e Zonal Sul) - poderia ser projetada para alcançar diferentes níveis de conectividade.

Três níveis de ilustração serão discutidos: (i) sem conectividade; (ii) conectividade total; (iii) parcial

O primeiro exemplo - sem conectividade - leva a uma espaçonave muito simples. Serve às três regiões de forma independente.

O segundo exemplo - conectividade total - é meramente ilustrativo, dado que resultaria numa espaçonave muito cara, complexa e pesada. Neste caso, qualquer canal, que subisse pelo uplink, poderia ser roteado para qualquer um dos seis feixes de saída.

A implicação, neste segundo exemplo, seria:

- (i) - Uma matriz de comutação extremamente complexa.
- (ii) - Todos os 06 OMUXs de saída teriam que ser equipados para receber qualquer canal
- (iii) Seriam necessários, no mínimo,  $6 \times 12 = 72$  HPAs: seis feixes, cada um com 12 canais

Finalmente, apresenta-se um terceiro exemplo mais realista, com conectividade parcial. Neste caso, apenas os canais 9 e 10 podem ser roteados.

É suposto que os canais 9s (9H e 9V) sempre sobem pela Antena Total. Assim, neste caso, poderiam continuar a descer pela própria Total ou então passarem a ser roteados para descer por qualquer uma das Zonais.

Adicionalmente, os canais 10s (10HZS, 10HZN, 10VZS e 10VZN) os quais sobem sempre pelas suas respectivas Zonais, poderiam ser roteados. Neste caso, poderiam continuar descendo pela sua própria Zonal, ou descer pela outra Zonal, ou ainda, descer pela Total.

As figuras que se seguem, fornecem exemplos destas três possibilidades.

Fica fácil verificar que soluções intermediárias; (i) com menos conectividade do que o exemplo da conectividade total; ou (ii) com mais conectividade do que o exemplo que apenas roteia os canais 9s e 10s, poderiam ser implementadas.

Segue-se agora, figuras descrevendo estes três exemplos.

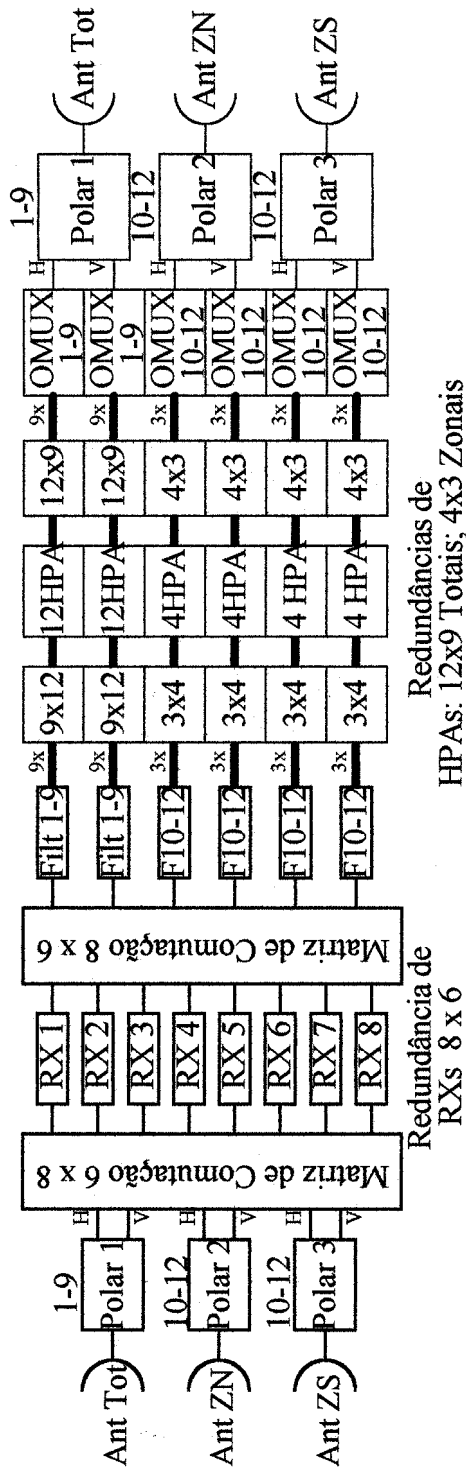


Fig. 2.3.4 - Espaçonave com três antenas usando reutilização de frequência, possui seis feixes e opera com redundância de RXs e HPAs. Não possui conectividade

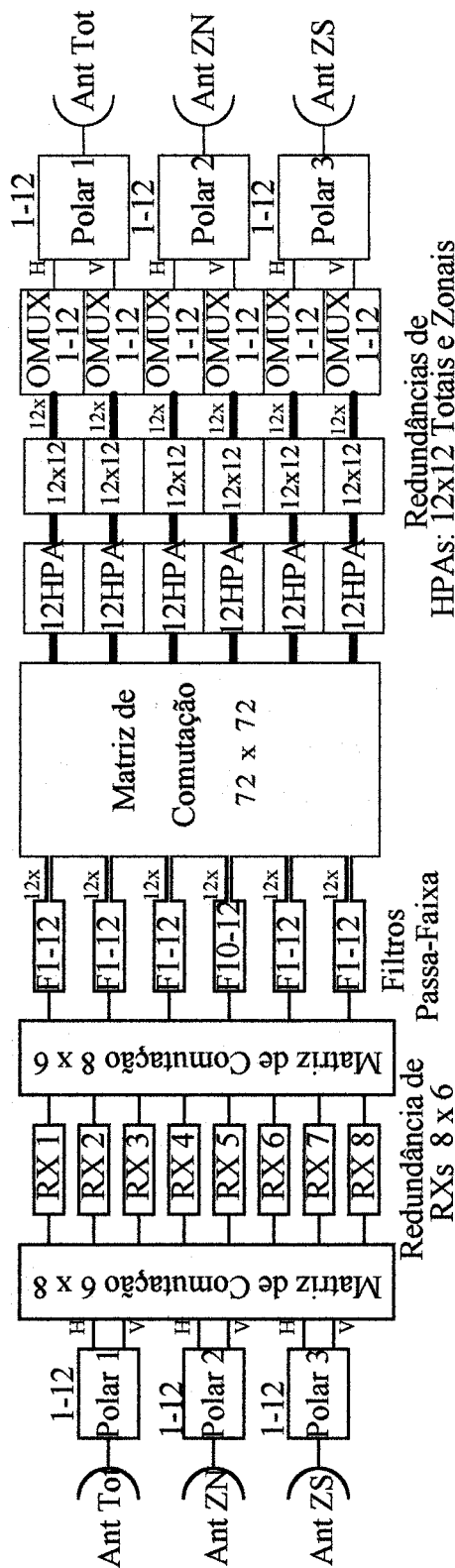


Fig. 2.3.5 - Esquema de uma Espaçonave com três antenas usando reutilização de frequência.

Possue seis feixes: Total H e V; Zonal Norte H e V; Zonal Sul H e V.

Opera com redundância de RXs e HPAs.

Possue total conectividade: pelo Uplink qualquer canal 1 a 12 (H ou V) pode subir pela antena Total ou pelas Zonais. Dentro da S/C qualquer canal pode ser roteado e descer (Downlink) pela Antena Total ou qualquer uma das Zonais.

Quando exercitando a conectividade, operadores devem evitar combinações proibidas. Controle por computador é recomendado. A S/C resulta cara, pesada, ineficiente (muitos canais vazios) e de difícil operação.

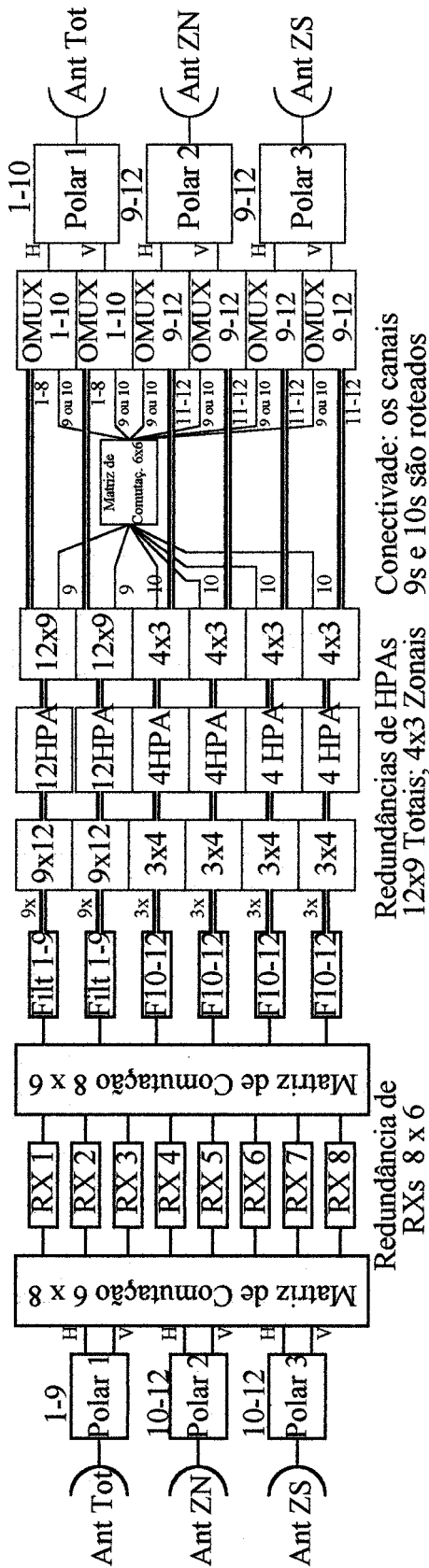


Fig. 2.3.6 - Esquema de uma Espaçonave com três antenas usando reutilização de frequência.

Possue seis feixes: Total H e V; Zonal Norte H e V; Zonal Sul H e V.

Opera com redundância de RXs e HPAs.

Possue alguma conectividade- pelo Uplink, canais 1-9 sobem sempre para antena Total,

canais 10-12 sobem sempre para antenas Zonais. Agora, pelo Downlink, os canais 10s, os

quais subiram pelas Antenas Zonais, podem descer, um deles ou ambos, por qualquer

um dos feixes da Antena Total. Já os canais 9s, os quais subiram pela Antena Total,

podem descer por qualquer feixe de qualquer uma das Antenas Zonais. Quando exercitando

a conectividade, operadores devem evitar combinações proibidas. Controle por computador.

Esta S/C resulta leve, eficiente e fácil de operar.

Em casos de conectividade pode aparecer um problema interessante.

Como fazer para prover meios para que Operações possa avaliar o desempenho de uma determinada via de conexão, antes de implementar esta mesma conexão?

Observe que uma espaçonave complexa pode ter milhares de conexões possíveis. Todas com componentes diferentes, os quais podem ter desempenhos um pouco diversos, entre si.

A alternativa de - durante a execução da espaçonave, na fase de testes - implementar e medir TODAS as vias de conexões possíveis, é uma tarefa que tangencia o impossível.

Geralmente, todos os componentes já foram medidos individualmente; durante a fase de testes do Hardline. Adicionalmente, algumas vias preferenciais também foram medidas durante IST-1.

Assim, para toda espaçonave, geralmente é feito um programa de computador, o qual por simulação, pode prever o desempenho de uma via de conexão que nunca chegou a ser efetivamente testada.

A consistência deste programa pode ser testada, pela verificação dos resultados obtidos por simulação, relativamente ao das vias preferenciais que foram efetivamente testadas durante o procedimento do IST-1.

Estes programas, são também capazes de prever o desempenho total de canal, que fica formado a partir de uma certa ligação. Deve ser lembrado que os diversos receptores, amplificadores de potência, filtros, OMUX e outros, não são exatamente iguais entre si. Para tanto, os dados históricos do TDHS são armazenados e o desempenho de cada configuração pode ser prevista.

Como exemplo, um programa deste tipo que prevê o desempenho das diversas espaçonaves da família Intelsat VI, a qual é uma espaçonave com muito alto grau de conectividade, será apresentado neste curso, baseado nos dados que foram efetivamente medidos.

### **2.a.3 - Partes Constituintes de uma Espaçonave**

Basicamente, pode-se listar as partes constituintes de um satélite de comunicações como bus, energia, controle térmico, atitude, telemetria, ranging, C&C, beacons, e circuitos de comunicações.

\* Bus - Esta palavra deriva do latim *omnibus*, significando *para todos*. É a estrutura básica da espaçonave, onde vão fixados todos os componentes. Materiais especiais, especialmente ligas de titânio são utilizadas para alcançar robustez mecânica combinada com peso reduzido.

A repetição de execução de espaçonaves, por um dado fabricante de grande porte, consagra um desenho básico, um padrão, de bus. Isto diminui substancialmente o custo unitário de cada futura espaçonave. Um exemplo atual é o HS 376W, sigla para Hughes Spacecraft 376 Wide, uma espaçonave *wide-body* herança da antiga HS 376, destinadas, ambas, à satélite de médio porte. Esta espaçonave, opera, preferencialmente, na banda C. O desenho HS 376 foi



usado na família BrasilSat A. O HS 376W é aquele da família BrasilSat B. A diferença entre as duas famílias pode ser mencionada <sup>[7]</sup> :

- a) maior área de corpo implica em maior energia
- b) mais energia implica em maior potência de saída das TWTs
- c) maior volume de combustível implica em maior vida útil contratada (8 anos para BrasilSat A e 12 para B)
- d) aumentou de 24 transponders no A para 28 no B
- e) eletrônica e componentes mais atuais implicam em maior confiabilidade do serviço

\* Energia - Na maior parte do tempo, a energia elétrica de uma espaçonave de comunicações provem dos painéis solares. Durante períodos de eclipse, a energia provem de baterias. Geralmente o sistema de energia é duplicado, em dois ramos, como mostrado na Fig. 2.4.

Cada ramo é chamado de *buss*. Observe o duplo *ss* para não confundir com bus relativamente à estrutura da espaçonave.

Pela Fig. 2.4 se verifica que o painel solar é duplicado. Existem limitadores para serem acionados durante os equinócios, período de máxima insolação, de modo a recolher uma menor tensão derivado de um número menor de células. Pequenos paines são encarregados da recarga das baterias.

Os controladores de baterias colocam-nas fora de circuito durante a insolação e as chaveam para o *buss* durante o eclipse.

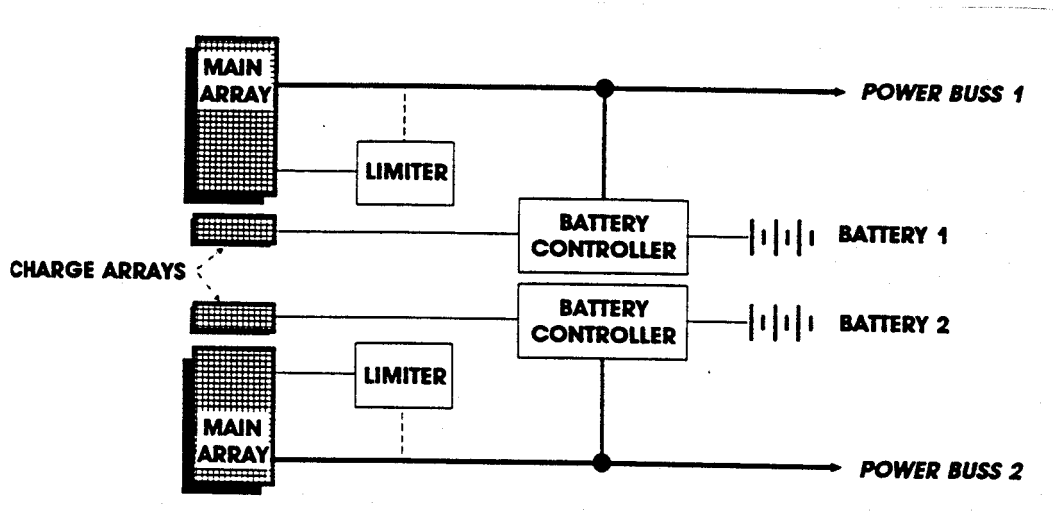


Fig. 2.4 - Esquema do Sistema de Energia de uma Espaçonave para Comunicações.

As baterias tradicionais são as de níquel-cádmio. Mais recentemente, tem-se usado, com sucesso, as de níquel-hidrogênio; mais leves por AH armazenado.

<sup>[7]</sup> "Brazilians Give HS 376W Thumbs Up", in: The SCG (Space and Communications Group) Journal, publicação da Hughes / SCG, El Segundo, CA, Vol 10, No 4, April 90, pgs 1-2.

\* **Contrôle Térmico** - Entende-se por controle térmico a função de se manter uma temperatura adequada no interior e superfície da espaçonave.

Muitas vezes sub-estimada, no passado, o mau desempenho desta função já foi responsável por perda ou encurtamento substancial de vida em diversas espaçonaves.

O desenho mais usado é o controle passivo do calor recebido do sol. Este confia em:

- i) reflexão: para as superfícies que não se deseja aquecer
- ii) condução interna: para homogeneização de temperatura
- iii) irradiação para o espaço: do calor em excesso

Sem elementos ativos participando do controle térmico, uma espaçonave submetida a condições excepcionais pode sobreviver. Este foi o caso da Intelsat VI F3, que ficou por mais de dois anos em órbita de espera.

\* **Atitude** - Controle de atitude, significa o posicionamento da espaçonave. É uma área complexa, por ser multidisciplinar. Tem implicações severas no apontamento das antenas.

De forma muito resumida, se baseia em duas medidas:

- i) Grossa: sensor de Terra
- ii) Fina: Beacon Tracking

O alinhamento grosseiro é feito com sensores que são capazes de distinguir, vista de bordo, a esfera terrestre do espaço vazio (pela emissão de infravermelho).

O alinhamento fino é feito emitindo-se, *de apenas uma estação terrena*, um feixe de RF, numa frequência bem específica e não ocupada por canais de serviço. Ao receber a bordo, este feixe, por um sistema de antenas, semelhantes ao radar monopulso, o alinhamento é executado. Maiores detalhes, sobre controle de atitude podem ser encontrados em, por exemplo, ELBERT<sup>[8]</sup>.

Os controles de atitude em operação, são tais que valores típicos de precisão do apontamento de antenas estão na faixa de 0.05 a 0.15 graus.

\* **Telemetria** - Todas as funções e estados importantes da espaçonave são monitorados. O transmissor de telemetria envia estes dados e permite ao CCS tomar as decisões operacionais pertinentes.

Os dados são transmitidos por um canal dedicado, geralmente de baixa capacidade.

\* **Ranging** - Esta função determina a distância exata de, por exemplo o CCS, até a espaçonave. Seu princípio é muito simples. Na espaçonave há um pequeno transponder de baixa capacidade. Do CCS emite-se uma portadora com modulação AM em uma frequência

---

<sup>[8]</sup> B. Elbert - Introduction to Satellite Communications - Artech House, 1987, MA, Sec. 5.5.1

bem conhecida e mede-se o retardo. O retardo sempre é de 240 ms aproximadamente. Uma frequência de cerca de 4 Hz não produz ambiguidade na medida, dado que o retardo fica de quase um período completo. Entretanto a precisão sofre, dado que é difícil medir-se frações diminutas de período. Assim envia-se frequências de modulação sucessivamente mais altas e, conhecendo-se os resultados anteriores vai se determinando a distância com precisão crescente. Típicamente, chega-se a valores com incerteza de alguns metros.

\* **Comand & Control** - É o canal através do qual são executadas as manobras operacionais na espaçonave. É chamado de C&C. Para evitar enganos, sabotagens ou acidentes por interferência, C&C possui proteção com chaves (mecânicas e eletrônicas, tipo senha), necessidade de repetição sucessiva do mesmo comando, para implementar sua execução e outros artifícios. Poucas pessoas possuem acesso à essas informações.

\* **Beacons** - são sinais auxiliares emitidos pela espaçonave para permitir a orientação precisa das antenas em sua direção. Durante as fases de lançamento, os beacons também servem para rastreamento. Algumas espaçonaves aproveitam os beacons para serem os portadores da telemetria.

#### 2.a.4 - Descrição do Payload de Comunicações

Payload é traduzido como carga útil. É aquela parte da espaçonave que desempenha especificamente a função de comunicações. Basicamente, consta um conjunto de: antena(s) RX, receptores, filtros de canais, amplificadores de potência, multiplex(es) de saída e antena(s) TX. Um específico conjunto está esquematizado na Fig. 2.5.

No conjunto da figura abaixo o canal da frequência F1 só pode ser direcionado para o amplificador da frequência F1. Isto porque o receptor sendo comum a todos os canais, provê uma translação de frequência que é a mesma para todos os canais. Entretanto, observe um detalhe precioso. O canal de F1 após o filtro, poderia ser injetado num amplificador de F1 de um outro conjunto, ligado à uma outra antena, proporcionando alguma conectividade ao sistema.

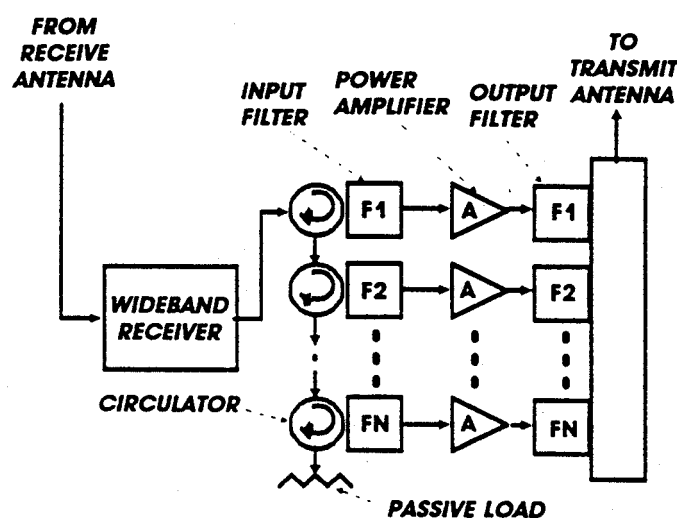


Fig. 2.5 - Diagrama de Bloco de um Repetidor de Comunicações com Receptor de Banda Larga para Diversos Canais e Amplificadores de Potência Individualizados para cada Canal.

\* **Receptor de Banda Larga** - Como já mencionado, geralmente usa-se amplificador de banda larga para processar todos os canais de um feixe com uma determinada polarização. A Fig. 2.6 mostra um receptor típico.

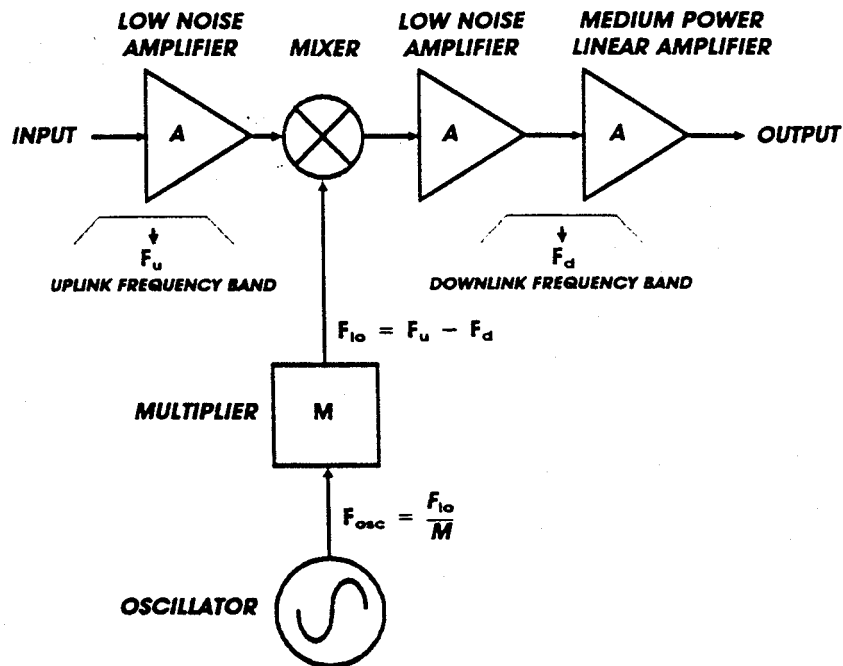


Fig.. 2-6 - Diagrama de Bloco de um Receptor de Banda Larga Típico que Translada a Banda de Up-link para a Banda de Down-link.

Observa-se o LNA (Low noise Amplifier), enviando o sinal de up-link ao misturador para ser convertido, por força do oscilador local, à frequência de down-link. Em seguida, nova amplificação, já na frequência de down-link, eleva o sinal a um nível suficiente para ir excitar, adiante a TWT.

Em algumas espaçonaves, o amplificador de média potência é colocado junto ao módulo da TWT.

\* **Osciladores Locais** - Como visto na Fig. 2.6, o OL é um conjunto de oscilador propriamente dito e um multiplicador.

A justificativa é que ainda não se atingiu um estado de arte suficiente para se ter osciladores, operando diretamente na faixa de microondas com estabilidade adequada à operação em satélites. Assim, um oscilador a cristal de quartzo ainda é utilizado, e sua frequência é multiplicada, adequadamente.

O cristal de quartzo possui uma deriva lenta de frequência, *aging* (*envelhecimento*), tipicamente de 10 ppm por ano, que poderia comprometer o desempenho, ao longo da vida da espaçonave.

O cristal de quartzo possui uma deriva lenta de frequência, *aging* (*envelhecimento*), tipicamente de 10 ppm por ano, que poderia comprometer o desempenho, ao longo da vida da espaçonave.

O cristal de quartzo permite uma pequena sintonia, sem perda de suas características essenciais de estabilidade de frequência: tipicamente de 0.01%, o que significa 100 ppm. Assim, várias sintonias, pre-ajustadas, para mais ou para menos, estão disponíveis para serem sucessivamente comandadas, por Operações, quando vierem a se tornar necessárias, com a finalidade de fazer retornar a frequência de OL para dentro de faixa aceitável.

Adicionalmente, uma redundância de três para um é comum para cada OL.

\***TWT** - Classicamente, o amplificador de potência, para saída, é constituído por uma válvula TWT. O conjunto da TWT com sua fonte de alimentação e proteção, é chamado de TWTA (**Travelling Wave Tube Amplifier**).

No estado atual da arte, ganho de 60 dB, eficiência de 50% e potência de saída de 100W (11 GHz) podem ser obtidas com as mais modernas TWT.

Adicionalmente, vida útil acima de 10 000 horas já são obtidas. Mesmo assim, os TWTA, obrigatoriamente, operam com redundância.

\***SSPA (Solid-State Power Amplifier)** - Com o aperfeiçoamento contínuo dos dispositivos de estado sólido, notadamente o FET de AsGa, está se tornando cada vez mais comum a utilização de SSPA em substituição às TWT, nos feixes de menor produto potência x frequência.

A família Intelsat VI usa SSPAs de 10 W para os 4 feixes zonais em 4 GHz. Já no Intelsat VII foi possível executar SSPAs com potência de 40 W.

Entretanto, não se deve ser levado a concluir que a próxima geração de satélites dispensará as TWTs. Sempre que se necessitar um produto potência x frequência no limite da tecnologia, a válvula ainda é a solução. Esta afirmativa é verdadeira especialmente para os satélites dedicados à TV, na banda Ku, como por exemplo, o Intelsat K, com TWTs de 65 W em 11 GHz.

De um modo geral, dentro de um horizonte de 30 anos, as válvulas ainda serão utilizadas <sup>[9]</sup>.

\* **Multiplex de Saída** - Este dispositivo reúne as saídas de vários amplificadores de potência, cada um em canais de frequência diferentes, e os direciona para uma dada antena. É constituído de uma série de filtros passa-faixa acoplados entre si.

Se por algum motivo, um sinal fora da faixa útil de um canal ocorrer, este será rejeitado pelo filtro correspondente. O detalhe importante é que o mecanismo de rejeição de um filtro de microondas é *reflexão*. Se o sinal refletido retornar, à saída do amplificador de potência,

---

[9] Robert Parker & Richard H. Abrams - "The Navy's Role in the Vacuum Tube Electronics Program"- Microwave Journal, March 92, pag 82-92.

tensões excessivamente altas poderiam ser desenvolvidas, danificando o amplificador. Assim, faz parte integrante do multiplex, e é colocado em cada entrada, um circulador que redireciona sinais refletidos à uma carga de proteção.

\* **Chaves** - São elementos importantes para implementar a conectividade e redundância. São exemplos clássicos em microondas as chaves tipo **S**, **C** e **R**, as quais são os blocos elementares para implementação de funções complexas.

\*\* **Chave S (Switch)** - Trata-se da chave mais simples possível; um polo duas posições. Na Fig. 2.7 se observa a definição e uma aplicação desta chave.

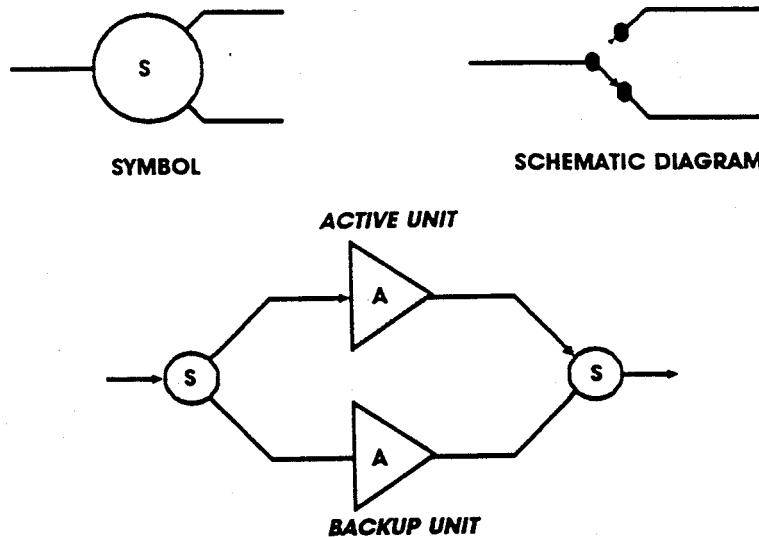


Fig. 2.7 - Definição e Aplicação das Chaves S em Equipamento Reserva.

A implementação da chave S em tecnologia coaxial é óbvia. O que não é óbvio é sua implementação em guia de onda.

Neste último caso, a onda passa por um material ferromagnético. Uma bobina de corrente inverte o campo magnético do material, modificando a rota da onda. A operação é semelhante à inverter o sentido de circulação de um circulador. A maior vantagem deste arranjo, é que diferentemente do uso de uma palheta mecânica, não há possibilidade de falhar numa posição intermediária, propiciando um circuito aberto.

Uma outra aplicação da Chave S é agora apresentada, na forma de uma redundância 3/2, Fig. 2.8.

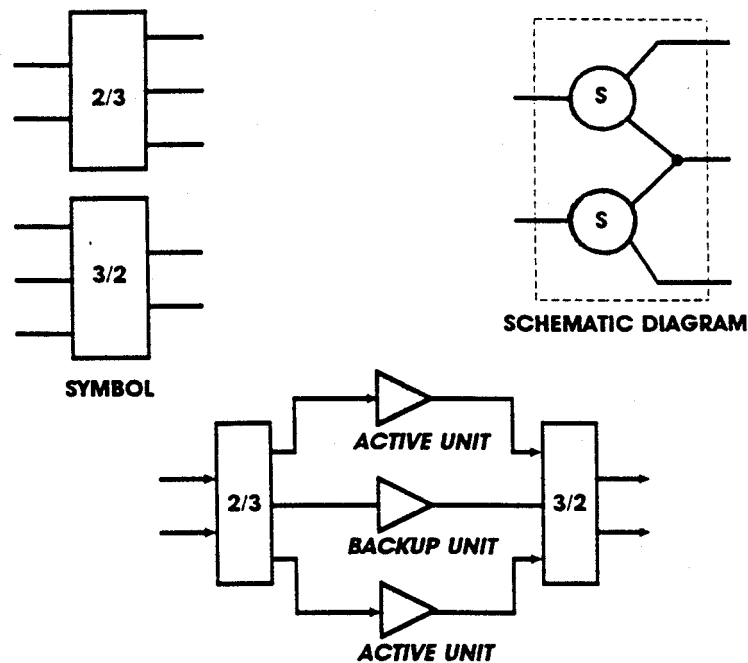


Fig. 2.8 - Chaves S Implementando Função de Redundância 3/2.

A partir do arranjo acima, fica ao leitor o exercício de implementar redundância 5 x 4, usando dois idênticos conjuntos de 3/2 de tal maneira que a última conexão inferior da Fig. 2.8 seja simultaneamente a primeira conexão superior do novo conjunto acrescentado. Da mesma forma, um 4 x 3 seria formado, acrescentando-se mais uma chave S ao 3 x 2 da Fig. 2.8.

Generalizando, uma redundância  $(n) \times (n-1)$  pode ser realizada com  $n-1$  chaves S.

A maior desvantagem da chave S é que quando comuta, deixa a outra porta em aberto. Assim, é interessante operar a chave S em conjunto com isoladores de proteção, sempre que necessário.

**\*\* Chave C (Cross, cruzamento)** - Trata-se de uma chave de dois polos e duas posições, com a particularidade de possuir apenas 4 terminais. Assim, na sua posição *direta*, as entradas A e B estão conectadas às saídas A' e B', respectivamente. Na sua outra posição, *cruzada*, a entrada A fica conectada à saída B', e a entrada B à saída A'. A Fig. 2.9 mostra o símbolo, ligação interna e uma aplicação da chave C.

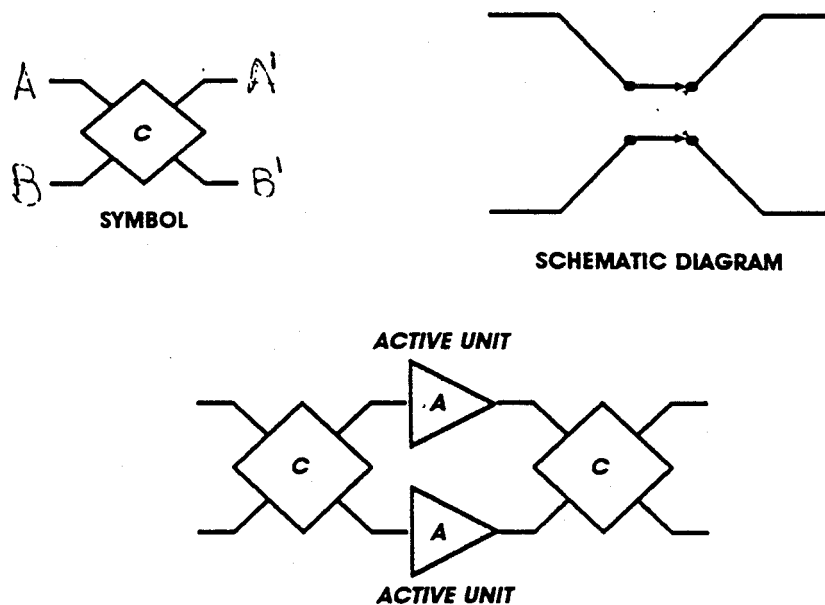


Fig. 2.9 - Chave C: Símbolo, Diagrama Elétrico e uma Aplicação em Conectividade para Alteração de Rota.

A maior aplicação da chave C é para executar alternância de rota, o que é chamado de conectividade.

A implementação da chave C é feita em coaxial. Sua implementação em guia, seja por processo mecânico ou magnético fica muito dificultada pelo cruzamento existente.

Finalmente, observe que em ambas posições entradas e saídas estão sempre carregadas, dispensando o uso de circuladores.



**\*\* Chave R (Redundância)** - Trata-se uma chave engenhosa e versátil, que admite diversas variações. Em tese é uma chave de 4 posições, com 3 pólos e com 4 terminais, com as particularidades de ser rotativa, sem batente e a de rearranjar as conexões entre os 4 terminais de formas diversas. Seu símbolo e conexão elétrica estão mostrados na Fig. 2.10.

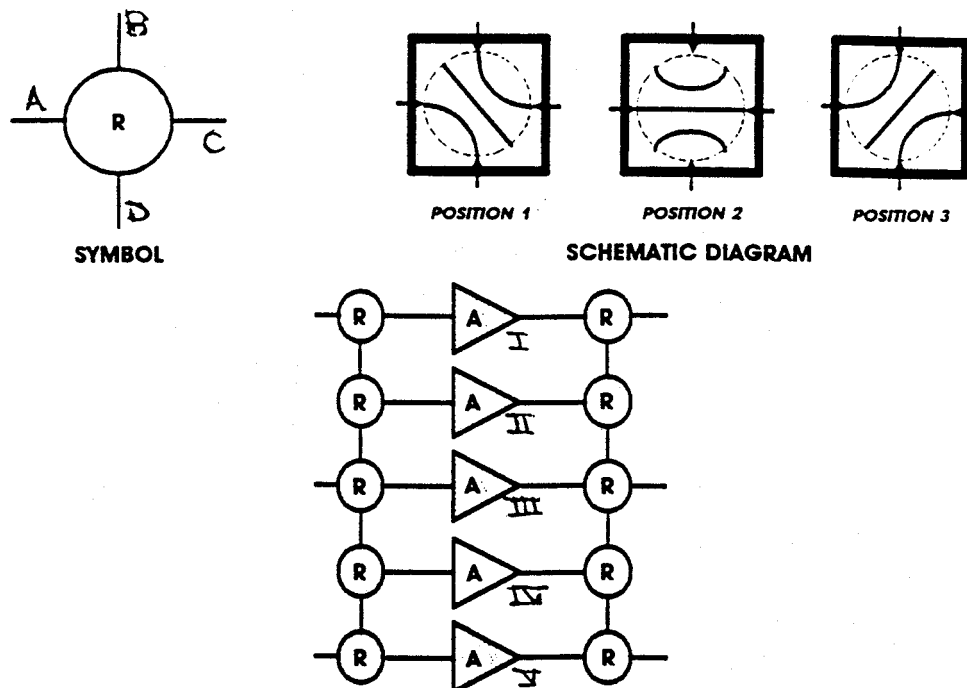


Fig. 2.10 - Chave R: Símbolo, Ligação Elétrica e uma Aplicação em Redundância 5 x 3.

A chave R leva, nos Estados Unidos o apelido de *bola de beisebol*, numa referência nítida ao seu esquema elétrico.

Na Fig. 2.10, os amplificadores principais são I, III e V. Todas as chaves R estão na posição 2, aquela chamada de direta, deixando II e IV fora de serviço. Havendo falha em III, suponha que se deseje que II assuma. Para tanto, duas manobras são feitas: i) as chaves R das entradas de II e III passam para a posição 3, e: ii) as chaves R das saídas de II e III passam para a posição 1.

Em algumas ocasiões, a chave R pode possuir uma configuração alternativa. Esta é a de não possuir a ligação direta, representada pelo diâmetro da bola de beisebol.

Neste caso, ela salta da posição 1 diretamente para a 3. A aplicação poderia ser: a de se ter dois transmissores "A" e "C" conectados nas portas A e C, respectivamente, uma antena na porta B e uma carga de proteção na porta D.

Na posição 1 o transmissor "C" estaria ligado à antena e o "A" conectado à carga. Na posição 3, o transmissor "A" fica ligado à antena e o "C" à carga. Observe que, diferentemente da chave S, o dispositivo fora de serviço não permanece em aberto. Isoladores são dispensados.

A chave R foi originariamente introduzida em guia de onda. Entretanto, não há qualquer problema em implementá-la em coaxial.

\* **Antenas** - Na fase de lançamento, enquanto a espaçonave ainda está fechada, a operação de abertura depende de uma antena omnidirecional para permitir rastrear, enviar telemetria e receber os comandos mais elementares.

Depois, em estação, esta antena continua sendo usada para comandos. Por segurança esta antena é de feixe largo, permitindo recepção de comandos mesmo que a espaçonave se desequilibre. Geralmente, a telemetria passa para uma antena mais diretiva, de maior eficiência.

Contrariamente, as antenas de telecomunicações são de feixe o mais estreito possível, limitadas pela sua função. A conhecida antena **Global** emite um feixe de  $18^\circ$  de abertura total.

Antenas para satélites especiais ou com funções específicas são formatadas especialmente. Geralmente, se usa um conjunto de cornetas circulares, iluminando um refletor parabólico, que produzam diagramas contíguos, elípticos, na superfície terrestre.

Na Fig. 2.11 está mostrado um exemplo interessante para a cobertura do território do México.

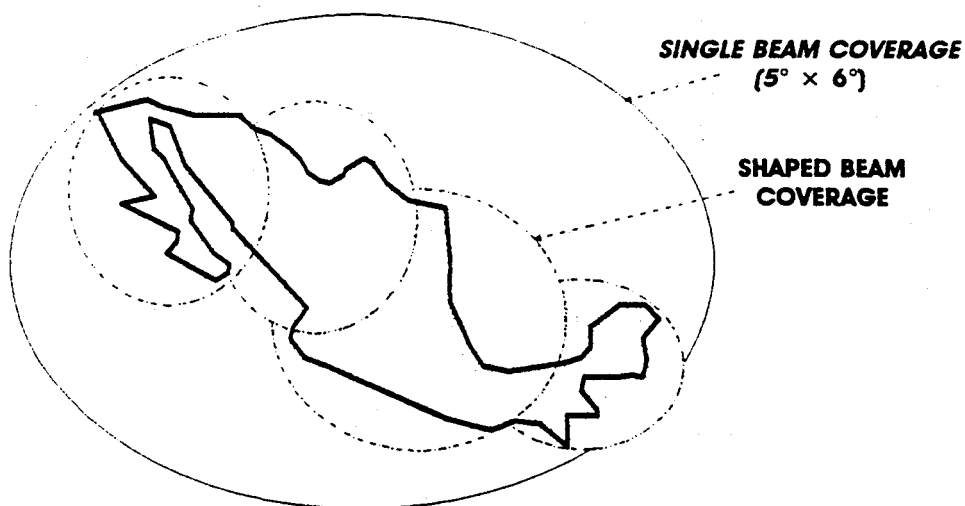


Fig. 2.11 - Diagramas de Radiação de um Satélite Doméstico para o México: Comparação entre Antena de Alimentador de Corneta Singela e uma Antena Formatada Composta de Quatro Cornetas no Alimentador

Na Fig. 2.11 pode-se observar uma sensível melhoria de eficiência no uso de antena formatada. Um cálculo de integração numérica mostrou que o ganho entre os dois casos é mais de 3 dB. Isto significa que tudo se passa como se a potência de saída das TWTs tivesse sido multiplicada por um fator maior que dois e que a sensibilidade de recepção de cada canal também foi multiplicada correspondentemente.

Quando for possível se usa a mesma antena (ou pelo menos mesmo refletor) para recepção e para transmissão. A economia de peso e custo é sensível. Ocorreria então que a antena para o up-link (sempre com frequência mais alta), que é *eletricamente* maior, apresentaria maior ganho que para o down-link. Se isto for indesejável, é possível equalizar o ganho de ambos os feixes. Isto foi feito no Intelsat VI para os feixes **Spot**. Com uma abertura de 1m, para uma antena comum, o ganho é de 34.9 dB no up-link (14.0 / 14.5 GHz) e de 34.5 dB no down-link (10.95 / 11.7 GHz).

## 2.b - ESTAÇÕES TERRENAS

É dado o nome de estações terrenas à coleção de equipamentos, na superfície terrestre, que se comunica, com o satélite. Não necessariamente uma estação precisa ser fixa, para ser chamada de terrena. Pode ser móvel; terrestre, marítima ou até mesmo um avião em voo.

De um modo geral, as estações terrenas recebem e transmitem para o satélite. Entretanto, algumas podem apenas receber. Casos raros existem, onde a estação apenas transmite; são chamadas de *data-gathering (recolhedora de dados)*.

Algumas poucas possuem a capacidade de atuar nos mecanismos internos do satélite, reconfigurando-o. Uma destas é o CCS.

Em algumas é necessário que suas antenas possuam um pequeno grau de liberdade para rastrear o satélite na sua órbita *quasi-geostacionária*. Estas são aquelas que possuem as maiores antenas. A maior parte das estações possuem antenas de pequeno / médio ganho e assimilam bem as pequenas variações de posição do satélite, com antenas fixas.

### 2.b.1 - Partes Constituintes de uma Estação Terrena

Basicamente podem ser listadas:

i) Transmissor - Pode haver uma ou mais cadeias de amplificadores. Depende do número de portadoras de frequências distintas e/ou do número de satélites a acessar simultaneamente.

ii) Receptor: Semelhante ao caso dos transmissores, porém, para o mesmo feixe, é possível ramificar a canalização economizando equipamento.

iii) Antena: Se for possível, que seja usada apenas uma, tanto para up como para down-link. Para caso de diversos satélites ou feixes de frequências substancialmente diferentes, maior número de antenas se torna necessário. Como sub-sistema, deve-se mencionar o diplexer ou multiplex para máximo aproveitamento da antena.

iv) Rastreamento: Quando necessário, um sistema que de alguma forma acompanhe o movimento do satélite.

v) Força: Compreende o sistema primário, comercial ou gerado localmente, ou ambos, bancos de baterias e sistema *no-break*, se houver.

vi) Instrumental de Teste: Instrumental para testes de rotina, comprovando a saúde do equipamento e medidas eventuais que possam determinar uma degradação da estação tais como deriva progressiva de osciladores e G/T (o qual será definido adiante).

vii) Interface Terrestre: trata-se da interconexão, por qualquer meio, com o mundo externo excluindo-se o satélite, para atingir o usuário. No caso de uma pequena TVRO residencial, o usuário pode estar dentro da própria estação, ou seja: a residência. Algumas destas partes serão agora detalhadas.

\* **Transmissor (HPA)** - Sub-sistemas de transmissores variam muito de acordo com a estação. Casos extremos são as pequenas VSAT ou data-gathering, com SSPAs de alguns poucos watts até a gigantesca Intelsat Standard A com uma TWT de 10 KW, refrigerada a água, para transmissão multicanal.

Observe que a última solução - uma TWT de muito alta potência, em operação multicanal - seria impossível de ser implementada a bordo da espaçonave, onde o equilíbrio térmico e a impossibilidade de se ter fontes de calor concentradas é crítico. Já na Terra existem recursos para contornar o problema.

Além de SSPAs para pequenas potências, pode-se usar TWTs ou Klystrons para altas potências.

A TWT possui tipicamente 1000 MHz de banda. Em estações terrenas é possível utilizar apenas um único amplificador para os diversos canais de um feixe de up-link.

Diferentemente do caso de embarcado, a TWT pode funcionar, em Terra, com back-off (extrair menor potência) em nível tão acentuado como -7 dB, para fugir da intermodulação. Diz-se que a TWT foi *linearizada* por sub-excitação. No caso embarcado, a linearização por back-off acentuado não é tolerado pois este diminui o rendimento.

Para os interessados em ir mais além, no assunto da linearização de TWTs, cita-se que existem tentativas de fazer a TWT trabalhar praticamente sem back-off e reduzir a intermodulação por outros meios <sup>[10]</sup>. Os SSPAs da família Intelsat VII possuem linearizadores que são pré-amplificadores com uma resposta não-linear, pré-distorcida, a qual tenta ser oposta à não-linearidade do SSPA. Algumas soluções tentadas para as TWTs são semelhantes; outras utilizam-se de realimentação negativa.

As Klystrons, de um modo geral, são mais baratas que as TWT, entretanto possuem bandas bem mais estreitas, tipicamente 50 a 100 MHz. A mudança de canal pode implicar em necessidade de resintonia da Klystron.

Falando-se em dispositivos de fácil aquisição, as TWTs comerciais situam-se na faixa de 10 a 600 W. As Klystrons chegam a 3 KW. Acima destas faixas, os dispositivos são executados por encomenda.

Um detalhe importante é que a potência do transmissor não é suficiente para caracterizar a emissão de uma estação terrena. Existe um outro parâmetro, que, fisicamente, diz o quanto a energia irradiada está sendo concentrada em direção à espaçonave.

Este último parâmetro é justamente o ganho da antena

---

<sup>[10]</sup> K. Miya (Ed) - Satellite Communications Engineering - 2nd Edition, Lattice Company, Tokyo, 1982

Da combinação destes dois fatores nasce o conceito de EIRP (Effective Isotropic Radiated Power), significando: qual seria a potência de uma fonte isotrópica que produziria o mesmo efeito de emissão.

Para chegar-se ao EIRP, o primeiro passo é transformar a potência de saída em dBW. Isto significa calcular quantos dB está acima de 1 W. Por exemplo: 600 W fornece 24 dBW. Em seguida, somar o ganho da antena, em dB. Por exemplo: uma antena de Banda C, (6 GHz) com 10 m de diâmetro, eficiência de 65%, fornece um ganho de 54 dB. O EIRP seria 78 dBW. A Fig. 2.12 fornece as potências necessárias com os diversos diâmetros de antena para atingir-se, em banda C, o valor de 80 dBW.

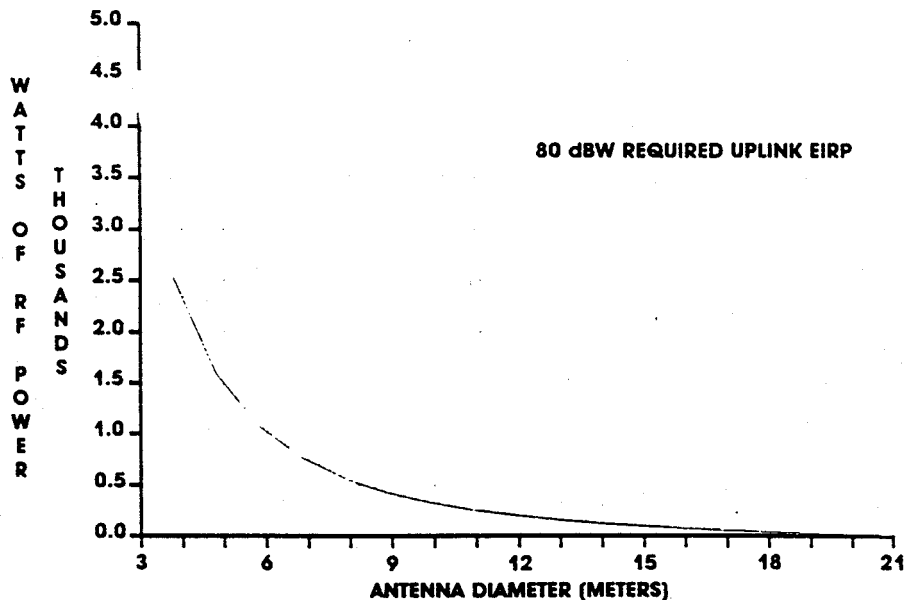


Fig. 2.12 - Relação entre Potência de Saída e Diâmetro e Antena, em Banda C, para Obter EIRP = 80 dBW.

#### \* Receptores

Para receber um sinal satélite, diversas etapas são necessárias. Inicialmente, o sinal é amplificado, em seguida convertido para uma frequência mais baixa que facilite adicional amplificação e seu processamento. Finalmente, o sinal pode ser demodulado para ser extraída a informação útil contida na banda-base.

Quando se fala de receptor, se fala de:

- i) Primeira cadeia amplificadora, chamada de LNA
- ii) Down-Converter, deslocando a informação para uma frequência mais baixa e amplificando-a
- iii) Demodulador, extraindo a banda base

Tratando cada um com mais detalhe:

**\*\* LNA** - O amplificador de baixo ruído é, conjuntamente com a antena, o bloco mais crítico de uma estação receptora. A este par está associado um parâmetro, chamado fator de mérito G/T que, basicamente fornece o nível de qualidade do melhor desempenho possível que a estação pode ter.

Antes de falar de G/T, convém recordar a Figura de Ruído.

Qualquer amplificador deteriora a relação Sinal/Ruído, S/N, da informação que é admitida na sua entrada. Exemplo: um sinal chega de um satélite, passa pelo sistema de antena e é levado ao LNA com um nível de -120 dBm. Neste mesmo ponto, a soma de todos os ruídos (aquele que já afetava o sinal pelo fato de ter passado pelo sucessivamente pelo up-link, circuitos do satélite e down-link + ruído gerado pelo sistema de antena + ruído térmico referido à entrada do LNA) é equivalente a -142 dBm. Então a S/N do sinal é dito ser S/N = 22 dB. Se a Figura de Ruído do LNA for de 2 dB, significa que na saída do LNA ter-se-á S/N = 20 dB.

O detalhe relevante é que é possível demonstrar que numa associação de amplificadores, a Figura de Ruído da associação é dada por:

$$F = F_1 + (F_2 - 1) / G_1 + (F_3 - 1) / G_1 G_2 + \text{etc}$$

Se o ganho do primeiro estágio for alto, a Figura de Ruído da associação é *fundamentalmente* dada pela Figura de Ruído do primeiro estágio.

Por outro lado, a Figura de Ruído pode ser transformada numa outra quantidade, mais usada em Comunicações por Satélite, chamada de Temperatura de Ruído. A transformação é simples, e lembrem-se os números utilizados para Figura de Ruído não podem estar em dB:

$$T (^{\circ} K) = (F-1) TR (^{\circ} K)$$

onde TR é uma temperatura de referência (em  $^{\circ} K$ ) na qual a Figura de Ruído está associada; geralmente TR = 290  $^{\circ} K$ .

A temperatura de ruído é muito cômoda para se trabalhar. Pode ser posta numa forma de dB/ $^{\circ} K$ , ou seja: quantos dB está acima de 1 $^{\circ} K$ . Por exemplo 100  $^{\circ} K$  é 20 dB/ $^{\circ} K$ .

Agora o fator G/T de uma estação terrena pode ser determinado. A menos de pequenos detalhes basta diminuir o ganho da antena (em dB) da temperatura de ruído do LNA (em dB/ $^{\circ} K$ ).

$$G/T = \text{Ganho Antena (dB)} - \text{Temp. Ruído LNA (dB/ $^{\circ} K$ )}$$

Os detalhes adicionais, não computados na fórmula acima, são por exemplo: ruído da própria antena, ruído cósmico e pequena atenuação nos alimentadores, polarizadores e eventual linha de entrada para o LNA. Na prática, pode-se dizer que o G/T, dado pela fórmula anterior, é degradado de tipicamente 1 dB pelos efeitos secundários descritos.

Valores típicos para estações terrenas podem ser citados:

TIPO	G/T (dB/°K)
Intelsat Standard A (banda C)	40 - 44
Intelsat Standard C (banda Ku)	35 - 50
TVRO para Cabo (banda C)	18 - 24
TVRO Residencial (banda Ku)	10 - 15

A Fig. 2.13, mostra como o diâmetro da antena, em banda C, (4 GHz), influencia o G/T, para três valores típicos de temperatura de ruído *do sistema*. Entenda-se que a temperatura *de ruído do sistema* é um pouco maior do que a do LNA, dado fenômenos secundários como descritos em parágrafo anterior.

Fig. 6.7 do Elbert, pg. 227

3 1/2 pol

Fig. 2-13 - G/T para uma Estação Terrena de Banda C, em Função do Diâmetro da Antena, Parametrizada para Três Diferentes Temperatura de Ruído do LNA.

Observe que o dado relevante não está explícito nesta figura. Trata-se de se obter o G/T desejado com o menor custo possível.

A estratégia ótima é sempre a de se usar o LNA de temperatura de ruído a mais baixa possível (sem criogenia) e manter as perdas na sua entrada a mais baixa possível. Estas medidas possuem um preço a pagar. Entretanto, certamente, este preço resulta menor do que aumentar o diâmetro da antena.

\*\* Down-Converter - Em estações pequenas, destinadas a receber uma portadora, o down-converter é muito simples. Ao receber a portadora de 4 ou 11 GHz, executa uma *down-conversion*, para uma FI, tipicamente de 70 MHz. No caso mais simples, esta conversão é feita a partir de um oscilador a cristal fixo. Para trocar a frequência da portadora, troca-se o cristal. Um melhoramento, é o de usar um sintetizador.

Se a estação recebe mais de uma, porém ainda poucas, portadoras, pode-se dividir o sinal proveniente do LNA e duplicar ou triplicar o arranjo acima.

Para grandes estações, geralmente se usa dupla conversão. Existe uma FI intermediária, de banda larga, em cerca de 1 GHz, e divisão é aí praticada. Uma segunda conversão seleciona, para cada ramo, a portadora desejada. A geração de sinais para os diversos OLs, certamente é feita com sintetizadores.

\*\* Demoduladores - A multiplicidade de serviços e tipos de transmissão oferecido pelos Sistemas de Comunicações por Satélite está tão diversificada atualmente que para descrever os moduladores seria necessário um curso específico para tal.

O que um profissional da área deve fazer então é conhecer as técnicas e circuitos de demodulação dos equipamentos que opera, inicialmente através dos manuais técnicos dos respectivos equipamentos e aprofundar-se com cursos e literatura específica. Entre os livros de uso geral em Circuitos de Comunicações, pode-se citar o de Jack Smith, Modern Communications Circuits, McGraw-Hill, NY, 1986 e o editado por William Gosling, Radio Receivers, Peter Peregrinus, London, 1986.



# **MINI-CURSO II**

## **FUNDAMENTOS DO PROCESSAMENTO DE ANTENAS ADAPTATIVAS PARA COMUNICAÇÕES SEM FIO**

**André Louzada Brandão  
UNICAMP - FEEC - DECOM**

# Fundamentos do Processamento de Antenas Adaptativas para Comunicações sem Fio

ANDRÉ L. BRANDÃO  
Prof. Participante - Lab. DSPCom - DECOM/FEEC/UNICAMP

## **SOBRE O AUTOR:**

ANDRÉ LOUZADA BRANDÃO é formado em Engenharia Elétrica pela Unicamp, 1985, Mestre na área de Comunicações pela Unicamp, 1990 e Ph.D. pela Universidade de Leeds, 1995. Trabalhou no Centro de Pesquisa da Telebrás - CPqD por 12 anos envolvido em vários projetos de telecomunicações, incluindo projeto de circuitos para processamento digital de sinais em centrais telefônicas CPA-T, microeletrônica, antenas e comunicações por satélite. É detentor do prêmio: G. W. Carter Prize concedido pela Universidade de Leeds, Inglaterra, pelo melhor trabalho de pós-graduação desenvolvido no Departamento de Engenharia Elétrica da Univ. de Leeds no ano de 1993/94. É detentor do prêmio IEEE Student Paper Prize pelo melhor trabalho estudantil apresentado no congresso IEEE PIMRC'95 sobre comunicações móveis celulares. É detentor com a equipe do LED (Laboratório de Eletrônica e Dispositivos da Unicamp) do Primeiro Prêmio EXTEC - Exposição de Tecnologia em Computação da Sociedade Brasileira de Computação, Viçosa - MG, 1984, pelo desenvolvimento de tecnologia para construção de visores de cristais líquidos. Atualmente trabalha como consultor independente e também ministra aulas a nível de pós-graduação na Unicamp como professor convidado. Seus assuntos de interesse no momento estão ligados ao processamento de sinais para comunicação sem fio e sistemas adaptativas em geral.

## **EMENTA**

Duração do curso: 4 aulas

- Introdução
  - Panorama histórico sobre a evolução das telecomunicações até o presente.
  - Modelamento do canal de comunicações
  - Características dos principais modelos de canal e de sinais.
  - Descrição dos fenômenos de interferência
  - Os diversos tipos de fading
  - Multipropagação
  - Caracterização estatística
- Array com Diversidade
  - Introdução
  - Técnicas de diversidade
  - Diversidade espacial
  - Combinação ótima e combinação de fase
  - Performance comparativa
- Array Linear
  - Solução Ótima - MMSE
  - Implementação com o algoritmo LMS
  - Simulações por computador em sala de aula

## Bibliografia Recomendada para Consulta

- [1] - Balaban, P. and Salz, J., (1991): "Dual diversity combining and equalization in digital cellular mobile radio", IEEE Trans. on VT, vol.40, no.2, pp.342-354, May.
- [2] - Balaban, P. and Salz, J., (1992a): "Optimum diversity combining and equalization in digital data transmission with applications to cellular mobile radio - Part 1: theoretical considerations", IEEE Trans. on Communications, vol.40, no.5, pp.885-894, May.
- [3] - Balaban, P. and Salz, J., (1992b): "Optimum diversity combining and equalization in digital data transmission with applications to cellular mobile radio - Part 2: numerical results", IEEE Trans. on Communications, vol.40, no.5, pp.895-907, May.
- [4] - Barret, M. and Arnott, R., (1994) : "Adaptive antennas for mobile communications", Electronics & Communication Engineering Journal, pp.203-214, August.
- [5] - Compton, R. T., (1988): "Adaptive antennas: concepts and performance", Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall.
- [6] - Haykin, S., (1991): "Adaptive filter theory", Englewood Cliffs, N.J.: Prentice-Hall, Inc.
- [7] - Haykin, S., Litva, J. and Shepherd, T. J., (1993): "Radar array processing", Springer-Verlag Berlin Heidelberg.
- [8] - Jakes, W. C., (1974): "Microwave mobile communications", New York: John Wiley & Sons, chapter 5, pp.377-387.
- [9] - Kailath, T., (1974): "A view of three decades of linear filtering theory", IEEE Trans. on Information Theory, vol.20, no.2, pp.146-181, March.
- [10] - Proakis, J., (1989): "Digital communications", 2.<sup>o</sup> edition, Singapore: McGraw-Hill International Editions.
- [11] - Qureshi, S. U. H. (1985): "Adaptive equalization", Proc. IEEE, vol.53, pp.1349-1387, September.
- [12] - Widrow, B. and Stearns, S. D., (1985): "Adaptive signal processing", Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall, Inc.
- [13] - Yacoub, M. D., (1993): "Foundations of mobile radio engineering", Boca Raton, Florida: CRC Press, Inc.

# Fundamentos do Processamento de Antenas Adaptativas para Comunicações sem Fio

## Introdução

### Panorama histórico

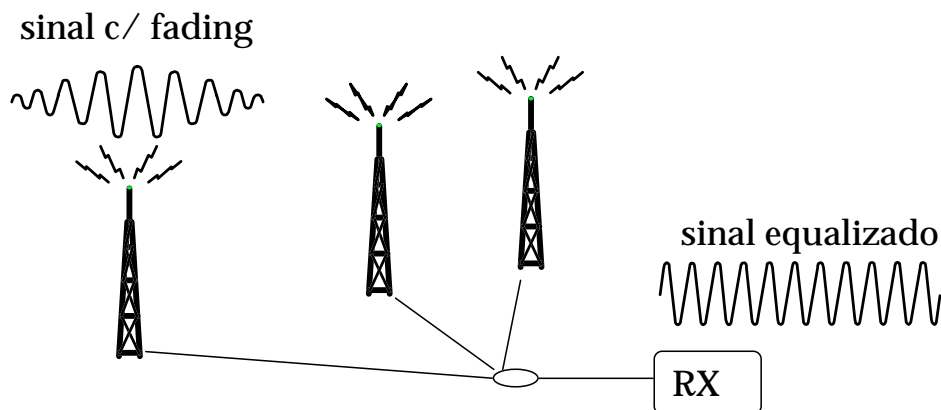
- 1895 marca a primeira transmissão de rádio pelo italiano Guglielmo Marconi, em Bologna.
- A partir das primeiras transmissões de rádio começam os estudos para o modelamento do canal de comunicações (camada de Heaviside, propagação da onda, efeitos noturnos, etc.)

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(1)

- Primeiras ligações telefônicas transatlânticas (1915). O início das transmissões de rádio por longas distâncias possibilitou a observação de vários fenômenos importantes, tais como: flat fading, fading seletivo, constatação que a direção de chegada de sinais não implica na direção verdadeira da fonte emissora (consequências para a navegação), etc.
- A teoria de Nyquist para conformação de pulso ainda estava em sua “infância” (1924) enquanto que a teoria de filtragem de Wiener ainda estava por vir (1949). Qualquer tentativa de correção do canal de comunicação por filtragem era incipiente.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(2)

Mesmo sem sólida teoria, começam as experimentações para combate ao fading. Em 1926 a BBC e Marconi Company demonstraram ser possível obter grandes ganhos sobre o fading combinando sinais em fase de várias antenas espaçadas consideravelmente.



Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(3)

Esta técnica de combate ao fading utilizando-se de várias antenas ficou conhecida como *diversidade espacial*. Especificamente a diversidade utilizada pela BBC e Marconi Co. foi posteriormente consagrada com o nome de *equal-gain combiner*.

Hoje em dia diversidade assume uma conotação ampla: é a técnica que permite o aumento da qualidade do sinal recebido através da utilização de redundância da informação transmitida e/ou recebida.

Quando a diversidade utiliza redundâncias no receptor (como no caso do equal-gain combiner), é chamada de *diversidade de recepção*.

Quando a diversidade utiliza redundâncias no transmissor, é chamada de *diversidade de transmissão*.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(4)

Neste contexto a utilização de codificação (e.g. código de repetição) pode ser vista como diversidade de transmissão, uma vez que a codificação introduz redundância no sinal original.

Diversidade pode ser classificada primariamente em três categorias:

Diversidade em frequência

Diversidade no tempo

Diversidade espacial

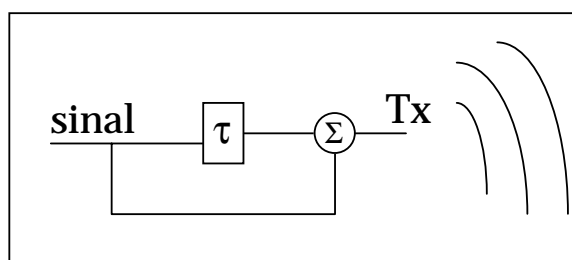
Pode ser também definida como a combinação entre qualquer um dos tipos acima.

### Diversidade em frequência

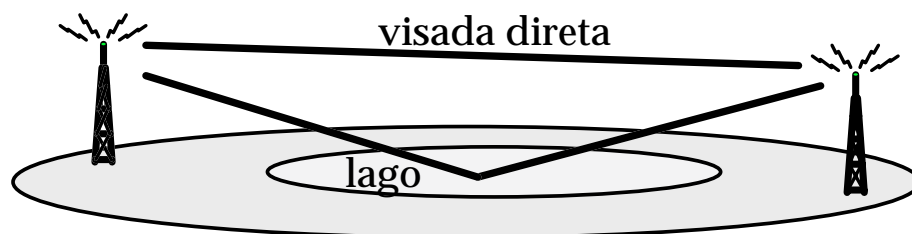
Na diversidade em frequência, transmite-se a mesma informação por duas ou mais portadoras de sinal de rádio.

### Diversidade temporal

Na diversidade temporal de transmissão repete-se a transmissão da informação original (e.g. códigos de repetição).

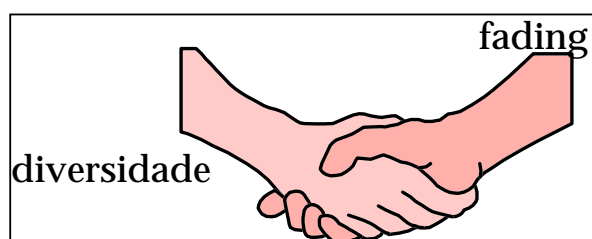


Na diversidade temporal de recepção utiliza-se a multipropagação que são cópias do sinal original transmitido causadas pelo meio de transmissão



Filtragem ou equalização (rake receiver) pode ser vista como aplicação de diversidade de recepção temporal. No entanto, o conceito clássico de filtragem visa o *cancelamento* e não utilização da multipropagação

Observe que *diversidade* se propõe utilizar *redundâncias* da informação para promover o combate ao *fading*.



Neste sentido, um array de antenas utilizado para combate ao fading tem por sua herança história a identidade de ser uma técnica de *diversidade*. Como operar este tipo de array será assunto do capítulo 2 deste curso.

A partir de Wiener, Kalman, Widrow e Hopf as técnicas de filtragem temporal para canais dispersivos passaram a ser largamente utilizadas (no sentido de cancelamento da interferência intersimbólica).

Lucky em 1965 projeta o primeiro equalizador adaptativo (zero forcing equalizer - ZFE) e promove o aparecimento dos modems digitais.

Com o surgimento de processadores DSP na década de 1970 o conceito de equalização passou a ser simplesmente “software”, sem custo material.

No entanto até na década passada de 1980, equalização do canal concentrava-se em soluções para sistemas de comunicação via cabo. Diversidade espacial continuava a ser empregada como solução mestra para enlaces rádio.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(9)

Equalização clássica projetada para combater interferência intersimbólica (canais com distorção caracterizados por uma resposta ao impulso) não é apropriada para o combate do fenômeno de fading (canais probabilísticos).

Diversidade espacial não apresenta uma solução barata se considerarmos a instalação de antenas e sistemas de recepção de rádio (parafernália de RF é geralmente muito custosa).

A década de 1990 marca a junção da equalização e da diversidade espacial com a técnica de *equalização de diversidade espacial*, ou no inglês *spatial-diversity equalization* (SDE).

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(10)



Assim, hoje o termo “equalização de canal” engloba sistemas lineares e não-lineares e é, em sua forma mais abrangente, aplicada no espaço e no tempo com a técnica SDE.

Dessa forma o entendimento das técnicas modernas de array adaptativo requerem o conhecimento acumulado praticamente durante o decorrer de todo este século (de Marconi a Lucky em seus fundamentos e a consolidação dos softwares de desenvolvimento e plataformas DSP).

SDE permite *broadband* e software pode incorporar técnicas de radar.

SDE é a técnica do próximo século.

Os sistemas SDE aliados com técnicas de radar permitem o aparecimento da *Multiplexação Espacial* (Spatial Division Multiplexing - SDM).

Historicamente os sistemas de rádio voltados para aplicação de radar derivaram das primeiras idéias de Marconi e se desenvolveram independentes das técnicas de filtragem de Wiener.

As preocupações em radar eram mais com a direção de chegada e range do cluster refletor bem como “jamming”.

As preocupações em comunicações eram mais com o combate ao fading, co-canal, multipropagação e Doppler.

A união dos dois pontos de vista de utilização do array de antenas propicia o chamado array inteligente para implementação de sistemas SDM.

## Modelamento do canal de comunicações

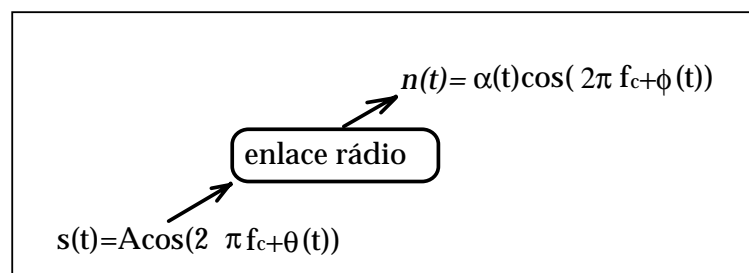
A resposta ao impulso e sua transformada de Fourier caracterizam sistemas lineares invariantes no tempo e *determinísticos*.

Quando um sistema produz respostas aleatórias à uma determinada excitação ele não pode ser caracterizado por uma resposta ao impulso (e.g. canal de comunicações via satélite). Tais sistemas produzem sinais não determinísticos chamados de *processos estocásticos*.

Um processo estocástico estacionário no tempo é caracterizado por sua função de autocorrelação.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(13)

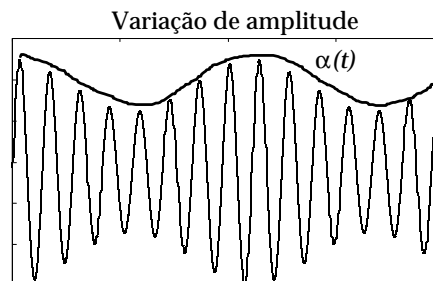
Suponha um sinal transmitido  $s(t) = A \cos(2\pi f_c t + \theta(t))$  e recebido como  $n(t)$ , onde  $n(t) = \alpha(t) \cos(2\pi f_c t + \phi(t))$



onde  $a(t)$  é um processo estocástico estacionário no tempo. Caracterizando as propriedades estatísticas (função de autocorrelação e densidade de probabilidade) dos parâmetros formadores de  $n(t)$  podemos construir um modelo estatístico do canal de comunicação.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(14)

Para uma dada amplitude  $A$  transmitida uma amplitude  $\alpha(t)$  é recebida. Analisando as propriedades estatísticas de  $\alpha(t)$ , podemos caracterizar a resposta do canal para uma dada frequência de entrada  $f_c$ .



Em enlaces de comunicação por satélite é comum encontrarmos a envoltória  $\alpha(t)$  caracterizada por uma função de densidade de probabilidade Rayleigh.

Uma forma de conhecermos sobre a resposta em frequência do sinal  $n(t)$  seria através da medição da potência média  $E[\alpha^2(t)]$  para cada valor de portadora  $f_c$

A resposta em frequência medida em termos de potência é chamada de *densidade espectral de potência*.

Anote: O termo *densidade* aplica-se porque sendo  $\alpha(t)$  aleatório, não é possível medirmos potência de uma única raia espectral mas sim de uma área (banda em torno de  $f_c$ ) com largura proporcional à variância  $Var[\alpha(t)]$ .

De outra forma, a densidade espectral de potência do processo estocástico estacionário  $n(t)$  pode ser obtida analiticamente:

$$S_n(f) = \int_{-\infty}^{\infty} R_n(\tau) e^{-j2\pi f\tau} d\tau$$

$R_n(\tau)$  é a função de autocorrelação do sinal  $n(t)$ :

$$R_n(\tau) = E[n(t)n(t + \tau)]$$

A densidade espectral de potência  $S_n(f)$  é obtida através da transformada de Fourier da função de autocorrelação do sinal.

Um modelo genérico de canal para enlaces rádio deve conter:

Atraso de propagação:

O sinal espalha enquanto propaga-se na atmosfera. Parte do sinal espalhado é refletido em montanhas, lagos, etc. Os sinais espalhados que são refletidos eventualmente se recombina. O resultado da re-combinação das componentes de sinal refletido formam a interferência intersimbólica nos sistemas de comunicação digital

Ruído térmico e outros ruídos:

Gerados durante o processo de recepção do sinal (e.g. ruído de filtragem “ripple”, chaveamentos, fontes, escorregamento de oscilador local, etc.).

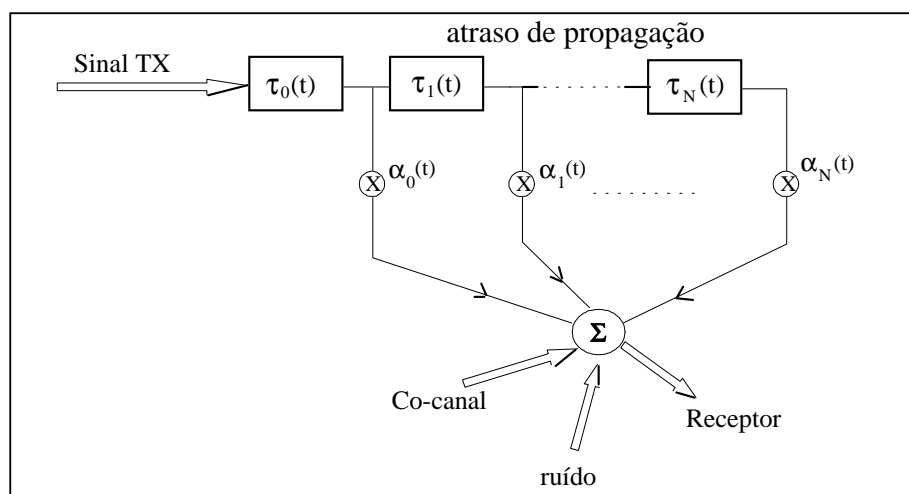
### Doppler e fading:

Os fenômenos Doppler e fading podem ser modelados como uma interferência multiplicativa (portanto não linear) e ocorrem devido à variações do meio normalmente associadas com deslocamentos da fonte transmissora e/ou receptora de sinal.

### Interferências co-canal e canal adjacente:

A interferência co-canal é causada por sistemas que compartilham o mesmo espectro de frequência. A interferência de canal adjacente ocorre pelo “transbordo” de sinal a partir de canais vizinhos no sistema de comunicações.

O modelo genérico com contém as interferências listadas é esquematizado abaixo



Os diversos tipos de fading:

Talvez o fenômeno do fading ou “desvanecimento” seja o mais importante em comunicações via rádio. Não existe uma definição precisa sobre fading uma vez que tal fenômeno ocorre associado com a banda passante do sinal transmitido. De fato, mudanças na largura de faixa do sinal alteram o comportamento observado do fading neste sinal (chamada banda coerente). As classificações mais comuns de fading são:

a) fading rápido: As flutuações na potência do sinal recebido ocorrem com intervalo de tempo comparáveis com o período do sinal transmitido.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(21)

b) fading lento: As flutuações na potência do sinal ocorrem com frequência muito menor que a frequência do sinal transmitido.

Apesar das classificações de fading, o fenômeno verdadeiramente pode ser modelado como uma manifestação do fenômeno Doppler.

### Combate ao “fading”

As técnicas de combate ao fading variam em função do tipo de fading em questão.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(22)

a) Combate ao fading lento:

Neste tipo de fading os métodos de correção através de filtros equalizadores localizados no receptor não são eficientes. A única forma de combate ao fading lento parece ser o aumento de potência do sinal transmitido. Este aumento de potência deve ser previsto durante a etapa de definição do “link budget” do enlace satélite e/ou VSAT.

b) Combate ao fading rápido: Para este tipo de fading existem duas medidas muito efetivas, a saber:

1 - Emprego de Diversidade Espacial: A diversidade espacial consiste no emprego de duas ou mais antenas para a recepção do sinal de rádio.

Estas antenas devem estar separadas em geral numa distância maior que  $10\lambda$ , onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do sinal transmitido. A distância de separação é necessária para descorrelacionar a ocorrência do fading entre as antenas. Isto porque, o fading sendo um fenômeno probabilístico, a probabilidade de ocorrência de fading simultaneamente em todas as antenas do sistema é muito baixa (estando as antenas descorrelacionadas).

2 - Uso de equalização: A equalização de canal é uma alternativa ao uso de diversidade espacial. Equalização também pode ser definida como diversidade temporal. Na equalização clássica procura-se criar uma função de transferência no filtro receptor de tal forma que a multiplicação da função de transferência do canal  $H(w)$  pela função de transferência do filtro  $G(w)$  produza uma resposta unitária em frequência, isto é:

$$H(w).G(w)=1$$

Quando isto ocorre, diz-se que o canal está equalizado.

Finalmente, o fading ainda pode ser classificado segundo suas propriedades estatísticas, a saber as mais importantes são:

Rayleigh fading: Associado ao fading rápido cuja função de densidade de probabilidade (p.d.f) segue uma distribuição de Rayleigh.

fading tipo log-normal: Associado ao fading lento cuja p.d.f. se caracteriza pela distribuição log-normal.

fading Rice: Associado ao fading rápido, quando existe uma linha de visada direta entre o transmissor e o receptor de sinal de rádio (caso de sinais de satélite).

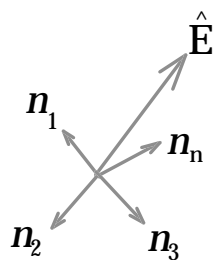
fading Nakagami: Talvez seja o fading cujo modelo seja o mais abrangente de todos (segue p.d.f. Nakagami). Associado ao fading rápido (engloba fading Rice, Rayleigh e outras distribuições).



## Exemplos de simulação de canal usando MatLab

### Exemplo de fading tipo Rayleigh

O fading tipo Rayleigh ocorre devido à combinação de um número infinito de componentes ortogonais aleatórias na formação do vetor elétrico  $\hat{\mathbf{E}}$ , originárias da difração do sinal na atmosfera.



$$\hat{n}_i = \hat{x}_i + j\hat{y}_i$$

$$\hat{\mathbf{E}} = \sum_{i=0}^{\infty} \hat{n}_i$$

$$\sum_{i=0}^{\infty} \hat{x}_i = \hat{X} \quad ; \quad p_{|\hat{X}|}(x) = \frac{1}{\sigma_x \sqrt{2\pi}} e^{-x^2/2\sigma_x^2}$$

A tensão induzida na antena de recepção é proporcional ao vetor elétrico recebido,

e portanto a função de densidade de probabilidade do módulo da tensão recebida segue a distribuição Rayleigh.

$$\hat{\mathbf{E}} \Rightarrow \hat{\mathbf{V}}; \quad |\hat{\mathbf{V}}| = r$$

$$p_{|\hat{\mathbf{V}}|}(r) = \frac{r}{\sigma_r^2} e^{-r^2/2\sigma_r^2}$$

Simulação utilizando MatLab:

```
% Geracao de histograma Rayleigh
```

```
%
```

```
clear; clf;
```

```
% limpa registros
```

```
randn('seed',sum(100*clock));
```

```
% inicializa semente randômica
```

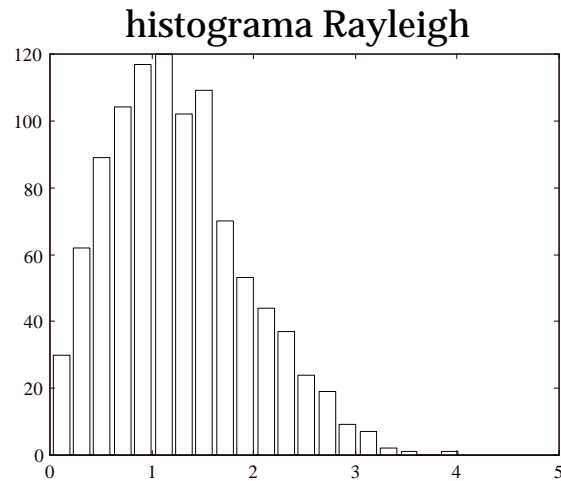
```
x=randn([1,1000]);
```

```
% gera vetor de num. gaussianos
```

```

y=randn([1,1000]);           %gera vetor de num. gaussianos
r=sqrt(x.^2+y.^2);          %gera vetor resultante (E)
hist(r,20);                  %plota histograma do resultado
return;

```



### Exemplo de fading tipo Rice.

No caso Rayleigh todas as componentes do vetor elétrico resultante são gaussianas. No fading Rice, o sinal é formado por componentes gaussianas adicionadas a uma componente determinística segundo a forma:

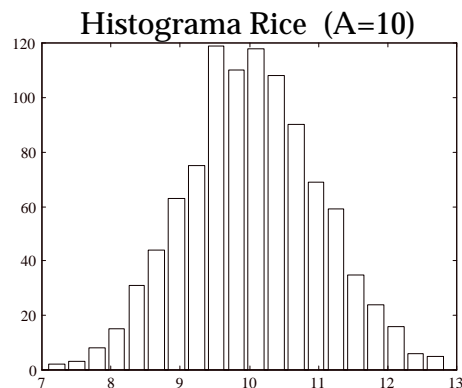
$$\vec{E} = \sum_{i=0}^{\infty} \vec{n}_i + \vec{A}$$

$$p_{|\vec{v}|}(r) = \frac{r}{\sigma_r^2} e^{-(r^2+A^2)/2\sigma_r^2} I_0\left(\frac{rA}{\sigma_r^2}\right)$$

$$I_0(n) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k (n/2)^{2k}}{k! \Gamma(k+1)} ; k = 0,1,2,\dots$$

## Simulação utilizando MatLab:

```
% Geracao de histograma Rice
clear; clf; randn('seed',sum(100*clock)); % inicializa semente randômica
x=randn([1,1000]); y=randn([1,1000]); % gera vetores gaussianos
A=10; % potência da componente especular
r=sqrt((x+A).^2+y.^2); % gera vetor resultante (E)
hist(r,20); % plota histograma do resultado
```



Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(31)

## Array de Antenas para a Técnica de Diversidade

*Nesta segunda parte do curso iremos tratar das principais técnicas de diversidade de recepção. Será dada uma descrição geral sobre o assunto do ponto de vista de combate ao fading. Serão estudados também aspectos estatísticos e os algoritmos mais utilizados na compensação do canal por diversidade.*

### Fundamentos

Diversidade é a técnica que utiliza redundâncias inerentes na transmissão de uma informação para atingir uma boa performance de recepção dessa informação.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(32)

De fato, diversidade representa ganho de confiabilidade.  
Especificamente neste curso iremos tratar de técnicas de diversidade de recepção espacial, pois a diversidade espacial está no contexto geral das antenas adaptativas.

São três os tipos básicos de diversidade espacial:

Diversidade tipo chaveamento

Diversidade tipo combinação

Diversidade tipo chaveamento e combinação

Nos três casos o sinal recebido pode ser modelado como:

$$r(t) = \sum_{k=1}^N a_k r_k(t)$$

Onde  $r_k(t)$  corresponde ao sinal de rádio recebido na antena  $k$  dentre  $N$  antenas no sistemas. Para cada antena é atribuído um ganho  $a_k$ .

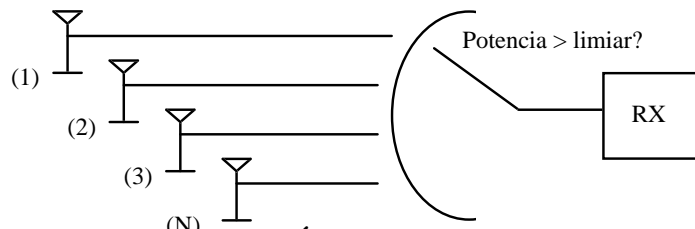
Diversidade tipo chaveamento

- Chaveamento simples

Nesta técnica o sistema trabalha de forma que somente um dos  $N$  coeficientes  $a_k$  seja diferente de zero.

Na forma mais simples de chaveamento o sistema varre as antenas começando por  $k=1$  até encontrar uma antena  $k=n$  na qual o limiar de potência do sinal recebido esteja acima de um determinado valor.

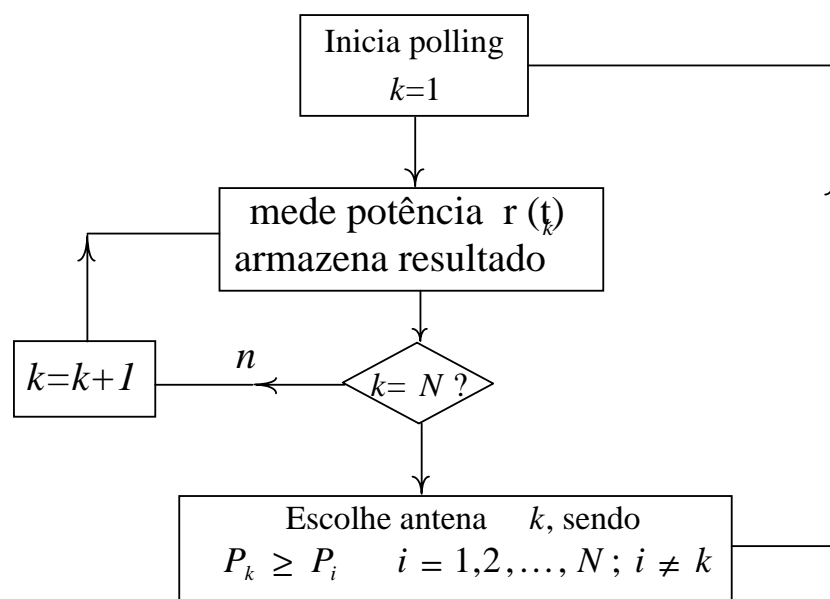
Este valor de limiar é geralmente ajustado como um parâmetro prático. Neste tipo de chaveamento a antena escolhida não representa necessariamente a melhor antena do sistema.



- Chaveamento tipo Seleção Ótima

Nesta técnica o sistema varre todas as antenas e escolhe aquela que apresenta a maior potência de sinal recebido.

Um algoritmo para a realização de tal tipo de diversidade pode ser descrito:



## Diversidade tipo Combinação

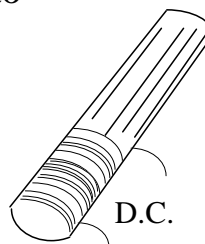
Na diversidade tipo combinação os coeficientes  $a_k$  recebem valores diferentes de zero (mesmo estando a antena  $k$  recebendo um sinal ruim e abaixo de um limiar prático estabelecido para a diversidade de chaveamento). Existem basicamente duas formas de implementação deste tipo de diversidade:

- Combinação de fase (equal-gain combiner):

Na combinação de fase apenas as fases dos coeficientes são ajustadas (utilização de dispositivos defasadores).

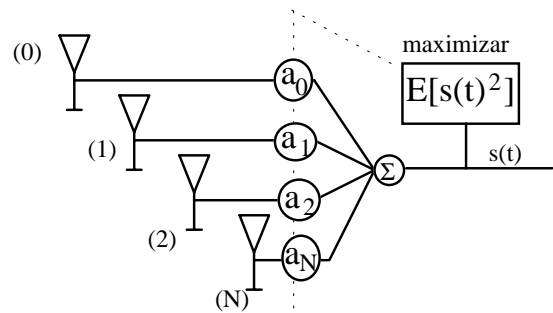
$$|a_k| = 1 \quad \forall k$$

Se forem utilizadas antenas monopolo feitas com núcleo de ferrite, os defasadores podem ser implementados através da utilização de bobinas enroladas em torno do ferrite.

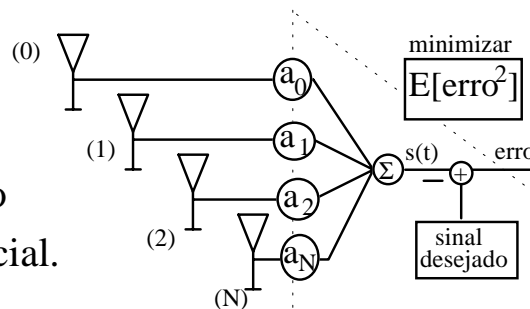


- Combinação ótima: Os métodos de análise e implementação da diversidade tipo combinação não são bem definidos. Isto porque a combinação ótima dos sinais de cada antena depende da função objetivo utilizada.

Normalmente a função objetivo mais usada visa otimizar a relação SNR (sinal-ruído) na saída do sistema.



Outra forma seria, por exemplo, utilizarmos métodos preditivos e minimizar a potência do erro de saída, sendo o array tratado como um filtro espacial.



- Existem ainda dos métodos compostos por combinação e chaveamento, onde:

$$a_k = 0 \quad ; k = 0, 1, \dots, N - M$$

$$a_m \neq 0 \quad ; m = N - M + 1, \dots, N$$

$$N > M \geq 2$$

NOTA:

- Diversidade tipo chaveamento é mais simples de ser implementada em software que a diversidade de combinação.
- Quanto ao hardware, diversidade tipo chaveamento não necessita utilizar mais que um receptor de rádio (o que não se aplica para diversidade tipo combinação).

## Caracterização Estatística

Considere um sinal de faixa larga  $u(t)$  (idealmente um impulso) transmitido em um canal de comunicação limitado em banda com largura menor que a faixa ocupada pelo sinal transmitido. Neste caso é possível mostrar que o sinal filtrado recebido se apresentará distorcido e formado por uma seqüência de impulsos. Modelando o sinal transmitido como  $s(t)$  temos:

$$s(t) = \text{Re}[u(t) e^{j2\pi f_c t}]$$

onde  $u(t)$  é idealmente o impulso unitário transmitido e  $f_c$  representa a portadora de RF. A resposta impulsiva do canal  $c(t)$  pode ser escrita como:

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(41)

$$c(t) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} \alpha_m(t) e^{-j2\pi f_c \tau_m(t)} \delta[t - \tau_m(t)]$$

Este canal é caracterizado como *dispersivo no tempo*, onde  $\tau_m(t)$  representa o atraso de propagação de cada um dos  $m$  pulsos recebidos e atenuados por  $\alpha_m$ .

Fazendo agora  $u(t)$  como uma constante, isto é,  $u(t)=1$  (e.g. portadora de RF transmitida sem modulação), e usando o mesmo modelo de canal acima, o sinal complexo em banda base recebido na antena  $k$  será:

$$r_k(t) = \sum_m \alpha_m(t, k) e^{-j\theta_m(t, k)} \quad ; \quad \theta_m(t, k) = 2\pi f_c \tau_{m, k}(t)$$

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(42)



A fase de chegada  $\theta_m(t,k)$  do sinal é proporcional ao tempo de propagação  $\tau_{m,k}$  entre o transmissor e a antena  $k$ , bem como é função da frequência da portadora. Sendo  $f_c$  de alta frequência (e.g.  $\sim 1$  GHz) observamos que mesmo pequenas variações em  $\tau_{m,k}$  produzem grandes variações em  $\theta_m(t,k)$ . Isto significa que o módulo de  $r(t)$  varia no tempo de acordo com as flutuações de fase de chegada de cada um dos  $m$  componentes de multipercurso do sinal recebido.

Normalmente estas variações no módulo de  $r(t)$  associadas a  $\theta_{m,k}$  são mais rápidas do que aquelas percebidas em função de variações das atenuações  $\alpha_m(t,k)$  do canal.

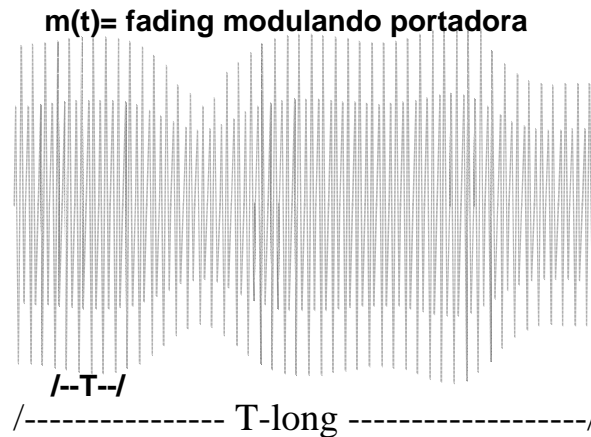
Por esta razão, as variações de  $r(t)$  devidas a  $\alpha_m(t,k)$  são atribuídas estatísticas log-normal (fading lento) enquanto que as variações de  $r(t)$  devidas a  $\theta_{m,k}$  se referem à estatísticas Rayleigh com fading rápido.

### ***Diversidade em ambientes com fading rápido e distribuição Rayleigh***

Considere um sinal transmitido sem modulação, isto é,  $u(t)=1$ . O sinal  $r_k(t)$  recebido pode ser expresso na forma:

$$r_k(t) = m_k(t)s(t)$$

onde  $k = 1, 2, \dots, N$  antenas, com  $m_k(t)$  sendo o sinal de fading modulando a portadora transmitida  $s(t)$ , conforme ilustra a figura abaixo:



Considerando um intervalo de tempo curto  $T$  em que o envelope  $m_k(t)$  permanece constante e normalizando a potência da portadora como sendo  $P_{sk}=1$ , temos a potência instantânea recebida na antena  $k$ :

$$Pr_k = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t r_k^2(\tau) d\tau = \frac{1}{T} \int_{t-T}^t [m_k(\tau)s(\tau)]^2 d\tau = m_k^2 \quad ; k = 1, 2, \dots, N$$

Assumindo  $m_k(t)$  variando segundo a distribuição de Rayleigh obtemos a função de densidade de probabilidade (pdf)  $p(m_k)$  e probabilidade acumulada (cdf)  $P(m_k)$  segundo:

$$p(m_k) = 2m_k e^{-m_k^2} \quad \text{e portanto} \quad P(m_k) = 1 - e^{-m_k^2}$$

Normalizando  $E[m_k^2] = 1/2$  por conveniência e assumindo o ruído ( $t$ ) no sistema AWGN, a relação SNR em cada antena será:

$$p_k = \frac{Pr_k}{P\eta_k} = m_k^2 / \overline{\eta_k^2}$$

onde  $p_k$  denota a relação SNR na antena  $k$ . Consequentemente, durante um longo período  $T_{\text{long}}$  a estatísticas de pdf e cdf serão:

$$G(p_k) = 1 - e^{-p_k} \quad ; \quad g(p_k) = \frac{\partial G(p_k)}{\partial p_k} = e^{-p_k}$$

## Diversidade com chaveamento ótimo

Neste caso temos o algoritmo executando a função:

$$r(t) = \sum_k a_k r_k(t) = r_j(t) \quad ; \quad a_k = \begin{cases} 1, & \text{para } k = j \\ 0, & \text{para } k \neq j \end{cases}$$

Considere que  $p$  representa o maior valor possível para uma dada relação SNR. Consequentemente, em cada antena do sistema observamos  $p_k \leq p$ . Assumindo independência estatística entre os sinais em cada antena (antenas bem separadas, decorrelacionadas), então a probabilidade conjunta de  $p_k \leq p$  para todas as antenas será:

$$S_N(p) = G(p_1) \cdot G(p_2) \dots G(p_k) = G^N(p)$$

$$\therefore S_N(p) = (1 - e^{-p})^N$$

E a função de densidade de probabilidade é obtida pela derivação da equação acima em relação a  $p$ :

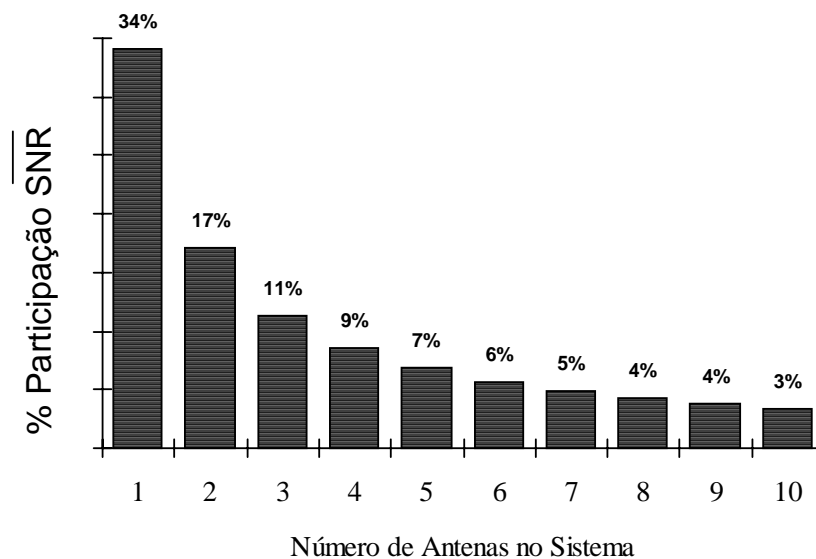
$$s_N(p) = N(1 - e^{-p})^{N-1} e^{-p}$$

sendo a média da distribuição dada por:

$$\overline{s_N(p)} = \int_0^{\infty} p s_N(p) dp = \sum_{n=1}^N 1/N$$

Este importante resultado demonstra que ocorre uma saturação no sistema quando muitas antenas são utilizadas.

Observamos que o valor médio da relação sinal-ruído  $p$  não aumenta linearmente com o número de antenas do sistema. Este resultado está esquematizado no gráfico abaixo:



Portanto na diversidade por chaveamento apenas duas antenas contribuem com mais de 50% do total de ganho obtido em um sistema com  $N$  antenas.

### Diversidade por combinação ótima

Neste caso todas as antenas contribuem para a recepção do sinal de rádio. Não existe restrição ao ganho individual de cada antena. O algoritmo trabalha no sentido de aumentar o ganho das antenas onde o sinal apresenta melhor relação SNR e diminuir o ganho nas antenas onde o sinal se apresenta distorcido com menor valor SNR. Pode-se mostrar que o sinal de saída do array ótimo com  $N$  antenas é dado por:

$$r(t) = \sum_k a_k r_k(t) ; \quad a_k = m_k / \overline{\eta_k^2}$$

onde os coeficientes  $a_k$  são proporcionais ao valor quadrático médio (RMS) do sinal na antena  $k$  e inversamente proporcional ao valor RMS do ruído naquela antena, num dado instante de tempo. A potência total do sinal em  $r(t)$  será igual à soma das potências em cada antena e, portanto, a relação sinal-ruído  $p$  será:

$$p = \sum_{k=1}^N p_k ; \quad a_k = m_k / \overline{\eta_k^2}$$

e o valor médio

$$\bar{p}(N) = \sum_{k=1}^N \bar{p}_k = N$$

Isto mostra que o valor médio da relação sinal-ruído aumenta linearmente com o número de antenas no sistema de diversidade por combinação ótima, contrariamente ao caso de diversidade por chaveamento.

### Diversidade por combinação de fase

No caso da diversidade por combinação de fase (onde o ganho de todas as antenas é igual), a relação sinal-ruído medida em  $r(t)$  será:

$$p = \sum_{j=1}^N p_j = \sum_{j=1}^N \frac{Pr_j}{P\eta_j} = \frac{\left( \sum_{j=1}^N m_j \right)^2}{\sum_{j=1}^N \overline{\eta_j^2}}$$

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(53)

fazendo  $\overline{\eta^2} = \sum_{j=1}^N \overline{\eta_j^2}$  como o ruído total, temos:

$$\overline{\eta^2} p = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N m_j^2 + \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \sum_{\substack{k=1 \\ k \neq j}}^N m_j m_k$$

sem perda de generalidade, sendo

$$E[m_j^2] = \sigma_m^2 = 1/2; \quad E[m_j m_k] = E[m_j]E[m_k] = \sigma_m^2 \pi / 2$$

(distribuição Rayleigh) e ainda normalizando a potência de ruído, temos:  $E[\eta^2] = 1$

$$\bar{p}(N) = 1 + \frac{\pi}{4}(N - 1)$$

O resultado indica que a diversidade por combinação de fase apresenta melhor performance que a diversidade por chaveamento com o aumento do número de antenas.

Mini-Curso SBMO julho/98 Fundamentos de Proc. Antenas Adaptativas Prof. André L. Brandão Lab.DSPCom/DECOM/FEEC/UNICAMP slide(54)

No entanto, a diversidade por combinação ótima apresenta performance superior à diversidade de combinação de fase, embora com diferença nunca maior que 3dB.

### Performance comparativa

Ganho SNR para seleção ótima:  $10 \log_{10} \left( \sum_{j=2}^N \frac{1}{j} \right)$

Ganho SNR para combinação de fase:  $10 \log_{10} [1 + (j - 1) \pi/4]$

Ganho SNR para combinação ótima:  $10 \log_{10} j$

Portanto, relativo ao ganho de potência para duas antenas usadas no sistema a diversidade de combinação ótima apresenta um resultado 70.5%, dB, superior ao chaveamento. No entanto, devemos lembrar que diversidade não representa apenas ganho de potência. Em sua concepção, diversidade significa ganho de confiabilidade, isto é, aumento da proteção do sistema contra ocorrência de fading.

Sendo assim, considere a densidade de probabilidade acumulada para a estatística do sinal de fading em uma antena como sendo:  $P(m_1)=1/2$ , isto é, a probabilidade do fading  $m_k$  em qualquer antena  $k$  ser:

em 50% do tempo observado.

$$m_k \leq m_1, \forall k$$

Consideramos esta medida como um limiar de referência do fading Rayleigh sem diversidade ( $N=1$ ). No caso de uma antena, a densidade de probabilidade acumulada para a relação SNR é dada por:

$$G(p_1) = 1 - e^{-p_1} = \frac{1}{2}$$

$$\therefore p_1 = \ln 2$$

Calculamos então  $p_k/p_1$ , dB, versus  $[1 - G_k(p)]$ , onde  $G_k(p)$  é a probabilidade acumulada para cada técnica (chaveamento, combinação de fase e combinação ótima). O resultado obtido representa a *porcentagem de tempo excedida* em que um fading ocorreu no sistema excedendo um tempo maior que o esperado.

Para tanto, considere um limite de performance de disponibilidade  $[1 - G_k(p)] = 99.9\%$ , isto é, 0.1% do tempo observado o sistema estará sofrendo fading. Construimos a tabela:

Antenas	Seleção ótima		Comb. ótima		Comb. de fase	
	$p_k/p_1$	ganho, dB	$p_k/p_1$	ganho, dB	$p_k/p_1$	ganho, dB
1	-28.0	--	-28.0	--	-28.0	--
2	-13.5	14.5	-12.0	16.0	-12.5	15.5
3	-8.0	20.0	-5.5	22.5	-6.5	21.5
4	-5.5	22.5	-2.0	26.0	-3.0	25.0
6	-2.5	25.5	2.0	30.0	1.0	29.0
8	-1.0	27.0	4.5	32.5	3.5	31.5



Verificamos que no caso do uso de duas antenas no sistema a diferença de performance para um sistema com diversidade de combinação ótima, em dB, para diversidade de chaveamento se situa em apenas 10.3% o que é significativamente menor que o ganho de potência anteriormente apresentado de 70.5%. Assim sendo, numa relação de custo versus benefício para a implantação de diversidade no combate ao fading com duas antenas, o sistema de chaveamento é preferido que qualquer outro. Isto no enfoque em que se procura ganho de confiabilidade (e.g. proteção contra fading) e detrimento de ganho de potencia.

## ***Arrays Lineares***

### ***Conceitos Fundamentais***

***Padrão de irradiação:*** Distribuição relativa de irradiação de energia eletromagnética em função da direção espacial.

***Fator de array:*** Representa o padrão de irradiação de campo distante de um array de antenas isotrópicas. O fator de array será denotado como:  $F(\cdot)$ , onde  $\theta$  representa o azimute e  $\phi$  representa a elevação no espaço.

***Lóbulo principal:*** O lóbulo principal de um padrão de irradiação corresponde ao lóbulo que contém a direção da máxima potência irradiada.

**Lóbulos laterais:** Os lóbulos laterais são todos os lóbulos do padrão de irradiação do array excetuando-se o lóbulo principal.

**Largura de feixe:** É medida pela abertura angular vista do array que compreende o lóbulo principal de campo distante.

**HPBW (half power beamwidth):** Medida de abertura angular da largura de feixe que a potência irradiada decai 3dB em relação à uma largura de feixe de  $\theta_0$  (direção de irradiação máxima).

**Eficiência do array:** É definida como a razão entre a potência total irradiada e a potência total de entrada no array.

**Ganho de diretividade do array:** É uma medida tomada em campo distante e definida como a razão entre a densidade de irradiação numa determinada direção angular produzida pelo array em questão e a potência total irradiada.

$$D(\phi, \theta) = \frac{4\pi(\text{potencia} / \text{unid. angulo solido na direcao } \phi, \theta)}{\text{pot. total irradiada}}$$

**Diretividade:** É o ganho de diretividade medido na direção do lóbulo principal do padrão de irradiação onde a densidade de irradiação por unidade de ângulo sólido é máxima.

**Ganho do array:** É definido como a razão entre a densidade de irradiação numa determinada direção angular produzida pelo array em questão e a potência total de entrada no array.

$$G(\phi, \theta) = \frac{4\pi(\text{potencia / unid. angulo solido na direcao } \phi, \theta)}{\text{pot. total de entrada}}$$

**Ganho:** Jargão usado quando se define o ganho máximo do array (lóculo principal) em termos de eficiência e diretividade:  $G = D\eta$

**EIRP (effective isotropic radiation power):**  $EIRP = G * P_i$   
onde  $P_i$  é a potência total de entrada.

**Abertura do array efetiva:** É definida como a área de uma antena ideal que absorveria a mesma quantidade de energia de uma onda incidente plana de mesma polarização que a absorvida efetivamente pelo array em questão:

$$A_{ef} = \frac{\lambda G}{4\pi}$$

**Eficiência de abertura:** É definida como a razão entre a abertura efetiva e a abertura real

Considere um array arbitrário composto por  $N$  antenas,  
 $n=1,2,\dots,N$ . O campo distante  $E_n$  na antena  $n$   
pode ser representado por:

$$E_n(\theta, \varphi) = g_n(\theta, \varphi) I_n e^{jkr_n \cos(\psi_n)}$$

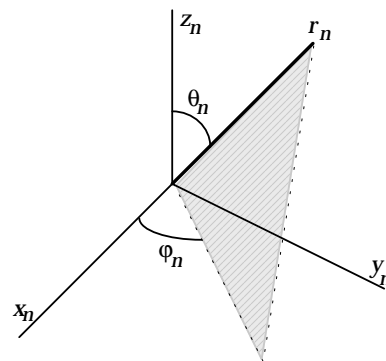
Onde  $g_n(\theta, \varphi)$  representa o  
padrão de irradiação de campo distante  
associado com a  $n$ -ésima antena;

$k=2\pi/\lambda$  é o número de onda;

$r_n, \theta_n, \phi_n$ , são as coordenadas polares da  $n$ -ésima antena e,  
 $I_n$  = Excitação de corrente na antena  $n$ .

O ângulo de azimute é definido de maneira que :

$$\cos(\varphi_n) = \cos(\theta) \cos(\theta_n) + \sin(\theta) \sin(\theta_n) \cos(\varphi - \varphi_n)$$



Assim, o campo distante será dado por:

$$E(\theta, \varphi) = \sum_{n=1}^N g_n(\theta, \varphi) I_n e^{jkr_n \cos(\psi_n)}$$

Se todas as antenas do sistema são iguais e perfeitamente  
orientadas, então o ganho  $g_n(\theta, \varphi) = g(\theta, \varphi)$  e o campo distante  
será expresso por:

$$E(\theta, \varphi) = g(\theta, \varphi) \sum_{n=1}^N I_n e^{jkr_n \cos(\psi_n)} = F(\theta, \varphi)$$

$F_c(\theta, \varphi)$  é chamado de padrão de irradiação complexo.

O módulo do padrão de irradiação complexo é chamado simplesmente de padrão de irradiação:

$$\begin{aligned} |F_c(\theta, \phi)| &= F(\theta, \phi) \\ &= |g(\theta, \phi)| \left| \sum_{n=1}^N I_n e^{jkr_n \cos(\psi_n)} \right| \\ &= |g(\theta, \phi)| S(\theta, \phi) \end{aligned}$$

Note que  $F(\theta, \phi)$  é sempre positivo e resultado da multiplicação de dois padrões:

- $|g(\theta, \phi)|$  é o padrão relativo a conformação física da antena.
- $S(\theta, \phi)$  é o padrão relativo a alimentação do array, também chamado de *fator de array*.

Se o padrão de irradiação do array é analisado para a recepção de sinais, então as correntes  $I_n$  do fator de array são trocadas no modelo por ganhos de recepção:

$$S(\theta, \phi) = \left| \sum_{n=1}^N \omega_n e^{jkr_n \cos(\psi_n)} \right|$$

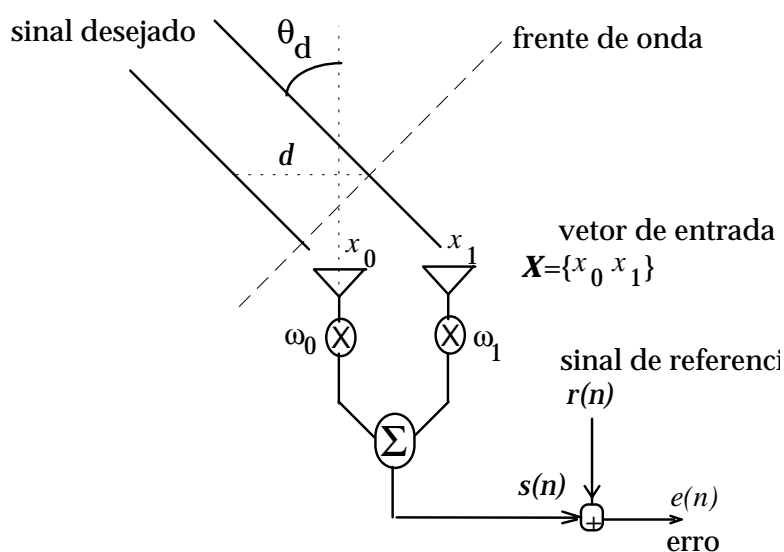
Para um sistema de antenas isotrópicas temos:  $|g(\theta, \phi)|=1$  e, portanto, o padrão de irradiação complexo se iguala ao fator de array.

## Solução pelo Método dos Mínimos Quadrados

Nesta última parte do curso analisamos a solução de um array linear pelo método dos mínimos quadrados, e através da utilização de um exemplo de array composto por duas antenas.

Finalizamos com a apresentação do algoritmo LMS para arrays lineares adaptativos com uma demonstração por simulação em computador em sala de aula.

No contexto de array linear adaptativo levamos em conta a disposição geométrica do array no espaço para analisar suas características de operação.



Definimos:

$d_k(n)$  = sinal desejado na antena  $k$

$\eta_k$  = ruído na antena  $k$

A solução ótima que minimiza o erro quadrático médio (MMSE) do array apresentado pode ser facilmente deduzida, e é dada pela expressão:

$$\mathbf{W} = \Phi^{-1}\mathbf{S}$$

onde  $\mathbf{W}$  é o vetor de coeficientes do array,  $\Phi$  é a matriz de autocorrelação e  $\mathbf{S}$  é o vetor de correlação cruzada entre o sinal de referência e a vetor de entrada.

Para um sinal de faixa estreita (senóide, CW), temos:

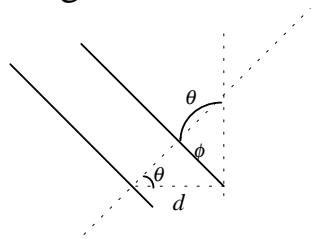
$$d_0(n) = A_0 e^{j(\omega n + \psi)} \quad d_1(n) = A_1 e^{j(\omega n + \psi - \phi)}$$

a defasagem entre os sinais desejados  $d_0(n)$  e  $d_1(n)$  é relativa ao posicionamento espacial das antenas. No caso, esta defasagem é expressa por  $\phi$ . Assumimos que  $\psi$  é uma variável aleatória com distribuição de probabilidade uniforme, temos

$$p(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi}, & 0 \leq \psi \leq 2\pi \\ 0, & \text{caso contrario} \end{cases}$$

$$\phi = \pi \operatorname{sen}(\theta_d)$$

a defasagem vem do fator geométrico de disposição das antenas:



$$\begin{aligned} \phi &= \frac{2\pi d \operatorname{sen}(\theta)}{\lambda} \\ &= \pi \operatorname{sen}(\theta) \end{aligned}$$

considerando a distância  $d = \lambda/2$

Consideramos o ruído em cada antena como sendo independentes e de média zero com variância  $\sigma^2$ .  
Portanto:

$$E[\eta_i \eta_j] = \sigma^2 \delta(i - j)$$

$$E[d_i \eta_j] = 0$$

Finalmente, consideramos o sinal de referência como sendo uma frequência correlacionada com o sinal desejado, isto é:

$$r(n) = R e^{j(\omega n + \psi)}$$



A relação sinal-ruído na antena  $d$  será dada por:

$$\xi_d = \frac{A_d^2}{\sigma^2}$$

Cálculo dos coeficientes do array:

Considere o sinal de entrada mais ruído representado pelo vetor  $\mathbf{X}$ :

$$\mathbf{X} = \mathbf{X}_d + \mathbf{X}_\eta$$

onde :

$$\mathbf{X}_d = \begin{bmatrix} d_1(n) \\ d_2(n) \end{bmatrix} = Ae^{j(\omega n + \psi)} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\phi} \end{bmatrix} = Ae^{j(\omega n + \psi)} \mathbf{U}_d$$

considerando  $A_0=A_1=A$  e ainda  $\mathbf{U}_d^T = [1 \ e^{-j\phi}]$

ainda o ruído dado por:  $\mathbf{X}_n^T = [\eta_1, \eta_2]$

Considere agora a matriz de autocorrelação:

$$\Phi = E[\mathbf{X}^* \mathbf{X}^T] = E[\mathbf{X}_d^* \mathbf{X}_d^T] + E[\mathbf{X}_n^* \mathbf{X}_n^T]$$

Encontramos:

$$E[\mathbf{X}_d^* \mathbf{X}_d^T] = A^2 \mathbf{U}_d^* \mathbf{U}_d^T = A^2 \begin{bmatrix} 1 & e^{-j\phi} \\ e^{j\phi} & 1 \end{bmatrix}$$

$$E[\mathbf{X}_n^* \mathbf{X}_n^T] = \sigma^2 \mathbf{I} = \begin{bmatrix} \sigma^2 & 0 \\ 0 & \sigma^2 \end{bmatrix}$$

e portanto:

$$\Phi = A^2 \mathbf{U}_d^* \mathbf{U}_d^T + \sigma^2 \mathbf{I}$$

Sabendo que a correlação cruzada entre o sinal de referência e o vetor de entrada é dada por:

$$\mathbf{S} = E[\mathbf{X}^* r(n)] = E[\mathbf{X}_d^* r(n)] = AR \mathbf{U}_d^*$$

Aplicando a solução do array dada pela minimização do erro quadrático médio, isto é:

$$\mathbf{W} = \Phi^{-1} \mathbf{S}$$

onde  $\mathbf{W}$  é o vetor de coeficientes do array.

encontramos:

$$\Phi = \begin{bmatrix} A^2 + \sigma^2 & A^2 e^{-j\phi} \\ A^2 e^{j\phi} & A^2 + \sigma^2 \end{bmatrix}$$

$$\Phi^{-1} = \begin{bmatrix} A^2 + \sigma^2 & -A^2 e^{-j\phi} \\ -A^2 e^{j\phi} & A^2 + \sigma^2 \end{bmatrix} \frac{1}{\sigma^2 (2A^2 + \sigma^2)}$$

e

$$\begin{aligned} \mathbf{W} &= \frac{AR}{\sigma^2 (2A^2 + \sigma^2)} \begin{bmatrix} A^2 + \sigma^2 & -A^2 e^{-j\phi} \\ -A^2 e^{j\phi} & A^2 + \sigma^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j\phi} \end{bmatrix} \\ &= \frac{AR}{2A^2 + \sigma^2} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j\phi} \end{bmatrix} \end{aligned}$$

Escrevendo os coeficientes em termos da relação sinal-ruído temos:

$$\mathbf{W} = \frac{\xi(R/A)}{2\xi + 1} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{j\phi} \end{bmatrix}$$

### Observações:

- Notamos que o resultado da equação de Wiener do exemplo acima fornece como valores de coeficientes:

$$|\omega_0| = |\omega_1| = \frac{\xi(R/A)}{2\xi + 1}$$

Isto significa que num ambiente onde as antenas não estão descorrelacionadas (distância entre elas é pequena), a potência do sinal incidente é essencialmente a mesma ( $A$  no caso do exemplo). Sendo a potência do ruído igualmente distribuída pelo array é de se esperar que cada elemento receba o mesmo ganho de amplitude.

A diferença entre os coeficientes se mostra na fase. As fases são determinadas para que a soma do array seja coerente com o sinal desejado.

### Determinação do Fator de Array:

Considere a amplitude do sinal  $A=1$ , chegando de uma direção espacial  $\theta$ .

O vetor de sinal será:

$$\mathbf{X} = e^{j\omega n} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\phi(\theta)} \end{bmatrix}$$

sendo

$$\phi(\theta) = \pi \sin(\theta)$$

Portanto o sinal de saída do array,  $s(n)$  será:

$$\begin{aligned} s(n) &= \mathbf{W}^T \mathbf{X} = \frac{AR}{2A^2 + \sigma^2} \begin{bmatrix} 1 & e^{j\phi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-j\phi} \end{bmatrix} e^{j\omega n} \\ &= \frac{AR}{2A^2 + \sigma^2} \left[ 1 + e^{j(\phi - \phi(\theta))} \right] e^{j\omega n} \end{aligned}$$

O módulo do sinal de saída será:

$$|s(n)| = \frac{AR}{2A^2 + \sigma^2} \left| 1 + e^{j(\phi - \phi(\theta))} \right|$$

Se normalizarmos o ganho  $\frac{AR}{2A^2 + \sigma^2} = 1$

então o ganho do array (antenas isotrópicas ideais) em função do ângulo de azimute do sinal de chegada será:

$$P(\theta) = \left| 1 + e^{j(\phi - \phi(\theta))} \right|$$

## O algoritmo LMS para arrays lineares

A solução do array minimiza uma função de erro quadrático cuja superfície é côncava e apresenta apenas um ponto de mínimo. O algoritmo LMS (Least Mean Square), busca pelo ponto de mínimo da função de erro através do cálculo de um estimador do gradiente dessa função (por isto o LMS é também conhecido como gradiente estocástico). No caso do sistema apresentado, o estimador do vetor gradiente é dado por:

$$\nabla \left( |e(n)|^2 \right) = -\mathbf{X}(n)e^*(n)$$

$\mathbf{X}(n)$  é o vetor sinal de entrada e  $e(n)$  o erro de saída como mostrado no esquemático do array apresentado. Temos ainda  $r(n)$  como a referência e  $s(n)$  sendo a saída do array.

$$\mathbf{X}(n) = \begin{bmatrix} x_0(n) \\ x_1(n) \\ \square \\ x_N(n) \end{bmatrix}$$

$$e(n) = r(n) - s(n)$$

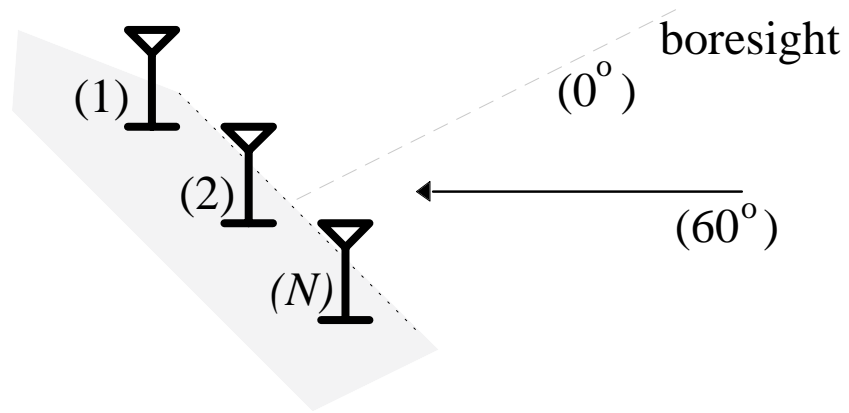
Dado um passo de adaptação  $\mu$  o algoritmo realiza o cálculo:

$$\begin{aligned} \mathbf{W}(n+1) &= \mathbf{W}(n) - \mu \nabla (|e(n)|^2) \\ &= \mathbf{W}(n) + \mu \mathbf{X}(n) [r(n) - s(n)]^* \end{aligned}$$

Importante lembrarmos que a solução LMS tende para a solução MMSE quando  $\mu$  é pequeno e  $n \rightarrow \infty$

Apresentamos agora alguns resultados para arrays adaptativos lineares LMS utilizando 1, 2, 3 e 10 antenas. As condições de simulação são:

- Relação sinal-ruído SNR=20dB
- 2000 passos de adaptação
- Coeficientes do array iniciados com valor  $\mathbf{W}(0)=0$ ;
- Sinal desejado chegando com potência normalizada =1;
- Ângulo de chegada do sinal: 60° azimuth; 0° de elevação
- Gráfico mostrando apenas o plano de azimuth (plano H)



# Fotônica I

Coordenador: Rui F. Souza (UNICAMP)

---

## **Effect of Self-Phase Modulation Profile in the Transmission Coefficient Recovery of NLDC**

*Antônio Sérgio Bezerra Sombra / Kléber Zuza Nóbrega*

---

## **All Optical Pulse Modulation Using Nonlinear Fiber Ring Resonator and Nonlinear Coupler**

*Rubens Viana / Rui F. Souza*

---

## **Análise Generalizada de Moduladores de Fase Eletroópticos à Óptica Integrada com Substrato Estratificado**

*Cláudio Kitano / José Edimar Barbosa Oliveira*

---

## **Distorção de Intermodulação em Amplificadores Ópticos a Semicondutor**

*Cristiano M. Gallep / Aldario C. Bordonalli / Evandro Conforti*

---

## **A Solution for Large Capacity Analog AM-VSB CATV Systems**

*Aberaldo Podcameni / Luiz F. M. Conrado / Marbey M. Mosso /  
Maria Cristina R. Carvalho*

# EFFECT OF SELF-PHASE MODULATION PROFILE IN THE TRANSMISSION COEFFICIENT RECOVERY OF NLDC

Antônio Sérgio Bezerra Sombra<sup>(\*)</sup>/ Kléber Zuza Nóbrega<sup>(\*\*)</sup>

Universidade Federal do Ceará (UFC)/Departamento de Física  
P.O Box 6030

60455-760 - Fortaleza - CE - BRAZIL

phone: +55-85-2889919 fax: +55-85-2874138

e-mail: \*sombra@ufc.br \*\*bzuz@dee.ufc.br

**Abstract** — The inclusion of loss and nonlinear refractive index in nonlinear directional couplers (NLDC) are examined. The loss results in the increase of the critical power of the coupler while the switching characteristics deteriorate. To compensate for this worse behavior, we have investigated the effect of the nonlinearity profile on the performance of an increasing nonlinearity coupler and it is shown that appropriate shaping of the nonlinear self phase modulation profile (exponential) is quite effective to recover, almost completely, the original switching behavior associated to the lossless situation.

**Index Terms** — Nonlinear directional coupler, loss, self-phase modulation, refractive index profile.

## I. INTRODUCTION

The Nonlinear Directional Coupler (NLDC) has attracted much interest since it was suggested and analyzed theoretically [1] and later demonstrated experimentally [2] in a multiple-quantum-well structure. The device was also demonstrated in other materials, e.g. a dual core fiber [3], semiconductor/glass composites [4], erbium doped fibers [5-6], a crystalline organic semiconductor [7].

A twin core nonlinear coupler consists of two closely spaced, parallel, single mode waveguides in a material with an intensity dependent index of refraction. At low light levels, the device behaves as a linear directional coupler. Because of evanescent coupling, signals introduced into guide 1 transfer completely to guide 2 in one coupler length  $L_c$ .

Higher intensities induce changes in the refractive index and detune the coupler. Coupler is inhibited for input powers above the critical power:

$$P_c = \frac{A\lambda}{n_2 L_c} \quad (1)$$

where  $A$  is the effective mode area,  $\lambda$  is the pump wavelength and  $n_2$  is the nonlinear refractive index [8],  $L_c$  is the half-beat-length coupler of length  $L_c = \pi/2K$  and  $K$  is the linear coupling coefficient between adjacent guides. At the critical power  $P_c$ , 50% of the light emerges from each waveguide. Above  $P_c$  most of the light emerges from channel 1.

Lossless device is an idealized situation. In practice, large or small, material loss is unavoidable, especially when nonlinearities are based on absorptive process in semiconductors. The absorption, uniformly distributed over the device, will set a limit to the operation of the device [9].

In the following, we will examine nonlinear direct double core coupler with loss. The presence of loss is responsible for the increase of the critical power of coupler and a strong deformation of the nonlinear transmission of the device, see Fig. 1.

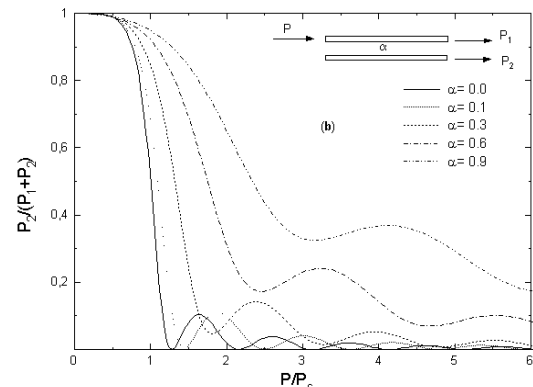


Fig. 1. Switching characteristics of a NLDC in channel 2 with loss.

In this paper, we have investigated the effect of the profile of the increasing nonlinear refractive index on the performance of NLDC with loss. Four closely shaped profiles named linear, Gaussian, exponential and logarithm have been considered. From our study of the nonlinearity profiles, we suggest the optimum profile, to recover the original performance of the nonlinear transmission, to overcome the effect of the intrinsic loss in the device.

## II. THEORETICAL FRAMEWORK

The geometry under consideration consists of two identical, single mode cores embedded in an infinite cladding, where only linear coupling between nearest-neighbor guides is taken in account. The nonlinearity is a function of the  $z$  coordinate. For the sake of convenience we neglect the weak nonlinear cross-phase modulation (XPM).

The coupled differential equations describing the evolution of the slowly varying complex modal amplitudes  $a_i$  of the aligned two-core coupler with loss are:

$$-i \frac{da_1}{dz} = i\alpha a_1 + Q(z)|a_1|^2 a_1 + K a_2 \quad (2)$$

$$-i \frac{da_2}{dz} = i\alpha a_2 + Q(z)|a_2|^2 a_2 + K a_1 \quad (3)$$



where  $K$  is the linear coupling coefficient between adjacent guides and with  $\alpha > 0$  referring to loss,  $Q$  denotes the coefficient of self-phase modulation that is proportional to the nonlinear refractive index  $n_2$  [1]:

$$Q = \pm \frac{4K}{P_C} = \pm \frac{4Kn_2L_C}{A\lambda} \quad (4)$$

for the Kerr-law nonlinearity with  $+$  designating self-focusing materials, and  $P_C$  is the critical power defined before.

### III. RESULTS AND DISCUSSION

In the presence of the nonlinearity, analytical solutions of equation (2) and (3) for  $\alpha \neq 0$  are not possible. Equation (2) and (3) are readily solved using a fourth order Runge-Kutta method where  $a_1$  and  $a_2$  are varied until a self-consistent solution is obtained. In Fig. 1 one has the nonlinear transmission coefficient for guide 2 as a function of the optical loss  $\alpha$ . First to ensure the validity of the technique, computations of the transmission characteristics of the lossless two core device ( $\alpha=0$ ) were conducted on a half-beat-length coupler of length  $L_C=\pi/2K$  and  $K=1$ .

From that figure is clear that the switching power  $P_C$  is observed to increase with increasing  $\alpha$  and the switching characteristics deteriorate. Our conclusion is that the loss uniformly distributed over the device deteriorates its operational characteristics. These results show excellent agreement with those obtained by Y. Chen et al. [9]

From equation 1 it is clear that the increase of the nonlinear refractive index reduces  $P_C$ . This is a strong suggestion to recover the normal switching of the coupler that was degenerated by the loss.

In Fig. 1 all the simulations were done with  $Q=1$ . If we want to increase the nonlinear refractive index  $n_2$ , one has to increase  $Q$  (equation 4). In this situation we expect that increasing  $Q$  we will recover the normal behavior in transmission of the device.

In this paper, we compare four simple coefficients of self-phase modulation increasing profiles, namely linear, Gaussian, exponential and logarithm. These profiles expressed in terms of the parameters  $\beta$  (maximum value of  $Q$ ) and  $L$  (length of the coupler) are:

$$Q(z) = \frac{(\beta-1)}{L}z + 1 \quad \text{Linear} \quad (5)$$

$$Q(z) = \exp\left(\frac{z}{L}Ln\beta\right) \quad \text{Exponential} \quad (6)$$

$$Q(z) = \exp\left(\frac{z^2}{L^2}Ln\beta\right) \quad \text{Gaussian} \quad (7)$$

$$Q(z) = Ln\left(e + \frac{z}{L}(e^\beta - e)\right) \quad \text{Logarithm} \quad (8)$$

Note that in these normalized profiles the nonlinearity coefficient  $Q$  monotonically increases from 1 to a final value of  $\beta$ , after a length  $L$  of the coupler. The nonlinearity profiles

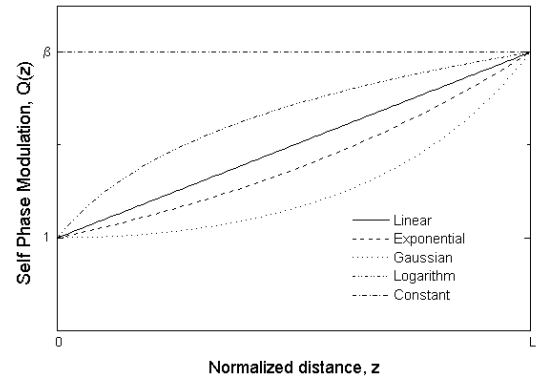


Fig. 2. Schematics of the self-phase modulation  $Q$  profiles considered.

To show the effect, that the increase of the nonlinearity  $Q$  always decrease the critical power  $P_C$ , we did a numerical calculation of equations (2) and (3) with no loss ( $\alpha=0$ ) considering the four profiles (equations 5,6,7 and 8), see Fig. 3.

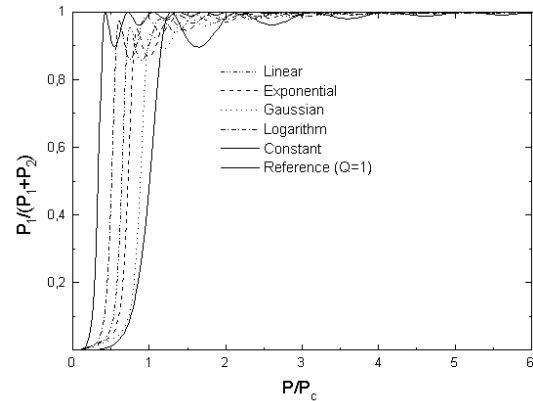


Fig. 3. Transmission of channel 1 with  $K=1$ ,  $L_C=\pi/2$ ,  $\alpha=0$  and  $\beta=3$  for all the  $Q$  profiles in equations 5-8. We also have the transmission for the constant profiles  $Q=1$  and  $Q=3$ .

Starting from the  $Q=1$  (Reference) transmission curve one can notice that the increasing nonlinearity lead to a reduction of the critical power following the sequence  $Q=1$ , Gaussian, exponential, linear, logarithm and  $Q=3$ .

The main question is: In the presence of loss, all of these profiles could reduce  $P_C$  and at the same time could recover the switching characteristic of the coupler that deteriorates because of the loss?

To answer this question we choose the loss factor,  $\alpha=0.6$ . From Fig. 1 one can conclude that this loss in the guide lead to an increase of the critical power from  $P_C$  to  $\approx 1.8P_C$  and the switching characteristics are quite degenerated. Our main interest here is to find a nonlinearity profile that could recover the original critical power and the characteristics of switching of the coupler.

To do this we solve equations (2) and (3) with loss ( $\alpha=0.6$ ) and considering the increasing nonlinearity profiles (equations 5-8). We did a large number of numerical simulations for each profile to find the exact value of  $\beta$  to decrease the critical power from  $\approx 1.8P_C$  to  $P_C$ .

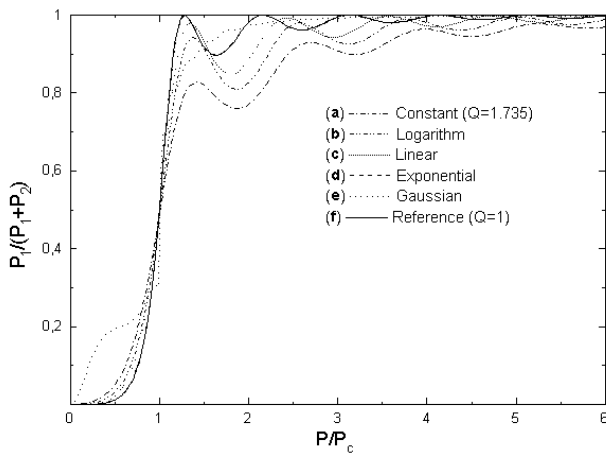


Fig. 4. Nonlinear transmission of channel 1 with  $K=1$ ,  $L_c=\pi/2$ ,  $\alpha=0.6$  and a)  $\beta=1.735$  for  $Q=1.735$ , b)  $\beta=2.647$  for logarithm profile c)  $\beta=3.645$  for linear profile d)  $\beta= 6.565$  for exponential profile e)  $\beta= 126$  for Gaussian profile and f)  $\beta=1$  for  $Q=1$  corresponding to the reference transmission (lossless case).

In Fig. 4 one has the nonlinear transmission for each profile comparing with the original behavior of the device ( $\alpha =0$ ) together with the constant profile  $Q=1.735$  and  $Q=1$  (lossless case) as a reference.

From Fig. 4 one can conclude that the worst behavior is associated to the Gaussian profile. It is quite distant from the lossless behavior. The constant profile ( $Q=1.735$ ), logarithm profile ( $\beta=2.647$ ) and linear profile ( $\beta=3.645$ ) gave reasonable behavior. However when comparing with the lossless case ( $Q=1$ ) one can notice that the number of peaks and the position of the peaks of transmission doesn't fit with the reference case.

However the exponential profile ( $\beta=6.565$ ) is almost coincident with the lossless device ( $Q=1$ ,  $\alpha =0$ ). We can conclude that it is quite possible to project a profile for the nonlinearity to recompose the intrinsic loss effect on the switching characteristics of the NLDC.

To have an exact idea of the real recombination of the nonlinear transmission with the increasing self-phase modulation profiles, we measure the percentual difference between the transmission of each profile and the transmission of the lossless case in Fig. 4.

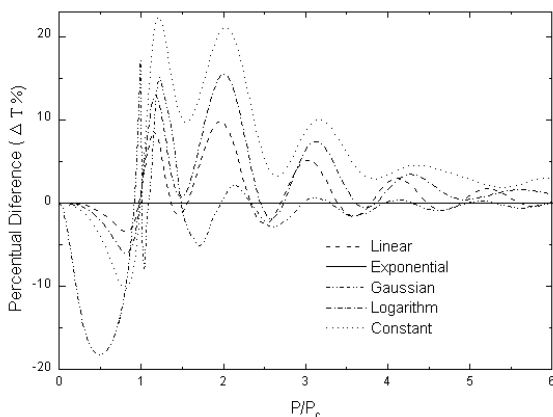


Fig. 5. Percentual difference between the nonlinear transmission of each profile and the transmission of the lossless case ( $\Delta T= (T_{reference}-T_{profile})\times 100\%$ ) for channel 1 as a function of pump power.

In Fig. 5 one has this percentual difference between the transmission of the lossless case and transmission of the each profile as a function of pump power.

From Fig. 5 it is quite clear that the differences in transmission for the constant profile ( $Q=1.735$ ) is around 20% around  $1.2 P_c$  and decreases to 10% around  $3P_c$ . The linear profile ( $\beta=3.645$ ) presents differences around 10 % for  $1.2P_c$ . For this scale the difference in the exponential profile ( $\beta=6.565$ ) is almost zero.

In Fig. 6 one has, in an expanded scale, the percentual difference associated with the exponential profile ( $\beta=6.565$ ). The maximum error obtained is around 0.03% and decrease with the increase of the pump power (see Fig. 6).

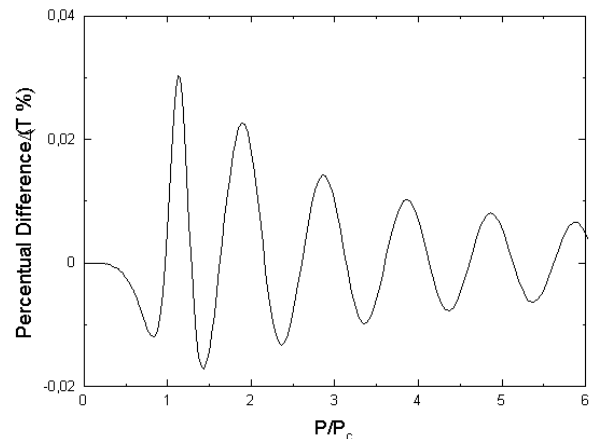


Fig. 6. Percentual difference between the nonlinear transmission of the exponential profile ( $\beta= 6.565$ ,  $\alpha=0.6$ ) and the lossless coupler ( $Q=1$ ,  $\alpha=0$ ) ( $\Delta T= (T_{reference}-T_{profile})\times 100\%$ ) for channel 1 as a function of pump power, in an expanded scale.

One can conclude that with this increasing self phase modulation profile one can recover almost perfectly the original switching behavior of the NLDC that was destroyed by the intrinsic optical loss of the device.

#### IV. CONCLUSIONS

Twin core nonlinear directional couplers that include loss and nonlinear refractive index are examined. The inclusion of loss results in the increase of the critical power of the coupler while the switching characteristics deteriorate. To compensate for this degenerate behavior, associated to the loss, we have investigated the effect of the self- phase modulation profile on the performance of an increasing nonlinearity coupler. We have shown that appropriate shaping of the nonlinearity profile is quite effective to recover, almost completely, the original switching behavior associated to the lossless situation. It is concluded that the increasing exponential self-phase modulation profile is nearly optimum to the recovery of the lossless switching behavior.

#### REFERENCES

- [1] S.M.Jensen, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-18,1580(1982)
- [2] P.Li Kam Wa, J.E. Stich, N.J.Mason, J.S.Roberts and P.N. Robson, *Electron. Lett.* 21, 26(1985)

- [3] S.R. Friberg, Y.Silberberg, M.K. Olivier, M.J. Andrejco, M.A. Saifi and P.W. Smith, *Appl. Phys. Lett.*51,1135(1987)
- [4] W.E. Wood, RW.Ridgeway, J.R. Busch and S.J. Krak, *Proc. Integrated Photon. Res.*, Hilton Head, SC, 157 (1990)
- [5] J.Wilson, G.I. Stegeman and E.M. Wright, *Opt. Lett.*,116,1653(1991)
- [6] R.A.Betts,T.Tjugiarto,Y.L.Xue and P.L.Chu, *IEEE J. Quantum Electron.*27,908(1991)
- [7] D.Y.Zang and S.R. Forest, *IEEE Photon. Technol. Lett.*,4,365(1992)
- [8] A.S.B. Sombra, *Opt. Comm.*, 94,92(1992)
- [9] Y. Chen, A.W. Snyder, D.N. Payne, *IEEE J. Quantum Electron.*28,239(1992)

# All Optical Pulse Modulation Using Nonlinear Fiber Ring Resonator and Nonlinear Coupler

Rubens Viana Ramos and Rui F. Souza

Departamento de Microonda e Óptica, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação  
Universidade Estadual de Campinas, C.P. 6101, 13083-970, Campinas-SP

**Abstract** — Utilizing the dynamical behavior of the nonlinear fiber ring resonator and the capability of switching of the nonlinear coupler, we propose the joint use of these devices to produce an all optical pulse modulation for use in communication systems. Numerical simulations are performed.

**Index Terms** — Fiber ring resonator, nonlinear coupler, optical pulse modulation.

## I. INTRODUCTION

Fiber ring resonator has a complex behavior that can be used in modelling pulses sequences. This behavior can be controlled by changing the resonator's parameters values. On the other hand, the nonlinear fiber coupler has a capability to switch, depending on the intensity of the input pulse. We propose a joint use of these devices to create an optical modulator. The modulation obtained consists of a change of the time interval between adjacent pulses. This interval is reduced or increased by inserting or removing pulses.

## II. NONLINEAR FIBER RING RESONATOR

The fiber ring resonator, Fig. 1, uses the Kerr nonlinearity to force instability in the response of the resonator. It's well known that it can produce period-doubling bifurcation and chaos[1].

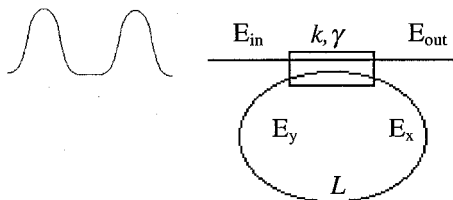


Fig. 1 - Fiber ring resonator

The resonator's fiber is a single-mode and of the polarization preserving type, the light from the laser pump is linearly polarized and the coupler is considered lumped with no intrinsic coupling losses.

Manuscript received on March 20, 1998. R. V. Ramos, Tel. +55-19-7887750, Fax +55-19-2891395, [viana@dmo.fee.unicamp.br](mailto:viana@dmo.fee.unicamp.br); R. F. Souza, Tel. +55-19-7883704, Fax +55-19-2891395, [ruif@dmo.fee.unicamp.br](mailto:ruif@dmo.fee.unicamp.br), <http://www.dmo.fee.unicamp.br/~ruif/>. This work was partially supported by CNPq.

$k$  is the coupling coefficient (intensity) and  $\gamma$  the coupler excess loss.  $L$  is the fiber loop length. The set of equations describing the evolution of the envelope of fields inside the resonator, in the stationary regime, is [2]:

$$E_{out}(n,t) = (1-\gamma)^{\frac{1}{2}} \left[ (1-k)^{\frac{1}{2}} E_{in}(n,t) + ik^{\frac{1}{2}} E_y(n,t) \exp(i\beta L) \right] \quad (1)$$

$$E_x(n,t) = (1-\gamma)^{\frac{1}{2}} \left[ ik^{\frac{1}{2}} E_{in}(n,t) + (1-k)^{\frac{1}{2}} E_y(n,t) \exp(i\beta L) \right] \quad (2)$$

$$E_y(n,t) = G(E_x(n-1,t)) \quad (3)$$

Equations (1) and (2) describe a relationship involving the input and output ports of the linear coupler. The operator  $G$ , relating  $E_y$  and  $E_x$ , is obtained integrating numerically the nonlinear Schrödinger equation, NLSE:

$$\frac{\partial E}{\partial z} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 E}{\partial \tau^2} + \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 E}{\partial \tau^3} + iR|E|^2 E - \frac{\alpha}{2} E \quad (4)$$

where

$$\tau = t - \frac{z}{V_g} \quad (5)$$

$$R = \frac{n_2 k_0 \int \int |f(x,y)|^4 dx dy}{\int \int |f(x,y)|^2 dx dy} \quad (6)$$

$V_g$  is the group velocity.  $\beta_2$  is the group velocity dispersion,  $\alpha$  is the fiber attenuation coefficient.  $f(x,y)$  is the field transverse configuration,  $n_2$  is the nonlinear refractive-index coefficient.  $k_0$  is the wave number and  $\beta L$  is the linear phase shift. The resonator is fed by a train of pulses with hyperbolic secant shape and there is a perfect synchronism between the resonator round trip time and the period of the input pulses, that is, the length of this cavity allows a perfect temporal overlap of an incoming pulse with the preceding one, after a round trip. The input pulses are given by:

$$E_{in} = N \sqrt{\frac{|\beta_2|}{RT_1^2}} \operatorname{sech} \left( \frac{\tau}{T_1} \right) \quad (7)$$

where

$$T_1 = \frac{T_0}{1,6574544} \quad (8)$$

$T_0$  is the pulsewidth and  $N$  is just a parameter to control the intensity of the pulse. The cavity round trip time,  $t_R$ , is much larger than  $T_0$  and the nonlinearity response time is much smaller than both  $t_R$  and  $T_0$ .

The resonator behavior depends on its parameters' values. The parameter control used in our simulations is the laser input intensity. Fig. 2 shows the stationary resonator's output for the following parameters' values:

$\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ ,  $\alpha = 0.3 \text{ dB/km}$ ,  $\gamma = 0.05$ ,  $k = 0.95$ ,  $\beta L = (1.54\pi + 10^8\pi) \text{ rad}$ ,  $N = 1$ ,  $T_0 = 4 \text{ ps}$ ,  $\beta_2 = -20.4 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$  and  $R = 1.3 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ .

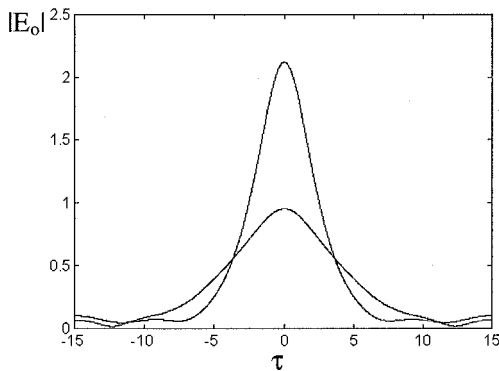


Fig. 2 - Resonator's output working in two states ( $E_o = E_{\text{out}}$ )

### III. NONLINEAR FIBER COUPLER

A nonlinear fiber coupler, Fig. 3, is generally composed of two core fibers, placed close enough together to allow evanescent coupling between them. The main feature of this type of coupler is that the transmissivity is dependent on the intensity of the light input, that is, this device has the capability of switching from one channel to another, with the switching controlled only by the input signal intensity. Neglecting intrinsic losses, the set of equations describing the coupler is [3]:

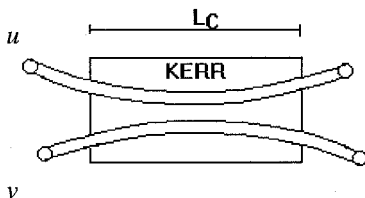


Fig. 3 - Nonlinear fiber coupler.

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u + Kv = 0 \quad (9)$$

$$i \frac{\partial v}{\partial \xi} - \frac{1}{2} \frac{\partial v}{\partial \tau^2} + |v|^2 v + Ku = 0 \quad (10)$$

$$L_C = \frac{\pi}{2C} \quad (11)$$

$$K = \frac{z_o}{L_C} = CL_D \quad (12)$$

$L_D$  is the dispersion length.  $K$  is the coupling parameter relating the soliton period,  $z_o = 0,5\pi L_D$ , and the coupler length  $L_C$ .  $C$  is the linear coupling constant. Figs. 4 and 5 show the coupler's outputs for  $K = 1$  and input pulses of the shape:

$$u(\xi=0, \tau) = \text{sech}(\tau) \quad (13)$$

$$v(\xi=0, \tau) = 0 \quad (14)$$

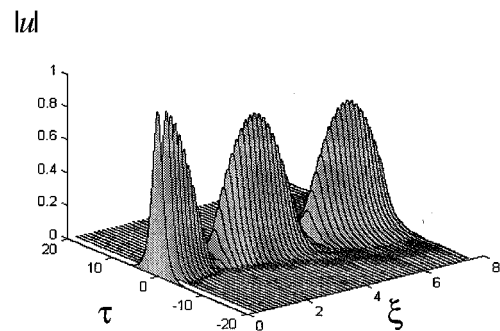


Fig. 4 -  $|u(\xi, \tau)|$

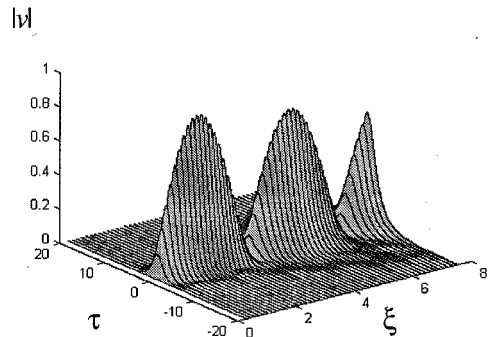


Fig. 5 -  $|v(\xi, \tau)|$

### IV. MODULATOR AND MODULATION

The modulator is simply the resonator followed by the nonlinear fiber coupler, as shown in Fig. 6. One of the nonlinear coupler's output is the output of the modulator and the other one is connected to an impedance matcher to avoid reflections. We can use it in several ways. The simplest is to set the resonator's parameters such that the resonator works in

## V. CONCLUSIONS

The results obtained show the usefulness of the joint use of a nonlinear fiber ring resonator and a nonlinear fiber coupler as a modulator for all optical communication systems. Other more complex modulation schemes can be implemented utilizing sets of several modulators.

## REFERENCES

- [1] K. J. Blow and N. J. Doran, "Global and local chaos in the pumped nonlinear Schrödinger equation," *Physical Review Letters*, vol. 52, pp. 526-529, February 1984.
- [2] G. Steinmeyer, F. Mitschke, A. Buchholz, M. Hänsel, M. Heuer, and A. Schwache, "Dynamical pulse shaping in a nonlinear resonator," *Physical Review A*, vol. 52, pp. 830-838, July 1995.
- [3] P. L. Chu, B. A. Malomed and G. D. Peng, "Soliton switching and propagation in nonlinear fiber couplers: analytical results," *Journal Optical Society of America B*, vol. 10, pp. 1379-1385, 1993.

one and two states (see Fig. 2), depending on the intensity of the input light, and designing the nonlinear coupler to switch just the lower intensity pulse. In this way, the interval between adjacent output pulses is equal to  $t_R$  when the intensity of the input light is in the low level and the interval between adjacent output pulses is equal to  $2t_R$  when a higher intensity input light is present. This way, an intensity change is translated in a temporal change between adjacent pulses. Other more complicated uses are possible like the use of two or more modulators in parallel with temporal displacement among them, followed by a combining of all outputs together forming a pulse sequence.

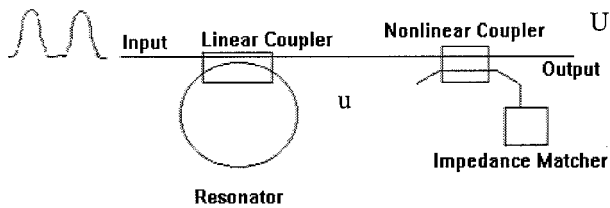


Fig. 6 - Modulator

Figs. 7 and 8 show the modulator output when the resonator works in two states. The parameters' values are:  $N = 2.5$ ,  $K = 2$ . The other parameters are the same used in Section 2.

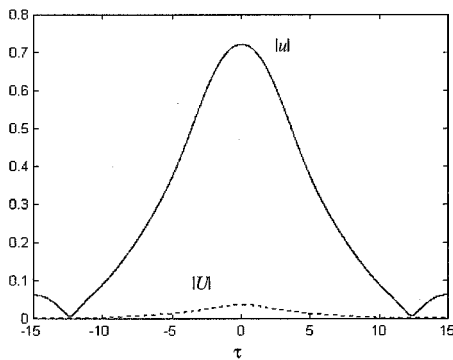


Fig. 7 - Resonator's output (continuous line) and modulator's output (dotted line)

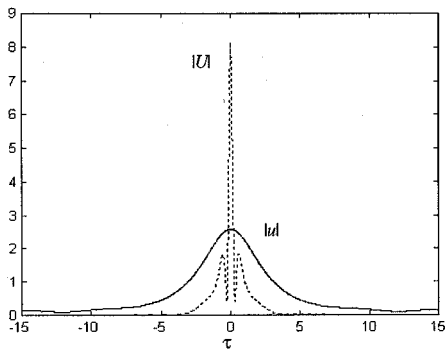


Fig. 8 - Resonator's output (continuous line) and modulator's output (dotted line)

# Análise Generalizada de Moduladores de Fase Eletroópticos à Óptica Integrada com Substrato Estratificado

Cláudio Kitano e José Edimar Barbosa Oliveira

Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA - 12228-900 - São José dos Campos - SP

**Resumo** — O modulador de fase eletroóptico à óptica integrada é analisado utilizando-se a Abordagem no Domínio Espectral, para determinar as características do sinal de modulação na faixa de dezenas de GHz, e a técnica variacional, para obter o índice de modulação de uma portadora óptica. Resultados numéricos são apresentados para moduladores blindados que utilizam  $\text{LiNbO}_3$  com corte-Z e buffer layer de  $\text{SiO}_2$ .

**Palavras chaves** — Moduladores eletroópticos, Abordagem de Domínio Espectral, Niobato de Lítio em corte-Z.

## I. INTRODUÇÃO

Moduladores à óptica integrada vêm sendo utilizados crescentemente como moduladores externos em aplicações que exigem elevadas larguras de faixa [1]. Neste tipo de modulação, a portadora óptica propaga-se em um guia do tipo canal, fabricado em material eletroóptico e cujas características podem ser controladas através de um campo elétrico de modulação com conformação espacial determinada por eletrodos planares, convenientemente posicionados com relação ao guia óptico [2]. Neste trabalho, ênfase especial é dedicada ao modulador de fase óptica.

Vários modelamentos têm sido desenvolvidos com os objetivos fundamentais de determinar a resposta em frequência do modulador e a potência do sinal de modulação em função dos seguintes parâmetros: diferença entre as velocidades de propagação dos sinais modulador e óptico, descasamento de impedâncias nos acessos dos eletrodos, perda de potência do sinal modulador, posicionamento do guia óptico com relação aos eletrodos e geometria dos eletrodos [1]-[3]. Neste trabalho, estes parâmetros, excetuando-se a perda de potência, são determinados para um modulador de fase com substrato estratificado, constituído por uma lâmina de  $\text{LiNbO}_3$  com corte-Z e um buffer-layer de  $\text{SiO}_2$ , sendo que os eletrodos de modulação são depositados sobre o buffer-layer em configuração tipo CPS (*coplanar strips*). O modulador assim constituído é circundado por um invólucro com paredes condutoras (*electric shielding*) e geometria apropriada. A generalização da formulação desenvolvida decorre de dois aspectos. Primeiro a utilização da técnica de Abordagem no Domínio Espectral, a qual permite determinar as características do sinal de modulação que propaga-se na forma de modo híbrido, e não, apenas os aproximadamente TEM, na estrutura CPS blindada. Em segundo lugar, a tensão de meia-onda é analisada em função da posição do guia óptico

com relação aos eletrodos de modulação, para diferentes frequências de modulação na faixa de GHz.

## II. ANÁLISE DO CAMPO ELÉTRICO DE MODULAÇÃO

Uma ilustração típica de um modulador de fase à óptica integrada é apresentada na Fig. 1. O modulador é constituído por um substrato estratificado composto de  $\text{LiNbO}_3$  em corte-Z, com espessura  $d_1$ , e um buffer-layer de  $\text{SiO}_2$ , com espessura  $d_2$ . Os eletrodos internos, em configuração CPS, apresentam larguras iguais entre si ( $W$ ) e espaçamento uniforme ( $G$ ). Estes eletrodos são considerados ideais, sem espessura e com condutividade infinita, e estão centralizados em relação ao invólucro metálico de largura  $2a$  e cujo comprimento é  $L$ . A posição do guia óptico é especificada pelo parâmetro  $p$  da Fig. 1.

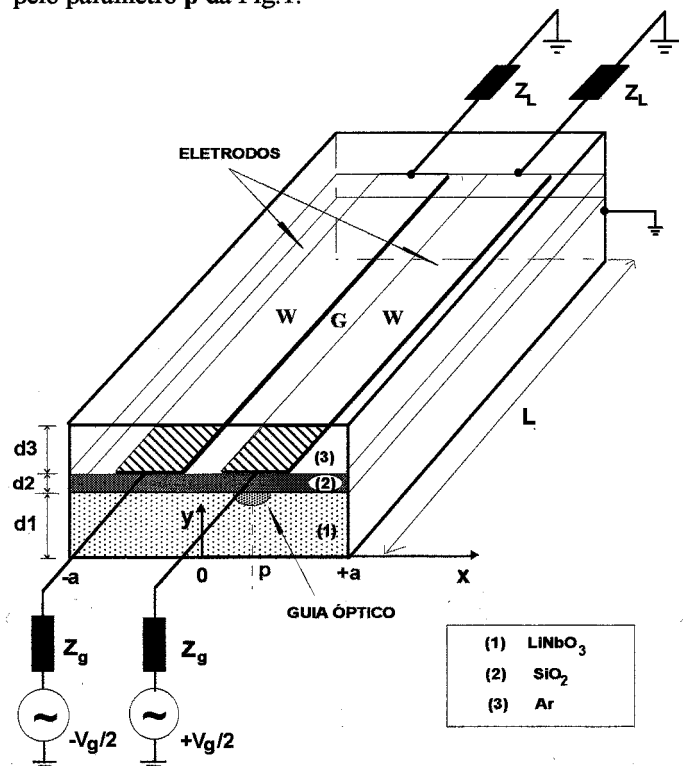


Fig. 1 - Modulador de fase à óptica integrada. A região (1),  $0 \leq y \leq d_1$ , é ocupada por  $\text{LiNbO}_3$  em corte-Z, a região (2),  $d_1 \leq y \leq d_1 + d_2$ , é um buffer-layer de  $\text{SiO}_2$ , e a região (3),  $d_1 + d_2 \leq y \leq d_1 + d_2 + d_3$ , apresenta permissividade absoluta  $\epsilon_0$ . O CPS é simétrico. Os parâmetros  $Z_L$  e  $Z_g$  são impedâncias de carga e de gerador, respectivamente. A alimentação é anti-simétrica com tensões iguais a  $\pm V_g/2$ . O guia óptico é difundido no meio (1).

No modulador eletroóptico, a fase do sinal óptico é modificada através do campo elétrico que, na faixa de microondas, propaga-se na estrutura ilustrada na Fig. 1 na forma de modo híbrido, isto é, o campo apresenta componentes ao longo dos eixos  $x$ ,  $y$  e  $z$ . Recorrendo-se ao

Manuscript received on March 20, 1998.

Cláudio Kitano, Tel. 012-340-5879, kitano@ele.ita.cta.br; José Edimar B. Oliveira, Tel. 012-347-5960.

método de Análise do Domínio Espectral, e levando em consideração a anisotropia elétrica do LiNbO<sub>3</sub>, descrita em termos das componentes de permissividade segundo as direções ortogonais ao eixo óptico,  $\epsilon_{\perp}$ , e, paralela ao eixo óptico,  $\epsilon_{\parallel}$ , na forma matricial:

$$\epsilon = \epsilon_0 \cdot \begin{bmatrix} \epsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{bmatrix} \quad (1)$$

obtem-se a seguinte relação entre as Transformadas de Fourier das componentes de campo elétrico  $E_x$  e  $E_z$ , e, as componentes do vetor densidade de corrente nos eletrodos que formam o CPS,  $J_x$  e  $J_z$ :

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x \\ \tilde{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{xx} & Z_{xz} \\ Z_{zx} & Z_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_z \end{bmatrix} \quad (2)$$

com 
$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_{x,z}(\alpha, y) \\ \tilde{J}_{x,z}(\alpha, y) \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{+\infty} \begin{bmatrix} E_{x,z}(x, y) \\ J_{x,z}(x, y) \end{bmatrix} e^{j\alpha x} dx. \quad (3)$$

Nas equações (2) e (3), as dependências das grandezas, com o tempo e a coordenada  $z$ , são do tipo  $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ , e, as quantidades  $Z_{xx}$ ,  $Z_{xz}$ ,  $Z_{zx}$  e  $Z_{zz}$  são funções de Green transformadas para a configuração ilustrada na Fig. 1 [4].

Através do Método de Galerkin expande-se  $J_z(x)$  em  $M$  funções de base, que dependem de polinômios de Chebyshev de primeira espécie e ordem  $m$ ,  $T_m(x)$ , e, a componente  $J_x(x)$ , em  $N$  funções de base, que dependem de polinômios de Chebyshev de segunda espécie,  $U_m(x)$  [5]. Em seguida, aplica-se o teorema de Parseval, para obter-se a seguinte equação característica:

$$[K_{ik}^{rs}] \cdot [c] = 0 \quad (4)$$

com 
$$K_{ik}^{rs} = \sum_{n=1}^{\infty} Z_{rs}(\alpha_n) \cdot \tilde{J}_r^i(\alpha_n) \cdot \left[ \tilde{J}_s^k(\alpha_n) \right]^* \quad (5)$$

para  $r,s=x,z$ . Os termos  $K_{ik}^{rs}$  são elementos de uma matriz  $(M+N) \times (M+N)$ , e  $[c]$  é uma matriz  $(M+N) \times 1$  que representa os coeficientes da expansão das densidades de corrente. A notação  $(\cdot)^*$  indica complexo conjugado de uma grandeza. Neste trabalho utiliza-se  $M=N=9$ , a qual é mais do que suficiente para obter boa precisão nos cálculos [1].

Impondo-se a condição de solução não trivial à (4), obtêm-se as curvas de dispersão para os modos dominante e superiores. Consequentemente, determina-se a permissividade efetiva, e,  $(M+N-1)$  elementos de  $[c]$ , normalizados em relação a um dos coeficientes, no caso deste trabalho,  $c_1$ , e cujo valor absoluto depende da potência eletromagnética acoplada ao CPS. Deve ser notado que o modulador ilustrado na Fig. 1 apresenta dimensão  $2a$  ao

longo do eixo  $x$  e, portanto, os valores de  $\alpha$  utilizados em (3) e (5) são discretos e dependem da simetria (par ou ímpar) do modo do CPS [5].

Com o objetivo de realizar a comparação de alguns dos resultados obtidos neste trabalho com o de outros autores, analisa-se inicialmente o modulador para os seguintes parâmetros:  $W=16\mu\text{m}$ ,  $G=4\mu\text{m}$ ,  $d_1 = 10\text{mm}$ ,  $d_2 = 0.2\mu\text{m}$ ,  $d_3=1\text{mm}$ ,  $2a=10,036\text{mm}$ ,  $\epsilon(\text{SiO}_2)=3,9$ ,  $\epsilon_{\perp}=43$  e  $\epsilon_{\parallel}=28$  [6]. Na Fig. 2 apresentam-se as curvas de dispersão dos quatro modos ímpares de ordem mais baixa, para frequências entre 10 GHz e 20 GHz. A escolha de simetria do modo decorre da interação eletroóptica em LiNbO<sub>3</sub> em corte-Z. Esta figura mostra a existência de um modo dominante ímpar, que não apresenta frequência de corte (até 10 GHz a permissividade efetiva deste modo permanece eminentemente constante), e, os três primeiros modos superiores, com frequências de corte em 10,59 GHz, 12,33 GHz e 14,27 GHz, respectivamente. É conveniente ressaltar que a dispersão dos modos superiores pôde ser calculada graças a vantagem da utilização da Análise de Domínio Espectral.

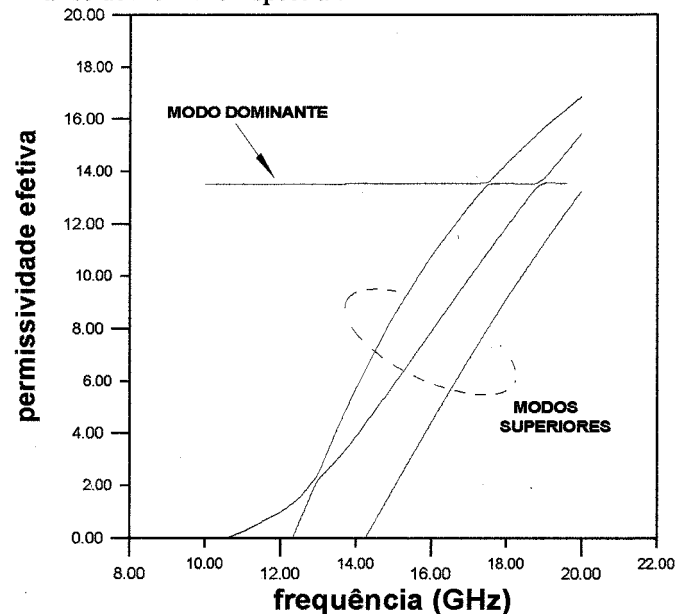


Fig. 2 - Curvas de permissividade efetiva para o modo dominante e para os três modos ímpares superiores do CPS, para frequências até 20 GHz.

Em moduladores de fase é conveniente utilizar sinais de modulação somente na faixa de frequências onde apenas o modo dominante se propaga. No caso da Fig.2, se não for possível sintetizar com exatidão um alimentador que excite somente o modo dominante, esta faixa de frequência se estende até 10,59 GHz. Entretanto, se isto for possível, a faixa de frequência pode ser estendida até 17,4 GHz, aproximadamente, onde acontece a primeira transição modal entre o modo quase-TEM e um modo ímpar superior [7].

Uma vez conhecida a curva de dispersão é necessário determinar a variação da componente de campo  $E_y(x,y)$ , a qual é a componente relevante para modulação de fase com CPS em substrato de LiNbO<sub>3</sub> em corte-Z, em função das coordenadas transversais. Para tanto, utiliza-se a inversa da Transformada de Fourier discreta,



$$E_y(x, y) = \frac{1}{2a} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_y(\alpha_n, y) \cdot e^{-j\alpha_n x} \quad (6)$$

Deve ser notado que o modo dominante é aproximadamente TEM, portanto, para o modo ímpar do CPS, com tensões elétricas nos eletrodos iguais a  $\pm V_0$  em relação ao invólucro metálico, tem-se:

$$V_0 = - \int_{-a}^{-(W+G/2)} E_x[x, y = d_1 + d_2] \cdot dx \quad (7)$$

Com isso, determinam-se os valores absolutos dos coeficientes [c] da expressão das correntes de base e, conseqüentemente, obtém-se  $E_y(x, y)$  em V/m, como ilustrado na Fig. 3.

Na Fig.3(a), apresenta-se o gráfico das componentes  $E_x$  e  $E_y$  em  $1,0 \mu\text{m}$  abaixo da interface entre o buffer-layer e o  $\text{LiNbO}_3$ , na região (1), para alimentações com o modo ímpar dominante, onde  $V_0 = \pm 0,5\text{V}$ . Foi observado que para esta estrutura CPS, mesmo diante de variações de frequências no intervalo entre 1 GHz e 17,4 GHz, a conformação de campo elétrico não sofre alterações sensíveis de valores. Como foi dito anteriormente, somente a componente  $E_y$  do modo dominante ímpar é significativa para modulação eletroóptica. Contudo, para fins de validação dos resultados, apresentam-se também os gráficos das Fig.3 (b) e (c), os quais estão em excelente conformidade com [6] e [8].

Uma outra característica do sinal de modulação que deve ser examinada é a impedância de onda,  $Z_0$ , na região de interação eletroóptica. Para o modo dominante, será utilizada a seguinte expressão:

$$Z_0 = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} [\mathbf{E}(x, y) \times \mathbf{H}^*(x, y)] \cdot z dx dy}{2 \left| \int_{G/2}^{W+G/2} J_z(x) dx \right|^2} \quad (8)$$

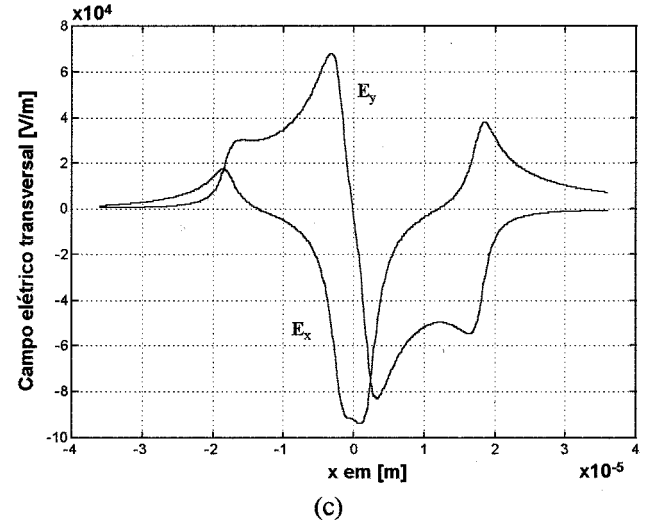
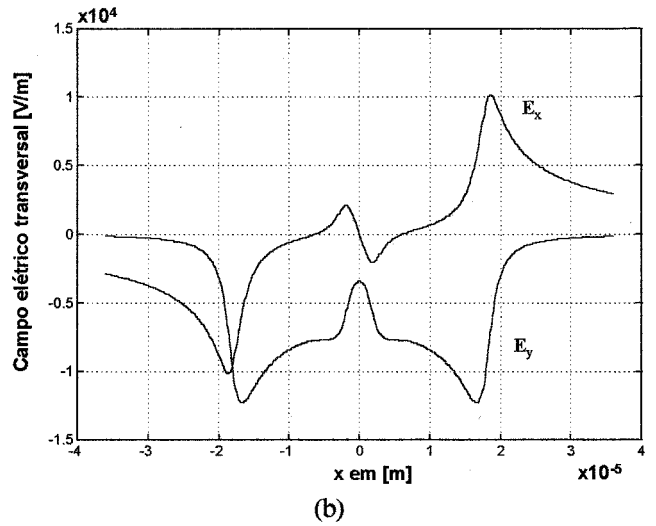
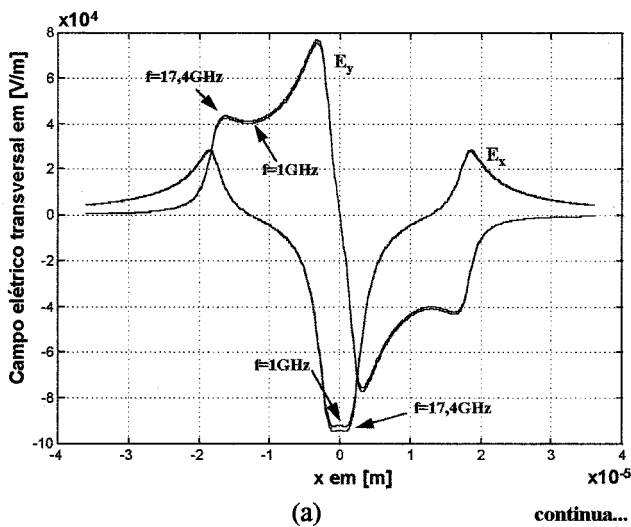


Fig. 3- Variação das componentes de campo elétrico,  $E_x$  e  $E_y$  do modo dominante, com a coordenada  $x$ , na posição  $y=1,0 \mu\text{m}$  abaixo da interface entre buffer-layer e  $\text{LiNbO}_3$ . (a) Modo ímpar ( $V_0 = +0,5$  e  $-0,5$  volt) para frequências entre 1 e 17,4 GHz. (b) Modo par ( $V_0 = +0,5$  e  $+0,5$  volt) para  $f=1\text{GHz}$ . (c) Alimentação assimétrica ( $V_0 = 0$  e  $+0,5$  volt) para  $f=1\text{GHz}$ .

A fim de validar os valores de impedância obtidos com a formulação deste trabalho, foi realizada uma comparação com os resultados apresentados em [8], conforme ilustra a Tabela I. Neste caso particular  $W=8\mu\text{m}$ ,  $G=5\mu\text{m}$ ,  $2a=4,021\text{mm}$ ,  $d_1=1\text{mm}$ ,  $d_3=10\text{mm}$  e  $d_2$  é variável. Somente os modos ímpares são considerados

TABELA I  
COMPARAÇÃO COM A REFERÊNCIA [8]

$d_2$ ( $\mu\text{m}$ )	Presente trabalho		Referência [8]	
	$(\beta/k_0)^2$	$Z_0(\Omega)$	$(\beta/k_0)^2$	$Z_0(\Omega)$
0,2	12,5975	29,72	12,5970	29,66
0,3	11,2318	31,54	11,2300	31,41
0,4	10,1837	33,18	10,1810	32,99

Na Fig.4 são apresentadas as dependências da impedância  $Z_0$  e da permissividade efetiva  $\epsilon_{\text{ef}}$  do CPS especificado em [6], para frequências até 16 GHz.

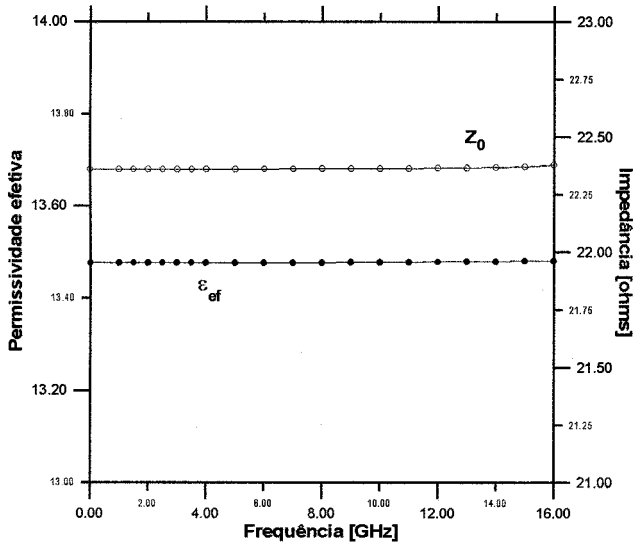


Fig. 4- Variações de permissividade elétrica efetiva e da impedância do modo dominante ímpar em função da frequência, na condição de operação monomodo.

Os resultados apresentados na Fig.4 revelam que a impedância e a permissividade do CPS em análise, são praticamente independentes da frequência neste intervalo. Porém, os valores destes parâmetros dependem fortemente da espessura do buffer-layer,  $d_2$ , conforme ilustrado na Fig.5, para  $f=1\text{GHz}$ , onde  $n_m = \sqrt{\epsilon_{ef}}$ .

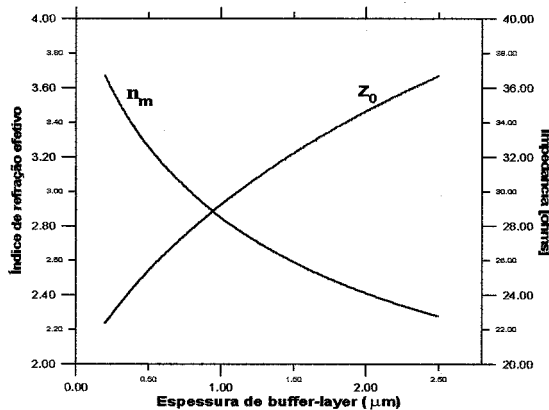


Fig. 5 - Variações do índice de refração efetivo e da impedância de onda do CPS descrito em [6] em função da espessura do buffer-layer.

A Fig. 5 indica que é difícil obter uma impedância igual a  $50\Omega$ , simplesmente, através da escolha da espessura de buffer-layer ( $d_2$ ), mantendo-se inalterados os demais parâmetros dados em [6], a menos que estas espessuras sejam demasiadamente elevadas. Ressalta-se que valores elevados de impedância (em torno de  $50\Omega$ ) podem acarretar em permissividade efetiva reduzida, o que limita a largura de faixa do modulador e, além disso, podem exigir elevados  $d_2$ , o que aumenta o consumo de potência. Para os parâmetros dados em [8], a obtenção de  $Z_0=50\Omega$  não será problemática. Contudo, somente para fins ilustrativos, o conjunto de parâmetros dados em [6] (a menos de  $d_2$ ), com alimentação  $\pm 0,5\text{V}$ , será selecionado para os cálculos no restante deste trabalho, sem haver preocupação com o desempenho global do modulador.

### III. CARACTERÍSTICAS DO MODULADOR ELETROÓPTICO

Na Fig. 1 o campo de modulação,  $E^{(m)}$ , com distribuição espacial determinada pelo CPS, induz uma variação de permissividade elétrica,  $\Delta\epsilon(x,y,z)$ , na região ocupada pelo guia óptico, dada por:

$$[\Delta\epsilon(x, y, z)] = -[\epsilon^{(0)}] \cdot [r \cdot E_y^{(m)}] \cdot [\epsilon^{(0)}] \quad (9)$$

onde  $\epsilon^{(0)}$  é o tensor permissividade do  $\text{LiNbO}_3$  na ausência do sinal de modulação, e,  $r$  é o tensor eletroóptico.

Recorrendo-se à técnica variacional, determina-se a variação da constante de fase do modo óptico na condição de guiagem fraca,  $\text{TM}_0$ , para a situação ilustrada na Fig. 1,

$$\Delta\beta(z, p) = \frac{\pi}{\lambda_0} n_e^3 r_{33} \frac{\iint_{St} E_{op}^2(x, y, p) \cdot E_y^{(m)}(x, y, z) dx dy}{\iint_{St} E_{op}^2(x, y, p) dx dy} \quad (10)$$

com

$$E_{op}^2(x, y, p) = \frac{4(d_1 - y)^2}{\pi w_x w_y^3} \exp\left\{-\left[\frac{(x-p)}{w_x}\right]^2 + \left[\frac{d_1 - y}{w_y}\right]^2\right\} \quad (11)$$

onde  $E_y^{(m)}(x,y,z)$  é o campo elétrico de modulação,  $r_{33}$  é um coeficiente eletroóptico,  $n_e$  é o índice de refração extraordinário,  $\lambda_0$  é o comprimento de onda óptico no vácuo,  $w_x$  e  $w_y$  são características geométricas do modo óptico guiado, e o parâmetro  $p$  está ilustrado na Fig.1 [2].

Utilizando (10) para calcular a variação de fase do sinal óptico devido a propagação ao longo do comprimento  $L$ , e levando em consideração a diferença entre as velocidades de fase dos sinais óptico e de modulação, obtém-se

$$\Delta\phi(\omega_m, t) = \Delta\beta_p L \left\{ \text{sinc}\left[\frac{\omega_m}{2c}(n_m - N)L\right] \cdot \cos(\omega_m t - \psi_m^+) + \Gamma_L \text{sinc}\left[\frac{\omega_m}{2c}(n_m + N)L\right] \cdot \cos(\omega_m t + \psi_m^-) \right\} \quad (12)$$

onde  $\text{sinc } \theta = (\text{sen } \theta) / \theta$ ,  $\psi_m^\pm = -\omega_m (\pm N - n_m)L / 2c$ ,  $\Gamma_L$  é o coeficiente de reflexão na carga,  $\Delta\beta_p$  é o valor de pico de  $\Delta\beta$  calculado através da Equação (10) quando existe casamento de impedâncias nos eletrodos,  $n_m$  e  $N$  são os índices de refração de modulação e óptico, respectivamente.

Na Equação (12), a primeira parcela do lado direito é decorrente da onda progressiva, enquanto a segunda parcela deve-se à onda refletida. Estas duas parcelas dependem da frequência e através delas define-se a largura de faixa de modulação. É comum utilizar a tensão de meia-onda, definida da seguinte forma:

$$V_\pi = \frac{2\pi}{\Delta\beta_p \cdot L} \quad (13)$$

onde  $\Delta\beta_p$  é calculado através da Equação (10) na condição de casamento de impedância, com  $E_y^{(m)}$  gerado pelo CPS alimentado por  $\pm 0,5\text{V}$ .

A formulação apresentada por (9) a (13), foi utilizada para

determinar as características do modulador descrito em [6], com  $w_x = w_y = 2\mu\text{m}$ . Isto corresponde ao caso de um guia monomodo em  $\lambda_0 = 1,3\mu\text{m}$  obtido por difusão de uma fita de Ti de  $4\mu\text{m}$  de largura e 800 angstrom de espessura, por 6h em  $1025^\circ\text{C}$  [2]. A variação da tensão de meia-onda entre fitas,  $V_{\pi}$ , com o parâmetro  $p$  é apresentada na Fig.6

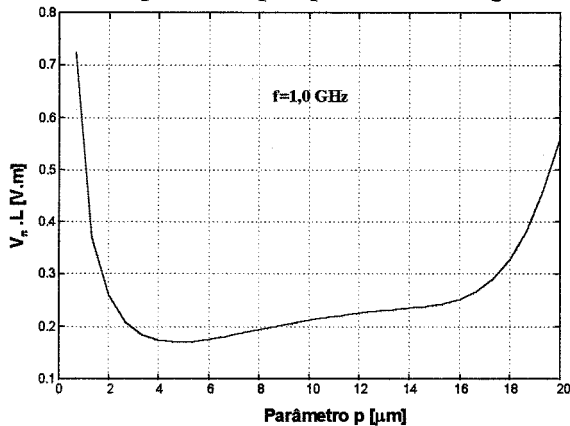


Fig.6 - Variação da tensão de meia-onda entre fitas,  $V_{\pi}$ , em função da posição do guia,  $p$ , para o modulador descrito em [6].

A partir da Fig.6, mostra-se que a tensão de alimentação,  $V_g$ , atinge valor máximo igual a 5V quando  $L \geq 17\text{mm}$  e  $p \geq 4,67\mu\text{m}$ , o que corresponde ao guia óptico encontrar-se aproximadamente debaixo do eletrodo do lado direito do CPS, com a borda do *spot* óptico coincidindo com a borda do eletrodo.

Na Fig. 7 apresenta-se a resposta em frequência do modulador, definida como  $20 \cdot \log_{10} |\Delta\phi(\omega_m) / \Delta\beta_p L|$  para o modulador descrito na seção II, e  $L=17\text{mm}$ . Para o sistema casado a largura de faixa de -3dB está em torno de 5GHz. Com descasamento, o desempenho cai sensivelmente. Como a conformação de campo elétrico modulador não sofre variação apreciável na faixa de frequências entre 1 e 17,4 GHz, o valor de  $\Delta\beta_p L$  permanece praticamente constante. Maiores larguras de faixa podem ser obtidas alterando-se o valor de  $L$ .

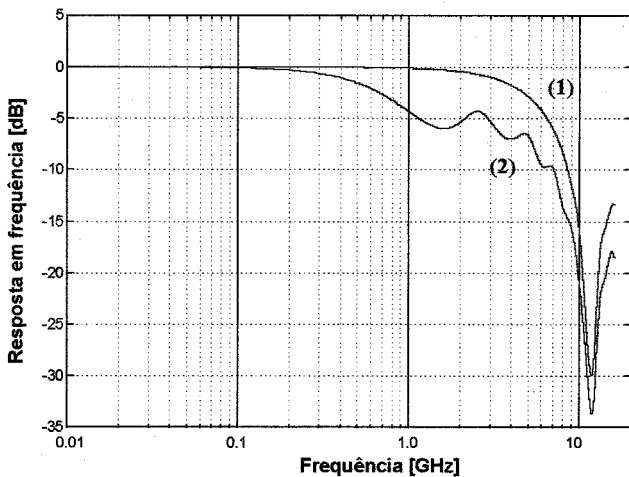


Fig. 7 - Resposta em frequência do modulador de fase para o modulador descrito em [6], com  $L=17\text{mm}$ . Na curva (1) os acessos dos eletrodos estão casados e na curva (2) as impedâncias de carga e do gerador são iguais a  $50\Omega$ .

Finalmente, apresenta-se na Fig.8 as dependências da largura de faixa,  $\Delta f_m$ , e da tensão  $V_{\pi}$  em função da espessura

de buffer-layer. Estes resultados mostram que a escolha de  $d_2$  afeta significativamente o desempenho do modulador.

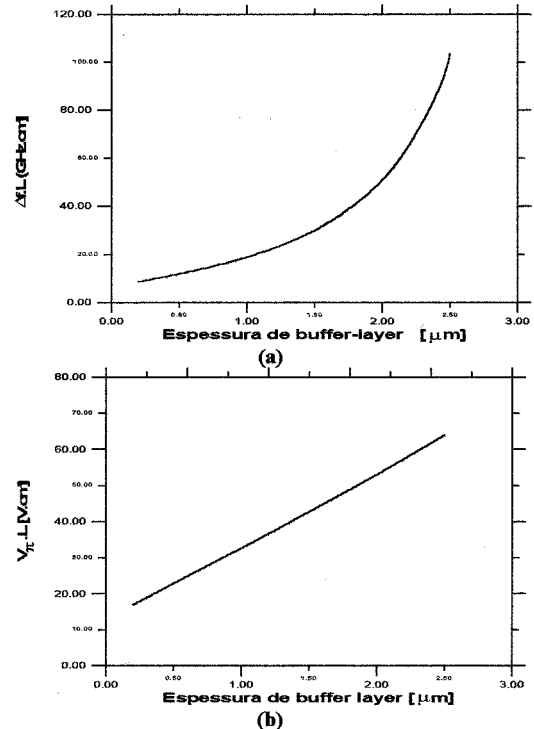


Fig.8 - Influencia do buffer-layer. Variação de largura de faixa do modulador, parte (a), e tensão de meia-onda, parte (b), em função da espessura de buffer-layer para o modulador descrito em [6].

#### IV. CONCLUSÕES

O modulador eletroóptico de fase integrado, com eletrodos em configuração CPS blindado foi estudado. Os modos híbridos de propagação do sinal modulador foram determinados e a faixa de frequência para operação monomodo foi identificada. Foram levantadas as características ópticas e elétricas de interesse para algumas estruturas selecionadas na literatura. Seus desempenhos para modulação eletroóptica foram apenas razoáveis.

#### REFERÊNCIAS

- [1] K. Kawano et alii, "Spectral-Domain Analysis of Coplanar Waveguide Traveling-Wave Electrodes and Their Applications to Ti:LiNbO<sub>3</sub> Mach-Zehnder Optical Modulators, IEEE MTT 39(9), pp.1595-1601, sep/91.
- [2] C.M. Kim e R.V. Ramaswamy, "Overlap Integral Factors in Integrated Optic Modulators and Switches", IEEE MTT 7(7), pp.1063-1070, jun/89.
- [3] K. Kubota, et alii, "Travelling Wave Optical Modulator Using a Directional Coupler LiNbO<sub>3</sub> Waveguide", IEEE J. Quantum Elec. 16 (7), pp.754-760, jul/80.
- [4] T. Kitazawa e Y. Hayashi, "Propagation Characteristics of Striplines with Multilayered Anisotropic Media", IEEE MTT 31(6), pp.429-433, jun/83.
- [5] El-B. El-Sharawy e R.W. Jackson, "Coplanar Waveguide and Slotline on Magnetic Substrates Analysis and Experiment", IEEE MTT 36(6), pp. 1071-1078, jun/88.
- [6] C.J. Railton e J.P. McGreehan, "A Rigorous and Computationally Efficient Analysis of Microstrip for Use as an Electro-Optic Modulator", IEEE MTT 37(7), pp.1099-1104, jul/89.
- [7] T.Kitazawa, D.Polifko e H. Ogawa, "Analysis od LiNbO<sub>3</sub> Modulator Using Coplanar-Type Electrodes", IEEE MTT-S Digest - Atlanta USA, pp. 213-216, jun/93.
- [8] A.G. Keen, et alii., "Quase-Static Analysis of Electrooptic Modulators by the Method of Lines", IEEE J. Lightwave Technol., vol. 8 (1), pp.42-49, jan/90.

# Distorção de Intermodulação em Amplificadores Ópticos a Semicondutor

Cristiano M. Gallep, Aldario C. Bordonalli e Evandro Conforti

Departamento de Microondas e Óptica, Fac. de Engenharia Elétrica e Computação, Universidade Estadual de Campinas  
DMO-FEEC-Unicamp, Caixa Postal 6101, CEP 13081-970 Campinas, SP, Brasil

**Resumo** — Apresentam-se resultados dos ruídos de intermodulação para um amplificador óptico a semicondutor de ondas caminhanes, visando aplicações em CATV. Mostram-se também os resultados para sinais de batimento com frequências próximas do inverso do tempo de vida dos portadores.

**Index terms** — amplificador óptico a semicondutor; CSO.

## I. INTRODUÇÃO

O amplificador óptico a semicondutor tipo onda caminhanes (*Traveling-Wave Semiconductor Optical Amplifier - TW-SOA*) é obtido a partir de um diodo laser, polarizando-o abaixo do limiar e depositando-se coberturas antirefletoras em ambas as faces da região ativa. Modernamente, o TW-SOA tem se mostrado como uma tecnologia promissora para novas aplicações em comunicações por fibras ópticas, em áreas em que o emprego dos amplificadores de Érbio não é a solução ideal. As vantagens dos TW-SOA são o baixo custo, tamanho reduzido, pequeno consumo de potência, operação fora de 1550 nm e chaveamento rápido [1]. Entre as aplicações, destacam-se redes locais (ou de acesso) de curta e média distâncias. Em particular, sistemas de CATV seriam um mercado potencial para os TW-SOA. Outras aplicações incluem amplificador de linha, pré-amplificador para recepção, chaveador ativo [2] e como modulador externo [3].

O emprego de TW-SOA em sistemas comerciais de CATV possibilita a amplificação simultânea de todos os canais, desde que sejam observadas as condições de operação linear [4]. Fora destas condições, podem ocorrer problemas de intermodulação devidos à natureza não-linear do acoplamento entre a densidade de portadores e a densidade de fótons no interior da cavidade [5]. Principalmente em sistemas multicanal FDM (frequency division multiplexing) e WDM (wavelength division multiplexing), o comportamento não-linear dos SOA deve ser considerado nos casos de operação perto da saturação e com canais sem espaçamento adequado. A combinação entre as várias componentes do sinal de entrada resulta em saturação de ganho, interferência por saturação induzida (*saturation-induced 'SI' crosstalk*) e por modulação induzida da densidade de portadores (*carrier-modulation-induced - CMI*) e inter-modulação [6].

A saturação da amplificação óptica para um canal de

vídeo degrada a relação sinal-ruído e se dá independentemente da separação entre canais, podendo ser evitada operando-se o amplificador longe da saturação. Já as intermodulações ocorrem em todos os sistemas multicanal, independente da modulação, e devem-se ao mecanismo da 'mistura de quatro ondas' (*four-wave mixing-FWM*). Este mecanismo apresenta-se quando dois sinais ópticos com intensidade de entrada alta (o suficiente para induzir saturação) são injetados em um TW-SOA, ocorrendo então uma modulação da densidade de portadores nas frequências de batimento desses sinais. Consequentemente, esta modulação ocorre também na constante de refração do meio ativo [7]. Este fenômeno vem sendo utilizado de maneira útil em pesquisas visando o tratamento do sinal nas futuras redes totalmente ópticas, como conversão do sinal em comprimento de onda [8], multiplexação no domínio do tempo [9], conversão de formato OTDM para WDM [10] e filtros de faixa estreita sintonizáveis [11]. Entretanto, para sistemas de CATV, a FWM degrada o sinal e introduz ruído de intermodulação, conforme mostrado neste trabalho.

## II. INTERMODULAÇÃO

Se num meio não-linear houver a presença simultânea de  $M$  canais, distribuídos espectralmente entre  $\omega_1$  e  $\omega_n$ , aparecerão termos de intermodulação de segunda ordem nas frequências  $\omega_i \pm \omega_j$ , assim como termos de terceira ordem nas frequências  $\omega_i \pm \omega_j \pm \omega_k$ , onde  $i, j$  e  $k$  assumem valores de 1 a  $M$ . Na expansão em série da não-linearidade do dispositivo, em torno do ponto de operação, os coeficientes dos termos de intermodulação de segunda ordem serão maiores que os de terceira ordem e, portanto, mais danosos. Caso as subportadoras  $\omega_1$  a  $\omega_n$  forem de tal modo que  $\omega_n < 2\omega_1$  (banda de uma oitava), os termos gerados pela distorção não-linear (*non-linear distortion - NLD*) de segunda ordem cairão fora da banda do sinal. Em acréscimo, todos os termos de NLD podem ser desprezados caso a subportadora de menor frequência ( $\omega_1$ ) for tal que  $\omega_1 \tau_c$  seja muito maior que a unidade [5], onde  $\tau_c$  é o tempo de vida da recombinação dos portadores.

Em sistemas de CATV, nos quais a operação começa em 50 MHz, com canais espaçados de 6 MHz,  $\omega_1 \tau_c < 1$  e, portanto, a NLD surge como um problema na utilização do TW-SOA. Uma forma de diminuir-se seus efeitos, seria operar em potências de saída dez vezes menores que a de saturação, o que torna o uso de SOA dispensável, devido ao pequeno ganho que seria incorporado ao sinal. Outra forma seria elevar a banda de transmissão para altas frequências, por exemplo, 5 GHz. Isto encareceria o sistema pois o mesmo necessitaria de conversores de frequência de 5 GHz

Manuscript received on March 20, 1998.

C. M. Gallep, A. C. Bordonalli e E. Conforti (conforti@dmo.fee.unicamp.br, Tel. 019-788 3704, fax 019-289 1395)  
Este trabalho foi parcialmente financiado pela Fapesp (proc. 96/07432-6, 95-9262-8), Pronex MCT e CNPq.

para 5 MHz assim como de amplificadores, após o detector, na casa de cada usuário [3].

Neste trabalho foram empregados apenas dois sinais, em  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , para os testes de não-linearidade do TW-SOA. Entretanto, o emprego de três sinais é mais interessante para a visualização didática do fenômeno não linear, conforme ilustrado na Fig. 1. Neste caso, a amplitude dos problemas em sistemas multicanal, decorrentes da NLD de terceira ordem [6], é ilustrada supondo-se os três sinais nas frequências  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_3$ , com a modulação da densidade de portadores nas frequências de batimento  $\Omega_1 = (\omega_2 - \omega_1)$ ,  $\Omega_2 = (\omega_3 - \omega_2)$  e  $\Omega_3 = (\omega_3 - \omega_1)$ . Como resultado da NLD, aparecem mais nove frequências dentro da banda, seis a partir dos produtos entre dois sinais e mais três a partir dos produtos entre três sinais. Ocorre também a alteração da amplitude e fase dos sinais originais, devido à interferência coerente (vide Fig. 1, onde os produtos gerados  $\omega_i + \omega_j - \omega_k$  são notados de forma abreviada i-j-k). Os termos com  $i = j$  são chamados *two-tone third-order terms* (apenas duas frequências distintas) e a expressão *composite second-order* (CSO) se refere a razão entre a potência da portadora e a potência desses produtos da intermodulação. Já os termos com  $i \neq j \neq k$  são chamados *triple-beat third-order terms* e a sua razão sinal-ruído é denominada CTB (*composite triple-beat*)<sup>4</sup>.

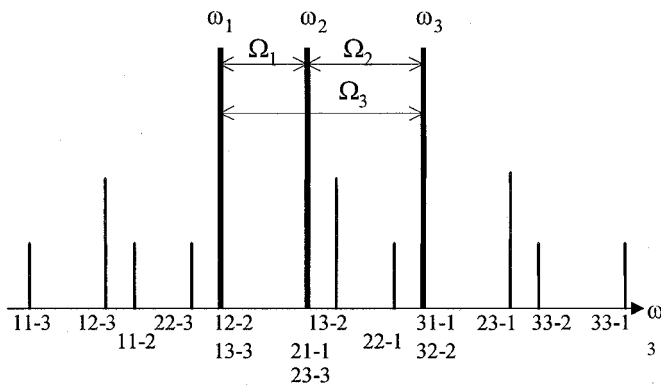


Fig. 1.: Produtos gerados pela interação de  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  e  $\omega_3$  com  $\Omega_1$ ,  $\Omega_2$  e  $\Omega_3$

### III. EXPERIMENTO

Buscando a quantificação da distorção causada pelos termos de segunda ordem (*SO-NLD, second-order non-linear distortion*) em TW-SOA, realizou-se a montagem experimental ilustrada na Figura 2. O sinal do laser monomodo (1,5  $\mu\text{m}$ ) sintonizável passa pelo controle de polarização (1), sendo modulado externamente por um modulador de Niobato de Lítio. Na entrada do modulador, aplicam-se dois sinais de Radio Frequência (RF) sendo um deles -20dB abaixo do outro. O sinal óptico é então filtrado por um filtro passa-faixa (largura de 1 nm) de tal forma a produzir um elevada razão sinal/ruído óptico. Em seguida à filtragem, o sinal passa por um isolador (2), um ajustador de polarização e é inserido no TW-SOA. Após a amplificação, o sinal óptico é filtrado novamente, fotodetectado e analisado convenientemente.

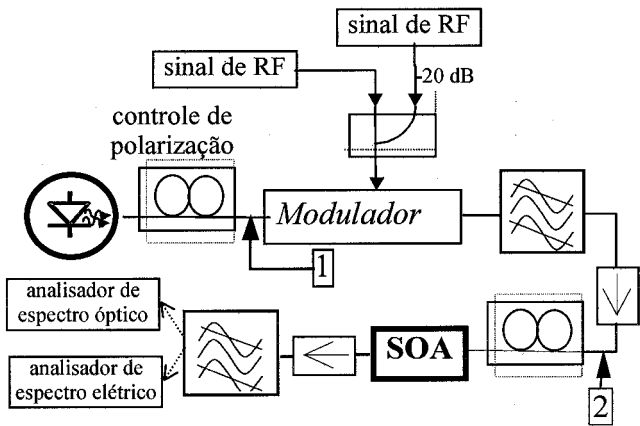


Fig. 2. Diagrama da montagem experimental utilizada.

A caracterização do modulador eletro-óptico de Niobato de Lítio é bastante importante, de forma a evitar geração de sinais de intermodulação após o modulador, através da determinação do ponto ótimo de operação do modulador (tensão de controle DC aplicada sobre a porta DC). Utilizando-se os sinais dos pontos 1 e 2 da montagem (vide figura) obteve-se o coeficiente de transmissão  $T$  do modulador, razão entre o sinal óptico de saída e o de entrada. Esse coeficiente é uma função senóide ao quadrado da tensão de polarização, como mostra o gráfico ao lado (Fig. 3) onde se observa boa concordância entre os pontos experimentais (notados x) e a curva teórica (linha contínua). Foram analisadas as harmônicas geradas no modulador, em cada uma das frequências utilizadas como portadora.

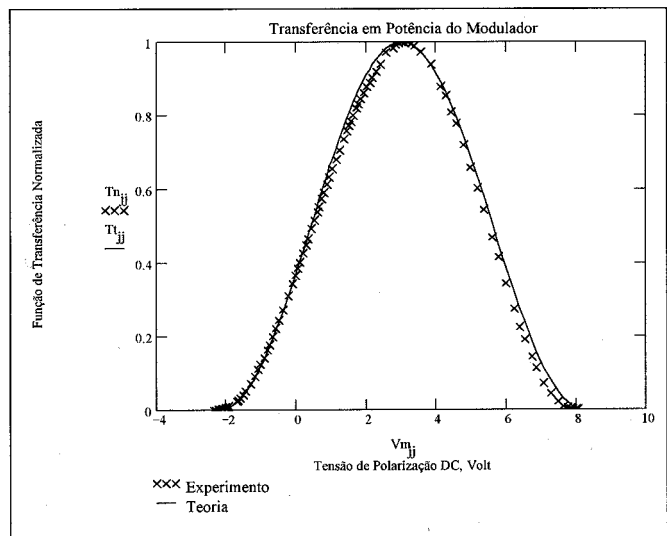


Fig. 3. Função de transferência normalizada do modulador eletro-óptico. Valores teórico em linha contínua e pontos experimentais.

A curva de ganho ilustra as não linearidades do amplificador para sinais ópticos sem modulação. Os resultados para o TW-SOA (*ETEK mod. HSOA-1550*) são mostrados na Fig. 4, que apresenta a potência óptica de saída (mW) versus potência óptica de entrada (mW), para três correntes de polarização (20, 40 e 100 mA). Notar o fenômeno da saturação do ganho para sinais de entrada superiores a 0,1 mW.

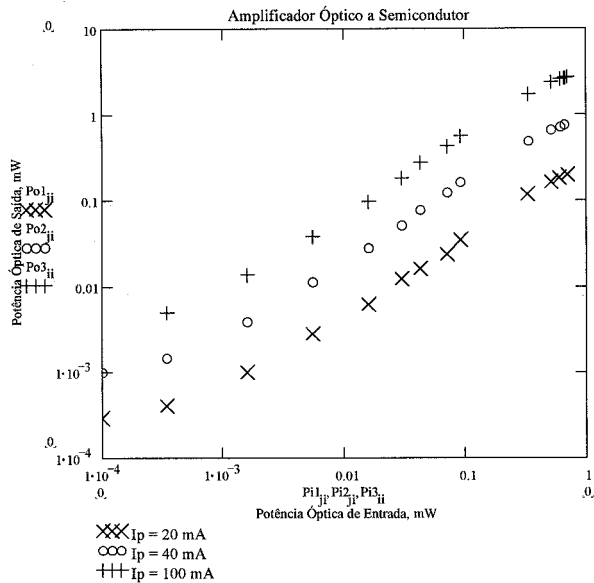


Fig. 4. Caracterização do TW-SOA para sinais ópticos não modulados. Mostra-se a potência de saída versus potência de entrada para as correntes de polarização de 20, 40 e 100 mA.

Visando a análise do SOA para sinais ópticos com modulação, os controles de polarização foram ajustados utilizando-se o analisador de espectro óptico, de maneira a se obter a máxima intensidade do sinal óptico. Modulando o sinal com dois tons, em  $f_1$  e  $f_2$ , coletaram-se os níveis de sinal (nas frequências  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_1+f_2$  e  $f_1-f_2$ ) na saída do amplificador sob teste. A seguir, foram comparadas as relações entre potências elétricas  $P_{f_2} / P_{f_1}$ ,  $P_{f_1+f_2} / P_{f_1}$ ,  $P_{f_1-f_2} / P_{f_1}$ ,  $P_{f_1+f_2} / P_{f_2}$ ,  $P_{f_1-f_2} / P_{f_2}$ , na saída, com as mesmas relações na entrada no SOA, calculando-se a *degradação* dessas relações como forma de quantificar o ruído de intermodulação (IM) introduzido pelo dispositivo. Define-se:

$$\text{Degradação} = (1 / \text{IM}) = [(P_i/P_j)_{out}] / [(P_i/P_j)_{in}]$$

onde  $i$  assume os valores de  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $f_1+f_2$  e  $f_1-f_2$  em cada um dos experimentos,  $P_i$  é a potência de RF em  $f_i$ , etc.

As curvas apresentadas na Fig. 5 foram obtidas como resultado da operação com portadoras em 400 e 500 MHz, (valores em dB). Observa-se uma ligeira queda na degradação das relações envolvendo o sinal correspondente à soma  $f_1+f_2$  (900 MHz) com o aumento da corrente do TW-SOA, já que componentes de alta frequência tem seu ganho diminuído mais fortemente com a corrente. Para as relações envolvendo a subtração  $f_1-f_2$  (100 MHz) observa-se um aumento da degradação com a corrente de polarização do SOA. De maneira geral, pode-se dizer que para um nível médio de polarização (75 mA), tem-se uma degradação na relação entre os sinais em torno de 45 dB.

Com as portadoras ajustadas para 480 e 500 MHz, a degradação chega até a 50 dB para as relações envolvendo a portadora de maior frequência (Fig. 6). Mostram-se, também, resultados com portadoras em 200 e 1200 MHz (Fig. 7). As relações envolvendo o sinal em  $f_1+f_2$  apresentam maior degradação (até 60 dB), mas pouco variante com a corrente de polarização do dispositivo.

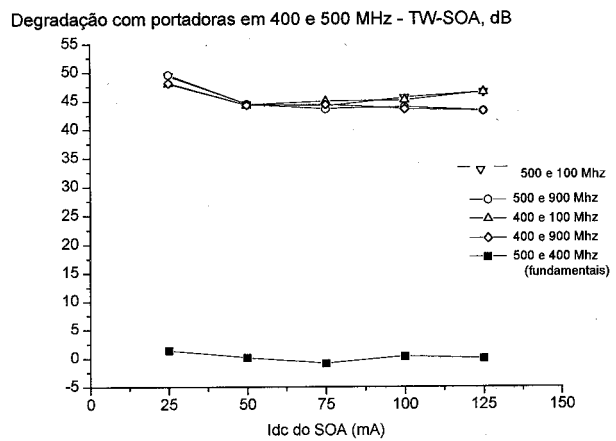


Fig. 5. Degradação (produtos de intermodulação) do TW-SOA com portadoras em 400 e 500 MHz. Os resultados para as frequências fundamentais (400 e 500 MHz) aproxima-se do resultado teórico de 0 dB para TW-SOA não saturado.

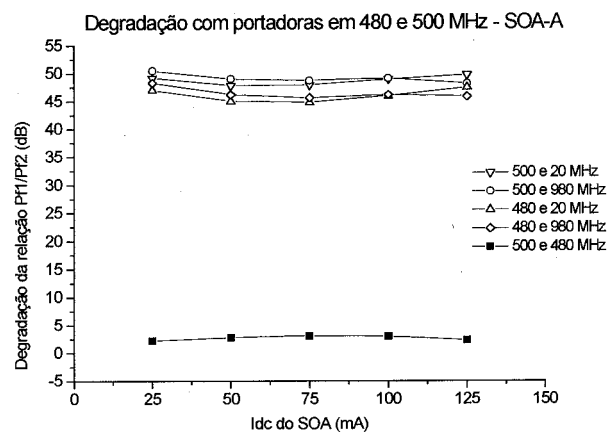


Fig. 6. Degradação com portadoras em 480 e 500 MHz

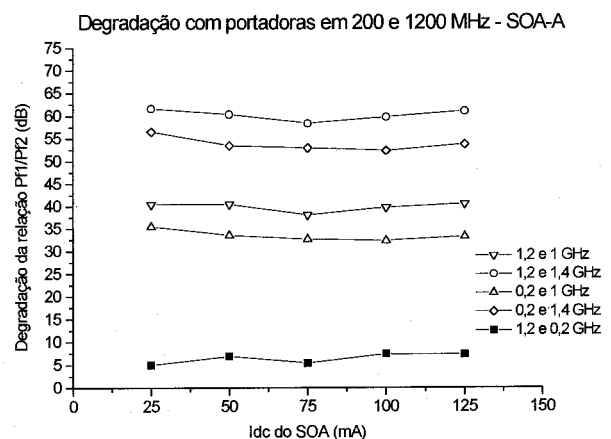


Fig. 7. Degradação com portadoras em 200 e 1200 MHz

Apresenta-se a seguir a visualização da dependência da degradação com as frequências de RF de batimento. A Fig.8 apresenta a distorção de Intermodulação (IM), para várias frequências de entrada ( $f_1$  e  $f_2$ ), separadas por um *off-set* ( $f_1 - f_2$ ) de 100 MHz (círculos), 400MHz (quadrados cheios) e 800 MHz (quadrados vazios). No eixo das ordenadas, até aproximadamente 1 GHz, mostram-se as frequências de batimento inferiores ( $f_1 - f_2$ ,  $f_1 - 2f_2$ , etc).

Acima de 1 GHz estão os resultados da intermodulação para frequências de batimento superiores ( $f_1 + f_2$ ,  $f_1 + 2f_2$ , etc). No eixo das abcissas, pode notar-se claramente que o ruído de intermodulação dos batimentos inferiores (abaixo de 1 GHz), sempre cai para frequências crescentes, independentemente do off-set ( $f_1 - f_2$ ). Já para os batimentos superiores, inicialmente a intermodulação cai até aproximadamente 2,5 GHz. A partir deste ponto, porém, a intermodulação aumenta bruscamente, atingindo um máximo em 3 GHz. Uma possível explicação para este fenômeno estaria ligada à frequência inversa do tempo de vida dos portadores do TW-SOA ( $1/\tau_e = 3$  GHz). Neste caso, a técnica aqui apresentada poderia ser utilizada como alternativa para a determinação do tempo de vida do TW-SOA. Este valor seria de 330 ps, valor coerente com outros resultados da literatura.. Após 3 GHz, a degradação volta a cair, como esperado para valores de  $2\pi f = \omega \tau_e \gg 1$ . De qualquer forma, a intermodulação máxima de -20 dB, para o TW-SOA testado, é bastante elevada face aos resultados de novos tipos de SOA que utilizam grampeamento de ganho [12, 13], para os quais foram obtidos distorção IM máxima de -45 dB.

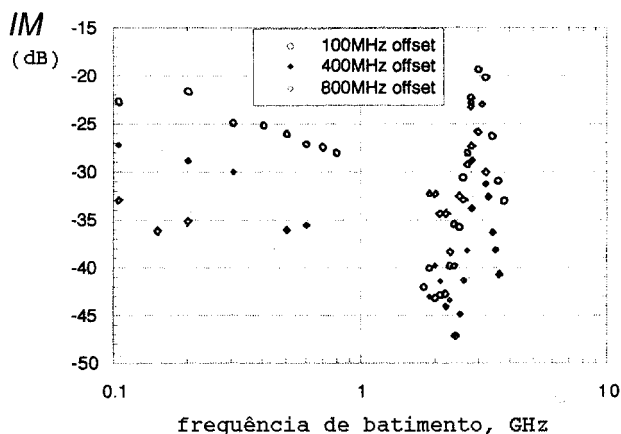


Fig. 8. Ruído de intermodulação (IM) em função das frequências de batimento, para dois tons de entrada, separados por 100, 400 e 800 MHz. Notar grande variação em 3 GHz.

#### IV. CONCLUSÃO

Os resultados experimentais para o TW-SOA mostram degradação da relação das portadoras com suas harmônicas em nível significativo, principalmente para batimentos próximos da frequência de 3 GHz, onde ocorre um pico de distorção de intermodulação. Uma solução para a minimização dos ruídos de intermodulação, visando aplicações em CATV, seria a compensação eletrônica das não-linearidades através de uma componente proporcional ao sinal de entrada na corrente de polarização do SOA [14] ou a utilização de SOA com ganho grampeado [13,14], tão logo estes dispositivos se tornem comerciais.

- [1] G. van der Hoven, -“Semiconductor optical amplifier for digital and analog communication”, *Optical Fiber Conference OFC'98 Digest*, paper N° TuH1, fevereiro de 1998, p. 40-41.
- [2] M. J. O'Mahony, - “Semiconductor Laser Optical Amplifiers for Use in Future Fiber Systems” - *Journal of Lightwave Technology*, Vol. 6, No. 4, abril de 1988, pp. 531-544.
- [3] G. Metivier, e A. M. Ali, “Simulation of Multi-Channel AM-VSB CATV Optical Link Employing Semiconductor Optical Amplifier as an External Modulator,” *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 8, No. 1, janeiro de 1996, pp. 122-124.
- [4] T. E. Darcie; R. M. Jopson, e A. A. M. Saleh, “Non-linear Distortion Due to Optical Amplifiers in Subcarrier Multiplexed Lightwave Communications Systems,” *Electronics Letters*, Vol. 25, No. 1, janeiro de 1989, pp. 79-80.
- [5] P. E. Green, *Fiber Optic Networks* - Prentice Hall, 1992.
- [6] T. E. Darcie, e R. M. Jopson, “Nonlinear Interactions in Optical Amplifiers for Multifrequency Lightwave Systems,” *Electronics Letters*, Vol 24, No. 10, maio de 1988, pp. 638-640.
- [7] G. P. Agrawal, “Four-Wave Mixing and Phase Conjugation in Semiconductor Laser Media” *Optics Letters*, Vol. 12, No. 4, abril 1987, 260-262.
- [8] J. M. Weisenfeld and B. Glance, “Cascadability and fanout of semiconductor optical amplifier wavelength shifter”, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol.4, no. 10, pp. 1168-1171, 1992
- [9] S. Kawanishi, K.Okamoto, M. Ishii, H. Takara e K. Uchiyama, “All-Optical Time-Division-Multiplexing of 100 Gbit/s based on FWM in a TW Semiconductor Laser Amplifier,” *Electronic Letters*, Vol. 33, No. 11, maio de 1997, pp. 976-977.
- [10] C.Joergensen, S. L. Danielsen, K. E. Stubkjaer, B. Mikkelsen; M. Vaa, P. Doussiere, F. Pommerau, L. Goldstein; R. Ngo e M. Goix, “All-Optical 40 Gbit/s OTDM to 2 x 20Gbit/s WDM Signal-Format Translation,” *Electronic Letters*, Vol. 32, No. 15, julho de 1996, 1384-1386.
- [11] S. Dubovitsky e W. H. Steier, “Tunable Wavelength Filters based on Nonlinear Optical Interactions in Semiconductor Amplifiers,” *Journal of Lightwave Technology*, vol. 14, No. 6, junho de 1996.
- [12] L. F. Tiemeijer, P. J. A. Thijs, T. v. Dongen, J. J. M. Binsma, E. J. Jansen e H. R. J. R. van Helleputte, “Reduced Intermodulation Distortion in 1300 nm Gain-Clamped MQW Laser Amplifiers”, *IEEE Photon. Tech. Letters*, Vol. 7, n.3, pp. 284-286, março de 1995
- [13] L. F. Tiemeijer, G. N. van den Hoven, P. J. A. Thijs, T. van Dongen, J. J. M. Binsma, E. J. Jansen, “1310-nm DBR-Type MQW Gain-Clamped Semiconductor Optical Amplifiers with AM-CATV-Grade Linearity,” *IEEE Photon. Tech. Letters*, Vol. 8, n.11, pp. 1453-1455, novembro de 1996
- [14] T. E. Darcie, R. M. Jopson e A. A. M. Saleh, “Compensation of Nonlinearity in Semiconductor Optical Amplifiers” *Electronics Letters*, Vol. 24, No. 15, julho de 1988, pp. 950-952.

# A SOLUTION FOR LARGE CAPACITY OPTICAL ANALOG AM-VSB CATV SYSTEMS

Abelardo Podcameni, Luiz F. M. Conrado, Marbey M. Mosso and Maria Cristina R. Carvalho

CETUC / PUC - RJ - Telecommunications Center of the Rio de Janeiro Catholic University

Rua Marques de São Vicente 225 - Rio de Janeiro, RJ 22453-900, Brazil

E-mail: abelardo@mamao.cetuc.puc-rio.br - FAX: (021) 294-5748

**Abstract** - In lightwave TV systems, it is often desirable to increase the channel capacity and the covered distance. In some cases, the conventional CATV channel spectrum, usually placed within the 50 to 550 MHz frequency range, can be up-shifted to a low microwave frequency range, with the use of a 1-2 GHz subcarrier, before the laser modulation. It is shown that this up-shift procedure may yield an elimination of the second-order nonlinear distortion components (CSO), at the expense of increasing the third-order ones (CTB). The benefit of CSO elimination may overcome the CTB increase, allowing for extra channel capacity or covered distance. This last increase may compensate for the modest price paid for the additional up-shift equipment. All the performance evaluations are carried out by using a rigorous numerical model and assuming that the lightwave systems are using the AM-VSB format, as well as direct laser diode modulation.

**Index Terms** - CATV by optical fiber, microwave subcarrier, laser modeling, SCM AM-VSB TV system, lightwave TV system design.

## I. INTRODUCTION

Nowadays, an intensive competition is being observed between telephone and cable TV companies, each one attempting to increase their share in the TV distribution market. Within this scenario, the TV distribution by optical fiber is an important issue, as it is a very economical way of massive TV distribution [1]. In all cases, it is desirable to offer more TV channels, over greater distances.

Impressive CATV solutions are being forecasted for a medium term future [2]. These, are based on digital video techniques, interactive services and arrangements where the fiber will be able to get into our home. Meanwhile, it exists a 5-10 year period where the present dominant association - the analog solution, together with the fiber-coaxial-hybrid (FCH) arrangement - will persist; even for newly deployed systems.

In these last cases, probably, the most economical modulation format solution is still the AM-VSB, which keeps compatibility with conventional CATV systems and with domestic TV sets. Additional budget saving is obtained when the system design is such that the light transmitter is a laser diode with direct modulation superimposed at its bias current. The cost reduction, with respect to deploying an external modulator, is considerable.

It is known that the analog optical TV link calls for a high optical modulation index (OMI) to reach a satisfactory noise performance level [3]. However, when heavily driven, a direct modulated laser is quite prone to present high levels of

nonlinear distortions (NLD) [4]. This last excess of NLD will quite often render an unacceptable performance deterioration. A solution for this last paradox, where the designer is squeezed between noise and NLD [5], is presented in this article.

Technically, it seems interesting to use a subcarrier [6] at the fiber level. A large-capacity lightwave TV system, presently conveying more than 80 channels, may use a baseband spectrum (BBS), which is broad enough to span through one decade.

This subcarrier will be used to up-shift to a low microwave frequency range the TV spectrum, before modulating the laser. By doing so, the up-shifted spectrum (USS), may become limited to an octave. Although the technique of reducing relative bandwidth by an up-shift procedure is not a new one, its utilization for AM-VSB TV lightwave systems it is not customary.

If the up-shifted spectrum becomes limited to one octave, all second-order nonlinear distortions will fall out of the band. It will be shown that this up-shift procedure will increase third-order nonlinear distortions components. However, a positive balance may exist, regarding the total NLD

It is worth mentioning that frequency up-shifting is performed with low microwave range circuitry, which has become indeed affordable and easy to deal with.

Darcie, Tucker and Sullivan [7] studied the effect of increasing the modulation frequencies in a laser diode towards the relaxation oscillation frequency  $f_r$ . A considerable growth in the NLD level was progressively observed. As the up-shift procedure corresponds to an increase in the modulation frequencies, it is then advisable to better investigate the NLD growth.

## II. NONLINEAR SYSTEM DISTORTIONS

Clearly, the laser diode should be chosen to present an  $f_r$  sufficiently high. However, the higher the  $f_r$ , the more expensive the laser is. To conform with reasonable costs, the investigation should then be conducted using lasers that are commonly designed to carry TV in the BBS arrangement. Custom-made devices should be avoided, if possible.

The laser that will be used in this evaluation is a commercial DFB one, by Ortel, Model 1610A CATV, for 1310 nm. This moderately priced device is primarily designed to carry 40 TV channels at the baseband level. Its relaxation oscillation frequency, as furnished by the manufacturer, is 10-12 GHz.



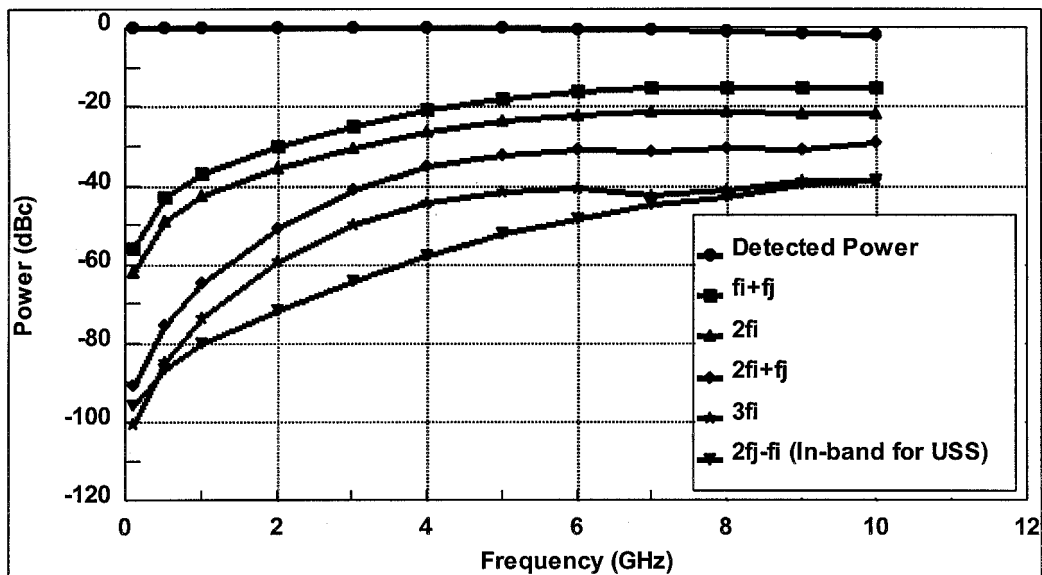


Fig. 1 - Average detected power together with existing second and third-order nonlinearities for a laser followed by 20 Km of standard fiber, carrying two close tones with respect to the frequency position of such tones.

The investigation will be carried out by simulation, using a rigorous numerical method previously described [5]. This software precisely computes all laser nonlinearities, including clipping derived ones [4]. It also considers laser chirp, and computes dispersion-induced impairments occurring in the fiber. However, the use of this software will not allow the identification of the specific contribution of each impairment source on the total NLD.

Standard monomode optical fiber is used throughout. The software takes into account the effects of  $\beta_1$  (GV or group velocity),  $\beta_2$  (GVD or group velocity dispersion) and  $\beta_3$  (DS or dispersion slope). It also considers the fiber attenuation, which is of 0.35 dB/Km, for the specific case described here. Additionally, a -60 dB splice return loss, at every 2 Km is taken into account. The GVD is taken as 2 ps/(Km.nm). The laser linewidth enhancement factor is here considered to be equivalent to 150 MHz/mA. This last figure describes how the laser optical frequency varies with respect to modulation current.

A preliminary system test for nonlinear effects is now carried out. Two equal-amplitude and close spaced frequencies,  $f_1$  and  $f_2$ , with a relative separation of 1%, are introduced in the laser, producing, each one, an OMI of 22%.

Modulation depth and fiber length were chosen to emulate a typical load as used in a TV system. One may argue that a simple two tone signal may not be adequate to represent the complex loading effect in a high capacity system. Although this argument is true, strictly speaking the two-tone approach has been used previously for the same purpose [7], and provides some useful guidelines for the present work.

The laser output is detected after 20 Km of fiber. The optical detected power together with the second and third-order nonlinear distortions are observed. The obtained results, while  $f_1$  is swept from 100 MHz to 10.0 GHz, are shown in Fig. 1. Note that the laser power output is relatively flat up to

9 GHz, where a decay of 1.2 dB is observed. The -3 dB point is located at 12.5 GHz. This behavior is consistent with the  $f_1$  figure furnished by the manufacturer; 10-12 GHz.

Below 5 GHz, the second-order nonlinearities are dominant, being more than 20 dB above the third-order ones. The less significant nonlinear component is the  $2f_j - f_i$ , which up to 4 GHz, is located more than 35 dB below  $f_i + f_j$ . Observe how dramatically the second-order components increase with frequency, at the lower frequency range. From 100 MHz to 1.0 GHz (the BBS territory) the  $2f_i$  component increases 29.3 dB, and the  $f_i + f_j$  one increases 19.2 dB. Note that their slopes are steeper than that for the third-order distortion,  $2f_i - f_j$ , which increases 15.3 dB.

The above results demonstrate that, for a two tone experiment, the second-order nonlinear contributions are the most significant ones in the total NLD computation. It is also shown that the third-order contribution increases in a relatively slow way when the information frequency increases towards the laser relaxation oscillation frequency. It is then suggested that it is possible to apply a moderate up-shift to the useful signal, avoiding in-band second-order nonlinearities, without increasing the other higher-order components too much. A moderate up-shift may be understood as using a subcarrier whose frequency is not greater than a fifth or a fourth of the laser relaxation oscillation frequency.

It is then assumed that when switching from a two-tone to a multitone signal, a similar situation, as described above, will also be obtained, namely: a predominance of second-order derived NLD components over third-order ones. This last assumption is now tested in the next section.

### III. TV SYSTEM EVALUATIONS

The software will be used for evaluating a complete high capacity TV lightwave system by computing the impairments

as NLD (including those chirp-derived), intensity noise, shot noise and fiber effects. Comparisons between BBS and USS arrangements will be also presented.

For multitone cases, the software applies a gaussian distribution to the initial phase of the various carriers involved. This feature emulates a real situation, avoiding a severe clipping effect [4] that would occur if all the carriers started in phase. Additionally, the software solves the laser large-signal rate equations, in the time domain, taking into account the laser bias conditions, which affect saturation and the amount of clipping introduced in the laser output.

The intensity noise (IN) is computed, as follows, with  $RIN = -155$  dB/Hz:

$$C / IN = m_i^2 / 2 RIN B \quad (1)$$

where  $C$  is the total carrier power,  $m_i$  is the modulation index per channel and  $B$  is the bandwidth, which is assumed to be  $B = 4$  MHz. This value is the one of a domestic TV set, the ultimate link of a TV chain.

At the detector level the shot noise is taken into account, as follows:

$$C / ShN = \rho m_i P_o / 4 q B \quad (2)$$

where  $\rho$  is the photodetector responsivity, here assumed to be  $\rho = 0.8$  mA/mW,  $P_o$  is the average detected power, and  $q$  is the electron charge.

After detection, the signal is examined, yielding a carrier-to-noise ratio (CNR) [3,5] as follows:

$$CNR = [(C/NLD)^{-1} + (C/IN)^{-1} + (C/ShN)^{-1}]^{-1} \quad (3)$$

Equation (3) is suitable to describe system performance since the power level launched into the fiber ( $\sim 6$  mW) is low enough to neglect fiber nonlinear effects and the detected power level ( $\sim 1$  mW) is high enough to ignore thermal noise.

For the BBS arrangement, the spectrum is built with the TV channels starting at 50 MHz. For the USS arrangement, the shifted spectrum is always centered at 2.0 GHz. For each capacity, the two systems are tested with various fiber lengths. In each case, the modulation index per channel is varied to obtain the best CNR. A great number of software runs were carried out. The modulation value that renders the best CNR, for a given capacity and distance, is labeled as the best operational condition [3]. These best operational conditions were then collected, yielding the next figure.

In Fig. 2, dashed lines describe systems using BBS. The vertical axis is the obtained CNR, as given by (3). The horizontal axis is the covered distance. Two curves are furnished: for 40 and for 120 channels. Similarly, in the same figure, the solid lines describe systems that use the USS format. Again, curves are shown for 40 and 120 channels.

A point by point comparison, between the two data sets, shows that, for the same capacity and distance, the system that uses USS always presents a better CNR than the other.

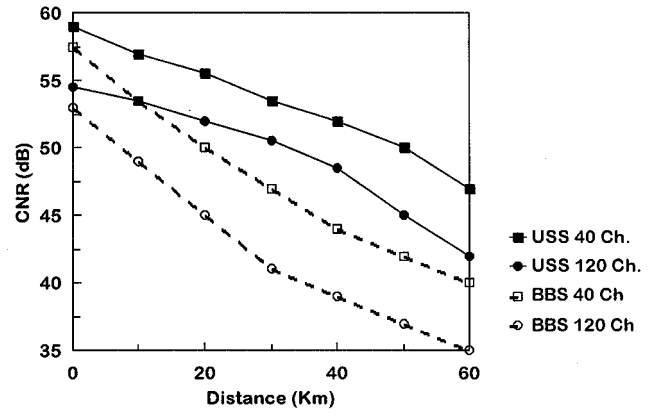


Fig. 2 - Obtained carrier to noise ratio (CNR) for optical analog AM-VSB systems with (USS) and without (BBS) frequency up-shift; both systems are shown with 40 and 120 TV channel capacities.

The relative improvement from USS to BBS format increases with fiber length. Although dispersion is low, the fiber somewhat enhances nonlinearities; mainly the second-order ones [8]. These dispersion-induced second-order distortions are computed in the CNR for the BBS case. For USS, these last induced distortions also occur, however, being out-band, are not considered in the total CNR.

Typically, for a given distance and using a 40 channel capacity system, a CNR difference of 8 dB may be observed when USS format is used alternatively to BBS. For a given CNR, the use of an USS system may yield a greater span than BBS; approximately more 30 Km. For a 120 channel capacity system, the gains in CNR and covered distance increase to 10 dB and 50 Km, respectively. An impressive situation occurs when, at the CNR = 52 dB level, one switch from a BBS 40 channel system to an USS 120 channel system. Not only more 80 channels are available, but also, more 10 Km of covered distance is obtained.

#### IV. DISCUSSION

The shot and the intensity noise levels at both kinds of systems, BBS and USS, are essentially the same, as given by (1) and (2). The obtained CNR is better for the system using USS than for the one using the BBS arrangement, as shown in Fig. 2. From (3) it is seen that the in-band NLD for the USS system has a lower value.

In Section I, it was stated that the up-shift procedure would increase NLD. However now, it is being stated that the USS system (with up-shift) is presenting less NLD than the BBS (without up-shift). This paradox is next discussed.

The above issue is enlightened by inspecting Fig. 3, which shows the output spectrum of an USS 120 channel system, over 20 Km. It is there apparent how intense are the nonlinear distortion zones just above and below the useful band. These zones are predominantly populated by second-order distortion. The previous two-tone experiment, which preliminary forecasted that second order distortion content would be

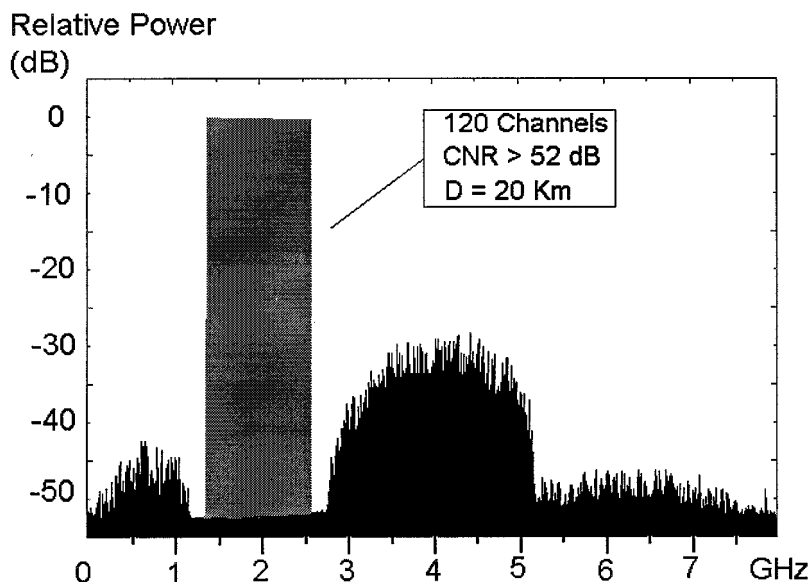


Fig. 3 - Output spectrum for an 120 channel TV optical analog AM-VSB system using a microwave range subcarrier for up-shifting the channels.

significant - if not predominant - showed to be a satisfactory one.

It may then be stated that the *total* NLD for an USS system is higher than for a corresponding BBS one. This statement does not violate conclusions from previously mentioned papers [6,7]. However, considering the specific way the systems are formatted, the *in-band* NLD, for the USS one, may be lower than for the other. Observe that the just above mentioned papers have not dealt with this kind of detail that separates in-band NLD from the total one. Note that other authors have already detailed this sort of separation; like for instance Chung and Jacobs [9]. There, it was clearly demonstrated that an important part of NLD may reside out of band.

The present analysis suggests that, when the modulation frequencies increase, the specific NLD component that is mostly enhanced is the second order one; CSO.

The third order NLD contribution, CTB, also increases. However, with the use of an USS arrangement, this last increase is the only one to be essentially managed, as CSO is being kept out of the useful band.

## V. CONCLUSIONS

The AM-VSB format is a simple, and perhaps the most economical, way of massive TV distribution by optical fiber.

The USS use may limit relative bandwidth to an octave, avoiding in-band CSO. The USS use will increase CTB and higher-order non-linear distortions. However, if an up-shift is applied, using a subcarrier whose frequency allocation is moderate concerning the laser relaxation oscillation frequency, the elimination of the CSO may furnish a positive balance concerning the CTB increase.

Whenever medium to high-capacity SCM AM-VSB lightwave TV systems are needed, the option of up-shifting the

TV channel spectrum to a low microwave frequency range is recommended to be examined.

In a given example, it was first shown that a laser originally designed to operate in the BBS format was able to furnish  $CNR > 52$  dB in a TV lightwave system with 40 channels over a 20 Km span. Next, the same laser was put to operate in the USS format, yielding in this new situation, the same 40 channels over 50 Km. However, if more channels are needed, it was shown that still the same laser is capable of conveying 120 channels over 20 Km. This last figure, as far as the authors are aware, by no means has been previously reached over a single fiber arrangement.

It is worthwhile to mention that the price paid for using an USS system is some additional complexity and cost in the RF circuitry, both at the transmitter and receiver ends, with respect to traditional BBS equipment. However, it is believed that these additions are modest enough to be satisfactorily compensated for by a possible increase in channel capacity and/or covered distance.

A suggestion for future works may now be put. This one is to exercise some effort in order to achieve the ultimate practical limits of USS systems, in the same way it has been done for BBS systems by Chung and Jacobs [9.]. This last procedure will allow for a useful comparison between the two mentioned transmission formats.

Incidentally, it should be pointed out that the cable industry experts usually are extremely concerned with respect to NLD levels. For them, this specific set of impairment must carry an extra penalty, as NLD is more annoying than noise, for the final user. Here, by expression (3), NLD and noise were grouped together, in order to reach an ultimate CNR figure.

In spite of not considering this last cable industry tradition, this article has not reached any misleading conclusion.

Observe that the present conclusions are reached by *comparisons*, between BBS and USS systems, rather than using absolute values.

Concluding, the central point of this article is to advise that the up-shift procedure is a scheme that may render a substantial reduction in the in-band system NLD; specifically the second-order distortions. This reduction may be indeed compensatory, concerning an increased channel capacity and/or span, no matter the way the complete set of impairments - noise plus NLD - are computed.

#### REFERENCES

- [1] - W. S. Ciciora - " An Introduction to Cable Television in the United States", **IEEE LCS Magazine**, Feb. 90, pp-19-25.
- [2] - P. Chiang and W. Way - "Ultimate Capacity of a Laser Diode in Transporting Multichannel M-QAM Signals", **Journal of Lightwave Technology**, Vol. 15, No. 10, Oct 97, pp. 1914-1924.
- [3] - L. F. M. Conrado, A. Podcameni, M. C. R. Carvalho and M. M. Mosso - "Maximizing Channel Capacity and Covered Distance for Optical Analog TV Systems with the Use of the SCM AM-VSB Format", **Microwave and Optical Technology Letters**, Vol. 14, March 97, pp. 252-255.
- [4] - A. A. M. Saleh - "Fundamental Limit on the Number of Channels in a Subcarrier-Multiplexed Lightwave CATV System" , **Electronics Letters**, Vol. 25, 1989, pp.776-777.
- [5] - M.C.R. Carvalho, L.F.M. Conrado, M.M.Mosso and A. Podcameni - "Optical Analog CATV System Conveying 100 Channels in a 1.5 GHz Subcarrier with the Use of the AM-VSB Format" - **Microwave and Optical Technology Letters** - Vol. 11, March 96, pp. 215-221.
- [6] - T. E. Darcie and G. E. Bodep - "Lightwave Subcarrier CATV Transmission Systems", **IEEE Trans. on MTT**, Vol. 38, May 90, pp. 524-533.
- [7] - T. E. Darcie, R. S. Tucker and G. J. Sullivan - "Intermodulation and Harmonic Distortion in InGaAsP Lasers", **Electronics Letters**, Vol. 21, 1985, pp. 665-666.
- [8] - E. E. Bergman, C. Y. Kuo and S. Y. Huang - "Dispersion-Induced Composite Second- Order Distortion at 1.5  $\mu\text{m}$ ", **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 3, Jan. 1991, pp. 59-61.
- [9] - C. J. Chung and I. Jacobs - "Practical TV Channel Capacity of Lightwave Multichannel AM SCM Systems Limited by the Threshold Nonlinearity of Laser , **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 4, March 92, pp. 289-292.

# Antenas I

Coordenador: J. R. Descardecı (UNICAMP)

---

## **Modelagem e Simulação de Antenas Isoladas Aplicadas ao Aquecimento Eletromagnéticos de Meios Dissipativos**

*Paulo Henrique da Fonseca / Adrião Duarte Dória Neto / Wilson da Mata*

---

## **Controle Eficiente do Roll-Off do Subrefletor em Configurações Cassegrain e Gragorian**

*Fernando J. S. Moreira / Aluizio Prata Jr.*

---

## **Brasilian Decimetric Array for Solar Imaging**

*Hanumant S. Sawant / Koovapady R. Subramanian / Everton Lüdke / Govind Swarup / José H. A. Sobral / Francisco C. R. Fernandes / José R. Ceccato / Reinaldo R. Rosa*

---

## **Análise no Domínio Espectral de uma Abertura Eletromagnética Localizada no Plano de Terra de uma Microfita com Substrato Chiral**

*Ildelfonso Bianchi / José C. da S. Lavaca / Feliciano Lumini*

---

## **Sistema Integrado para Caracterização de Antenas**

*Fábio Sales Dias / Francisco Assis de Oliveira Nascimento / Franklin da Costa Silva*

# Modelagem e Simulação de Antenas Isoladas Aplicadas ao Aquecimento Eletromagnético de Meios Dissipativos

Paulo Henrique da Fonseca Silva, Adrião Duarte Dória Neto e Wilson da Mata  
Universidade Federal do Rio Grande do Norte - Centro de Tecnologia  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica

**Resumo** — Neste estudo investigou-se as antenas isoladas simétricas e assimétricas, úteis no aquecimento localizado, como na extração de petróleo e na hipertermia para tratamento de tumores. Expressões detalhadas do campo elétrico, potência dissipada e distribuição de temperatura foram desenvolvidas e calculadas através de uma técnica numérica aplicando o Método dos Momentos.

## I. INTRODUÇÃO

O desenvolvimento tecnológico dos componentes eletrônicos e das comunicações tem levado a ciência a desenvolver novas tecnologias e aplicá-las a diversos problemas antes insolúveis. Dentre estas novas tecnologias destaca-se a transformação da energia eletromagnética em térmica, cuja aplicação atinge inúmeros ramos da indústria, tais como: alimentos, despoluição de solos contaminados, tratamentos médicos, tratamento de solos, telemetria, comunicações subterrâneas, etc.

Dentre as aplicações industriais da transformação da energia eletromagnética em calor situa-se a exploração de jazidas petrolíferas de hidrocarbonetos viscosos, que representam uma grande parte da reserva mundialmente conhecida. Muitas vezes, estas jazidas encontram-se em áreas marginais de difícil exploração, tais como: as plataformas marinhas, tornando-se comerciais apenas com a aplicação de métodos térmicos.

Atualmente, os principais métodos térmicos de recuperação de óleos pesados utilizam a injeção de vapor de água e a combustão *in situ*. Estes métodos visam, pelo aumento da temperatura média da jazida ou reservatório, reduzir a viscosidade dos fluidos e, conseqüentemente, aumentar a mobilidade da fase óleo. Alternativamente a estes métodos clássicos, existe o aquecimento eletromagnético.

Este trabalho tem como objetivo estudar uma antena adaptada à geometria de poços de petróleo para analisar os efeitos térmicos causados pela ação do aquecimento eletromagnético em jazidas de petróleos viscosos. Neste sentido, desenvolveu-se um simulador numérico capaz de analisar os efeitos da antena, bem como os principais parâmetros físicos que envolvem tal mecanismo de recuperação suplementar de hidrocarbonetos viscosos via aquecimento eletromagnético.

## II. AQUECIMENTO ELETROMAGNÉTICO

O aquecimento eletromagnético baseia-se na transformação da energia elétrica em térmica, através da interação direta

entre o campo eletromagnético e as partículas eletricamente sensíveis do meio (íons e moléculas dipolares dos fluidos), Fig. 1, sendo obtido a partir de dois tipos distintos de interação onda-matéria: i- aquecimento condutivo, baseado no efeito Joule, originado a partir das colisões entre íons em movimento e outras partículas do meio; ii- aquecimento dielétrico, resultante da degradação da energia transportada pela onda eletromagnética em térmica, devido à fricção intermolecular.

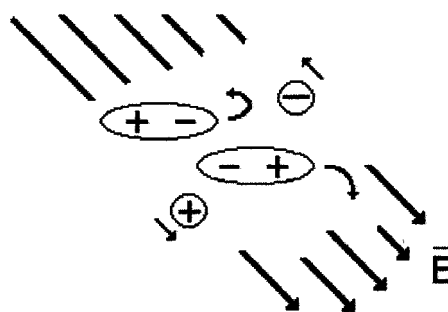


Fig. 1: Interação onda-matéria

Os princípios gerais do modelo matemático utilizado no processo de recuperação via aquecimento eletromagnético estão baseados na equação geral da energia para fluidos móveis:

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c \vec{v} \nabla T = \nabla \cdot [\lambda \nabla T] + W - W_{\text{perdas}} \quad (1)$$

O termo fonte de energia externa  $W$ , de origem eletromagnética, é função das características dielétricas do meio e da intensidade do campo elétrico.

A distribuição espacial do campo elétrico é mais convenientemente obtida, a partir das equações de Maxwell, utilizando as funções potenciais vetorial  $\vec{A}$  e escalar  $\Phi$ , considerando campos eletromagnéticos harmônicos no tempo com dependência da forma  $e^{j\omega t}$ :

$$\vec{E} = -j\omega \vec{A} + \frac{1}{j\omega \mu \epsilon} \nabla(\nabla \cdot \vec{A}) \quad (2)$$

A potência dissipada no meio por unidade de volume pode ser obtida a partir da expressão do vetor de Poynting:

$$W = \frac{\sigma}{2} \vec{E} \cdot \vec{E}^* = \frac{\omega \epsilon' \tan \delta}{2} |\vec{E}|^2 = \sigma E^2 \quad (3)$$

onde,  $\sigma$  é a condutividade elétrica efetiva do meio e  $E$  corresponde ao valor eficaz do campo elétrico.

O sistema físico que se propõe aquecer é uma jazida cilíndrica contendo hidrocarbonetos pesados e água em dadas condições de temperatura e pressão. A produção resultante deste sistema é obtida a partir de um poço vertical localizado no centro da estrutura sobre a qual a fonte radiante de origem eletromagnética é implantada, Fig. 2.

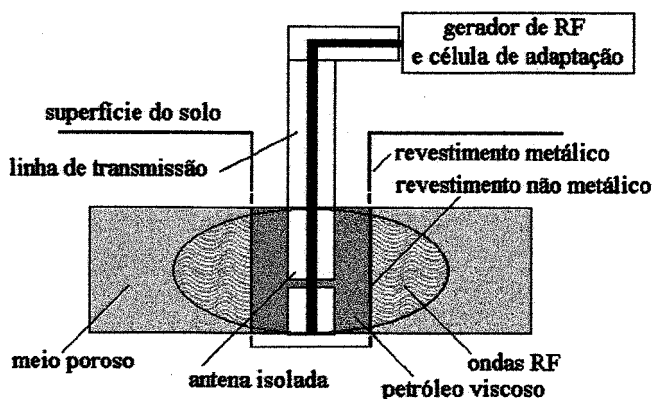


Fig. 2: Configuração do meio submetido ao aquecimento eletromagnético

Para aproximar a distribuição de temperatura no meio dielétrico dissipativo constituído das fases petróleo-água-rocha, um modelo simplificado é adotado desprezando-se o termo condutivo e as perdas de energia em (1) e assumindo que a massa volumétrica e o calor específico de cada componente do meio são independentes da frequência. Admitindo estas hipóteses e considerando as três fases que constituem o meio poroso, a equação da energia pode ser reescrita da seguinte forma [1]:

$$\rho_{eq} c_{eq} \frac{\partial T}{\partial t} + (\rho_p c_p v_p + \rho_a c_a v_a) \frac{\partial T}{\partial r} = W(r) \quad (4)$$

Para consumos volumétricos de fluido independentes de da coordenada radial  $r$ , a equação (4) apresenta uma única solução analítica, sendo o termo  $W(r)$  obtido numericamente.

### III. MODELOS MATEMÁTICOS PARA ANTENAS ISOLADAS

O problema da recuperação de reservatórios de petróleos viscosos via aquecimento eletromagnético pode ser abordado a partir do estudo do modelo da antena cilíndrica isolada inserida em um meio dissipativo.

A antena isolada é construída utilizando a própria linha coaxial de alimentação, Fig. 3, onde os condutores externos da linha coaxial são seccionados no ponto de junção da antena e os condutores interno e externo são eletricamente conectados na terminação da linha coaxial.

Uma antena isolada consiste de dois condutores centrais (região 1) envolvidos por um cilindro de dielétrico consistindo de uma ou duas camadas (regiões 2 e 3), com raios externos  $b$  e  $c$ , respectivamente. Fora do cilindro isolante está o meio ambiente infinito com perdas (região 4), Fig. 4.

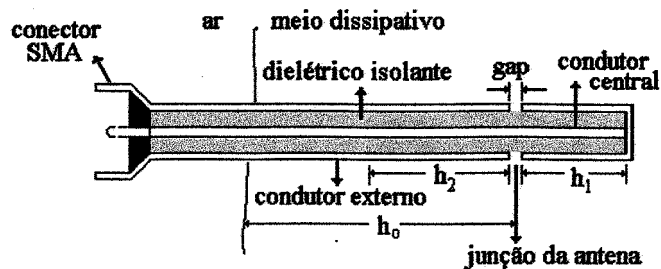


Fig. 3: Construção da antena isolada

O campo elétrico vetorial representado em coordenadas cilíndricas na região 4 é dado como em [2], [3]:

$$\vec{E}_4(r, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{-h}^h dz' \int_{-\pi}^{\pi} r' d\phi' [j\omega B_{4\phi}(c, z') \psi'(z, z') \hat{z}' - E_{4z}(c, z') \hat{\phi}' \times \nabla' \psi'(z, z') + E_{4r}(c, z') \nabla' \psi'(z, z')] \quad (5)$$

$$\text{onde } \psi'(z, z') = \frac{e^{jk_4 R_1}}{R_1} \quad (6)$$

$$R_1 = \left[ (z - z')^2 + (r - r')^2 + 4rr' \sin^2 \frac{\phi'}{2} \right]_{r'=c}^{1/2} \quad (7)$$

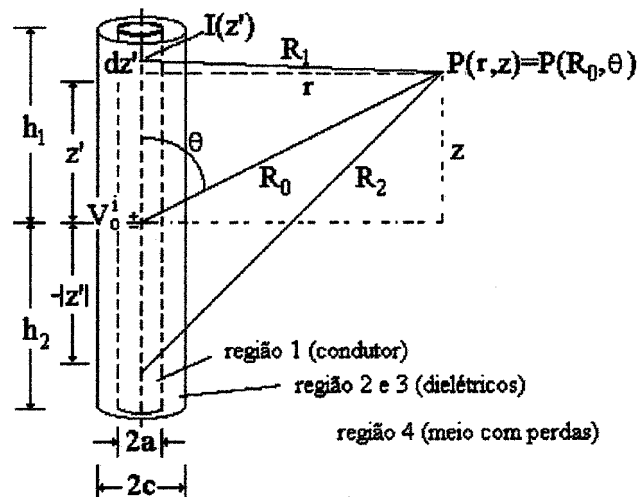


Fig. 4: Antena isolada imersa em um meio dielétrico dissipativo

$$I(z) = I_0 \frac{\sin k_L (h - |z|)}{\sin k_L h}, \quad I_0 = V_0^i Y_0 = V_0^i / Z_0 \quad (8)$$

No trabalho proposto em [2], as integrais do campo elétrico na região 4 são desenvolvidas analiticamente, a partir de (5), em termos de uma distribuição de corrente conhecida (aproximada) sobre o dipolo simétrico isolado (8). Neste trabalho, expressões para o campo elétrico na região 4, (9) e (10), foram obtidas a partir de (5), em termos de uma distribuição de corrente desconhecida a ser determinada através da técnica numérica do método dos momentos.

$$E_{4r}(r, z) = \frac{c}{4\pi} \int_{-h}^h dz' \left[ -\pi c E_{2z}(c, z') \frac{\partial^2 \psi(z, z')}{\partial z \partial r} - 2\pi \left( \frac{\epsilon_{2e}}{\epsilon_4} \right) E_{2r}(c, z') \frac{\partial \psi(z, z')}{\partial r} \right] \quad (9)$$

$$E_{4z}(r, z) = \frac{c}{4\pi} \int_{-h}^h dz' \left[ 2\pi j \omega B_{2\phi}(c, z') \psi(z, z') + \pi c E_{2z}(c, z') \frac{\partial^2 \psi(z, z')}{\partial r^2} - 2\pi \frac{\epsilon_{2e}}{\epsilon_4} E_{2r}(c, z') \frac{\partial \psi(z, z')}{\partial z} \right] \quad (10)$$

O dipolo assimétrico isolado é obtido quando os comprimentos dos condutores da antena isolada, Fig. 4, são diferentes. O campo elétrico na região 4 em coordenadas cilíndricas devido a este dipolo é obtido a partir de (5), seguindo um procedimento semelhante ao realizado para o dipolo simétrico. Para a avaliação numérica do campo elétrico na região 4 devido ao dipolo assimétrico isolado, foram utilizadas as expressões em componentes cilíndricas apresentadas em [1] e [4].

#### IV. DISTRIBUIÇÃO DE CORRENTE EM ANTENAS CILÍNDRICAS - MÉTODO DOS MOMENTOS

Para encontrar a distribuição de corrente de uma antena cilíndrica, equações integrais são derivadas a partir das equações de Maxwell. Duas das mais usuais destas equações integrais são as equações de Hallén (11) e de Pocklington (12), cujas soluções são mais convenientemente obtidas utilizando a técnica numérica do método dos momentos [5].

$$\int_{-h}^h I_z(z') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz' = -\frac{j}{2} YV_0^i \sin k|z| + C \cos kz \quad (11)$$

$$\left( k^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \int_{-h}^h I_z(z') \frac{e^{-jkR}}{4\pi R} dz' = -j\omega\mu\epsilon E_z^i(z) \quad (12)$$

Na formulação do método dos momentos, (11) e (12) podem ser colocadas na forma geral da equação não-homogênea [6]:

$$L(\vec{J}) = \vec{E}_{\tan}^i \Rightarrow L(I_z) = -E_z^i \quad (13)$$

onde  $L$  é um operador linear, o campo impresso ou incidente na superfície da antena  $E_z^i$  é conhecido, e a distribuição de corrente  $I_z$  deve ser calculada. A corrente  $I_z$  é expandida em uma série de funções de base  $[I_1, I_2, \dots, I_n, \dots, I_N]$ , no domínio de  $L$ , ou seja:

$$I_z = \sum_{n=1}^N a_n I_n \quad (14)$$

onde  $a_n$  são coeficientes complexos da expansão a serem determinados. Definindo funções de peso (ou funções teste) na extensão de  $L$ :  $[w_1, w_2, \dots, w_m, \dots, w_N]$ , efetuando o

produto interno com cada função de teste e aplicando a linearidade do operador  $L$ , obtém-se:

$$\sum_{n=1}^N a_n \langle w_m, L(I_n) \rangle = \langle w_m, -E_z^i \rangle \quad (15)$$

Equação (15) pode ser reescrita na forma matricial:

$$[l_{mn}] [a_n] = [h_m] \quad (16)$$

Se a matriz  $[l_{mn}]$  for não singular, sua inversa existe e os coeficientes  $a_n$  podem ser determinados. A solução para distribuição de corrente  $I_z$  é dada por (14).

Adotou-se um caso particular do método dos momentos, conhecido como método da colocação, que utiliza funções de teste tipo funções delta de Dirac (impulsos), isto é,

$$w_m = \delta(z - z_m) \quad (17)$$

Três variações do método da colocação foram derivadas a partir da escolha de diferentes funções de base:

Método	Equação	Conjunto de Bases	Palavra chave
I	Hallén	senos-domínio inteiro	H-SDI-C
II	Hallén	senos-subdomínio	H-SSD-C
III	Pocklington	pulsos-subdomínio	P-PS-C

Tabela I: Métodos para soluções numéricas de (11) e (12)

#### V. IMPLEMENTAÇÃO COMPUTACIONAL

Os modelos matemáticos desenvolvidos para análise de antenas isoladas inseridas em meios dissipativos foram implementados em algoritmos computacionais escritos em MATLAB v.1.2c.1, incorporando recursos de interface gráfica com o usuário.

##### A. Aplicação em hipertermia na terapia do câncer

Neste exemplo, a antena utilizada é suficientemente fina para ser inserida em um catéter embebido em um tumor.

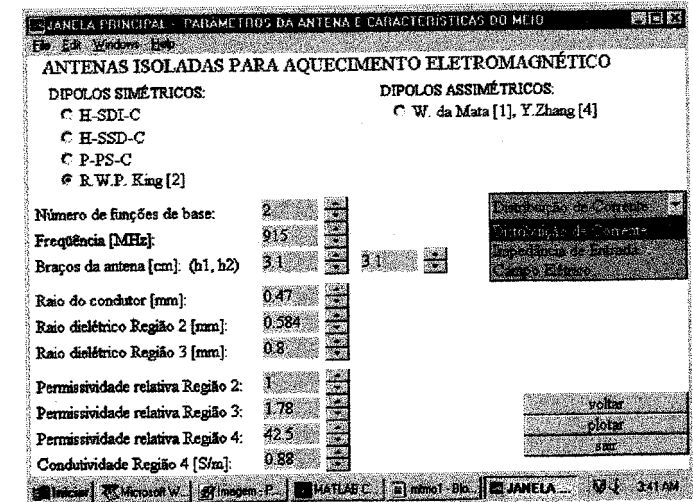


Fig. 5: Dimensionamento da antena para uso em hipertermia e características do meio dissipativo (tecido do cérebro humano)



Na figura anterior, observa-se a janela principal do programa desenvolvido. Baseada em objetos gráficos, esta janela simplifica as ações do usuário na seleção dos modelos de análise disponíveis e na entrada de dados (caracterização da antena e das regiões dielétricas), através do emprego conjunto do mouse e do teclado, permitindo uma visualização gráfica e computação numérica de alta performance dos parâmetros de saída. As figuras seguintes apresentam alguns resultados obtidos para a antena dimensionada na Fig. 5.

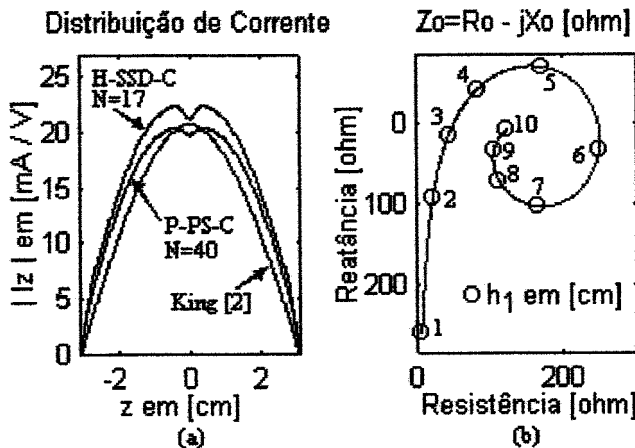


Fig. 6: (a) Distribuição de corrente: comparação entre os métodos, (b) Impedância de entrada:  $Z_o = R_o - jX_o$

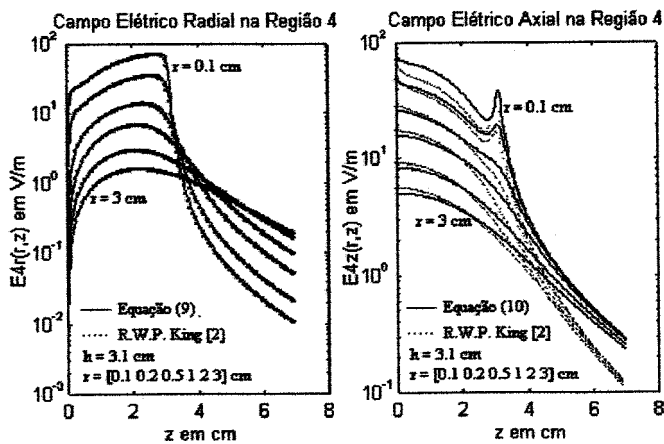


Fig. 7: Componentes cilíndricas do campo elétrico na região 4 em função da coordenada axial

### B. Aplicação em aquecimento de meios porosos

Nesta aplicação, o meio dissipativo é constituído de areia saturada em água (0,6N em NaCl). As dimensões da antena assimétrica e as características elétricas do meio são dadas na Fig. 8. O campo elétrico total e a potência ativa por Watt de entrada da antena obtidos são mostrados na Fig. 9.

## VI. CONCLUSÕES

A validade dos modelos matemáticos e das técnicas numéricas empregadas na análise de antenas isoladas

inseridas em meios dissipativos foi verificada através dos resultados das simulações numérico-computacionais, que se mostraram estáveis, apresentando boa concordância com a literatura relacionada.

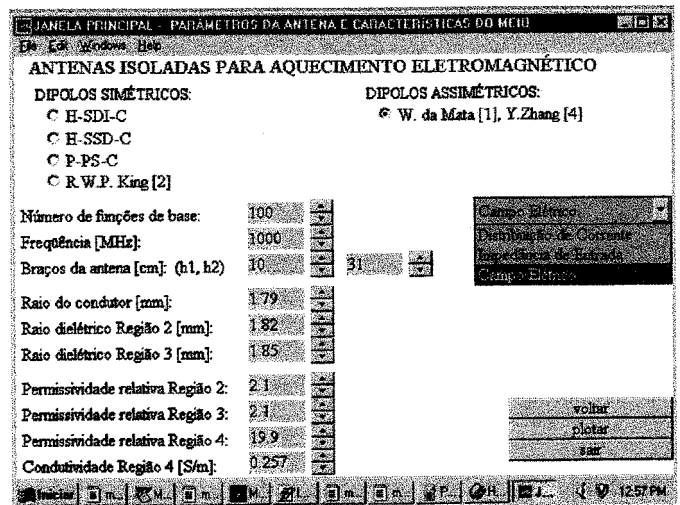


Fig. 8: Parâmetros da antena e características do meio dissipativo areia saturada em água (0,6N em NaCl)

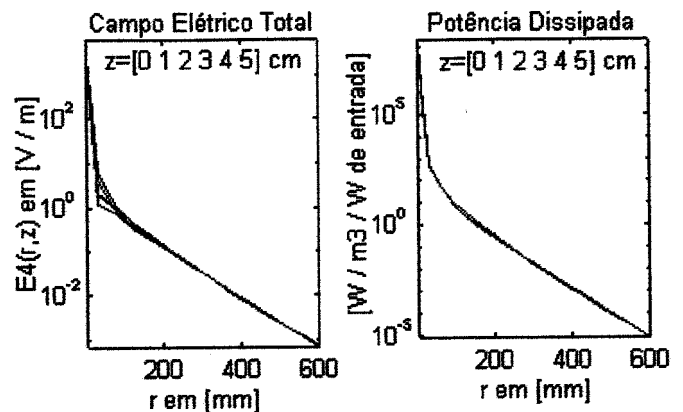


Fig. 9: Campo elétrico total e potência ativa dissipada na região 4

Talvez as antenas isoladas sejam uma das estruturas mais simples encontradas em problemas de radiação. Contudo, estas antenas são de grande importância para engenharia, apresentando larga aplicação na indústria.

## REFERÊNCIAS

- [1]-Wilson da Mata, "Recuperation Assistee des Petroles Visqueux par Ondes Electromagnetiques", Tese de doutorado no INPT - França (1993).
- [2]-Ronold W.P.King, B. Stuart Tremblay, John W. Strohbehn, "The Electromagnetic Field of an Insulated Antenna in a Conducting or Dielectric Medium", IEEE Trans. MTT - 31,574, (1983).
- [3]-R. W. P. King e G. S. Smith, "Antenas in Matter", M.I.T Press, (1981).
- [4]-Yang Zhang, Nilesh V. Dubal, R. Takemoto-Hambleton e William T. Joines, "The Determination of the Eleletromagnetic Field and SAR Pattern of an Interstitial Applicator in a Dissipative Dielectric Medium," IEEE Trans. MTT - vol. 36, no. 10, (1988).
- [5]-Constantine A. Balanis, "Antenna Theory - Analysis and Design", John Wiley & Sons Inc., (1994).
- [6]-Roger F. Harrington, "Field Computation by Moment Methods", The Macmillan Company, (1982).

# Controle Eficiente do Roll-Off do Subrefletor em Configurações Cassegrain e Gregorian

Fernando J. S. Moreira\*

Universidade Federal de Minas Gerais, Depto. Engenharia Eletrônica  
Av. Pres. Antônio Carlos 6627, Pampulha - Caixa Postal 209 - 30161-970 Belo Horizonte, MG

Aluizio Prata, Jr.

University of Southern California, Dept. Electrical Engineering - Electrophysics  
Los Angeles, CA 90089-0271, USA

**Resumo** — Este trabalho visa o projeto de antenas de duplo-refletores axialmente simétricas, do tipo Cassegrain e Gregorian, com baixas perdas de transbordamento. Estas perdas são reduzidas através da especificação de um elevado roll-off para a radiação proveniente do subrefletor (baixo transbordamento traseiro), associado a uma iluminação altamente atenuada da borda do subrefletor (baixo transbordamento dianteiro). Fórmulas simples e eficientes são derivadas da Teoria Uniforme da Difração, permitindo que o roll-off desejado seja diretamente obtido pelo modelamento das superfícies refletoras (iluminadas por um alimentador com alta diretividade) através da Ótica Geométrica. A teoria é aplicada no projeto de uma configuração Cassegrain e os resultados verificados através de uma análise numérica baseada no Método dos Momentos.

**Palavras Chave** — Antenas refletoras, teoria uniforme da difração, método dos momentos, teoria eletromagnética aplicada.

## I. INTRODUÇÃO

Antenas de duplo-refletores possuem como maior atrativo a obtenção de altas eficiências de radiação utilizando-se simples aparatos eletrônicos. Este fato deve-se basicamente às propriedades de colimação da radiação eletromagnética através das superfícies refletoras do sistema. Porém, neste processo, parte da energia radiada pelo alimentador não ilumina o subrefletor (transbordamento dianteiro), e parte da restante ultrapassa o refletor principal (transbordamento traseiro). Estas perdas por transbordamento acarretam não apenas em uma redução da eficiência da antena, mas também no aumento indesejado dos lóbulos laterais. A redução do transbordamento dianteiro pode ser alcançada utilizando-se um alimentador com alta diretividade, conseqüentemente diminuindo-se a iluminação da borda do subrefletor. O transbordamento traseiro, por sua vez, pode ser reduzido através do aumento do roll-off da radiação proveniente do subrefletor.

Manuscrito recebido no dia 20 de Março de 1998.

F. J. S. Moreira, Tel. +5531-4994861, FAX +5531-4994850, fernando@eee.ufmg.br. A. Prata, Jr., prata@hertz.usc.edu.

Os estudos do Dr. Moreira foram possíveis através do CNPq.

O objetivo deste trabalho é apresentar fórmulas simples para o projeto de antenas de duplo-refletores com baixas perdas por transbordamento. Por simplicidade, o estudo é dirigido para geometrias axialmente simétricas do tipo Cassegrain e Gregorian. Porém, os conceitos utilizados são gerais o suficiente para serem aplicados a outras configurações. A Teoria Uniforme da Difração (UTD) [1] é usada na obtenção de uma expressão analítica relacionando a derivada do campo elétrico na fronteira de reflexão do subrefletor (*roll-off*) com parâmetros da Ótica Geométrica (GO) da onda refletida e com a radiação do alimentador. Esta expressão permite um melhor entendimento sobre o *roll-off* do subrefletor e de como aumentá-lo de forma eficiente.

Uma vez determinados os fatores necessários para a obtenção do *roll-off* desejado, os princípios da GO são aplicados na formulação de uma relação direta entre os campos do alimentador e na abertura da antena (em geral, parâmetros especificados no modelamento e/ou otimização do sistema refletor). Esta relação permite o modelamento das superfícies refletoras acarretando em uma antena com baixas perdas de transbordamento dianteiro e traseiro, simultaneamente. A teoria é demonstrada no projeto de uma antena Cassegrain axialmente simétrica, cujas características elétricas são rigorosamente analisadas através do Método dos Momentos (MoM), levando-se em conta os acoplamentos entre alimentador, subrefletor e refletor principal.

## II. ANÁLISE DO ROLL-OFF DO SUBREFLETOR

As antenas são supostas axialmente simétricas, do tipo Cassegrain ou Gregorian (Figs. 1 e 2, respectivamente). A formulação analítica para o controle do *roll-off* do subrefletor é derivada da UTD [1], a ser aplicada em torno da fronteira de reflexão do subrefletor (segmento  $\overline{BU}$  nas Figs. 1 e 2). O campo elétrico radiado pelo subrefletor é decomposto em uma componente relacionada ao campo refletido (existente apenas na região de reflexão do subrefletor) e outra correspondente ao

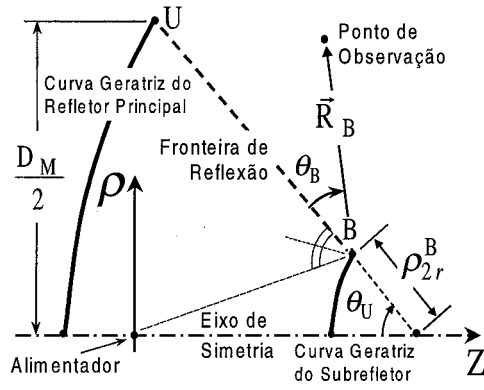


Fig. 1: Configuração Cassegrain.

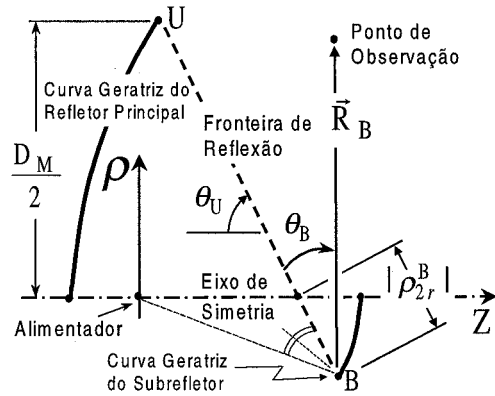


Fig. 2: Configuração Gregorian.

campo difratado, sendo representado por

$$\vec{E}_T(R_B, \theta_B \approx 0) \approx \vec{E}_R(R_B, \theta_B \approx 0) + \vec{E}_D(R_B, \theta_B \approx 0), \quad (1)$$

onde  $\vec{E}_R$  e  $\vec{E}_D$  são as componentes refletida e difratada, respectivamente, e as coordenadas  $R_B$  e  $\theta_B$  localizam o ponto de observação no plano de incidência, conforme ilustrado pelas Figs. 1 e 2.  $\vec{E}_R$  é calculado através dos princípios da GO, enquanto que  $\vec{E}_D$  é derivado da UTD. Devido à simetria axial do subrefletor e ao interesse em se analisar os campos apenas em torno da fronteira de reflexão ( $\theta_B \rightarrow 0$ ), as contribuições mais relevantes para os campos refletido e difratado vêm dos mecanismos de radiação provenientes do ponto  $B$  na borda do subrefletor [1] (Figs. 1 e 2).

O roll-off da radiação do subrefletor corresponde à derivada do campo elétrico em relação a  $\theta_B$ . O cálculo desta derivada em torno da fronteira de reflexão simplifica-se devido à simetria axial da antena. Neste caso, demonstra-se que, no limite em que  $\theta_B \rightarrow 0$  e para um alimentador circularmente simétrico, a orientação do campo elétrico espalhado pelo subrefletor não possui uma variação significativa [2]. O problema pode então ser simplificado e tratado escalarmente:

$$\frac{\partial}{\partial \theta_B} E_T(R_B, \theta_B \approx 0) \approx \frac{\partial}{\partial \theta_B} E_R(R_B, \theta_B \approx 0) + \frac{\partial}{\partial \theta_B} E_D(R_B, \theta_B \approx 0). \quad (2)$$

Para todos os efeitos necessários, a derivada de  $E_R$  é simplesmente representada como

$$\frac{\partial}{\partial \theta_B} E_R(R_B, \theta_B) = E_R(R_B, \theta_B = 0) D_R(R_B, \theta_B) \times \left[ \frac{1 - \text{Sgn}(\theta_B)}{2} \right], \quad (3)$$

onde o termo  $D_R$  é assumido contínuo através da fronteira de reflexão. A discontinuidade existente é levada em consideração pela função  $\text{Sgn}(\theta_B)$ , onde  $\text{Sgn}(\theta_B) = -1$  ou  $+1$  quando  $\theta_B \leq 0$  ou  $\theta_B > 0$ , respectivamente. A determinação da derivada de  $E_D$  não é discutida em detalhes neste trabalho, mas, baseando-se na UTD, pode-se demonstrar que [2]

$$\frac{\partial}{\partial \theta_B} E_D(R_B, \theta_B) \approx -E_R(R_B, \theta_B = 0) \times \left[ \sqrt{\frac{j R_B \rho_{1r}^B / \lambda}{R_B + \rho_{1r}^B}} - \frac{R_B \text{Sgn}(\theta_B)}{4(R_B + \rho_{2r}^B) \tan \theta_U} \right], \quad (4)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $\theta_U$  ( $\theta_U < 0$  por definição) é o ângulo entre a fronteira de reflexão e o eixo de simetria (eixo  $z$ , ver Figs. 1 e 2). Os raios principais de curvatura  $\rho_{1r}^B$  e  $\rho_{2r}^B$  (no plano de incidência e no plano perpendicular a este, respectivamente) referem-se à frente de onda refletida pelo ponto  $B$  do subrefletor. Devido à simetria axial do problema,  $\rho_{2r}^B$  (representado nas Figs. 1 e 2) é determinado pela interseção do raio refletido com o eixo de simetria, sendo positivo ou negativo se a cáustica correspondente for virtual ou real, respectivamente.

Observa-se das equações anteriores uma esperada discontinuidade na expressão da derivada de  $E_T$ , já que a UTD garante apenas a continuidade dos campos [1] (a combinação das componentes refletida e difratada produz um campo contínuo). Esta discontinuidade, obviamente, não representa o comportamento físico real do problema. Porém, como as aproximações da UTD reconhecidamente proporcionam resultados acurados em aplicações de antenas refletoras (especialmente para refletores com elevadas dimensões elétricas), a derivada de  $E_T$  é aproximada pela média geométrica de (4) nos dois lados da fronteira de reflexão. Desta forma, e sabendo que  $|E_T| \approx |E_R|/2$

quando  $\theta_B \rightarrow 0$  [1],

$$\frac{\partial}{\partial \theta_B} |E_T(R_B, \theta_B \approx 0)| \approx |E_T(R_B, \theta_B \approx 0)| \times \left[ D_R(R_B, \theta_B) - \sqrt{\left| \frac{2 R_B \rho_{1r}^B / \lambda}{R_B + \rho_{1r}^B} \right|} \right]. \quad (5)$$

De (5) pode-se determinar os fatores necessários para a obtenção de um elevado *roll-off* para a radiação do subrefletor. Em princípio, isto pode ser obtido de três maneiras distintas. Como (5) varia linearmente com  $|E_T|$ , uma possibilidade é o aumento da iluminação da borda do subrefletor (ponto  $B$ ) pelo alimentador. Contudo, isto invariavelmente aumentará o transbordamento dianteiro. Outra forma, assumindo que o termo  $D_R$  é bem comportado, seria obter  $-\rho_{1r}^B \rightarrow R_B$ . Porém, isto significa que o ponto de observação está próximo a uma cáustica da frente de onda refletida pelo subrefletor, o que invalida as aproximações da UTD neste ponto [1]. O terceiro e mais apropriado método é modelar o subrefletor de forma que a condição  $|\rho_{1r}^B| \rightarrow \infty$  seja satisfeita (já que  $R_B$  é, geralmente, suficientemente grande), o que é discutido na próxima seção.

### III. OBTENÇÃO DE BAIXOS TRANSBORDAMENTOS

Como discutido anteriormente, a forma ideal para o aumento do *roll-off* do subrefletor e a consequente diminuição do transbordamento traseiro é o modelamento das superfícies refletoras da antena de modo que  $|\rho_{1r}^B| \rightarrow \infty$ . Como  $\rho_{1r}^B$  é um parâmetro geométrico da frente de onda refletida pelo subrefletor, seu controle é obtido através de um modelamento baseado nos princípios da GO.

Assumindo que o campo na abertura da antena possui uma distribuição de fase uniforme (para a obtenção de um ganho elevado) e utilizando os princípios da GO, a seguinte relação entre os campos do alimentador e na abertura é derivada [1],[2]:

$$\left| \vec{E}_A^{GO}(\rho_A = D_M/2) \right| = \left| \vec{E}_F(B^-) \right| \sqrt{\left| \frac{\rho_{1r}^B}{R_{BU} + \rho_{1r}^B} \right|} \times \sqrt{\left| \frac{\rho_{2r}^B}{R_{BU} + \rho_{2r}^B} \right|}, \quad (6)$$

onde  $\vec{E}_A^{GO}$  é o campo elétrico na abertura da antena,  $\rho_A$  é a coordenada radial de um ponto localizado na abertura,  $D_M$  é o diâmetro do refletor principal,  $\vec{E}_F(B^-)$  é o campo elétrico radiado pelo alimentador imediatamente antes do ponto  $B$ , e  $R_{BU}$  é a distância entre os pontos  $B$  e  $U$  (Figs. 1 e 2). Aplicando a

condição  $|\rho_{1r}^B| \rightarrow \infty$  em (6) obtém-se

$$\left| \vec{E}_A^{GO}(\rho_A = D_M/2) \right| \approx \left| \vec{E}_F(B^-) \right| \times \sqrt{\left| \frac{\rho_{2r}^B}{R_{BU} + \rho_{2r}^B} \right|}. \quad (7)$$

Equação (7) fornece a relação necessária entre  $\vec{E}_A^{GO}(\rho_A = D_M/2)$  e  $\vec{E}_F(B^-)$  de forma a produzir um baixo transbordamento traseiro. A obtenção simultânea de baixo transbordamento dianteiro ocorrerá através da utilização de um alimentador com alta diretividade ( $|\vec{E}_F(B^-)|$  suficientemente pequeno). A implementação de (7) em um processo de modelamento e/ou otimização baseado em GO é praticamente imediata, já que os campos do alimentador e na abertura da antena são geralmente parâmetros especificados.

A utilização de (7) requer que os valores de  $R_{BU}$  e  $\rho_{2r}^B$  sejam previamente conhecidos, o que só é possível após a determinação da geometria dos refletores. Porém, a simples inspeção das Figs. 1 e 2 indica que estes valores podem ser facilmente estimados. Neste sentido (e partindo do princípio de que todo o projeto de antenas refletoras deve ser iniciado de geometrias clássicas, onde as superfícies refletoras são geradas a partir de seções cônicas), as geometrias clássicas são de grande valia na estimação dos parâmetros em questão. Fórmulas eficientes para o projeto de antenas de duplo-refletores clássicos com simetria axial foram recentemente desenvolvidas de forma generalizada [2],[3], o que facilita enormemente a estimação de  $R_{BU}$  e  $\rho_{2r}^B$ .

### IV. PROJETO DE CONFIGURAÇÃO CASSEGRAIN COM BAIXAS PERDAS POR TRANSBORDAMENTO

A formulacção apresentada anteriormente foi aplicada no projeto de uma antena Cassegrain axialmente simétrica, atendendo as recomendações 465-5 e 580-5 do ITU para estações terrestres operando com comunicação via satélite [4] e visando o máximo ganho possível. O diâmetro do refletor principal é fixado em  $100\lambda$ . A alimentação da antena é gerada por uma corneta corrugada cônica, com semi-ângulo de abertura de  $8^\circ$  e diâmetro de abertura de  $3\lambda$ . O ganho deste alimentador é de 18 dBi, com uma elevada atenuação de 27,7 dB ( $-9,7$  dBi) em seu campo distante na direção  $\theta = 35^\circ$  (a coordenada esférica  $\theta$  refere-se ao ponto de observação no campo distante). Esta direção corresponde à iluminação da borda do subrefletor a ser utilizado, de forma que o transbordamento dianteiro não gera lóbulos secundários superiores ao envelope recomendado pelo ITU (aproximadamente  $-6,6$  dBi para  $\theta = 35^\circ$ ) [4].

O projeto iniciou-se pela determinação de uma geometria clássica axialmente simétrica do tipo

Cassegrain. Fórmulas generalizadas (baseadas na GO) para o projeto e para o campo na abertura de configurações clássicas de duplo-refletores com simetria axial são apresentadas em [2] e [3]. Estas fórmulas possibilitam a escolha da geometria clássica de maior eficiência (calculada a partir do campo da GO na abertura). De acordo com os procedimentos de projeto de [2] e [3], a geometria clássica escolhida tem como parâmetros de entrada os diâmetros do refletor principal, subrefletor e bloqueio de  $100\lambda$ ,  $15\lambda$  e  $15\lambda$ , respectivamente, o semi-ângulo do cone (vértice no foco principal da antena) definindo a borda do subrefletor de  $35^\circ$  e o caminho óptico do foco principal até a abertura da antena (localizada no plano contendo o foco principal) de  $60\lambda$ . Sua geometria é ilustrada em escala na Fig. 3a. Desta configuração clássica, os parâmetros  $R_{BU}$  e  $\rho_{2r}^B$  foram aproximadamente estimados em  $44,2\lambda$  e  $7,8\lambda$ , respectivamente. Com estes valores e conhecido  $|\vec{E}_F(B^-)|$  das características de radiação do alimentador, utilizando (7) o valor de  $|\vec{E}_A^{GO}(\rho_A = 50\lambda)|$  foi calculado em 15 dB abaixo do valor máximo do campo na abertura. Este resultado foi utilizado na determinação da distribuição de amplitude do campo desejado para a abertura da antena, ilustrada na Fig. 4 (a distribuição de fase é constante). Esta distribuição de campo visou também a obtenção da máxima eficiência de radiação possível (sem violar as especificações do ITU). Uma vez determinado o campo desejado na abertura, as superfícies refletoras foram modeladas por um processo baseado na GO [2]. A geometria final é apresentada em escala na Fig. 3b. Para esta antena, o diâmetro de bloqueio foi aumentado para  $20\lambda$ , a fim de diminuir a iluminação proveniente do refletor principal sobre o subrefletor. Detalhes deste projeto são discutidos em [2]. Vale apenas ressaltar que para a geometria final, os valores de  $R_{BU}$  e  $\rho_{2r}^B$  são virtualmente os mesmos previamente estimados e  $\rho_{1r}^B$  possui um valor elevado ( $\rho_{1r}^B \approx 275\lambda$ ), conforme desejado.

As características elétricas destas antenas foram analisadas através do MoM. A fim de diminuir o esforço computacional, as corrugações da corneta do alimentador foram simuladas através de impedâncias anisotrópicas de superfície [2], sem prejuízo para a determinação de suas características de radiação. As Figs. 5 e 6 mostram os campos distantes radiados pelo conjunto alimentador/subrefletor das antenas clássica e modelada, respectivamente. A direção  $\theta = 0$  corresponde ao feixe principal das antenas. Da Fig. 6 pode-se observar que o elevado *roll-off* ( $\theta = 106^\circ$ ) e o reduzido transbordamento dianteiro ( $\theta = 35^\circ$ ) contribuem de forma clara para o atendimento das recomendações do ITU, conforme esperado. Os campos distantes das antenas, agora incluindo também os respectivos refletores principais, são ilustrados pelas

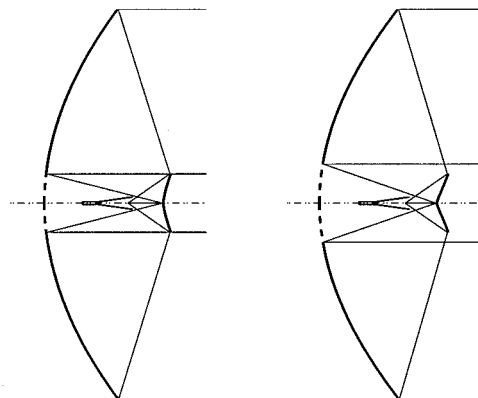


Fig. 3: Geometrias das Antenas: (a) Clássica e (b) Modelada.

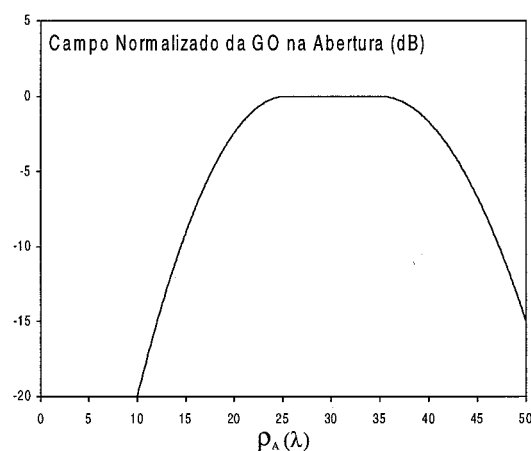


Fig. 4: Campo Normalizado na Abertura.

Figs. 7 e 8 (configurações clássica e modelada, respectivamente). A abertura central nas superfícies destes refletores foi convenientemente fechada (linhas tracejadas na Fig. 3) visando o aumento da razão frente/verso das antenas. O ganho obtido pela geometria clássica é de 47,6 dBi (Fig. 7), correspondendo a uma eficiência de 59%. Com o modelamento das superfícies refletoras, foi possível aumentar o ganho da antena para 49,0 dBi (Fig. 8), o que significa uma eficiência de 80% para uma abertura com  $100\lambda$  de diâmetro. Simultaneamente, as especificações do ITU foram atendidas em mais de 90% do diagrama de radiação (Fig. 8).

## V. CONCLUSÕES

Este trabalho apresentou uma formulação eficiente para o controle simultâneo das perdas por transbordamento dianteiro e traseiro em antenas Cassegrain e

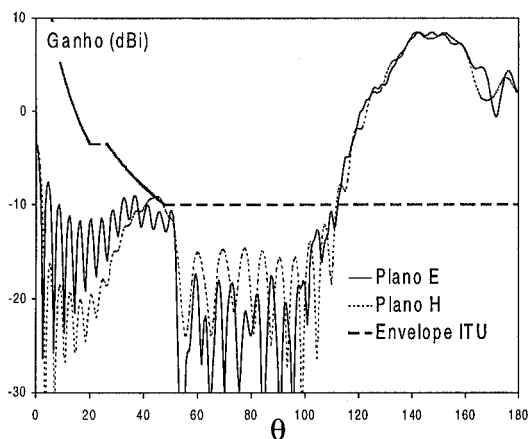


Fig. 5: Campo Distante do Conjunto Alimentador/Subrefletor da Geometria Clássica.

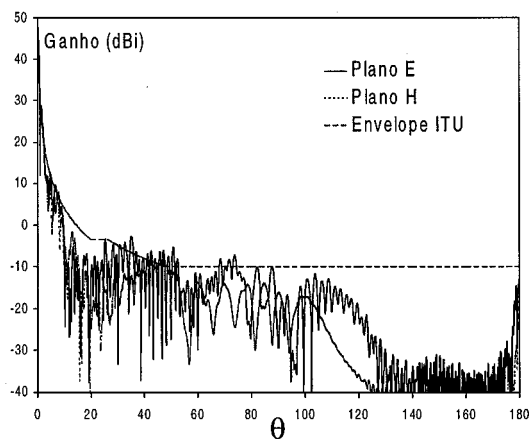


Fig. 7: Campo Distante da Geometria Clássica.

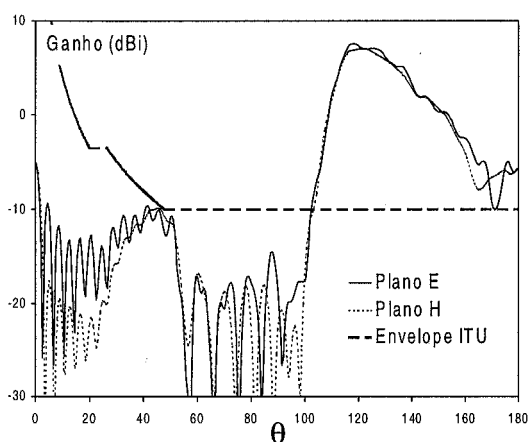


Fig. 6: Campo Distante do Conjunto Alimentador/Subrefletor da Geometria Modelada.

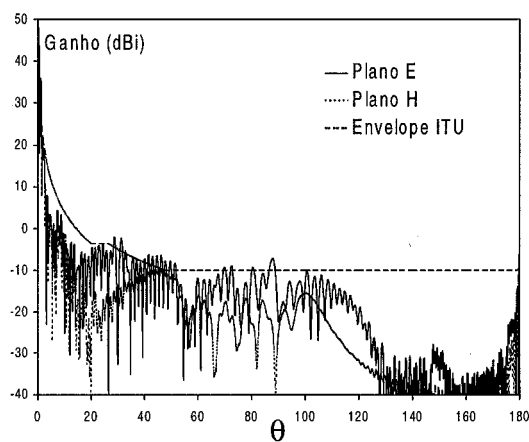


Fig. 8: Campo Distante da Geometria Modelada.

Gregorian axialmente simétricas. Os conceitos utilizados são gerais e podem, em princípio, ser utilizados em configurações offset. A técnica foi utilizada no projeto de uma configuração Cassegrain com simetria axial, objetivando as recomendações do ITU para estações terrestres operando em enlaces via satélite. Esta antena foi analisada pelo MoM, incluindo os acoplamentos entre alimentador, subrefletor e refletor principal. Constatou-se uma eficiência de 80% para um diâmetro de abertura de  $100\lambda$ .

#### REFERÊNCIAS

[1] - R.G. Kouyoumjian e P.H. Pathak, "A Uniform Geometrical Theory of Diffraction for an Edge in a Perfectly Conducting Surface," Proc. IEEE, **62**, No. 11, pp. 1448-1461, November 1974.

[2] - F.J.S. Moreira, "Design and Rigorous Analysis of Generalized Axially-Symmetric Dual-Reflector Antennas," Ph.D. dissertation, Univ. Southern California, Los Angeles, August 1997.

[3] - F.J.S. Moreira e A. Prata, Jr., "Generalized Classical Axially-Symmetric Dual-Reflector Antennas," 1997 IEEE AP-S Internat. Symp. Digest, Montreal, Canada, pp. 1402-1405, July 1997.

[4] - International Telecommunication Union - Radio-communication (ITU-R), *S Series Recommendations - Fixed Satellite Service*.

# Brazilian Decimetric Array for Solar Imaging

Hanumant S. Sawant<sup>1</sup>, Koovapady R. Subramanian<sup>1,2</sup>, Everton Lüdke<sup>3</sup>, Govind Swarup<sup>4</sup>, José H. A. Sobral<sup>1</sup>, Francisco C. R. Fernandes<sup>1</sup>, José R. Cecatto<sup>1</sup> and Reinaldo R. Rosa<sup>1</sup>

1. National Institute of Space Research, INPE, São José dos Campos, SP, Brazil

2. Indian Institute of Astrophysics (IIA), Bangalore, India

3. Federal University of Santa Maria (UFSM), Santa Maria, RS, Brazil

4. Tata Institute of Fundamental Research (TIFR), Bombay, India.

**Abstract** — A radio telescope operating in the frequency range of 1200 - 1700 MHz is planned by INPE for solar and space weather predictions. In the first phase, the telescope will be a “T” shaped array 250 m by 160 m consisting of 26 parabolic dish antennas of 4 m diameter. This array will produce full disk images of the sun with a spatial resolution of 3 by 4 arc min at 1420 MHz with a time resolution of 100 milliseconds and sensitivity of 5 Jy. The antenna and receiver system are described here.

**Index Terms** — Interferometry, decimeter wavelength, solar images.

## I. INTRODUCTION

Radio imaging observations of the sun at decimetre wavelengths are important to locate the regions of particle acceleration sites leading to the understanding of many solar phenomena such as flares and coronal mass ejections (CMEs). Solar flare studies require dedicated instruments with a wide field of view to cover the whole sun. At present the planned Brazilian Decimetric Array will be the only solar radio telescope to image the whole sun in the frequency range of 1200 to 1700 MHz.

## II. ARRAY CONFIGURATION AND ANTENNA SYSTEM

The Brazilian Decimetric Array (BDA) is a “T” shaped array which extends 256 m in the East West direction and 160 m in the South direction as shown in Fig. 1. Such a configuration will allow us to produce images in a snap shot mode similar to the well known supersynthesis architecture proposed in early seventies [1] and used in the design of Very Large Array [2] and Clark Lake TPT array [3].

The array will be located at Cachoeira Paulista, SP, Longitude 44.7 deg. W and Latitude 22.7 deg. S. The East West arm will have 17 antennas with an interelement spacing of 16 m except between antennas 8, 9 and 10 which will be 8 m to obtain low spatial frequency component.

The South arm will have 9 antennas with an interelement spacing of 16 m and will provide a circular beam when the sun is near zero declination. The basic element used is a parabolic dish of 4 m diameter with a dual polarization (RCP

and LCP) feed operating in the frequency range of 1200 to 1700 MHz at the prime focus as shown in Fig. 2.

The half power beamwidth of the reflector is ~3 deg at 1420 MHz. The mechanical pointing accuracy will be better than 6 arc minutes. Each antenna will be supported by a polar mount and placed on a concrete pedestal of 1m x 1m x 2 m. Each antenna will be fitted with a 12 bit incremental encoder with a non volatile memory.

The drive system will take care of the wind torques on the antennas at 80 km/h which is the maximum operational wind speed at Cachoeira Paulista. Each antenna will have a dedicated pentium processor with interface designed for antenna pointing, automatic pointing error compensation, tracking error correction, fibre optics communication, clock setting, receiver diagnosis, local oscillator tuning and to assess the quality of observations. The TTL/fibre optics interface will provide communication between the master computer at the central building and the slave computers at the antenna sites in real time.

## III. FRONT END RECEIVER SYSTEM

At the front end the RF signal from each antenna will be amplified by a low noise (1.2 dB NF) tuned amplifier of 30 dB gain in the band 1200 - 1700 MHz and passed through a bandpass filter to eliminate the image band. The RF signal will be then double converted into an IF at 1.5 MHz and further amplified by a video amplifier as shown in Fig. 3.

The local oscillator will be phase locked to a frequency standard and will employ modern phase locking techniques [4] to compensate automatically the phase and frequency fluctuations from the local oscillator electronics and due to temperature variation of the cables as classical interferometers do [5].

The IF signals will be phase coherent for digital correlation in a single side band one bit digital correlator which is sufficient for imaging the sun. Programmable attenuators will keep the level of the signal within the range required for the correlator inputs. Calibration of the receiver system will be done using noise injected at the input of the receiver system using noise diodes.

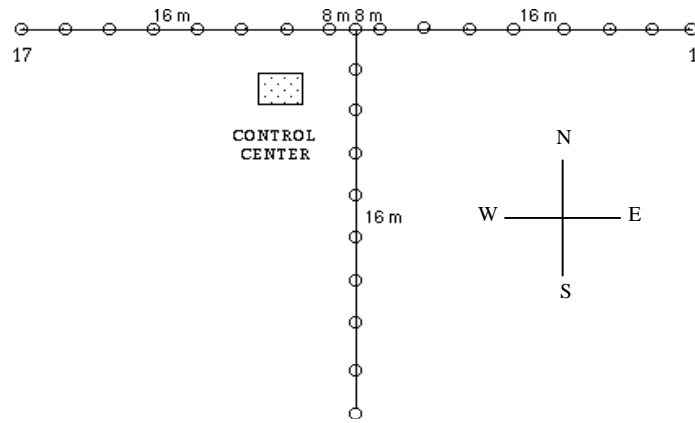


Fig. 1. Geometrical layout of Brazilian Decimetric Array for solar imaging.

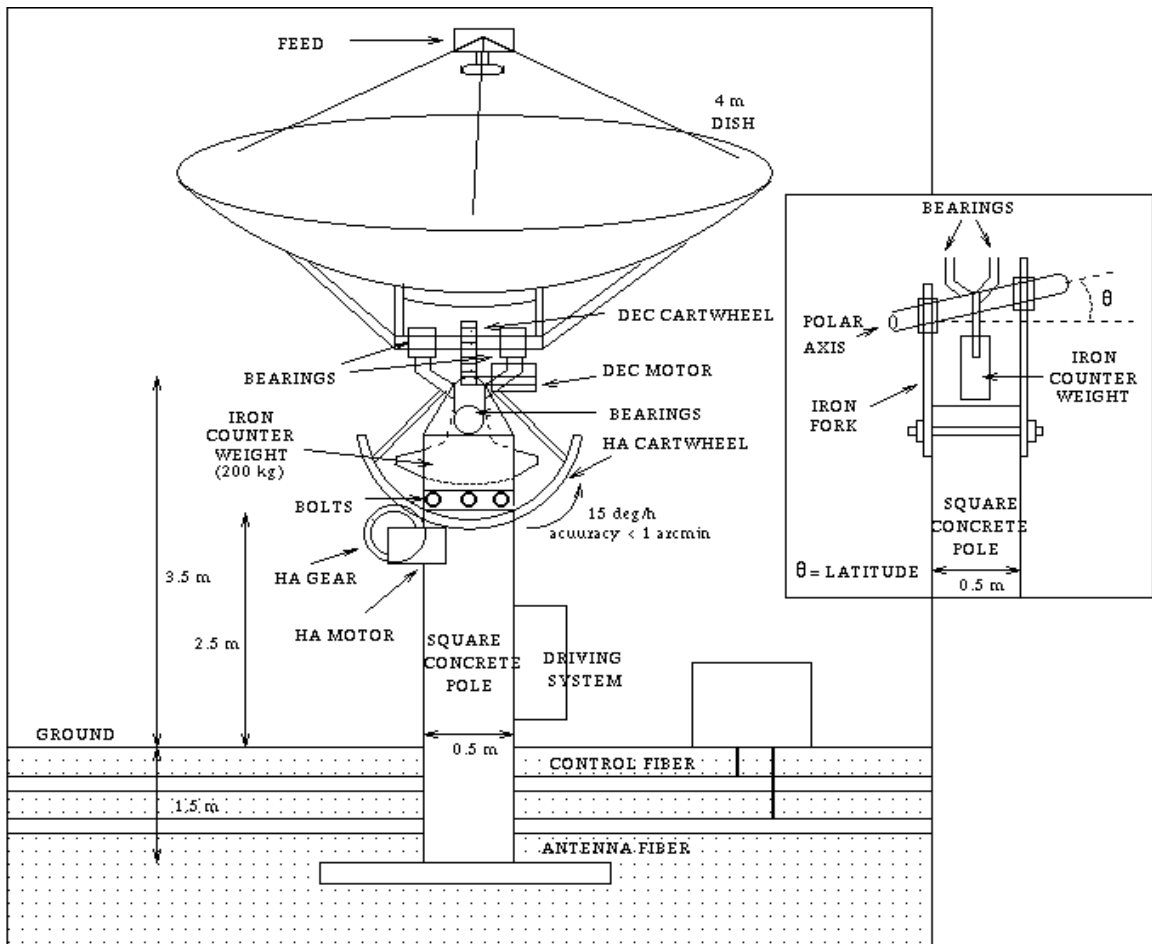


Fig. 2. Basic element of the Brazilian Decimetric Array.



#### IV. DIGITAL CORRELATOR SYSTEM

To permit simultaneous measurement of complex visibility function on 325 interferometer baselines between various 26 antenna groups, a 1024 channel one bit digital correlator [6] system is planned. The IF signals will be quantized as 2 levels using zero cross detectors and over sampled for finer time delay resolution to reduce the coherence loss to  $< 2\%$ . The correlators will be built using custom built chips designed for Nobeyama Radio heliograph. One bit correlation results in the loss of amplitude information of measurement of the fourier components. Therefore the signal strength including the receiver noise is measured for each antenna separately and stored in the buffer memory along with correlator data every 100 milliseconds after Van Vleck correction for the loss of sensitivity due to one bit sampling.

**TABLE I**

PARAMETERS OF THE ARRAY	
Observing frequency	1200 - 1700 MHz
Band width	3 MHz
Field of view	3 Deg
Spatial resolution	3 x 4 arc min at 1420 MHz
Temporal resolution	100 msec
Sensitivity	$\sim 5$ Jy
Polarisation	RCP and LCP
Tracking	12 Hours
Zenith angle coverage	90 Deg

### L - BAND BDA RECEIVER

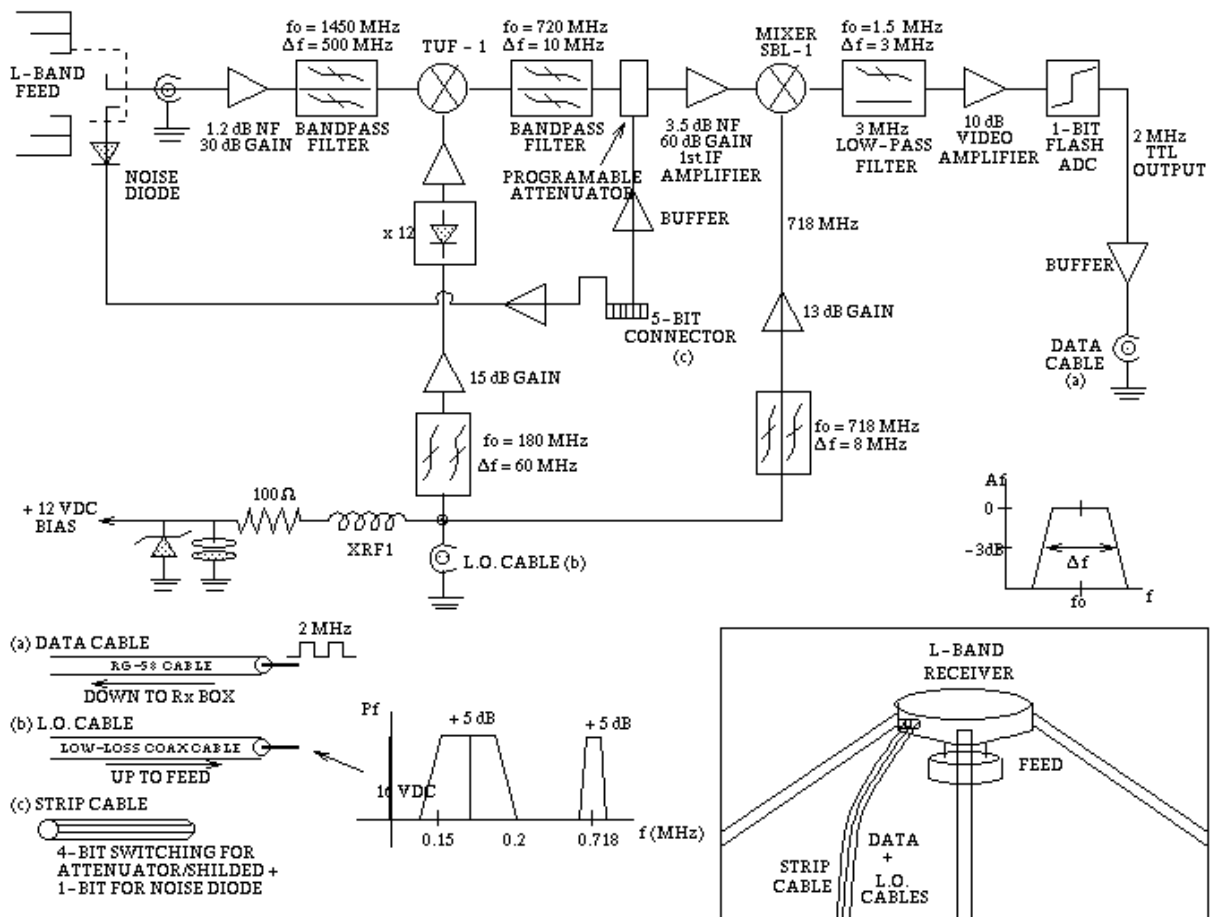


Fig. 3. Block diagram of the receiver system.

## V. DATA ACQUISITION SYSTEM

The master computer at the central building will be a SUN workstation ULTRA 1 which will read the correlation visibilities through a commercial VME - SCSI interface, apply preliminary corrections to the data and store them in NRAO Astronomical Image Processing Software (AIPS) readable format. The master computer will also supply pointing tables to the slave computer and monitor the error messages sent by slave computer for antennas and receiver diagnosis. The fourier imaging to obtain the solar images will be done using procedures implemented in the AIPS software.

## VI. CONCLUSIONS

The Brazilian Decimetric Array with instantaneous change of operating frequency and 12 hour tracking will enable us to study the time evolution of active regions and coronal holes leading to better forecast of space weather and solar terrestrial relations, such as geomagnetic storms and radio blackouts. The knowledge about the release of energetic

particles and their location on the solar atmosphere will prevent radiation hazards to satellites, space shuttles, etc.

## ACKNOWLEDGEMENTS

The work of K.R. Subramanian has been supported by CNPq grant 30358-97/0.

## REFERENCES

- [1] L.Y. Chow, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-20, pp. 30, 1972.
- [2] A.R. Thomson, B.G. Clark, C.M. Wade., P.J. Napier, *Astrophysical Journal Supp. Series*, vol. 44, pp. 151, 1980.
- [3] W.C. Erickson, M.J. Mahoney, K. Erb, *Astrophysical Journal Supp. Series*, vol. 50, pp. 403, 1982.
- [4] U. Rhode, *Digital Phased - Locked Loops, Theory and Application*, John - Wiley & Sons, NY.
- [5] G. Swarup, K.S. Yang, *IRE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-9, pp. 75, 1961.
- [6] S. Weinreb, *MIT Technical Report*, 412, 1963.

# Análise no Domínio Espectral de uma Abertura Eletromagnética Localizada no Plano de Terra de uma Microfita com Substrato Chiral

Ildefonso Bianchi J. C. da S. Lacava

Instituto Tecnológico de Aeronáutica  
Departamento de Microondas e Optoeletrônica  
Praça Mal. Eduardo Gomes, 50  
12228-900 São José dos Campos - SP

Feliciano Lumini

EMBRAER S.A.  
Divisão de Engenharia de Sistemas  
Av. Brig. Faria Lima, 2170  
12227-901 São José dos Campos - SP

**Resumo:** O presente trabalho analisa, no domínio espectral, a estrutura composta por uma abertura eletromagnética e um alimentador do tipo microfita com substrato chiral. São obtidas expressões fechadas e compactas para os campos transformados. Efeitos provocados pela chiralidade, como a rotação dos campos eletromagnéticos próximos e distantes, são discutidos.

## I. INTRODUÇÃO

Antenas de microfita, por apresentarem baixo perfil aerodinâmico, massa e volume reduzidos, além de se adaptarem facilmente a superfícies curvas, têm merecido atenção especial da engenharia aeroespacial brasileira [1,2]. Na sua forma mais simples, a antena é constituída por um plano de terra e um substrato dielétrico que suporta uma fita condutora. Como consequência, apresenta um fator de qualidade elevado e uma faixa de passagem estreita, tipicamente da ordem de 1 a 2 %, o que limita a sua aplicação. Com o objetivo de melhorar esta característica, antenas de microfita alimentadas por acoplamento eletromagnético e de abertura alimentadas por microfitas têm sido pesquisadas [3,4]. Inicialmente, essas antenas foram analisadas na condição de substratos dielétricos isotrópicos. Entretanto, é sabido que os materiais dos substratos apresentam, em geral, algum grau de anisotropia, o que pode influir significativamente no desempenho da antena. Assim sendo, atenção especial têm sido dedicada às antenas com substratos anisotrópicos [5,6]. Por outro lado, um grande esforço está sendo realizado no sentido de incorporar ao modelo de análise dessas estruturas as características peculiares dos meios complexos como os bi-isotrópicos e os bi-anisotrópicos. Desses, o meio chiral tem sido extensivamente pesquisado pois é potencialmente útil na confecção de novos dispositivos e componentes em microondas e em ondas milimétricas [7,8].

Com o objetivo de tratar de maneira integrada alguns dos problemas anteriormente citados, o presente trabalho discute a versatilidade da estrutura composta por uma abertura eletromagnética e um alimentador do tipo microfita com substrato chiral.

## II. TEORIA

A estrutura a ser analisada encontra-se esquematizada na Fig. 1. Uma superfície condutora perfeita e infinita,

localizada no plano  $z=0$  de um sistema de coordenadas retangulares, contém uma abertura retangular, simetricamente posicionada com relação aos eixos  $x$  e  $y$  do referido sistema. Tal abertura é alimentada por uma fita também condutora perfeita, de largura  $w$ , sustentada por um substrato chiral sem perdas, de espessura  $d$ , permissividade elétrica  $\epsilon_c$ , permeabilidade magnética  $\mu_c$  e chiralidade  $\xi$ . Para as regiões situadas em  $z > 0$  e  $z < -d$ , o dielétrico é o espaço livre.

Os campos eletromagnéticos no substrato chiral e no espaço livre serão determinados considerando-se a estrutura em questão como um problema de contorno onde a densidade de corrente elétrica superficial,  $\vec{J}_e(x, y)$ , localizada na interface  $z = -d$  (sobre a fita de alimentação) e a componente tangencial do campo elétrico,  $\vec{E}_a(x, y)$ , localizada no plano da abertura ( $z=0$ ), são as fontes virtuais desses campos. As equações de onda para os campos eletromagnéticos, no espaço livre e no substrato chiral, serão resolvidas no domínio de Fourier, seguindo o desenvolvimento apresentado em [9] para estruturas em microfita.

## III. CAMPOS NO SUBSTRATO CHIRAL

Partindo das equações de Maxwell e utilizando as relações constitutivas de Post-Jaggard ( $\vec{D} = \epsilon_c \vec{E} - i\xi \vec{B}$  e  $\vec{B} = \mu_c \vec{H} + i\mu_c \xi \vec{E}$ ), são obtidas as seguintes equações de onda para os campos eletromagnéticos no substrato chiral:

$$\nabla^2 \vec{E} + 2p \nabla_x \vec{E} + k_c^2 \vec{E} = 0 \quad (1)$$

$$\nabla^2 \vec{H} + 2p \nabla_x \vec{H} + k_c^2 \vec{H} = 0 \quad (2)$$

onde  $k_c^2 = \omega^2 \mu_c \epsilon_c$ ,  $p = \omega \mu_c \xi$  e  $\omega$  é a frequência angular. Para meios sem perdas,  $\mu_c$ ,  $\epsilon_c$  e  $\xi$  são grandezas reais.

Operando no domínio de Fourier, a equação de onda (1) pode ser conduzida à seguinte equação diferencial para as componentes do campo elétrico transformado,

$$\frac{\partial^4 \mathcal{E}_\eta(k_x, k_y, z)}{\partial z^4} + 2(k_c^2 - u^2 + 2p^2) \frac{\partial^2 \mathcal{E}_\eta(k_x, k_y, z)}{\partial z^2} + (u^4 - 4p^2 u^2 - 2k_c^2 u^2 + k_c^4) \mathcal{E}_\eta(k_x, k_y, z) = 0 \quad (3)$$

onde  $u^2 = k_x^2 + k_y^2$  e  $\eta = x, y$  ou  $z$ .

A solução geral da equação diferencial (3) pode ser escrita como:

$$\mathcal{E}_\eta(k_x, k_y, z) = \sum_{\tau=1}^4 e_{\eta\tau}(k_x, k_y) e^{i\gamma_\tau z} \quad (4)$$

onde  $k_+ = q + p$ ,  $k_- = q - p$ ,  $q = (k_c^2 + p^2)^{1/2}$ ,  $\gamma_3 = -\gamma_1$ ,  $\gamma_4 = -\gamma_2$ ,  $\gamma_1 = (k_+^2 - u^2)^{1/2}$  e  $\gamma_2 = (k_-^2 - u^2)^{1/2}$ . De acordo com [7],  $k_+$  e  $k_-$  são as constantes de propagação de ondas circularmente polarizadas para a direita e para a esquerda, respectivamente, que se propagam em meios chirais ilimitados.

De modo análogo, a solução geral para as componentes do campo magnético transformado será:

$$\mathcal{H}_\eta(k_x, k_y, z) = \sum_{\tau=1}^4 h_{\eta\tau}(k_x, k_y) e^{i\gamma_\tau z} \quad (5)$$

É importante salientar que em (4) e (5) as funções  $e_{\eta\tau}(k_x, k_y)$  e  $h_{\eta\tau}(k_x, k_y)$ , amplitudes dos campos transformados, são ainda desconhecidas, num total de vinte e quatro incógnitas a serem determinadas.

Relações úteis entre as amplitudes  $e_{\eta\tau}(k_x, k_y)$  e  $h_{\eta\tau}(k_x, k_y)$  podem ser obtidas dos rotacionais de  $\vec{E}(x, y, z)$  e  $\vec{H}(x, y, z)$ , resultando em:

$$\mathbf{e}_{xt} = \frac{1}{2p\omega^2} \left[ 2p\gamma_\tau k_x + i(k_c^2 - u^2 - \gamma_\tau^2) k_y \right] \mathbf{e}_{zt} \quad (6)$$

$$\mathbf{e}_{yt} = \frac{1}{2p\omega^2} \left[ -i(k_c^2 - u^2 - \gamma_\tau^2) k_x + 2p\gamma_\tau k_y \right] \mathbf{e}_{zt} \quad (7)$$

$$\mathbf{h}_{xt} = \frac{1}{2p\omega\mu_c u^2} \left[ i\gamma_\tau(u^2 + \gamma_\tau^2 - q^2 - p^2) k_x + p(u^2 + k_c^2 + \gamma_\tau^2) k_y \right] \mathbf{e}_{zt} \quad (8)$$

$$\mathbf{h}_{yt} = \frac{1}{2p\omega\mu_c u^2} \left[ -p(u^2 + k_c^2 + \gamma_\tau^2) k_x + i\gamma_\tau(u^2 + \gamma_\tau^2 - q^2 - p^2) k_y \right] \mathbf{e}_{zt} \quad (9)$$

$$\mathbf{h}_{zt} = -\frac{i}{2p\omega\mu_c} (p^2 + q^2 - u^2 - \gamma_\tau^2) \mathbf{e}_{zt} \quad (10)$$

As transformadas inversas de  $\vec{\mathcal{E}}(k_x, k_y, z)$  e  $\vec{\mathcal{H}}(k_x, k_y, z)$  recuperam as expressões para os campos eletromagnéticos no domínio espacial. Para a  $\tau$ -ésima solução de  $\gamma$  e a  $\eta$ -ésima componente de campo, tem-se:

$$E_{\eta\tau}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} e_{\eta\tau}(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y - \gamma_\tau z)} dk_x dk_y \quad (11)$$

$$H_{\eta\tau}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} h_{\eta\tau}(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y - \gamma_\tau z)} dk_x dk_y \quad (12)$$

Observe que a estruturação proposta reduziu para quatro o número de incógnitas no substrato chiral. Somente as funções  $e_{z\tau}(k_x, k_y)$  são desconhecidas.

#### IV. CAMPOS NO ESPAÇO LIVRE

As expressões para os campos eletromagnéticos nas regiões onde o dielétrico é o espaço livre são determinadas de modo análogo ao proposto em [9]. Para a região  $z < -d$ , as expressões para as componentes dos campos eletromagnéticos são calculadas por:

$$E_{\eta_0}^-(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} e_{\eta_0}^-(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y - k_{z0} z)} dk_x dk_y \quad (13)$$

$$H_{\eta_0}^-(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} h_{\eta_0}^-(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y - k_{z0} z)} dk_x dk_y \quad (14)$$

onde  $k_{z0} = (k_0^2 - u^2)^{1/2}$ ,  $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$  e  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$  são, respectivamente, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética do espaço livre.

Como no caso anterior, são determinadas as seguintes relações entre as funções  $e_{\eta_0}^-(k_x, k_y)$  e  $h_{\eta_0}^-(k_x, k_y)$ :

$$\mathbf{e}_{x_0}^- = u^{-2} (k_x k_{z_0} \mathbf{e}_{z_0}^- - \omega \mu_0 k_y \mathbf{h}_{z_0}^-) \quad (15)$$

$$\mathbf{e}_{y_0}^- = u^{-2} (k_y k_{z_0} \mathbf{e}_{z_0}^- + \omega \mu_0 k_x \mathbf{h}_{z_0}^-) \quad (16)$$

$$\mathbf{h}_{x_0}^- = u^{-2} (\omega \epsilon_0 k_y \mathbf{e}_{z_0}^- + k_x k_{z_0} \mathbf{h}_{z_0}^-) \quad (17)$$

$$\mathbf{h}_{y_0}^- = u^{-2} (-\omega \epsilon_0 k_x \mathbf{e}_{z_0}^- + k_y k_{z_0} \mathbf{h}_{z_0}^-) \quad (18)$$

Portanto, nesta região somente as funções  $e_{z_0}^-(k_x, k_y)$  e  $h_{z_0}^-(k_x, k_y)$  são desconhecidas.

Para a região  $z > 0$ , tem-se:

$$E_{\eta_0}^+(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} e_{\eta_0}^+(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y + k_{z0} z)} dk_x dk_y \quad (19)$$

Em particular, a expressão para a componente tangencial do campo elétrico na abertura será:

$$\vec{E}_t^+(x, y, 0) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{e}_t^+(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y \quad (20)$$

onde

$$\vec{E}_t^+(x, y, 0) = \vec{E}_a(x, y) = E_{ax}(x, y) \hat{x} + E_{ay}(x, y) \hat{y} \quad (21)$$

e

$$\vec{e}_t^+(k_x, k_y) = \mathbf{e}_x^+(k_x, k_y) \hat{x} + \mathbf{e}_y^+(k_x, k_y) \hat{y} \quad (22)$$

Conseqüentemente,  $\vec{e}_t^+(k_x, k_y)$  é calculado pela transformada dupla de Fourier de  $\vec{E}_a(x, y)$ , de modo que:

$$\vec{e}_t^+(k_x, k_y) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{S_a} \vec{E}_a(x, y) e^{i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (23)$$

onde  $S_a$  é a superfície da abertura. A componente  $e_z^+(k_x, k_y)$ , normal ao plano de abertura, é determinada considerando a propriedade solenoidal do campo elétrico, que no domínio transformado se escreve:

$$\vec{e}^+(k_x, k_y) \cdot \vec{k} = 0 \quad (24)$$

onde  $\vec{k} = k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_{z0} \hat{z}$ .

A expressão para o campo magnético é facilmente obtida com auxílio do rotacional do campo elétrico, resultando em:

$$\vec{H}_0^+(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2 k_0 \eta_0} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{k} \times \vec{e}^+(k_x, k_y) e^{-i(k_x x + k_y y + k_{z0} z)} dk_x dk_y \quad (25)$$

onde  $\eta_0$  é a impedância intrínseca do espaço livre.

#### V. CONDIÇÕES DE CONTORNO

Nesta seção são aplicadas as condições de contorno para os campos eletromagnéticos ao longo das interfaces planas localizadas em  $z=0$  (continuidade da componente tangencial do campo elétrico) e  $z=-d$  (continuidade da componente tangencial do campo elétrico e descontinuidade da componente tangencial do campo magnético), resultando no seguinte sistema de equações:

$$\sum_{\tau=1}^4 \gamma_\tau \mathbf{e}_{z\tau} = \mathbf{j}_{xm} k_y - \mathbf{j}_{ym} k_x \quad (26)$$

$$\sum_{\tau=1}^4 (k_c^2 - u^2 - \gamma_\tau^2) \mathbf{e}_{z\tau} = 2ip(\mathbf{j}_{xm} k_x + \mathbf{j}_{ym} k_y) \quad (27)$$

$$\sum_{\tau=1}^4 \gamma_\tau e^{-i\gamma_\tau d} \mathbf{e}_{z\tau} = k_{z0} e^{-ik_{z0}d} \mathbf{e}_{z0}^- \quad (28)$$

$$\sum_{\tau=1}^4 (k_c^2 - u^2 - \gamma_\tau^2) e^{-i\gamma_\tau d} \mathbf{e}_{z\tau} = 2ip\omega \mu_0 e^{-ik_{z0}d} \mathbf{h}_{z0}^- \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\tau=1}^4 \gamma_\tau (u^2 + \gamma_\tau^2 - p^2 - q^2) e^{-i\gamma_\tau d} \mathbf{e}_{z\tau} \\ = 2ip\omega \mu_c (-ik_{z0} e^{-ik_{z0}d} \mathbf{h}_{z0}^- + \mathbf{j}_{ye} k_x - \mathbf{j}_{xe} k_y) \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} \sum_{\tau=1}^4 (k_c^2 + u^2 + \gamma_\tau^2) e^{-i\gamma_\tau d} \mathbf{e}_{z\tau} \\ = 2\omega \mu_c (\omega \epsilon_0 e^{-ik_{z0}d} \mathbf{e}_{z0}^- - \mathbf{j}_{xe} k_x - \mathbf{j}_{ye} k_y) \end{aligned} \quad (31)$$

onde  $\mathbf{j}_{xe} = \mathbf{j}_{xe}(k_x, k_y)$  e  $\mathbf{j}_{ye} = \mathbf{j}_{ye}(k_x, k_y)$  são as componentes da transformada dupla de Fourier da densidade de corrente elétrica  $\vec{J}_e(x, y)$  e  $\mathbf{j}_{xm} = \mathbf{j}_{xm}(k_x, k_y)$  e  $\mathbf{j}_{ym} = \mathbf{j}_{ym}(k_x, k_y)$  são as componentes da transformada dupla de Fourier da densidade de corrente magnética  $\vec{J}_m(x, y) = -\hat{z} \times \vec{E}_a(x, y)$ .

A solução do sistema (26)-(31) permite determinar de maneira unívoca os campos transformados em qualquer ponto das regiões  $z > 0$  e  $z < 0$ .

#### VI. APLICAÇÕES

Com o objetivo de avaliar a versatilidade da estrutura em questão, várias situações de interesse foram analisadas. Por brevidade, somente alguns casos de particular interesse serão abordados neste trabalho.

Inicialmente faremos  $\vec{J}_m \neq 0$  e  $\vec{J}_e = 0$ . Neste caso, a geometria permite a análise de uma antena de abertura coberta por uma camada chiral. Diagramas de irradiação gerados por um dipolo magnético curto posicionado na origem do sistema de coordenadas e orientado segundo o eixo  $x$ , com  $d = 0,3\lambda_0$ ,  $\epsilon_c = 2,0\epsilon_0$ ,  $\mu_c = \mu_0$  e  $f = 2,25$  GHz, são apresentados na Fig. 2 para três diferentes valores de chiralidade:  $\xi = 0,0$ ; 1,0 e 2,0 mS. Como no caso da fonte elétrica [7], o diagrama produzido por fonte magnética também pode ser controlado via chiralidade. Na Fig. 3 tem-se o diagrama tridimensional da estrutura em questão, traçado para a chiralidade igual a 2,0 mS.

Como uma segunda aplicação faremos  $\vec{J}_m = 0$  e  $\vec{J}_e \neq 0$ . Sob esta condição, a geometria permite a análise de uma estrutura em microfita com substrato chiral. Na Fig. 4 é apresentado o diagrama polar da componente  $H_z$  do campo magnético próximo ( $\rho = 2,0d$ ), excitado por um dipolo elétrico curto posicionado em  $(0, 0, -d)$  e orientado ao longo do eixo  $x$ , para  $f = 2,0$  GHz,  $d = 32,0$  mm,  $\xi = 1,0$  mS,  $\epsilon_c = 2,0\epsilon_0$  e  $\mu_c = \mu_0$ . Nota-se dessa figura que a componente  $H_z$  é descontínua sobre a interface  $z = -d$ , mesmo quando a permeabilidade magnética é a mesma nas duas regiões. Além desse fato, observa-se também que a componente  $H_z$ , do lado do substrato chiral, foi deslocada de um ângulo diferente da componente  $H_z$  calculada do lado do espaço livre. A chiralidade provoca, assim, uma rotação nos campos eletromagnéticos da estrutura em questão.

#### AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi realizado com apoio parcial da CAPES e da OACI/PNUD-BRA-006/92.

REFERÊNCIAS

- [1] LUMINI, F. and LACAVA, J.C.S. Analysis and design of microstrip antennas for aircraft applications. *Proceedings of SAE BRASIL 92 - Mobility Technology Conference & Exhibit*. São Paulo, Brazil, Oct. 1992 (Technical paper 921471E-SAE).
- [2] CIVIDANES, L., COSTA Jr., V.P.D. & LACAVA, J.C.S. Antena de microlinha para microsatélite científico. *12º Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, Águas de Lindóia, Anais, V-II: 541-545, set. 1995.
- [3] KAHRIZI, M., SARKAR, T.K. and MARICEVIC, Z.A. Analysis of a wide radiating slot in the ground plane of a microstrip line. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 41, pp. 29-37, Jan. 1993.
- [4] SPLITT, G. and DAVIDOVITZ, M. Guidelines for designs of electromagnetically coupled microstrip patch antennas on two-layer substrates. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 38, pp. 1136-1140, Jul. 1990.
- [5] CIVIDANES, L. and LACAVA, J.C.S. Uniaxial anisotropy effects on crosspolarisation level of printed dipole in superstrate-substrate configuration. *Electron. Lett.*, vol. 28, n. 11, pp. 1050-1051, May 1992.
- [6] POZAR, D.M. Radiation and scattering characteristics of microstrip antennas on normally biased ferrite substrates. *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. 40, pp. 1084-1092, Sep. 1992.
- [7] PELET, P. and ENGHETA, N. Theoretical study of radiation properties of a finite-length thin-wire chirostrip antenna using dyadic Green's functions and method of moments. *Progress in Electromagnetics Research (PIER)*, Vol. 9 on Bi-Anisotropic and Bi-Isotropic Media and Applications, A. Priou (Ed.), EMW Publishing, Cambridge, MA, Chapter 14, pp. 265-288, 1994.
- [8] LUMINI, F. and LACAVA, J.C.S. A full-wave spectral domain analysis method for open chirostrip multilayered structures. *Proceedings of the 1997 IEEE AP-S/URSI International Symposium*, Montreal, Canada, pp. 80, Jul. 1997.
- [9] LACAVA, J.C.S. & CIVIDANES, L.B.T. Um novo método para análise de antenas de microlinha. *3º Simpósio Brasileiro de Microondas*, Natal. Anais: 258-266, jul. 1988.

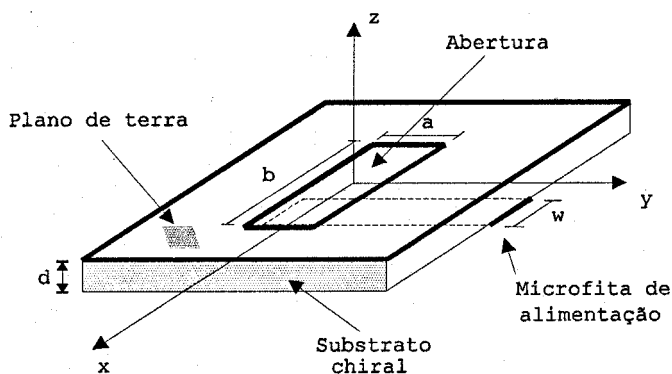


Fig. 1 - Geometria para uma abertura eletromagnética alimentada por uma microfita.

Fig. 4 - Diagramas polares da componente  $H_z$  do campo magnético próximo traçados na interface  $z = -d$  com  $\rho = 2,0 d$ .

- $H_z$  calculado no espaço livre.
- $H_z$  calculado no meio chiral.

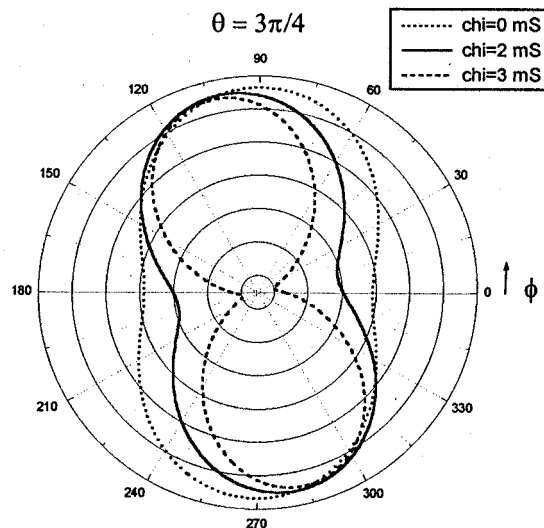


Fig. 2 - Diagramas de irradiação no cone  $\theta = 3\pi/4$ .

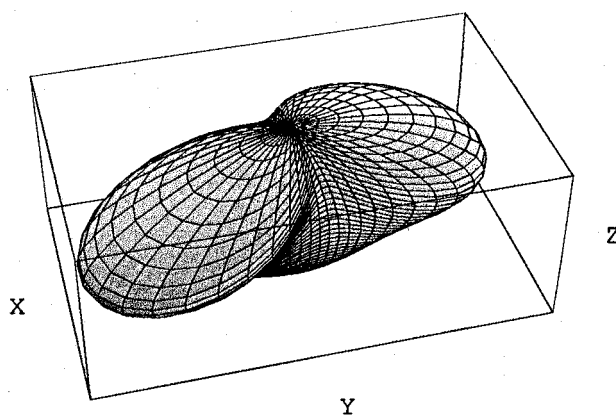
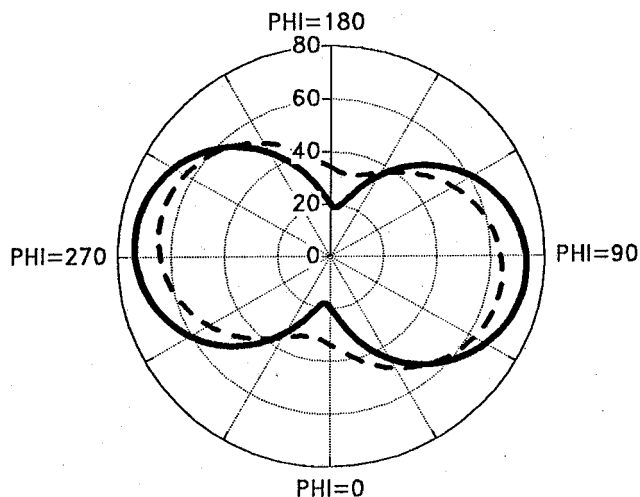


Fig. 3 - Diagrama tridimensional:  $\xi = 2,0$  mS.



# Sistema Integrado para Caracterização de Antenas

Fábio Sales Dias

Engenharia Elétrica - Universidade de Brasília - UnB  
e-mail: fabs@bsb.nutecnet.com.br

Francisco Assis de Oliveira Nascimento

Engenharia Elétrica - Universidade de Brasília - UnB  
e-mail: assis@unb.br

Franklin da Costa Silva

Engenharia Elétrica - Universidade de Brasília - UnB  
e-mail: franklin@ene.unb.br

**Resumo** - Este trabalho apresenta o protótipo de uma instrumentação integrada em microcomputador dedicada à caracterização de antenas. Esta caracterização é realizada por meio da construção semiautomatizada do diagrama de radiação da antena. Além de possibilitar precisão nas suas medidas o equipamento armazena as informações adquiridas em memória de massa, disponibilizando os resultados para novas análises e estudos diversos. Apresenta ainda vantagens de custo, simplicidade e tem aplicações profissionais e principalmente, educacionais.

**Palavras-chave:** instrumentação integrada, diagrama de radiação, automação.

## I - INTRODUÇÃO

A antena é parte integrante de um sistema de comunicação via rádio. Como tal, deve ser projetada e construída corretamente de maneira que a eficiência do sistema de comunicação como um todo não seja afetada. Dentre os parâmetros relacionados com estudo e análise de antenas, um dos mais importantes é o seu padrão de radiação. Este permite que seja visualizado, de uma forma clara, a maneira com que a antena radia sua potência, fornecendo dados a respeito de diretividade, lóbulos secundários, etc.

O diagrama de radiação pode ser obtido de duas maneiras: por uso de simulações numéricas computacionais, onde um resultado teórico é obtido; ou experimentalmente, servindo como base de referência para validação de resultados teóricos.

O Laboratório de Antenas do Departamento de Engenharia Elétrica da Universidade de Brasília dispõe de um equipamento da *Scientific Atlanta*, capaz de fornecer o diagrama de radiação da antena sob teste, utilizando-se de um "plotter" eletromecânico e outros instrumentos auxiliares. No entanto, há alguns anos, o "plotter" responsável pelo desenho automático do diagrama de radiação da antena apresentou problemas e todas as alternativas buscadas para consertá-lo mostraram-se infrutíferas.

A solução proposta utiliza um microcomputador pessoal (PC - do inglês, *Personal Computer*) hospedeiro, uma impressora gráfica, um cartão multimídia capaz de realizar a

digitalização em estéreo (dois canais simultâneos) e conectado diretamente no barramento do PC, uma interface condicionadora de sinais e um programa aplicativo dedicado, desenvolvido para plataforma *WINDOWS 95*[5,6].

## II - CONCEPÇÃO DA INSTRUMENTAÇÃO

A utilização do "plotter" eletromecânico, apesar de dispendioso e de difícil manutenção, apresenta bons resultados. Entretanto, não permite muita flexibilidade com respeito ao tratamento das informações adquiridas analogicamente. Além disso, é difícil construir e manter um banco de dados de todas as antenas caracterizadas, já que os gráficos utilizados, armazenados em papel acumulam um grande volume e podem se perder ao longo do tempo.

Optou-se então, por uma solução que permitisse uma construção de um banco de diagramas de radiação mais flexível e que permitisse o interfaceamento com ferramentas computacionais dedicadas a análise numérica ou mesmo, para outras aplicações em pesquisa e ensino.

A Fig. 1 ilustra de maneira simplificada a aparência externa do sistema integrado. Neste processo de integração, como já foi mencionado anteriormente, se juntou um microcomputador, um cartão multimídia, uma impressora gráfica e, se desenvolveu a interface condicionadora de sinais e a ferramenta computacional dedicada a aplicação de interesse[5].

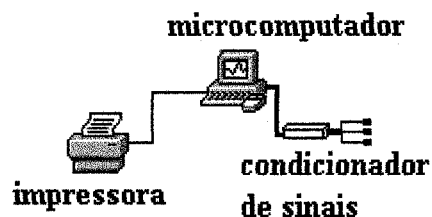


Fig. 1: Instrumentação integrada para construção do diagrama de radiação.

A seguir são apresentadas as particularidades da implementação do protótipo.

### III - O SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE SINAIS

Basicamente, para que se possa traçar um diagrama de radiação de uma antena qualquer, são necessárias informações a respeito de sua posição, em relação ao ponto de onde o sinal esteja sendo enviado, e também da potência que chega a esta antena, em cada posição. Assim, garante-se as condições para a caracterização do comportamento da antena, tanto em termos de transmissão quanto em termos de recepção, já que os diagramas são idênticos.

Os sinais de potência e posição da antena estão disponíveis em forma analógica no sistema da *Scientific Atlanta*, podendo então ser adquiridos e armazenados em computador. Duas dificuldades surgem: (1) é necessário a gravação simultânea dos sinais de posição e de potência da antena; (2) a largura de banda destes sinais é muito pequena, inferior a 1 Hz.

Para a gravação dos sinais de posição e de potência se utilizou de um cartão multimídia com capacidade de gravação em estéreo. Neste formato de gravação, os dois sinais são gravados em um único arquivo sendo que as amostras de cada sinal é armazenada de forma alternada dentro do arquivo. Se utilizou o formato de dados baseado no padrão "wave", comumente utilizado em aplicações multimídia.

Para efeito de ilustração a Fig. 2 mostra dois sinais gravados em um único arquivo estéreo com amostras armazenadas alternadamente. Logo abaixo, são mostrados os sinais A e B após a separação de canais. Observe que o formato "wave" possui no um cabeçalho logo no início do arquivo estéreo que não é utilizado pelo sistema desenvolvido.

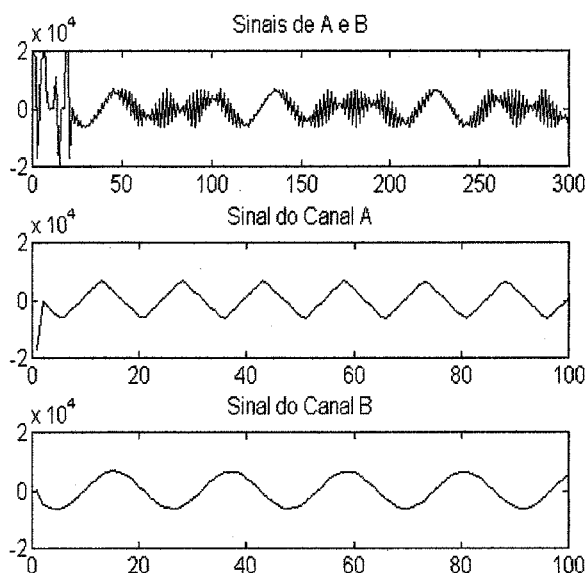


Fig. 2: Arquivo estéreo, no topo e logo abaixo os canais A e B.

A separação de canais é implementada computacionalmente, dado que as amostras correspondentes a cada canal estão

dispostas intercaladamente ou seja, a amostra 1 pertence ao canal A, a amostra 2 ao canal B, a amostra 3 ao canal A e assim por diante.

O cartão de aquisição de sinais foi programado para operar com comprimento de palavra digital de 16 bits por amostra e taxa de amostragem de 11 kHz. Esta opção permite uma discretização precisa da amplitude em função do comprimento de palavra digital, como também, oferece uma resolução temporal exata em função da largura de banda dos sinais digitalizados (menor que 1Hz) quando comparado com a taxa de amostragem[2].

O sinal de amplitude correspondente a potência deve ser convertido para decibéis na construção do diagrama de radiação.

### IV - O CONDICIONADOR DE SINAIS

A primeira providência a ser tomada com respeito a entrada analógica foi a de condicionar a amplitude do sinal a ser digitalizado por meio de um atenuador puramente resistivo. A Fig. 3 mostra este procedimento.

O sinal de potência da antena que originalmente apresenta uma faixa dinâmica de 13V não poderia ser conectado diretamente ao terminal de entrada do cartão digitalizador de sinais, pois tal amplitude poderia danificar a interface analógica do mesmo. O sinal a ser adquirido foi condicionado, com a adição de um simples resistor limitador, em série, de valor 4,5k $\Omega$ , para que o mesmo chegasse a placa dentro de valores aceitáveis, ou seja, o sinal poderia variar entre 0V e 5V, para o nosso respectivo caso[3].

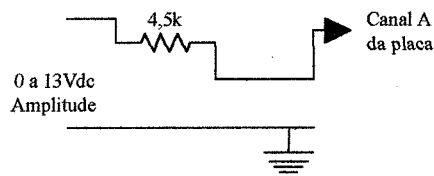


Fig. 3: Circuito de Condicionamento do Sinal

Com o sinal condicionado, procedeu-se a gravação do mesmo, em alguns graus, com a variação manual do potenciômetro simulando o sinal de amplitude. O sinal foi gravado para posterior verificação da forma de onda adquirida.

Numa segunda etapa da construção da interface, observou-se que cartão digitalizador possuía capacitores de desacoplamento em suas entradas, ou seja, tinha-se um filtro passa-altas cuja a frequência de corte, segundo mensurado, estava abaixo de 20 Hz. Por outro lado, o sinal de potência e de posição da antena apresentam uma largura de banda bastante baixa, inferior a 0,5 Hz e podendo chegar a próximo do DC em casos especiais de diagramas de antenas do tipo dipolo, onde o valor correspondente de radiação é igual em todas as direções. Neste caso o cartão iria distorcer



significativamente as informações de fase e de amplitude dos sinais digitalizados.

Várias alternativas foram imaginadas de forma que o sinal quase DC (de muito baixa frequência) pudesse ser de alguma maneira modulado e trasladado para uma banda de frequência capaz de ser digitalizada com precisão.

A solução para contornar esta dificuldade apresentou-se quando se buscou modular o sinal por meio de sua multiplicação por um trem de pulsos em que a frequência fundamental estivesse em torno de 1 kHz, onde o cartão possui uma reposta plana em frequência. A implementação desta proposta levou a uma esquema simplificado através de um circuito de chaveamento dos sinais de entrada. Assim, pode-se usar como sinal modulador uma onda quadrada de 1k Hz e obteve-se na saída do dispositivo, uma espécie de onda pulsada, modulada em amplitude pelo nível de tensão correspondente a posição e a potência radiada pela antena.

O sinal após ter sido modulado por um trem de pulsos pôde então ser digitalizado e armazenado no microcomputador. O processo reverso que envolveria a demodulação foi realizado via *software* através da implementação de um detetor digital de envoltória. A figura a seguir ilustra o diagrama simplificado do modulador do sinal de entrada.

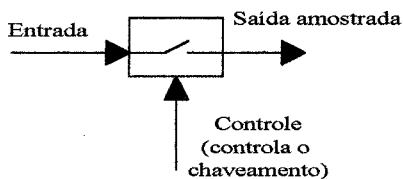


Fig. 4: Diagrama Simplificado do modulador

O processo de modulação analógica e demodulação digital se mostrou eficiente e preciso, e tal precisão, é possível principalmente em função a redundância na taxa de amostragem, quando comparada a largura de banda dos sinais de interesse.

#### V – A FERRAMENTA COMPUTACIONAL DE TRATAMENTO DOS DADOS

O programa aplicativo associado à instrumentação foi especificado para realizar as tarefas numéricas necessárias a demodulação dos sinais de posição e de potência radiada pela antena, a construção do diagrama de radiação, a implementação da interface gráfica em vídeo, implementação da interface de impressão e a implementação da interface interativa com o usuário. Optou-se em desenvolver um aplicativo para plataforma *Windows 95* em face a sua larga difusão. Neste processo utilizou-se o ambiente Delphi[4] principalmente pelas facilidades de desenvolvimento de interfaces para *Windows 95* e pelas suas características voltadas para a programação orientada à objetos.

A Fig. 5 mostra a tela principal do aplicativo onde o usuário tem acesso a utilizar arquivos previamente armazenados, bem como, recursos gráficos e de impressão.

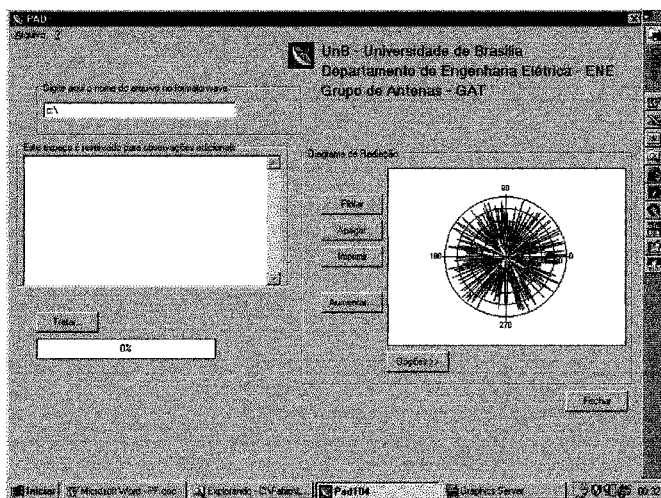


Fig. 5: Tela Principal do aplicativo.

Os arquivos de sinais estão armazenados no formato "wave" e também, é possível digitar alguns comentários sobre a antena em teste. O botão "Tratar" inicia a rotina de abertura do arquivo, associação de valores, separação de canais e tratamento dos dados. Durante o processo de tratamento, uma barra de progresso indica, em porcentagem, a duração da rotina de tratamento, até o seu término com a mensagem "Processo Concluído". Este procedimento é útil pois fornece ao usuário uma idéia do tempo restante para a conclusão do tratamento do sinal e indica também que os dados estão sendo corretamente lidos.

Quando a mensagem indica o término do tratamento, o gráfico correspondente ao diagrama de radiação já pode ser traçado. Em relação ao gráfico existe a opção de visualização em tela cheia (botão "Aumentar"), opções( cor, títulos - botão "Opções") e impressão (botão "Imprimir"). O programa pode ser encerrado através do botão "Fechar".

Ao terminar o tratamento e desenho do gráfico, os dados armazenados podem ser gravados em um arquivo do tipo "pad" para posterior verificação dos diagramas obtidos. Assim, um banco de dados de diagramas de antenas pode ser criado e armazenado no microcomputador.

#### VI – RESULTADO EXPERIMENTAL

Para efeito de ilustração do desempenho do sistema, é apresentado a seguir um exemplo prático obtido em laboratório. A Fig. 6 mostra um resultado experimental, onde o sinal de potência radiado por uma antena que opera na faixa de 810 MHz foi processado pelo sistema e, é apresentado o diagrama de radiação da mesma.

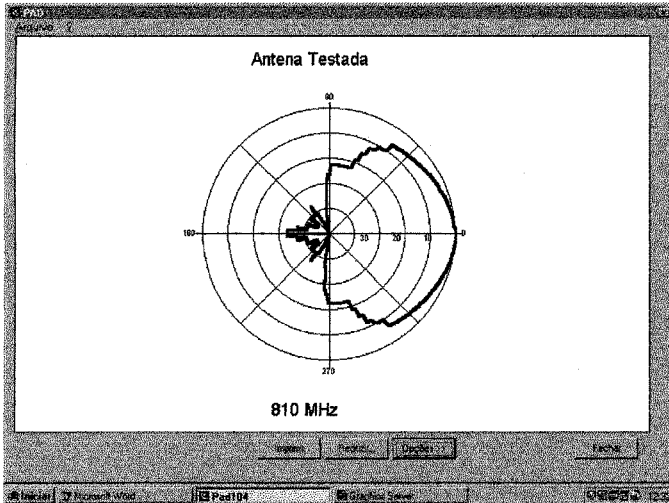


Fig. 6 - Resultado Obtido pelo Programa

## VII - CONCLUSÕES

O sistema proposto e implementado se mostrou bastante eficiente para as aplicações inicialmente especificadas no projeto. Dentre as vantagens imediatas deste sistema, pode-se ressaltar a facilidade do uso, a precisão, a flexibilidade e o baixo custo. O sistema se presta ainda para o levantamento, criação e manutenção de banco de dados a respeito do desempenho de antenas.

Os resultados obtidos experimentais foram animadores e sustentam a idéia básica do projeto, ou seja, a integração a baixo custo, com o uso de um microcomputador pessoal e um cartão multimídia de áudio para aquisição de sinais.

O caso prático desenvolvido no projeto em questão foi o de aquisição do diagrama de radiação de uma antena, visando solucionar em parte o problema de traçado de gráficos no Laboratório de Antenas e retomando, com uma diferente visão, o projeto outrora iniciado [1]. A utilização do cartão multimídia de áudio se mostrou viável, apesar da resolução para valores abaixo de 40dB ainda estar em uma faixa indefinida. O nível de sinal que chega até a placa, para valores abaixo desse limiar, dependendo da antena, não é suficientemente alto para ser discriminado pela placa e tratado pelo programa. A solução pode vir pelo uso da amplificação do sinal de 10MHz, antes da entrada do bolômetro, ou da utilização do amplificador DC, do próprio equipamento da *Scientific Atlanta*, para realizar a amplificação da saída DC do bolômetro.

É importante lembrar que as soluções nem sempre ocorrem através das idéias mais complexas. A simplicidade de raciocínio pode ser a chave para a solução de problemas complexos. Muitas vezes somos levados a descartar as idéias mais simples com receio de que sejam banais, mas muitas vezes são elas o caminho para um bom resultado.

- [1] De Oliveira, Clayton L. & De Brito, Marcos Fernando M. - "*Medidas de Diagramas de Radiação de Antenas Via Computador Digital*", Universidade de Brasília, Junho de 1995.
- [2] Couch II & Leon W. - "*Modern Communication Systems*", Prentice Hall International Editions, New Jersey, 1995.
- [3] Manual de Utilização do Cartão de Áudio - "*Addonics Sound Vision 500*", Julho de 1996.
- [4] Cantú, Marco - "*Dominando o Delphi 2 - A Bíblia*", Makron Books, São Paulo, 1996.
- [5] Barreto, Jorge Pereira & Nascimento, Francisco Assis de Oliveira - "*Analizador de Espectros, Osciloscópio Digital e Gerador de Sinais Suportados em Microcomputador Pessoal*", XXVI Congresso Nacional de Informática e Telecomunicações, SUCE SU/93, 1993, 9<sup>o</sup>-trabalho - 10 páginas.
- [6] Nascimento, Francisco Assis de Oliveira, Pereira, Jorge Luís Barreto, do Carmo, Jake & Pulsinelli, Adauto João - "*Instrumentação Computadorizada para Avaliação de Eletrocardiografia de Esforços*", Anais do VI Congresso Nacional de Biomecânica, UnB - Faculdade de Saúde, 1995, Brasília, pp. 311-312.

# Ensino

Coordenadora: Míriam S. Comiotto (PUC/RS)

---

## **Ambiente Educacional para Dimensionamento e Análise de Enlaces Ópticos e Móveis**

*Lamartine Vilar de Souza / César Albuquerque Lima / Gervásio Protásio dos Santos  
Cavalcante / João Crisóstomo Weyl Albuquerque Costa*

---

## **Um Novo Pacote Computacional para Análise de Dispositivos Eletro-Ópticos e Pulsos Solitônicos — PACFOTON I**

*Humberto C. C. Fernandes / Robson L. M. Lima / Welton P. Pereira /  
Luiz C. Freitas Jr.*

---

## **Laboratory for Microwave Experimental Techniques Teaching**

*Cláudio Costa Motta / Geferson Mendes Pacheco / Aurélio Garcia Ribeiro*

---

## **Um Paradigma de Ensino de Engenharia para o Terceiro Milênio**

*Paulo A. V. Ribas / Míriam S. Comiotto*

---

## **Medidas em Microondas – Um Analizador de Redes Escalar Simples e de Baixo Custo para Laboratórios Didáticos**

*Alfredo Gomes Neto / Joabson Nogueira de Carvalho / Jefferson Costa e Silva /  
Kécio Patrick Delgado Ferreira / Marcos Eduardo do Prado V. Zurita*

# Ambiente Educacional para Dimensionamento e Análise de Enlaces Ópticos e Móveis

Lamartine Vilar de Souza

César Albuquerque Lima

Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante

João Crisóstomo Weyl Albuquerque Costa

Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado - Departamento de Engenharia Elétrica  
Centro Tecnológico da Universidade Federal do Pará. CP : 8619, CEP 66075-900, Belém-Pa

**RESUMO - Um ambiente computacional voltado ao aprendizado das técnicas de projeto de enlaces ópticos e móveis é apresentado. Tal ambiente, denominado Optimov, possui rotinas para enlaces ópticos digitais e analógicos ponto-a-ponto e multiponto, possuindo ainda rotinas para cálculo da área de cobertura de sistemas móveis, através de 4 modelos de propagação.**

**Palavras Chaves - Ambiente Computacional, sistemas ópticos, sistemas móveis.**

## I. INTRODUÇÃO

Neste artigo é apresentado um ambiente educacional para o aprendizado de projeto de enlaces ópticos e móveis. Tal ambiente, denominado de “Optimov – Ambiente para Dimensionamento de Enlaces Ópticos e Móveis”, realiza cálculos para enlaces ópticos, sem o uso de amplificadores, ponto-a-ponto digitais ou analógicos e enlaces multiponto, sendo estes nas configurações em anel, estrela e barramento. O Optimov realiza ainda o cálculo da área de cobertura de sistemas celulares, utilizando para isto alguns modelos de propagação existentes: Okumura-Hata, Walfisch-Bertoni, Ibrahim-Parsons e Egli [1].

## II. DESENVOLVIMENTO DO AMBIENTE COMPUTACIONAL

O Optimov é um programa desenvolvido em C++ (compilador 4.52 da Borland International), utilizando uma programação orientada a objetos e a eventos [2]. O Optimov foi desenvolvido para um ambiente 32 “bits”, o que proporciona uma maior robustez a falhas do sistema operacional.

O Optimov apresenta uma interface gráfica acessível tanto por teclado quanto por “mouse”, composta basicamente de menus e caixa de diálogo.

O ambiente desenvolvido encontra aplicação fundamental no auxílio ao aprendizado de técnicas de projeto de enlaces ópticos, sem o uso de amplificadores ópticos, e móveis, visto que algumas das técnicas empregadas possuem um extensa

análise matemática, dificultando um rápido avanço no aprendizado das mesmas. O Optimov conta ainda com um arquivo de ajuda, contendo todas as explicações sobre as técnicas de projeto utilizadas no ambiente, bem como esclarecimentos básicos a cerca do uso do programa.

O Optimov é composto de duas linhas básicas de análise: sistemas ópticos e sistemas móveis. Nos sistemas ópticos encontram-se implementadas rotinas para enlaces ponto-a-ponto e multiponto, sendo que os enlaces multiponto abrangem as configurações em anel, estrela e barramento. Nos enlaces ponto-a-ponto existem rotinas para enlaces digitais e analógicos, sendo estes últimos com a opção de monocanais ou multicanais. Para efeito de comparação, na rotina de enlaces multicanais pode-se escolher o meio físico utilizado: cabos coaxiais ou fibras ópticas.

Para análise de sistemas móveis, o Optimov proporciona rotinas para o cálculo da área de cobertura para microcélulas, células urbanas e suburbanas. Na análise de células urbanas, utilizam-se 4 modelos clássicos ponto-área: Okumura-Hata, Walfisch-Bertoni, Ibrahim-Parsons e Egli.

No cálculo dos enlaces ópticos, o Optimov determina qual a distância máxima ( $L_{MAX}$ ) alcançada sem o uso de amplificadores ópticos. Como é sabido, tratando-se de enlaces com fibras multimodos, a determinação de  $L_{MAX}$  envolve a solução de uma equação transcendental, a qual no Optimov é solucionada numericamente através do método de Newton-Raphson [3].

No cálculo do raio da área de cobertura, considera-se que a perda ( $L$ ) é determinada de acordo com um dos 4 modelos de propagação (Okumura-Hata, Walfisch-Bertoni, Ibrahim-Parsons e Egli). Sendo  $P_{ERP}$  a potência ERP transmitida e  $P_R$  a potência média recebida na borda da célula, tem-se que:

$$L = 10 \log \frac{P_{ERP}}{P_R} = A_{MOD}(f, d, H_T, H_R) \quad (1)$$

Onde:  $A_{MOD}$  é um funcional determinado de acordo com o modelo de propagação utilizado;  $f$  é a frequência de operação, em Hz;  $d$  é o raio da célula, em Km;  $H_T$  é a altura da antena transmissora, em m;  $H_R$  é a altura da antena receptora, em m.

Para encontrar-se um valor para (1), é preciso que se estabeleça o efeito estatístico predominante no sistema: sombreamento ou multipercurso.

Para um efeito predominante de sombreamento, sabe-se que:

Trabalho recebido em 20 de março de 1998. L.V. Souza, [lamarca@guama.cpgee.ufpa.br](mailto:lamarca@guama.cpgee.ufpa.br), C.A. Lima, [cesar@decom.fee.unicamp.br](mailto:cesar@decom.fee.unicamp.br), G.P.S. Cavalcante, [gervasio@guama.cpgee.ufpa.br](mailto:gervasio@guama.cpgee.ufpa.br), J.C.W.A.Costa, [jweyl@ufpa.br](mailto:jweyl@ufpa.br). Fone/Fax: 091-2111634

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq e pela FINEP.

$$\beta = \frac{1}{2} \operatorname{Erfc} \left[ \frac{P_{LIMIAR} - P_R}{\sigma \sqrt{2}} \right] = Q \left( \frac{x}{\sqrt{2}} \right) \quad (2)$$

Onde:  $\beta$  é o percentual de área coberta;  $P_{LIMIAR}$  é a potência de limiar, em dBm;  $\sigma$  é o desvio padrão, em dB.

Supondo-se um efeito de multipercursos, tem-se que:

$$\beta = \exp \left( - \frac{P_{LIMIAR}}{P_R} \right) \quad (3)$$

Onde todas as variáveis já são conhecidas. A resolução de (3) é direta. Já para a solução de (2), utiliza-se a aproximação de Ziemer-Tranter [4] para a função  $\operatorname{Erfc}(x)$ . Desta forma obtém-se  $P_R$ .

Assim, o raio da célula dado por (1) é encontrado, uma vez que todas as outras variáveis são conhecidas.

Nos modelos de Okumura-Hata e de Walfisch-Bertoni, recai-se novamente em uma equação transcendental.

### III. APLICAÇÕES

#### III.1. Exemplo de enlace digital ponto-a-ponto

No Optimov, o cálculo da distância alcançada por um enlace óptico digital ponto-a-ponto é obtido através da realização dos balanços de potência e de tempo de subida [5][6], verificando-se qual destes é o mais favorável. A Fig. 1 mostra a janela de entrada dos parâmetros necessários para tal rotina, cuja resposta é apresentada na Fig. 2.

Fig. 1: Caixa de entrada para projeto de um enlace ponto-a-ponto digital

#### III.2 – Exemplo de enlace óptico ponto-a-ponto analógico multicanal com fibras ópticas

A Figura 3 mostra a janela de entrada de dados para a rotina de cálculo da distância máxima alcançada, sem o uso de repetidores, para um enlace óptico ponto-a-ponto analógico multicanal utilizando fibras ópticas.

Fig. 2: Resposta do Optimov para um enlace ponto-a-ponto digital

Fig. 3: Caixa de entrada para o cálculo de enlace óptico multicanal

A distância máxima encontrada pelo Optimov é demonstrada na Fig. 4.

Fig. 4: Resposta do Optimov para o cálculo de enlace óptico multicanal

#### III.3 – Exemplo de cálculo de área de cobertura de uma célula urbana

A Figura 5 mostra a janela de entrada dos dados necessários ao cálculo da área de cobertura de uma célula urbana. Nesta rotina o usuário pode escolher por qual método deseja fazer a análise. Neste exemplo, o método selecionado é o método de Okumura-Hata.

O valor do raio encontrado e a configuração da célula são apresentados na Figura 6.

A Figura 7 mostra a janela de entrada para o cálculo do raio de cobertura de uma célula urbana, utilizando o modelo de Egli.

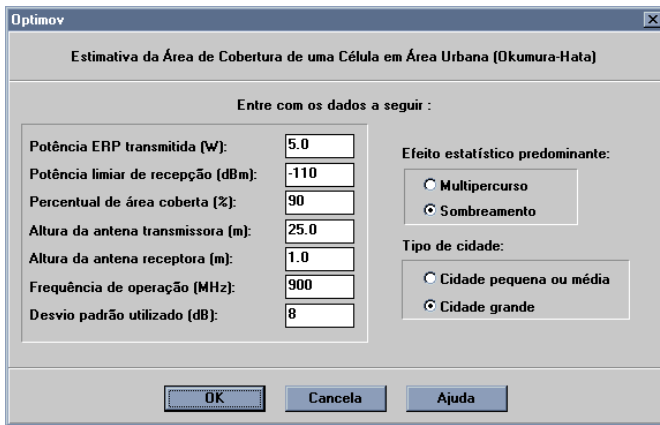


Fig. 5: Entrada para o cálculo da cobertura de uma célula urbana pelo método de Okumura-Hata

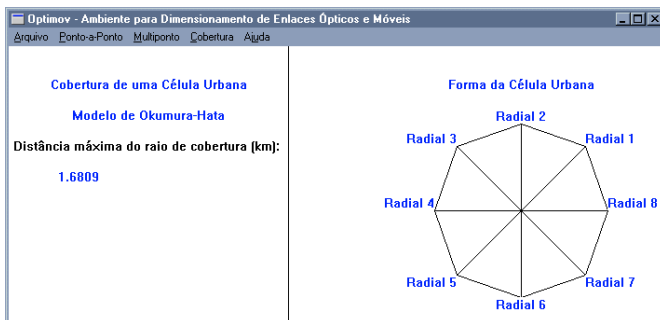


Fig. 6: Resposta do Optimov para o cálculo de cobertura de uma célula urbana pelo método de Okumura-Hata

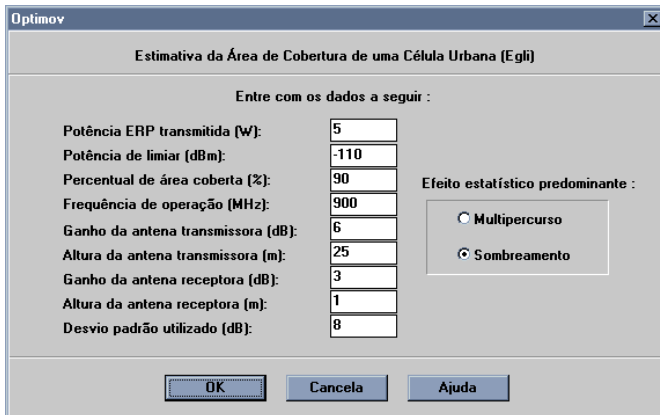


Fig. 7: Entrada para o cálculo da cobertura de uma célula urbana por Egli

A solução apresentada pelo método de Egli apresenta um valor de 5,7373 Km para o raio da célula urbana.

### III.4 – Arquivo de ajuda

O arquivo de ajuda o Optimov contém referências a todas as técnicas utilizadas pelo ambiente, onde o usuário acessa todas as informações através de hiper-textos. A Fig. 8 apresenta um exemplo dos tópicos existentes no arquivo de ajuda, neste caso detalhes sobre o balanço de potência utilizado no ambiente.

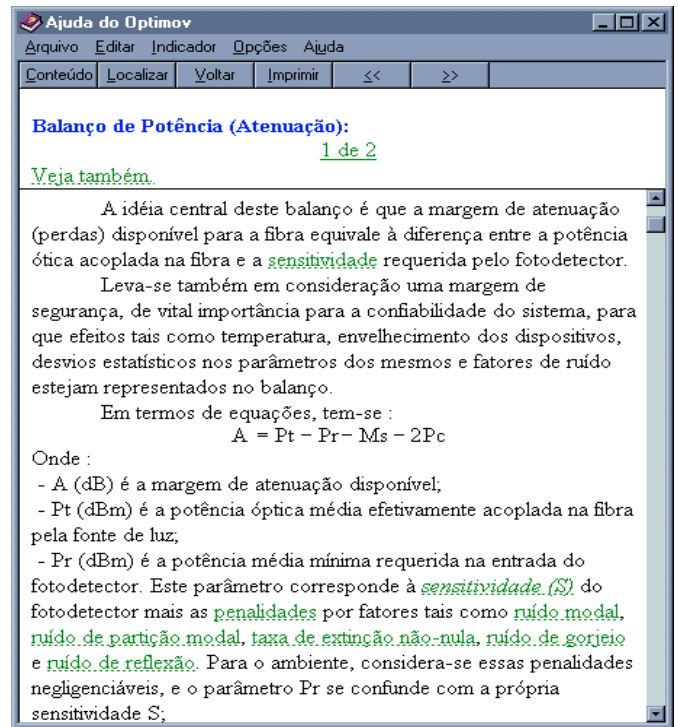


Fig. 8: Janela de ajuda do Optimov

## IV. CONCLUSÕES

Uma ferramenta computacional que proporcione um aprendizado mais simples de técnicas de projeto de enlaces ópticos e móveis foi apresentada. Tal ferramenta possui rotinas tanto para enlaces ópticos ponto-a-ponto e multiponto quanto para cálculo de cobertura de enlaces móveis, através de 4 modelos de propagação conhecidos. Estão em fase de implementação rotinas para o cálculo de cobertura de células suburbanas, utilizando o modelo de Okumura-Hata. Pretende-se acrescentar outros modelos de propagação ao Optimov, possibilitando uma análise mais ampla no cálculo de cobertura de células e microcélulas.

## REFERÊNCIAS

- [1] – M. D. Yacoub, “Foundations of Mobile Radio Engineering”. CRC Press, 1995.
- [2] - C. Walnum. "Borland C++4.x - Dicas, Segredos & Armadilhas". Rio de Janeiro: Axcel Books, 1994.
- [3] - W. H. Press. “Numerical Recipes in C – The Art of Scientific Computing”. Second Edition. Cambridge University Press.
- [4] – L. W. Couch II, “Digital and Analog Communication Systems”, 5ª Ed., Prentice-Hall, 1997.
- [5] – G. Keiser, “Optical Fiber Communications”, Second Edition, McGraw-Hill, 1991.
- [6] - W. F. Giozza. “Fibras Ópticas: Tecnologia e Projeto de Sistemas”. Rio de Janeiro: EMBRATEL; São Paulo: Makron, McGraw-Hill, 1991.

# Um Novo Pacote Computacional para Análise de Dispositivos Eletro-Ópticos e Pulsos Solitônicos - PACFOTON I

Humberto C. C. Fernandes, Robson L. M. Lima, Welton P. Pereira e Luiz C. Freitas Jr.

Departamento de Engenharia Elétrica - Centro de Tecnologia  
Universidade Federal do Rio Grande do Norte - Caixa Postal: 1583  
Tel./Fax: +55 84 2153731, E-mail: humbecc@ct.ufrn.br  
59.072-970 - Natal - RN - Brasil

**Resumo** – É apresentado um novo pacote computacional, PACFOTON I, com objetivo educacional, para analisar o comportamento da luz entre as portas dos dispositivos e, utilizando o método de Range-Kutta de 4ª. ordem analisa pulsos solitônicos. Resultados numéricos computacionais são apresentados para a transmitância dos dispositivos ópticos e para a propagação de pulsos solitônicos, em 3-D. O pacote é didático e de fácil entendimento.

## 1. INTRODUÇÃO.

Um pacote computacional é apresentado para uso em curso de pós-graduação, para análise de dispositivos eletro-ópticos e pulsos solitônicos. Este foi concebido em ambiente Windows® e em linguagem MATLAB 4.0® e é constituído por três subrotinas. A subrotina ADEO.M, analisa os acopladores eletro-ópticos; a MODINT.M, os moduladores de intensidade óptica e a SOLITON.M, os pulsos solitônicos.

O Acoplador Direcional Eletro-Óptico é um dispositivo utilizado para transferir a luz de uma localidade para outra sem o auxílio de espelhos e/ou lentes. Esse dispositivo utiliza o efeito eletro-óptico para controlar a transferência da luz, eletricamente, entre os guias de ondas. Tais dispositivos podem ser fabricados fundindo titânio dentro de um substrato muito puro de  $\text{LiNbO}_3$  [1].

O Modulador de Intensidade Óptica é um dispositivo utilizado como uma chave óptica, em sistemas de comunicações. Esse dispositivo pode ser construído a partir de um arranjo de um Modulador de Fase em um interferômetro, como, por exemplo, o Interferômetro de Mach-Zehnder [1].

Um dos moduladores mais conhecidos é o de Fabry-Perot [2], utilizado em sistemas aéreos de vigilância submarina, ou, simplesmente, sistemas LIDAR [3,4].

As análises desses dispositivos baseiam-se, principalmente, na relação entre a transmitância, que é definida como a relação entre a intensidade óptica de saída e a intensidade óptica de entrada dos dispositivos, e a voltagem aplicada aos terminais dos eletrodos. Essa relação, por sua vez, é estabelecida a partir de um conjunto de parâmetros que constam nos respectivos projetos.

Resultados numérico-computacionais são apresentados para a transmitância em função da voltagem dos eletrodos. Os resultados deste trabalho são comparados com outros

apresentados em [1] e novos resultados são apresentados, ampliando a possibilidade de aplicação dos mesmos.

O principal objetivo em sistemas de comunicações digitais é conseguir transmitir os bits ao longo de distâncias muito grandes.

Se o sinal a ser transmitido for um pulso secante hiperbólico de certa potência, um sólon, que tem a propriedade de manter seu formato inalterado ao longo da propagação, aparecerá a possibilidade de maiores taxas de transmissão ao longo de maiores distâncias [5].

A subrotina SOLITON.M fornece resultados em 3-D para os pulsos solitônicos.

## 2. DESENVOLVIMENTO

### 2.1. Acoplador Direcional Eletro-Óptico

Na fig. 1 é apresentado o guia de ondas na configuração de acoplador direcional.  $P_1(0)$  representa a potência óptica inicial carregada pelo guia de onda 1, no ponto inicial ( $z=0$ ).

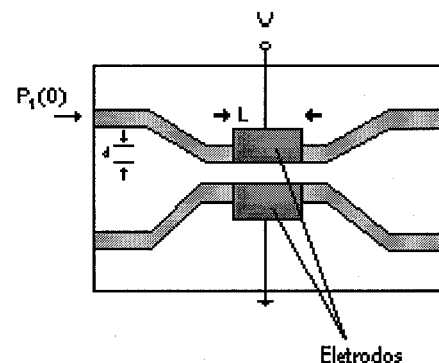


Fig. 1: Acoplador Direcional Eletro-Óptico Integrado.

A subrotina ADEO.M analisa a transferência da intensidade óptica quando seus dados de projeto são modificados, como por exemplo: distância entre os eletrodos, espessura dos guias, frequência de trabalho e tipo de substrato.

Com auxílio deste programa pode-se verificar, por exemplo, para que nível de potência o acoplador funciona como chave óptica, para um determinado tipo de substrato.

## 2.2. Modulador de Intensidade Óptica.

A Fig. 2 mostra um arranjo de um modulador de fase em um interferômetro.

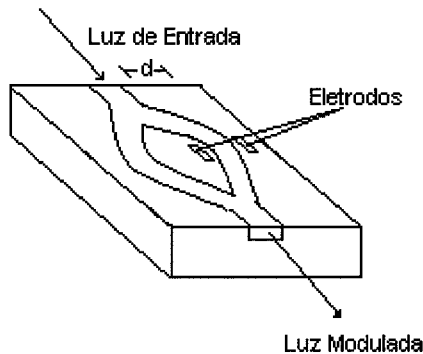


Fig. 2: Modulador de Intensidade Óptica.

A subrotina MODINT.M é usada para a obtenção dos dados que relacionam a transmitância e a voltagem. Fornecidos os dados, as curvas, que auxiliam na análise do modulador, são confeccionadas.

A peculiaridade desse programa é a facilidade que este fornece em comparar as performances do dispositivo, mediante a alteração de seus parâmetros físicos como a distância entre os eletrodos ( $d$ ), comprimento do modulador ( $L$ ), e, ainda, modificando o índice de refração e o coeficiente de Pockel, ou seja, modificando o tipo de substrato do dispositivo.

## 2.3. Pulsos Solitônicos

A propagação de pulsos em fibras monomodo é descrita por uma equação não linear de Schrödinger (NLSE) que leva em conta ambos os efeitos de dispersão de velocidade de grupo (GVD) e auto modulação de fase (SPM) [5],

$$\frac{\partial A(z,T)}{\partial z} + j \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A(z,T)}{\partial T^2} - \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A(z,T)}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A(z,T) = j\bar{\gamma} |A(z,T)|^2 \cdot A(z,T) \quad (1)$$

onde  $A(z,T)$  é a amplitude complexa do pulso,  $z$  é a coordenada longitudinal,  $T$  o tempo,  $\beta_2$  e  $\beta_3$  representam as dispersões de velocidade de grupo de 1ª. e 2ª. ordem respectivamente,  $\bar{\gamma}$  é o coeficiente de não linearidade e  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação da fibra.

Desprezando a dispersão de segunda ordem e normalizando a equação 1, obtém-se:

$$j \frac{\partial U(\xi,\tau)}{\partial \xi} = -\frac{1}{2} \frac{\partial^2 U(\xi,\tau)}{\partial \tau^2} - N^2 e^{-\alpha z} |U(\xi,\tau)|^2 U(\xi,\tau) \quad (2)$$

onde  $\xi$  e  $\tau$  representam as variáveis normalizadas de tempo e distância,  $U(\xi,\tau)$  representa a amplitude complexa normalizada. O parâmetro  $N$  é dado por:

$$N = T_0 \sqrt{\frac{\gamma P_0}{|\beta_2|}} \quad (3)$$

onde  $P_0$  é a potência óptica inicial e  $T_0$  é um parâmetro relacionado com a largura inicial do pulso.

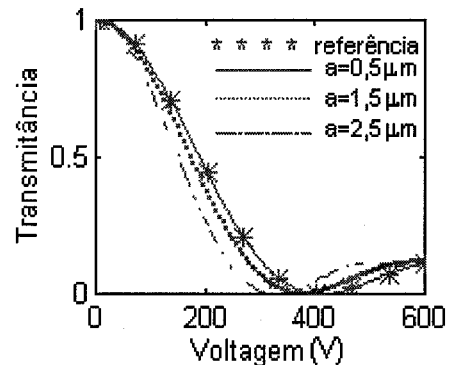
Depois de feito um estudo preliminar da equação não linear de Schrödinger, implementou-se uma subrotina computacional chamada de SOLITON.M, utilizando o método numérico de Range-Kutta de 4ª. ordem, para analisar o comportamento do pulso ao longo de grandes distâncias.

## 3. RESULTADOS NUMÉRICOS

### 3.1. Acoplador Direcional Eletro-Óptico

Nesta seção são apresentados resultados usando dados utilizados em [1] para efeito de comprovação e novas curvas obtidas neste trabalho.

A Fig. 3 mostra o parâmetro da transmitância em função da voltagem para diferentes substrato e diferentes distâncias entre os eletrodos,  $a$ . Nas Fig. 3.a e Figura 3.b, são utilizados  $\lambda_0=633\text{nm}$ ; potência presente na porta 1,  $P_1 = 1\text{mW}$ ; espessura dos guias,  $d = 1\mu\text{m}$ .



(a)

Na Fig. 3.a, com o aumento da distância entre os guias de ondas, a tensão de chaveamento diminui, onde essa tensão de chaveamento é a tensão na qual o dispositivo funciona como uma chave óptica. Assim, para guias de ondas mais afastados, o nível de tensão para ativar o acoplador como chave óptica é menor. Na Fig. 3.b, observa-se que com o aumento da distância entre os guias de ondas, a tensão de



chaveamento aumenta. Contudo este aumento não é proporcional ao aumento da distância entre os guias.

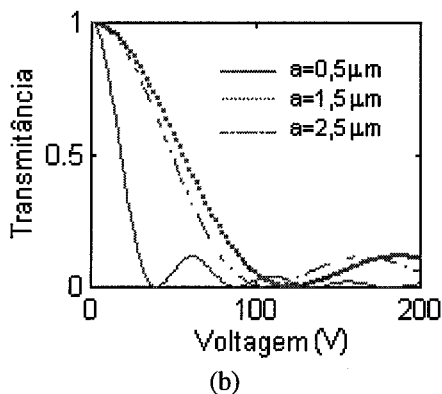


Fig. 3: Transmittância em função da Voltagem para diferentes distâncias entre os eletrodos, a, (a) sobre substrato LiNbO<sub>3</sub> e (b) sobre substrato de sílica.

A subrotina ADEO.M pode, ainda, analisar o comportamento das potências nas portas do acoplador.

### 3.2. Modulador de Intensidade Óptica

Nesta seção são apresentados resultados usando dados utilizados em [1] e comparados com dispositivos estudados em [2] e [6], observando-se uma comprovação e novas curvas obtidas neste trabalho.

A Fig. 4 mostra o parâmetro da transmittância em função da voltagem para diferentes substrato e diferentes distâncias entre os eletrodos, d. Na Fig. 4.a são utilizados L = 1 mm, n = 2,29, τ = 28 pm/V e λ<sub>0</sub> = 0,85 μm. Na Fig. 4.b são utilizados L = 1 mm, d=0,5μm, τ = 28 pm/V e λ<sub>0</sub> = 0,85 μm.

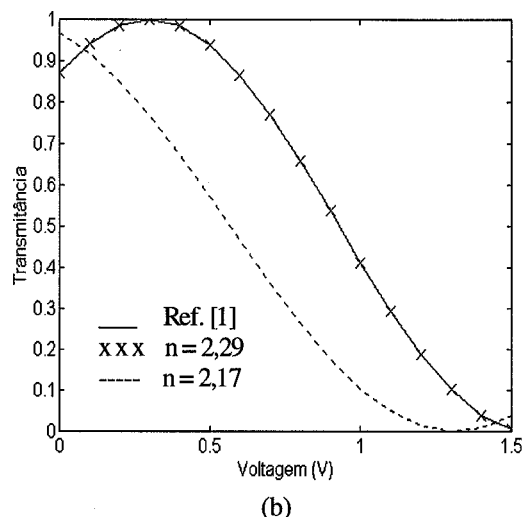
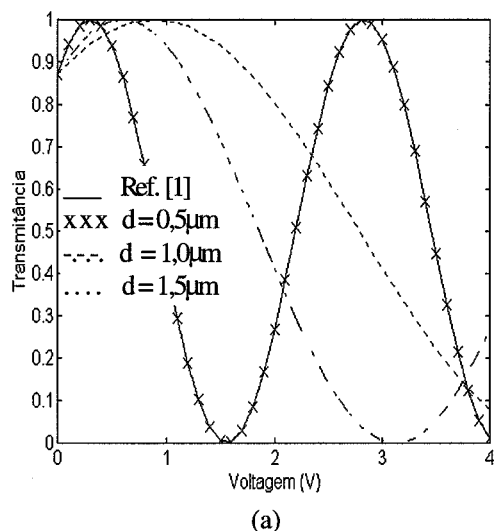


Fig. 4: (a) Transmittância em função da Voltagem para diferentes distâncias entre os eletrodos. (b) Transmittância em função da Voltagem para diferentes tipos de substrato.

Com o aumento da distância entre os eletrodos, a transmittância, que é uma função periódica, tem o seu período aumentado para a mesma faixa de voltagem utilizada e, assim, sua tensão de meia onda é aumentada. A Fig. 4.b, exibe curvas que mostram o comportamento assumido pelo dispositivo quando alterado o índice de refração.

Ainda como resultados obtidos pelo MODINT.M, tem-se as tensões de meia onda ( $V_{\pi}$ ), para cada variação demonstradas pelas figuras. A tensão de meia onda é a voltagem responsável por uma mudança de fase, no sinal óptico, de  $\pi$  radianos. O valor de  $V_{\pi}$  é muito importante, pois ele representa a largura da região de linearidade da curva de transmittância em função da voltagem, onde o arranjo, anteriormente mencionado de um modulador de fase em um interferômetro, funciona como Modulador de Intensidade [7].

### 3.2.Pulsos Solitônicos

Nesta seção é analisado a propagação de um pulso solitônico secante-hiperbólico fundamental.

Na figura 5, são utilizados λ<sub>0</sub>=1,55μm, α=0dB/km, A<sub>0</sub>=0,126W, z<sub>0</sub>=0,5mm, N=1(sóliton de primeira ordem) e T<sub>0</sub>=1ps. A envoltória escolhida para a análise foi uma secante, cuja amplitude é dada por:  $U(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$ .

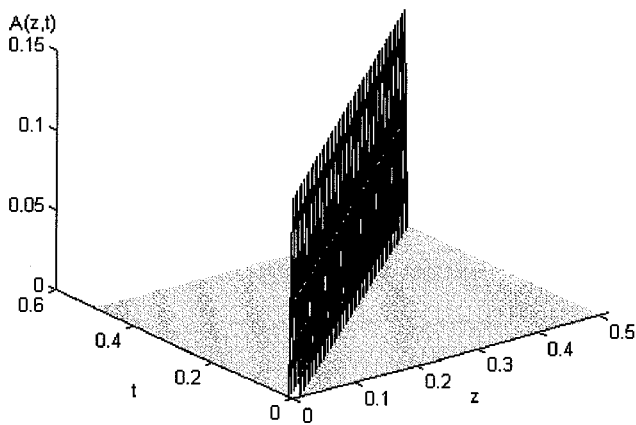


Fig. 5: Propagação de um pulso solitônico secante-hiperbólico fundamental.

#### 4. CONCLUSÃO

O programa PACFOTON I pode ser usado em cursos educacionais de Graduação e Pós-Graduação e mostrou-se bastante eficaz para um melhor entendimento, pelos alunos, do comportamento dos dispositivos analisados, e dos pulsos solitônicos. Executado em um *Pentium 133 MHz*, mostrou-se bastante veloz, tanto para resultados gráficos como para resultados em forma de tabelas.

Observou-se no presente trabalho que o nível da tensão de chaveamento sobre o substrato  $\text{LiNbO}_3$ , diminui quando seus eletrodos são afastados e que sobre o substrato de sílica esse nível aumenta com o afastamento dos eletrodos. É importante notar que, tecnologicamente, é impossível afastar aleatoriamente os eletrodos. Assim, dependendo da aplicação do dispositivo e de como funcionará, isto é, apenas como um acoplador direcional ou chave óptica, pode-se achar um ponto ótimo entre o nível da tensão de chaveamento, os parâmetros físicos do acoplador e o tipo de substrato.

Tornou-se claro como as alterações nos parâmetros de projeto de um Modulador de Intensidade Óptica modificam o seu comportamento, ou seja, não só pode comportar-se como um modulador de intensidade, mas como uma chave óptica ou apenas um modulador de fase. De acordo com o projeto. O programa computacional MODINT.M desenvolvido para esta análise facilitou a obtenção dos nossos resultados que, por sua vez, auxiliam na análise e escolha de dados para o projeto.

Foi investigada a propagação de pulsos secante-hiperbólicos na formação de sólitons de primeira ordem. Durante a análise, observou-se a faixa de potência para a qual, há captura de sólitons. Estas informações são extremamente importantes para dimensionar enlaces de comunicações ópticas. Este trabalho recebeu suporte do CNPq.

- [1] Saleh, B. E. A. e Teich, M. C., *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, USA. 1991, cap. 7, pp. 239, 264-268, cap. 8, pp. 286, cap. 18, pp. 707, 708, 719, 720. 967 págs.
- [2] Vieira, A. J. C., Herczfeld, P. R., Contarino, V. M. e Mizell, G., "Fabry-Perot intensity modulator for LIDAR systems", *Photonics Technology Letters*, Vol. 8, Nº 6, pág. 782-784; Junho de 1996.
- [3] Yost, T. Y., Herczfeld, P.R., Nabet, B., Contarino, V. M. e Culp, J. A., "A Large Area, High Speed Photodetector for a Microwave Modulated Hybrid LIDAR-RADAR Application", *1997 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 233-238.1997.
- [4] Mullen, L. J., Vieira, A. J. C., Herczfeld, P. R. e Contarino, V. M., "Application of RADAR technology to LIDAR systems for enhancement of shallow under water target detection", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, no. 9, pp. 2370-2377, Sept 1995.
- [5] Tannure, R., Freitas, M., Calmon, L. C., Ribeiro, M. R. N. e Segatto, M. S., "Análise da Formação de Solitons de Primeira Ordem Derivados de Pulsos Secante-Hiperbólicos, Gaussianos e Super-Gaussianos para Diferentes Níveis de Potências Óticas em Fibras sem Perdas", *XV Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, pp. 97-100.1997.
- [6] Yuan, Y., Zhang, X. e Bhattacharya, P., "Low photocurrent GaAs-Al<sub>0.3</sub>Ga<sub>0.7</sub>As multiple-quantum-well modulators with selective erbium doping", *Photonics Technology Letters*, Vol. 8, Nº 12, pág. 1638-1640; Dezembro de 1996.
- [7] Freitas Jr., L. C., de Farias, A. R. N. e Fernandes, H. C. C., "UM MODULADOR DE INTENSIDADE ÓPTICA", *III Simpósio de Pesquisa e Extensão do CT - UFRN*, pp. 79-80. 23-24 de outubro de 1997.
- [8] Coldren, L. A.; Corzine S. W., *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*, Wiley-Interscience-1995, Cap. 7, pp. 302-327, Apêndice 3, pp. 430-432.
- [9] Silva, M. G. e Sombra, A. S. B., "All-Optical Soliton Switching in Three-Core Nonlinear Fiber Couplers", *1997 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, Vol. II, pp. 670-675.1997.

# LABORATORY FOR MICROWAVE EXPERIMENTAL TECHNIQUES TEACHING

Cláudio Costa Motta,

CTMSP, Av. Prof. Lineu Prestes, 2242. São Paulo - SP, 05508-900

Gefeson Mendes Pacheco, and Aurélio Garcia Ribeiro

UNIVAP. Av. Shishima Hifumi, 2911. São José dos Campos – SP, 12244-000

**Abstract** – Two projects to the development of microwave components and systems to match the needs of educational purposes of the three disciplines of the Electric Engineering undergraduating course at the Instituto de Ciências Exatas e Tecnologia da Universidade do Vale do Paraíba are described in this paper. The discussion is conducted to show the developed microwave devices and systems as well the new ideas as the 18GHz microwave link project.

## I. INTRODUCTION

It is well-known fact that the microwave teaching has had subject of discussion for several authors, [1]-[4]. In this paper it is discussed how the microwave teaching is being led at the Instituto de Ciências Exatas e Tecnologia, ICET of the Universidade do Vale do Paraíba, UNIVAP.

Since February 1994, the UNIVAP has had a microwave research and teaching program. At that time, the main goal was the microwave laboratory equipment replacement (ReLaMicroon project), and the found solution to that goal was the design and build of a number of microwave devices so that it was possible to save enough money to buy advanced equipments like sweep oscillators, network analyzers, spectrum analyzers, VSWR meters, microwave amplifiers and so on. After the ReLaMicroon had been over, February 1997, another project (called Microwave radio link, REMicroon) has started. The goal of this project is not only explore the main aspects of radio wave propagation and antennas features but also introduce in the UNIVAP microwave laboratory and lectures contemporary topics such as planar transmission lines and the use of computer-aided design techniques.

The following section will describe the ReLaMicroon, microwave devices just developed, and lecture contents that became available at UNIVAP now. Finally, we discuss some aspects of REMicron project.

## II. THE RELAMICROON PROJECT

The main goal of the ReLaMicron was the construction of a number of x-band microwave passive components. That components are now used normally at the Guided Waves Systems, Microwave Active Devices and Antennas & Propagation courses. This project is over now and it produced the main results: 1) A methodology to qualify the undergraduate microwave laboratories and now it is available to be used in future projects. 2) The machinery requirements and technical specifications of the microwave devices. Such

requirements and specifications put all the workers working on macrowave device manufacture in a qualification process.

The developed devices of ReLaMicroon are shown in the Table I. These devices are currently used during the laboratory lectures of the mentioned courses. The devices were manufactured in other to produce several lab kits to be used in a laboratory bench with two or three students. All the class work are followed by a technical report that must be done by the students.

TABLE I  
DEVICES DEVELOPED AT THE UNIVAP

Item	DEVICE DESCRIPTION
1	Waveguide section
2	Sliding short
3	Matched loads
4	Mismatched loads
5	Slotted waveguide with carriage for probe and crystal
6	Capacitive iris for waveguide
7	Sliding screw tuner
8	Klystron waveguide section
9	Bolometer and power measurements waveguide section
10	Power attenuator 0-60dB for waveguide
11	Ferrite Isolator for waveguide
12	Cavity frequency meter
13	Gunn diode frequency modulator
14	Gunn diode waveguide section
15	Directional couples
16	Magic -T
17	Waveguide N type connector adaptor
18	Waveguide detector crystal adaptor
19	Horn antenna plane H
20	Microwave rotating junction
21	Waveguide bend
22	Klystron polarization power supply
23	Gunn diode modulation and polarization power supply
24	Impedance bridge for power measurements

In Figure 1 it is shown some developed devices such as, microwave bend, envelope detector and slotted waveguide, coaxial waveguide adapter, cavity frequency meter, hybrid, rotating junction, sliding screw tuner and waveguide load.

With the simultaneous use of 10 kits and 2 students by laboratory bench it is normally conducted the following experiments at the Guided Wave System Course:

1. Detector calibration and VSWR measurements.
2. Impedance measurements.
3. Impedance matching with reactive elements
4. Impedance matching using double stub.
5. Magic-T and measurements with impedance bridge.

computed fields in the aperture plane for the same system but with feed distribution of -20 dB at 12°. Significant improvement was obtained. By using such a feed distribution practically no diffraction from subreflector 1 was generated. Increasing extra border to S1 could also diminish diffraction [6] but constraints with physical dimensions of the feed system and coupling effects could make this prohibitive. Oversizing subreflector 2 is another point. In principle, no improvement would be obtained by increasing this dimension. However, diffraction from the first subreflector will affect this scenario. Multiple reflections between subreflectors were not considered in this work and is a point that may need to be addressed for configurations with closely spaced subreflectors.

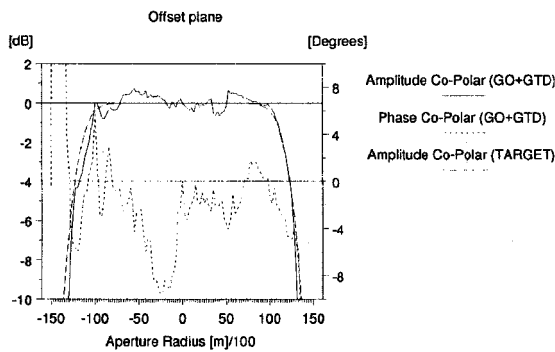


Fig. 4: Fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at 12°)

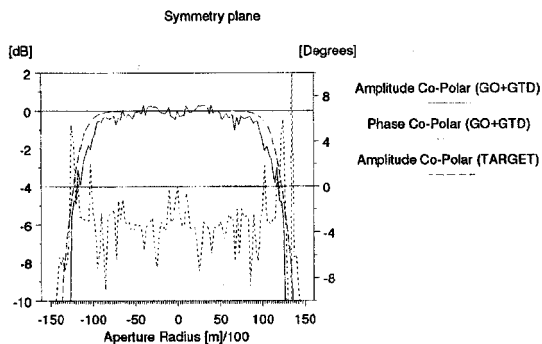


Fig. 5: Fields in quiet zone.  $\phi=90$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at 12°)

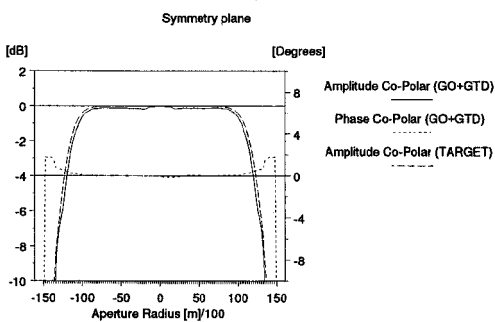


Fig. 6: Fields in quiet zone.  $\phi=90$ ,  $f=15$  GHz. (-20dB at 12°)

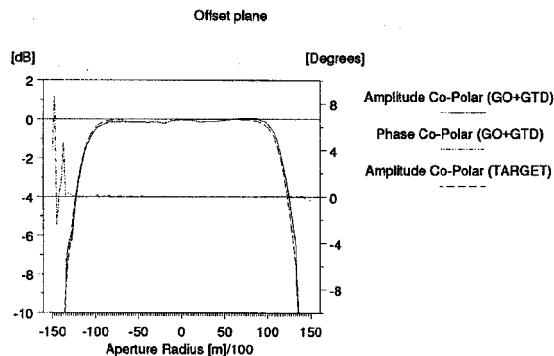


Fig. 7: Fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-20dB at 12°)

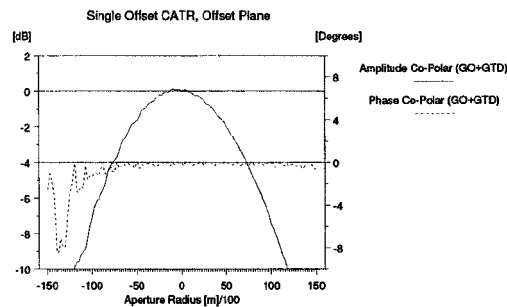


Fig. 8: Single Offset CATR fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at 12°)

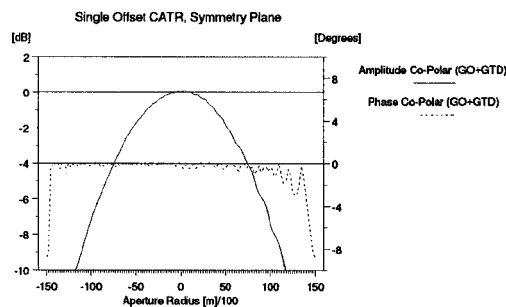


Fig. 9: Single Offset CATR fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at 12°)

#### IV. CONCLUSIONS

This paper has presented a new synthesis technique to generate Dual Reflector Feed Systems for use with new or existing single offset compact ranges. The synthesised DRFS has the effect of tailoring the phase and amplitude distribution from the feed such that effects of diffraction can be minimised whilst maximising the size of the quiet zone. The technique uses the GO concept and consequently is frequency independent, a major requirement for CATRs. The system can be retrofitted to existing CATRs and the QMW CATR was taken as an example. The resulting tri-reflector compact range was validated by using a GO+GTD analysis to predict the quiet zone fields. By using a feed distribution with very low edge taper the quiet zone radius was increased by a

factor of 2.35 times the original value of 0.45 m (see Fig. 8 and 9). As frequency increases, diffraction effects are more localised and so the quiet zone could be slightly increased in size. Over this improved 1.0 m radius quiet zone a maximum X-polar level of -23 dB was obtained. Lower X-polar levels can be achieved using a smaller quiet zone. The concept of specifying a maximum level of quiet zone X-polarisation as part of the synthesis procedure and trading this off against maximum quiet zone size is subject of current research.

#### V. ACKNOWLEDGMENTS

This paper is part of a research project supported by CNPq, the Brazilian Research Agency.

#### VI. REFERENCES

- [1] IEEE Standard Test Procedures for Antennas, ANSI/IEEE Std 149-1979.
- [2] A.D.Olver, 'Compact Antenna Test Ranges', *Proceedings of the International Conference on Antennas and Propagation ICAP*, York-UK, 1991, pp. 99-109.
- [3] A.W. Rudge, K.Milne, A.D.Olver and P.Knight: The Handbook of Antenna Design, vol.1, Peter Peregrinus Ltd., London-UK, 1982.
- [4] V.Galindo-Israel, R.Mitra. and A.G.:Cha: 'Aperture amplitude and Phase Control of Offset Dual Reflectors', *IEEE Trans. on Antennas and Propagat*, 1979, **AP-27**, pp. 154-164.
- [5] J.R. Descardec: PhD Thesis, University of London, Queen Mary and Westfield College, May 1996.
- [6] J.R.Descardec and C.G.Parini: 'Trireflector compact antenna test range,' *IEE Proc. Microw. Antennas and Propagat*, 1997, **vol.-144**, n°5, pp. 305-310.

# Um Paradigma de Ensino de Engenharia para o Terceiro Milênio

Paulo A.V. Ribas & Mirian S. Comiotto  
Pontifícia Universidade Católica do Rio Grande do Sul

**Resumo** --- O descompasso crescente entre a evolução tecnológica e o ensino neste final de século, é um sintoma transparente da insustentável crise do atual paradigma educacional, em especial em áreas como a engenharia, onde a tecnologia evoluiu aceleradamente.

Mostramos três caminhos passíveis de serem escolhidos pela engenharia, na tentativa de superar esse descompasso, sendo que um erro nessa escolha poderá acentuar ainda mais o descompasso ao invés de minimizá-lo.

Apresentamos um esquema simplificado do processo de transição do atual paradigma para um outro, mais amplo e adequado aos desafios do ensino de engenharia no terceiro milênio, bem como nossas pesquisas nesse sentido.

**Palavras chave:** Paradigmas de ensino, metodologias de ensino, teorias da aprendizagem, Pedagogia, Psicopedagogia.

## I. INTRODUÇÃO

O objetivo deste texto é mostrar uma síntese de nossos estudos sobre a aprendizagem, visando contribuir na construção de um paradigma de ensino para a engenharia à altura dos desafios do século XXI. Um dos motivos que nos levou a escrevê-lo é o acentuado descompasso entre a evolução científica e o ensino nas proximidades deste final de século, como mostra a Fig.1. Enquanto a evolução científica cresce aceleradamente de forma exponencial, os modelos de ensino evoluem linearmente, defasados no tempo, com velocidade muito lenta e sem aceleração. Esse descompasso é, no nosso entender, um sintoma indicativo da crise do atual paradigma, não apenas da engenharia, mas do ensino em geral, sendo a identificação de suas causas um passo importante para a sua superação.

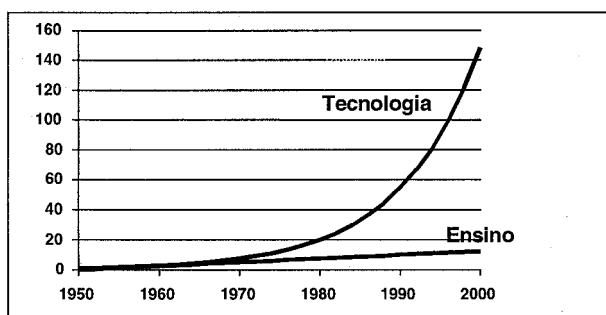


Fig. 1. Descompasso entre a evolução da tecnologia e o ensino.

Os ensaios antropológicos de Muraro [13] e [14] nos alertam para as conseqüências da aceleração histórica provocada pela tecnologia neste final de século. Em especial, destacamos a dificuldade de adaptação do relógio biológico humano, devido à velocidade explosiva que a tecnologia vem imprimindo ao mundo moderno [14]: “É essa a lei da aceleração histórica. As coisas só não acontecem mais rápido como também com mais intensidade. E nas fases mais

agudas esta intensidade é tão grande que nosso sistema nervoso central não agüenta, pois nosso relógio biológico está aparelhado para um mundo menos veloz e leva tempo para mudar. É importante termos isto em mente, pois poucos de nós estão se dando conta das fantásticas transformações que estão se operando no mundo às vésperas do Terceiro Milênio. E, para conseguirmos assimilá-las em uma geração, será preciso um esforço enorme” (p. 150).

## II. MARCO REFERENCIAL

Usamos o conceito de marco referencial proposto por Gandin [8] como ferramenta para visualizar as etapas básicas do processo de transição entre paradigmas, conforme mostra a Fig. 2. Funciona como uma bússola orientativa de nossas ações. Por isso, quanto mais pensado, compreendido, discutido e trabalhado o marco referencial, mais chances haverá de acerto nas ações educativas futuras, pois é ele que define a direção delas. Um caminho escolhido às pressas, irrefletidamente, poderá implicar em sérias e irreversíveis conseqüências mais tarde. Baseados nisso, sinalizamos três alternativas que poderão ser pensadas na busca da superação do descompasso ilustrado na Fig. 1: conservar o atual paradigma de ensino; evoluir diretamente para outro paradigma; ou construir um novo paradigma a partir da superação, na raiz, das anomalias do modelo atual.

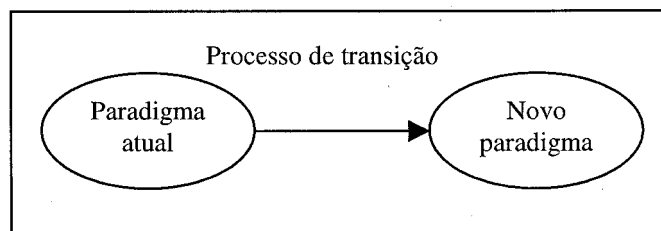


Fig. 2. Marco referencial, bússola para um novo paradigma de ensino.

### A. Conservar o atual paradigma de ensino

Ao acreditarmos no atual paradigma de ensino, nos limitamos a dirigir nossas ações para aumentar a eficiência dos métodos de transmitir a informação, julgando ser este o caminho a seguir na busca da superação do referido descompasso. Consideramos equivocada esta escolha, pois nos parece ilógico e contraditório conservar um paradigma que é provavelmente a própria - ou pelo menos a principal - origem do fracasso do ensino. Este tipo de equívoco é um dos aspectos relevantes do ensaio de Kuhn [11] sobre as revoluções científicas, onde ele mostra como historicamente foram superados os principais paradigmas da ciência, e como a maioria das pessoas se mantém apegada à paradigmas já superados. À luz desses ensinamentos de Kuhn, podemos ver na engenharia a notória tendência de conservação do atual

modelo de ensino: otimizar os métodos de transmissão da informação, com os recursos disponibilizados pela tecnologia moderna, sem alterar, entretanto, a raiz deste modelo, justamente onde reside, na nossa visão, a principal causa do referido descompasso. Estudos detalhados das raízes da crise do atual modelo de ensino, bem como suas implicações psicossociais, encontram-se em nossos trabalhos [4] e [17], baseados em Bigge [1]. Reiterada a tendência de conservação do atual paradigma de ensino na engenharia, ao invés de estarmos trabalhando na direção da superação deste indesejável descompasso, estaremos gastando energia não apenas garantindo sua manutenção mas também em favor de sua acentuação. Ou seja, em vez de neutralizá-lo, estaremos realimentando-o positivamente.

### B. Evoluir diretamente para outro modelo

Caso aceitemos a argumentação de que o atual paradigma é o principal responsável pelo descompasso entre tecnologia e ensino, uma saída natural seria trocá-lo por um outro. Consideramos esta escolha também equivocada, pois, ao incorporarmos um outro modelo, sem uma análise reflexiva e profunda sobre as reais causas do fracasso do ensino, incorreremos na armadilha de não apenas repetir os mesmos erros, como também acrescentar outros aos já existentes.

Este tipo de mudança é muito bem caracterizado por Ferguson [6]. Ao se referir sobre "... as formas básicas pelas quais modificamos nossas mentes quando obtemos informações novas e conflitantes...", ela afirma: "... Depois temos a mudança pendular, o abandono de um sistema fechado e seguro por um outro; ... A mudança pendular falha no processo de integração do que estava correto no antigo e falha em distinguir o valor do novo de seus exageros. A mudança pendular rejeita sua própria experiência anterior, passando de uma espécie de conhecimento incompleto para outro" (p.95).

Logo, segundo Ferguson, trocar um modelo por outro seria realizar uma mudança do tipo pendular. Ela também nos alerta que este tipo de mudança, junto com outros dois tipos, não levam à transformação, quando afirma: "A mudança por exclusão, a mudança quantitativa e a mudança pendular não chegam a transformação; ... A mudança por exclusão diz: 'Eu estou certo, exceto por...'. A mudança quantitativa admite: 'Eu estava quase certo, mas agora estou certo'. Diz a mudança pendular: 'Eu estava errado antes, mas agora estou certo' (p. 68-69).

### C. Construir um novo paradigma a partir da superação na raiz das anomalias do modelo atual

Uma terceira saída, que nos parece mais lógica e razoável, é tomar o próprio paradigma atual como ponto de partida para a sua superação. É justamente a partir deste ponto - a nosso ver a gênese do problema - que se poderá perceber com alguma clareza a estreita relação de causa-conseqüência entre paradigma e descompasso. Isso implica em identificar as raízes do atual paradigma, a sua estrutura e o mecanismo de sua reprodução. Esta tarefa é extremamente difícil por tratar-se de estrutura formada por relações complexas, tendo como

garantia de sua reprodução mandatos inconscientes, disfarçados e não explícitos, envolvendo, portanto, aspectos subjetivos com as quais o engenheiro não está acostumado a lidar.

Por outro lado, se quisermos efetivamente superar o mencionado impasse, não temos outra saída a não ser partirmos da identificação dos erros na raiz do atual paradigma. Nesse sentido, convém aprender com Kuhn [11] como emerge um novo paradigma a partir das anomalias do velho: "... a novidade normalmente emerge apenas para aquele que, sabendo com precisão o que deveria esperar, é capaz de reconhecer que algo saiu errado. A anomalia aparece somente contra o pano de fundo proporcionado pelo paradigma. Quanto maiores forem a precisão e o alcance de um paradigma, tanto mais sensível este será como indicador de anomalias e, conseqüentemente como uma ocasião para a mudança de paradigma; ... Garante ainda que as anomalias que conduzem a uma mudança de paradigma afetarão profundamente os conhecimentos existentes" (p. 92). E Kuhn explica como o fracasso de um modelo serve de estímulo para a busca de novos modelos, quando diz: "A emergência de novas teorias é geralmente precedida por um período de insegurança profissional pronunciada, pois exige a destruição em grande escala de paradigmas e grandes alterações nos problemas e técnicas da ciência normal. Como seria de esperar, essa insegurança é gerada pelo fracasso constante dos quebra-cabeças da ciência normal em produzir os resultados esperados. O fracasso das regras existentes é o prelúdio para uma busca de novas regras" (p. 95).

Popper [15], um dos maiores filósofos do século XX, corrobora esta linha de pensamento, mostrando a importância de aprendermos com os erros: "A medida que aprendemos com os erros cometidos, nosso conhecimento aumenta - embora possa acontecer que não tenhamos consciência (ou segurança) disso. Como nosso conhecimento cresce, não há razão, para desesperar da razão. E como nunca podemos saber com certeza, não podemos também adotar uma atitude autoritária, pretensiosa ou orgulhosa em relação ao que sabemos" (p. 17). Ele nos fornece um ilustrativo exemplo desse princípio, essencial na história da evolução da eletrônica, ao explicar sua tese sobre como aumentam os nossos conhecimentos: "Minha tese implica que todo o nosso conhecimento aumenta exclusivamente por correção dos nossos erros. Por exemplo: o que conhecemos hoje como 'retroalimentação negativa' ('negative feed-back') é apenas uma aplicação particular do método de aprendizado por meio dos erros" (p.19).

Popper nos mostra o quanto é difícil ver nossos próprios erros, podendo eles perdurarem por muito tempo, ao dizer: "Crenças errôneas têm a capacidade surpreendente de sobreviver milhares de anos, com ou sem a ajuda de uma ação conspiratória, desafiando a própria experiência" (p. 36). E insinua, em forma de pergunta, que a identificação dos nossos erros se constitui na nossa verdadeira fonte de conhecimento: "Proponho-me portanto a substituir a pergunta a respeito das fontes do nosso conhecimento por uma outra, inteiramente diversa. 'De que forma podemos

esperar a identificação e a eliminação do erro?’ (p.53) É baseado na essência desta pergunta que acreditamos na construção de um novo paradigma, a partir da correção das anomalias do atual modelo, como caminho para a superação do descompasso entre a tecnologia e o ensino. Embora isso seja difícil, parece ser a resposta mais provável ao problema em questão, pois, de acordo com Popper: “*Creio que a resposta apropriada à questão alternativa que propus seria: ‘Podemos ter a esperança de detectar e eliminar o erro criticando as teorias e opiniões alheias e - se treinarmos para isso - as nossas próprias’*”(p. 54).

Ferguson [6] também converge para este eixo teórico ao afirmar: “*A mudança de paradigma estabelece: eu estava parcialmente certo antes, e agora estou um pouco mais parcialmente certo. Na mudança de paradigma, percebemos que nossas opiniões anteriores eram apenas parte do quadro - e aquilo que sabemos hoje é apenas parte do que iremos saber amanhã*”(p. 69).

### III – A SOLUÇÃO DO QUEBRA-CABEÇAS

Dedicamos uma especial atenção ao marco referencial, enfatizando o ponto de partida e a linha teórica que orienta a solução deste quebra-cabeças. Alertamos para isso porque é muito difícil pensar em um novo paradigma educacional a partir do padrão de pensamentos no qual fomos treinados e condicionados na engenharia. Assim, sugerimos ao leitor ter em mente o esquema sintetizado na Fig. 2 deste marco referencial, enquanto prossegue na leitura do texto. Ele serviu de instrumento, tipo uma bússola, para orientar nossos pensamentos até aqui e define o eixo teórico em torno do qual se desenvolve, se articula e se estrutura o que concebemos ser: *Um paradigma de ensino de engenharia para o terceiro milênio*. A nossa solução do problema do descompasso entre a evolução científica e o ensino, pela superação do atual paradigma, passa por três momentos [18]: identificação do atual paradigma de ensino; identificação de um paradigma de ensino para o terceiro milênio; descrição do processo de transição entre estes paradigmas.

#### A. Identificação do Atual Paradigma de Ensino

Nesta parte trataremos de identificar o atual paradigma de ensino, descrever a formação da sua estrutura, e mostrar suas anomalias e equívocos. A fim de conhecermos qual é o atual paradigma de ensino usado em engenharia, estamos realizando um projeto de pesquisa [19]. Uma das perguntas desta pesquisa é: “*A escola de engenharia onde você é docente segue algum paradigma educacional, por você identificado? Qual?*”. Exemplos de respostas típicas e diretas, entre outras confusas e evasivas, reveladas na pesquisa, são: “*Não*”, “*Não sei responder a esta pergunta*”, “*Não consegui identificar nenhum*”. Essa pesquisa é conseqüência de uma hipótese que levantamos em um trabalho anterior [17], cuja idéia central é relacionar a eficiência do ensino de engenharia com a teoria de aprendizagem empregada. A hipótese é que *o ensino de engenharia não está orientado por nenhuma das teorias da aprendizagem existentes*, constatação esta que, além de séria,

é muito grave, devido às implicações psicossociais decorrentes desta evidência [4]. Por outro lado, surge desta constatação uma pergunta de difícil resposta: “*Como evoluirmos para um outro paradigma, se não temos um paradigma para tomar como ponto de partida?*”

Para compreendermos como se estruturam os paradigmas de ensino, um caminho possível é partir dos elementos que definem uma teoria. De acordo com Raths [16]: “*Teoria significa uma apresentação de relações entre duas ou mais variáveis, com o esforço para defini-las*” (p.2). Todas as teorias da aprendizagem, por sua vez, conforme Bigge [1], derivam-se da combinação de apenas duas variáveis básicas: a natureza moral do homem e a natureza de sua ação. Apresentamos um estudo detalhado desse assunto nos trabalhos [17] e [18], voltados ao ensino de engenharia, e nos trabalhos [20] e [21], dirigidos ao treinamento empresarial.

A partir da resposta dada à cada uma das perguntas abaixo formuladas, o professor terá definido os elementos básicos que indicam com qual teoria da aprendizagem está identificada sua prática pedagógica [17]: Na sua opinião, a natureza básica da moral humana é: má, boa ou neutra? Na sua opinião, a natureza básica da ação humana é: ativa, passiva ou interagente?

TABELA I  
ESQUEMAS TEÓRICOS E PARADIGMAS DA APRENDIZAGEM EM FUNÇÃO DA NATUREZA DA MORAL E DA NATUREZA DA AÇÃO HUMANA

Bigge (moral - ação)	Grossi (esquema teórico)	Vygotsky (paradigma)
Mau-ativo Bom-ativo Neuro-ativo	Inatismo	Botânico
Neuro-passivo	Empirismo	Zoológico
Neuro-nteragente	Construtivismo Construtivismo pós-piagetiano	Construtivista

Associando os critérios de classificação propostos por Bigge [1], Grossi [10] e Vygostky [23], podemos sintetizar os paradigmas existentes sobre a aprendizagem de acordo com a Tabela I. Examinando com cuidado esta tabela, podemos concluir que o ensino de engenharia não está identificado com nenhum dos esquemas teóricos ou paradigmas da aprendizagem, fato que está de acordo com nossa hipótese inicial e com os resultados apontados em nossa pesquisa.

#### B. Identificação de um Paradigma de ensino para o Terceiro Milênio

Nesta parte tratamos de identificar um paradigma de ensino para o terceiro milênio, que advirá da superação das anomalias e equívocos do atual paradigma. Podemos observar na Tabela I que o paradigma construtivista da aprendizagem é aquele que consegue superar dialeticamente, tanto a contradição *mau-bom*, referente à natureza básica da moral do homem, como a contradição *ativo-passivo*, referente à natureza básica de sua ação. Devido a superação dialética destes aspectos básicos e fundamentais, constituintes dos



seres humanos, é que o *modelo neutro-interagente* promete ser um dos paradigmas que revolucionará a educação do terceiro milênio [22].

### C. Descrição do processo de transição

Nesta parte descrevemos o processo de transição entre o paradigma atual e um paradigma de ensino para o terceiro milênio. Voltemos à nossa pergunta anteriormente formulada: *“Como evoluirmos para um outro paradigma, se não temos um paradigma para tomar como ponto de partida?”* Não encontrando resposta para essa pergunta, apenas a partir da perspectiva da Engenharia, fomos buscá-la na Pedagogia, que, embora não a tenha respondido satisfatoriamente, abriu importantes caminhos para continuarmos perguntando. Algumas respostas, encontramos na Filosofia; outras, estamos encontrando no estudo da Psicopedagogia e da Psicanálise, conscientes da complexidade que é o fenômeno da aprendizagem nos seres humanos, e na esperança de que, citando Popper: *“Todo o nosso problema consiste em fazer com que nossos erros sejam tão breves quanto possível!... John Archibald Wheeler”* (p.11).

1) *Contribuições da Filosofia*: Popper [15] nos mostra como é possível evoluir para um outro paradigma quando não temos um para tomar como ponto de partida, resolvendo assim o empasse da nossa pergunta anterior, da seguinte forma: *“Como saltamos de uma afirmativa derivada da observação para uma boa teoria? A resposta seria: saltando primeiro para uma teoria qualquer; depois, testando essa teoria, para ver se ela é boa ou má - isto é, aplicando reiteradamente o método crítico, de modo a eliminar muitas teorias inadequadas e inventando muitas teorias novas. Nem todos são capazes disso, mas não há outro meio”*(p. 85).

Baseados nesta linha de pensamento, podemos partir de um dos paradigmas da aprendizagem existentes, que mais se aproxima ao empregado no ensino de engenharia (ou daquele que mais o tem influenciado), e, a partir daí, aplicar o método proposto no esquema da Fig. 2. Isto foi o que fizemos nos nossos trabalhos [18] e [21].

Outra contribuição que consideramos importante, ainda dentro da filosofia, é a dada por Cirne-Lima [3]: *“Um pequeno erro no começo provoca um grande erro no fim”*(p.207). Esta afirmação nos ajuda a compreender a importância de identificarmos o erro epistemológico que existe na raiz do atual paradigma de ensino para visualizarmos um caminho para a sua superação, o que é feito em outro texto nosso [21].

Ainda na questão do erro epistemológico, ao tentarmos identificar uma relação entre as teorias da aprendizagem e o ensino de engenharia, nos deparamos com a hipótese do que chamamos de *modelo mau-passivo* [17]. Isso implica em conceber o aluno como *mau*, quanto a sua natureza moral básica, e como *passivo*, quanto à natureza básica de sua ação. Ao estudar, posteriormente, a filosofia de Nietzsche [5] e [9], encontramos os fundamentos para esta hipótese. Segundo Giacoia Junior [9]: *“Para a espécie de homem - uma espécie sacerdotal - que no Judaísmo e no Cristianismo aspira ao*

*poder, a decadência não é mais do que um meio: esta espécie de homem tem um interesse vital em adoecer a humanidade, e inverter (umdrehen), num sentido perigoso para a vida e caluniador do mundo, os conceitos ‘bom’ e ‘malvado’, ‘verdadeiro’ e ‘falso’* (p. 64). Podemos inferir desta citação a origem histórica milenar da concepção moral humana - infiltrada no seio da cultura ocidental - como sendo de natureza *má*. Nietzsche considera essa concepção o sintoma de um mal que torna o homem cativo, ao ser desqualificado no valor mais importante e básico de sua constituição como ser humano, ou seja, seu valor moral.

TABELA II  
MAU-PASSIVO: O PARADIGMA NIILISTA DA APRENDIZAGEM

Bigge (moral - ação)	Categoria proposta por nós, a partir do conceito de Niilismo de Nietzsche
Mau-passivo	Paradigma Niilista

Assim, podemos complementar a Tabela I com a categoria *mau-passivo*, que denominamos de *Paradigma Niilista*, conformando a Tabela II. Encontramos no ensaio de Giacoia Junior [9] o termo *Niilismo*, que junto com o termo *decadência*, forma o par conceptual da filosofia nietzscheana usado para descrever o esgotamento e superação dos valores morais herdados do ideal platônico de homem: *“...o Cristianismo somente poderia ser adequadamente compreendido a partir dos conceitos de decadência e Niilismo, com o auxílio dos quais a derradeira filosofia de Nietzsche pretende reconstituir, mas também avaliar, o lento, infinitamente complexo e penoso processo ao longo do qual se formou, mas também ao termo do qual se consoma por esgotamento, o ‘tipo homem’ derivado do ideal socrático-platônico cristão”*(p. 15). O modelo mau-passivo também pode ser identificado quando Giacoia Junior refere-se à desqualificação humana que se derivou deste ideal platônico: *“Daí porque, segundo Nietzsche, o judaísmo sacerdotal tem necessidade de tornar doente a humanidade, ele tem suas raízes mais vigorosas no ódio à ‘realidade’ e à ‘natureza’, fonte efetiva de onde extrai forças para, opondo-se a elas e corrompendo os ‘valores naturais’, triunfar sobre todos os partidos ‘afirmativos’ da vida, e isso no mais importante dos territórios de combate: o território dos valores entendidos como condições de conservação e crescimento da vida...”* (p. 64-65).

Como vemos o Paradigma Niilista é um paradigma de estagnação: o homem está preso na armadilha de uma concepção de moral perversa, ao mesmo tempo paralisado quanto a sua capacidade de ação. Por ser um paradigma da negatividade, sua superação é extremamente difícil. Porém, como diz Popper [15], *“... Nem todos são capazes disso, mas não há outro meio”*(p.85). Por outro lado, conforme Giacoia Junior [9]: *“... E se o ideal cristão de Deus representou no ocidente a suprema intensificação do sentimento de culpa, a auto-superação da moral não poderia ter para Nietzsche outro sentido que o de renascer da inocência”*(p. 16). Este é um ponto importante a partir do qual podemos pensar um caminho de libertação da concepção moral paralisante do paradigma Niilista.

2) *Contribuição da Psicopedagogia*: Segundo Fernandez [7], existem dois tipos de problemas de aprendizagem: sintoma e reativo. O primeiro tem origem interna ao aprendente, gerado normalmente no âmbito familiar e o segundo é originado do fracasso do sistema educativo. Os problemas de aprendizagem do tipo reativo são os que mais interessam considerar no ensino de engenharia, pois são os que existem em maior número e são decorrentes de modalidades de ensino inadequadas. Os problemas de aprendizagem sintoma, por outro lado, também são importantes, a medida que nos ajudam a compreender os vínculos entre ensinante e aprendentes, identificando quais são promovedores de aprendizagem e quais são inibidores. Acreditamos que uma das melhores maneiras de superarmos as limitações do atual paradigma de ensino é a abertura de um espaço psicopedagógico para que os professores possam trabalhar suas próprias aprendizagens, resignificando-as por meio da vivência de modalidades de ensino e aprendizagem mais sadias e efetivas do que as verificadas normalmente no ensino de engenharia.

Estamos realizando um trabalho nessa linha na Escola Politécnica da PUCRS, junto a um professor que leciona em quatro turmas de eletrônica, com resultados bastante animadores. Além do trabalho de assessoria psicopedagógica a este professor, também está em andamento um projeto de pesquisa para avaliação deste novo paradigma de ensino na engenharia. Teremos maiores detalhes sobre isso em um trabalho que estamos redigindo para o Cobenge 98.

#### IV. CONCLUSÃO

Pensar na tecnologia como solução do quebra-cabeças do ensino de engenharia do século XXI é acreditar em causas externas para a solução de um problema que tem suas raízes internas e vinculares, já que o fenômeno da aprendizagem se desenrola e remonta a outras instâncias, muito além de técnicas de transmissão de conteúdos. Por outro lado, acreditamos que a superação deste impasse passa necessariamente por uma resignificação do papel do professor, onde ele possa ver-se não apenas como sujeito ensinante, mas também como sujeito aprendente. Ao resignificar suas próprias aprendizagens, abre-se o necessário espaço para que os alunos possam também se constituírem como sujeito aprendente. Com isso, é possível estabelecer-se o vínculo sadio e adequado, possibilitador de uma efetiva e genuína aprendizagem, verdadeiro sentido de todo o ato educativo.

#### REFERÊNCIAS

- [1] M. L. Bigge, *Teorias da aprendizagem para professores*. São Paulo: E.P.U., 1977.
- [2] C. Breneer, *Noções básicas de psicanálise: introdução à psicologia psicanalítica*. 4ª ed. Rio de Janeiro: Imago, 1987.
- [3] C. Cirne-Lima, *Dialética para principiantes*. Porto Alegre: EDIPUCRS, 1996.
- [4] M. S. Comiotto & P. A. V. Ribas, *Implicações psicossociais da inexistência de teorias da aprendizagem no ensino da Engenharia, Anais XXIII COBENGE 95. Recife, PE, 1995*.
- [5] R. M. Dias, *Nietzsche educador*. São Paulo: Scipione, 1991.
- [6] M. Ferguson, *A conspiração aquariana*. Rio de Janeiro: Record, 1980.

- [7] A. Fernández, *A inteligência aprisionada*. Porto Alegre: Artes Médicas, 1991.
- [8] D. Ganbdin, *Planejamento como prática educativa*. 8ª. ed. São Paulo: Loyola, 1995.
- [9] O. Giacoia Jr, *Labirintos da alma: Nietzsche e auto-supressão da moral*. Campinas: Unicamp, 1997.
- [10] E. P. Grossi, *Ruptura com o Construtivismo Piagetiano*. Revista do GEEMPA (Grupo de Estudos sobre Educação, Metodologia de Ação e Pesquisa), Porto Alegre, 5: 9-17, 1997.
- [11] T.S. Kuhn, *A estrutura das revoluções científicas*. São Paulo: Perspectiva, 1962.
- [12] M. C. Kupfer, *Freud e a educação. O mestre do impossível*. 2ª ed. São Paulo: Scipione, 1995.
- [13] R. M. Muraro, *Homem mulher: início de uma Nova Era: (uma introdução ao pós-patriarcado)*. Rio de Janeiro: Artes & Contos, 1994.
- [14] R. M. Muraro, *A mulher no terceiro milênio: uma história da mulher através dos tempos e suas perspectivas para o futuro*. Rio de Janeiro, 4ª ed. Record: Rosa dos Tempos, 1995.
- [15] K. R. Popper, *Conjecturas e refutações*. 3ª ed. Brasília: UnB, 1994.
- [16] L.R. Raths, *Ensinar a pensar*. São Paulo: E.P.U., 1977.
- [17] P. A. V. Ribas, *As teorias da aprendizagem como fundamento para eficiência no ensino da Engenharia - Anais XXII COBENGE/94*. Porto Alegre, RS, 1994.
- [18] P.A. V. Ribas, *Um novo paradigma de ensino*. Simpósio Internacional sobre Educação Continuada na Engenharia para o Desenvolvimento da Tecnologia. Rio de Janeiro, RJ, 1996.
- [19] P. A. V. Ribas, & M. S. Comiotto, *Projeto de pesquisa: a percepção dos professores de engenharia sobre o processo de ensino e aprendizagem*. Anais do XXV Congresso Brasileiro de Ensino de Engenharia, COBENGE/97, Salvador, BA, 1997.
- [20] P. A. V. Ribas, *Um novo paradigma em treinamento*. Congresso Internacional de Telecomunicações e Teleinformática, TELEXPO'96, São Paulo, SP, 1996.
- [21] P. A. V. Ribas, *Aprendizagem, o segredo da transformação*. Congresso Internacional de Telecomunicações e Redes, TELEXPO'97, São Paulo, SP, 1997.
- [22] P. A. V. Ribas & M.S. Comiotto, *Inteligência: um dom ou se aprende?* Congresso Internacional de Telecomunicações, Redes e Internet Empresarial, TELEXPO'98, São Paulo, SP, 1998.
- [23] L. S. Vygotsky, *A formação social da mente: o desenvolvimento dos processos psicológicos superiores*. 5ª ed. São Paulo: Martins Fontes, 1994.

# Medidas em Microondas – Um Analisador de Redes Escalar Simples e de Baixo Custo para Laboratórios Didáticos

Alfrêdo Gomes Neto, Joabson Nogueira de Carvalho, Jefferson Costa e Silva  
Kécio Patrick Delgado Ferreira, Marcos Eduardo do Prado V. Zurita

Escola Técnica Federal da Paraíba  
Grupo de Telecomunicações e Eletromagnetismo Aplicado  
Av. 1º de Maio, 720, Jaguaribe  
João Pessoa, Paraíba, Brasil, CEP: 58.015-430  
Tel. +55 83 241 2200 Ext. 268, E-mail [alfredo@zaitek.com.br](mailto:alfredo@zaitek.com.br)

**Resumo** — Neste trabalho, um analisador de redes escalar de baixo custo para fins didáticos é proposto. O sistema de medição é baseado na utilização de um VCO para produzir a excitação e um detector de microondas. A saída é mostrada num osciloscópio. Resultados experimentais das características de um filtro passa-faixa foram obtidos e comparados aos valores medidos com o analisador de redes HP 8757D com excelente aproximação, demonstrando a viabilidade da montagem proposta.

**Palavras Chaves** — Medidas em microondas, laboratório de microondas.

## I – INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, com o progresso alcançado pelas telecomunicações, principalmente associado ao uso da Internet e dos sistemas de comunicações pessoais sem fio, *wireless personal communication systems*, [1], [2] verifica-se um crescente interesse pelas áreas de microondas e optoeletrônica. Por outro lado, a utilização dos instrumentos virtuais, VI, vem se consolidando, representando a quebra de um paradigma na qual observa-se a gradativa substituição de equipamentos especializados para medições por computadores pessoais executando programas computacionais especializados para medições [3]. Considere-se ainda os programas computacionais para aulas assistidas por computador, onde os dados não são realmente medidos, apenas simulados [4]. Finalmente, seja adicionado a esse quadro a globalização dos mercados, disponibilizando componentes cujo acesso era extremamente restrito. O panorama descrito apresenta uma realidade, bastante distinta daquela em que boa parte dos profissionais hoje atuantes no setor de telecomunicações, inclusive professores e pesquisadores, foram formados. A adaptação a essa realidade, aproveitando os seus aspectos positivos, não tem sido imediata. Limitações que já não existem, continuam impregnadas em nossas mentes.

No caso específico dos laboratórios didáticos para ensino de microondas, que geralmente envolvem elevados e inacessíveis custos, soluções simples e de baixo custo podem ser encontradas. Este artigo apresenta uma montagem na qual um analisador de redes escalar, incluindo o gerador de varreduras, é implementado. Não apenas o custo é um

Este trabalho é parcialmente financiado pelo CNPq através do projeto nº 52.2500/95.1 e pela Fundação VITAE através do projeto TELEMÁTICA-PB, nº B-12450/1B002.

fator importante, mas principalmente a possibilidade de fazer com que o estudante possa enxergar circuitos em microondas como sendo algo acessível, não apenas caixas pretas, que só podem ser caracterizadas através de instrumentos complexos.

Para exemplificar a utilização da montagem proposta são apresentados os resultados obtidos para um filtro passa-faixa, sendo esses comparados aos resultados obtidos com um analisador de redes escalar da HP. A boa concordância observada, assim como a variedade de possíveis aplicações, incentivam a utilização da montagem proposta.

## II – O ANALISADOR DE REDES ESCALAR

O analisador de redes escalar é um conjunto de equipamentos e dispositivos através do qual é possível a realização de uma grande variedade de medições em microondas[5]. Embora meça apenas a amplitude característica do dispositivo ou sistema em teste, constitui-se em uma ferramenta fundamental em ambientes industriais e de pesquisa. De acordo com o que se deseja medir, são possíveis diversas configurações, sendo apresentada na Fig. 1 uma configuração para medição do coeficiente de transmissão.

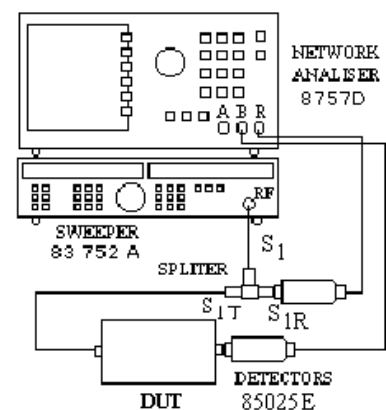


Fig. 1 – Analisador escalar de redes – Configuração para medição do coeficiente de transmissão

Basicamente, o seu funcionamento consiste em:

1. O gerador de varredura produz um sinal que varia em frequência mantendo a sua amplitude praticamente constante ( $S_1$ );

2. O sinal  $S_1$  passa por um divisor de potência, obtendo-se dois sinais ( $S_{IT}$  e  $S_{IR}$ ).
3. O sinal  $S_{IR}$  após passar por um detetor de microondas é convertido em um nível DC, que servirá como referência para o analisador de redes propriamente dito (R).
4. O sinal  $S_{IT}$  passa pelo dispositivo em teste (DUT – *device under test*) e só então chega ao detetor. Em seguida chega ao analisador de redes escalar (B).
5. No analisador de redes escalar os sinais B e R são processados e apresentados de maneira adequada (B/R) no monitor, sendo o eixo horizontal o da frequência e o vertical o da amplitude.

Embora o seu princípio de funcionamento seja bastante simples, para medidas de precisão os equipamentos e dispositivos utilizados apresentam requisitos bastantes rigorosos (alta sensibilidade, pontes com elevada diretividade, detetores com baixo SWR, etc.). Felizmente, esse não é o caso dos laboratórios para ensino.

### III – CONFIGURAÇÃO PROPOSTA

Na montagem proposta segue-se basicamente a mesma configuração da Fig. 1. A principal modificação é a utilização de dispositivos mais baratos, assim como equipamentos que podem ser utilizados em laboratórios de outras disciplinas. A seguir são descritos os dispositivos utilizados.

- A. No lugar do gerador de varredura é utilizado um VCO da Terrasat, Inc., USA, da série SP20. Condicionado em um encapsulamento metálico, com saída de RF através de um conector SMA, é um dispositivo extremamente simples de manusear e bastante robusto. Suas principais características na Tabela 1.

VCO - SÉRIE SP20	
Faixa de frequência	2.0GHz a 3.5 GHz
Tensão de sintonia	0.5V a 20.0V
Potência de saída (mín.)	13dBm
Alimentação (típica)	10V a 15 VDC @ 80mA
VSWR (típico)	2.5:1
Temperatura de operação	0° C a 70° C

Tabela 1 – Características do VCO

Observações:

- A partir de 1996 a Terrasat, Inc. não mais produziu essa série de VCOs. Entretanto, produtos similares estão disponíveis no mercado [6].
- A utilização de um encapsulamento não metálico pode reduzir drasticamente o custo do VCO.

Para melhor ilustrar as características do VCO utilizado são apresentados os resultados experimentais obtidos para a frequência e potência de saída em função da tensão de polarização (Fig. 2). Observa-se uma excelente linearidade e estabilidade da potência.

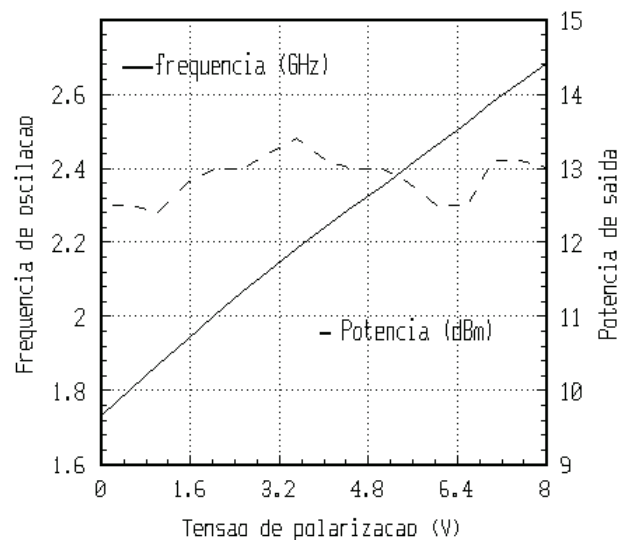


Fig. 2 – Curvas características do VCO utilizado

- B. O detetor utilizado já foi apresentado em artigos anteriores [7], [8], sendo do modelo DZM124NB, produzido pela Herotek, Inc., USA. Suas principais características são apresentadas na Tabela 2, sendo igualmente um dispositivo bastante robusto e de fácil manuseio.

DETETOR DZM124NB	
Faixa de frequência	0.01 GHz a 12.4 GHz
VSWR (máximo)	1.4:1
Sensibilidade (típica)	0.5 mV/μW
Conector de entrada	Tipo N (m)
Conector de saída	BNC (f)
Flatness	± 0.5dB

Tabela 2 – Características do detetor

Considerando a estabilidade da potência e da frequência de saída, optou-se por uma configuração simplificada, na qual são retirados o divisor de potência e um dos detetores. Para fornecer o sinal de sintonia do VCO é utilizado um gerador de sinais convencional, que também fornece o sinal de varredura horizontal para o osciloscópio analógico, utilizado como monitor. A configuração final utilizada é apresentada na Fig. 3.

### IV – RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Para validar a montagem proposta foram realizadas medições para um filtro passa-faixa em microfita, com frequência de corte inferior de 1.76 GHz e superior de 1.98 GHz. Os valores de tensão aplicados ao VCO foram de 12 Vcc de alimentação e uma rampa de frequência 100 Hz e amplitude variando entre 0.5 a 7.5 V. O osciloscópio é ajustado para gatilhamento externo. A Fig. 4 mostra a curva obtida na tela do osciloscópio para o filtro passa-faixa.

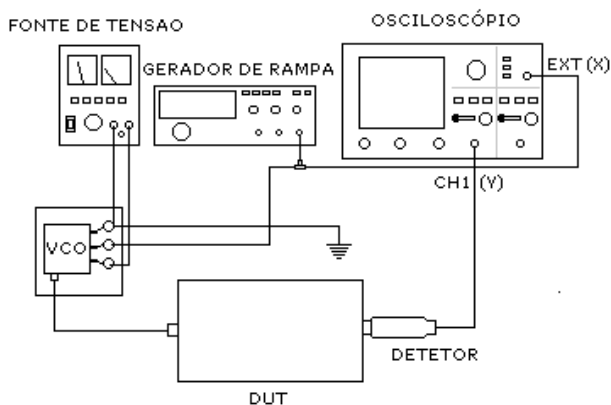


Fig. 3 – Montagem utilizada

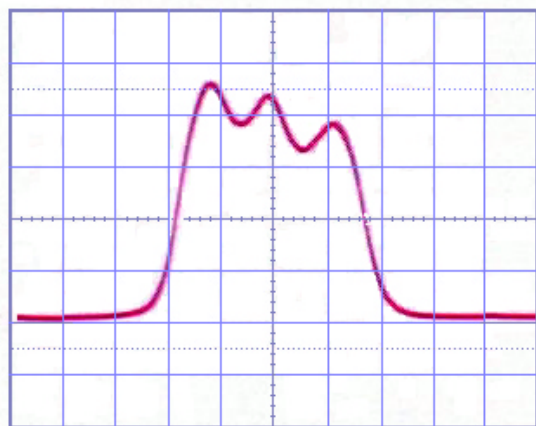


Fig. 4 – Resposta em frequência para o Filtro passa-faixa utilizado, medido com a configuração proposta.

O resultado obtido tem um comportamento idêntico ao esperado para um filtro passa-faixa, o que já garante a possibilidade do aluno visualizar o comportamento do circuito em teste da mesma forma que o faria utilizando um analisador de redes.

Como referência, a característica do mesmo filtro foi medida utilizando-se o conjunto de medição composto pelo analisador de redes HP 8757D e o sintetizador de varredura HP 83752A, gerando um sinal de varredura entre 1.6 e 2.2 GHz. O resultado obtido é mostrado na Fig. 5.

Comparando o resultado obtido pela montagem proposta, com o resultado da Fig. 5, observa-se que o comportamento das duas curvas é bastante semelhante. Note que as variações apresentadas no ganho do filtro dentro da faixa de passagem na Fig. 4 são mais evidentes que na Fig. 5. Isso se deve ao fato de que o analisador HP 8757D relaciona o ganho do circuito em dB como função da frequência, enquanto na montagem proposta temos uma função linear.

## V – CONCLUSÕES

Neste trabalho foi proposto um analisador escalar na faixa de microondas para fins didáticos. Para exemplificar a

utilização da montagem proposta foi levantada a característica de um filtro passa-faixa. Os resultados obtidos foram comparados com os medidos com o analisador HP 8757D com excelente aproximação. Simplicidade, bom desempenho e principalmente baixo custo são as principais características do sistema de medição proposto

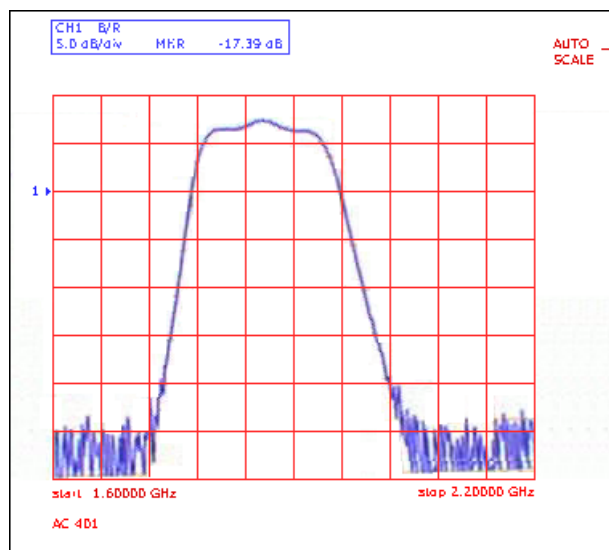


Fig. 5 – Resultado da medição no analisador de redes HP 8757D

## REFERÊNCIAS

- [1] J. Michael Riezenman: "Technology 1998 – Analysis & Forecast – Communications", *IEEE SPECTRUM*, vol. 35, nº 01, pp. 29-36, January, 1998
- [2] Laurence Lange: "Technology 1998 – Analysis & Forecast – Intenet", *IEEE SPECTRUM*, vol. 35, nº 01, pp. 37-42, January, 1998
- [3] Kenneth R Foster: "Technology 1998 – Analysis & Forecast – Software Tools", *IEEE SPECTRUM*, vol. 35, nº 01, pp. 52-56, January, 1998
- [4] Marks S Mirotnik & Dennis Prather: "How to choose electromagnetic software", *IEEE SPECTRUM*, vol. 34, nº 12, pp. 53-58, December, 1997
- [5] Thomas S. Laverghetta: **Modern Microwave Measurements and Techniques**, Artech House, Inc., Norwood, MA, 1988
- [6] **Voltage Controlled Oscillators**, Modco, Inc., Sparks, NV, USA, 1996
- [7] Alfrêdo Gomes Neto, Alexandre Scaico, Jefferson Costa e Silva, Joabson Nogueira de Carvalho: "Detectors instead of power meters: a simple, cheap measurement option", *Applied Microwave & Wireless*, vol. 09, pp. 80-81, nº 4, July/August, 1997
- [8] Alfrêdo Gomes Neto, Alexandre Scaico, Jefferson Costa e Silva, Joabson Nogueira de Carvalho: "The use of detectors instead of power meters: a simple and cheap option in microwave measurement", *1997 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, pp. 397-400, Natal, Brasil, August, 1997

# **Fotônica II**

**Coordenador:** Ben-Hur V. Borges (USP-SC)

---

## **Síntese de Dispositivos Óticos Utilizando Algoritmos Genéricos**

*João Claudio Chamma Carvalho / João Crisóstomo W. A. Costa*

---

## **Power Penalties due to FWM in the Anomalous Dispersion Region on WDM Optical Communication Systems**

*D. F. Grosz / H. L. Frangnito*

---

## **Projeto e Modelamento de Sensores Óticos de Pressão Integrados sobre Substrato de Silício**

*Ben-Hur V. Borges / Stilante K. Manfrin / Murilo A. Romero / Amílcar C. César*

---

## **Análise de Sensibilidade de um Sistema Ótico de Alto Desempenho**

*M. H. Zamorano / E. Moschin / S. Rossi*

---

## **Intensity Noise Cancellation in Fiber-Optic Gyroscopes**

*R. C. Rabelo / R. T. de Carvalho / J. Blake*

---

## **Effect of Fibre Background Loss on EDFA Transient Response**

*Claudio Mazzali / Hugo L. Fragnito*

# Síntese de Dispositivos Óticos Utilizando Algoritmos Genéticos

João Claudio Chamma Carvalho e João Crisóstomo W. A. Costa  
Universidade Federal do Pará, Departamento de Engenharia Elétrica  
CP 8619, CEP 66075-900 Belém-PA

**RESUMO - GAs têm sido aplicados nos últimos cinco anos em vários problemas relacionados ao Eletromagnetismo com destaque para projetos de antenas, filtros óticos e de microondas. Esta publicação visa esclarecer os principais pontos em projetos de Dispositivos óticos, utilizando-se GAs, onde os resultados otimizados podem ser aproveitados como projeto inicial em métodos de refinamento.**

**Palavras chaves - Algoritmos Genéticos, dispositivos óticos**

## 1. INTRODUÇÃO

Em projetos de sistemas constituídos por multicamadas, deseja-se encontrar a solução ótima. Para se realizar esta tarefa utilizam-se técnicas digitais de projetos, as quais podem ser classificadas como métodos de refinamento e métodos de síntese. Métodos de refinamento, são utilizados quando se tem um projeto inicial que não opera satisfatoriamente, então um refinamento é necessário para se alcançar um resultado otimizado, ou seja, esses métodos precisam de um projeto inicial para se alcançar o ponto ótimo. Por outro lado existe, em certos projetos, uma dificuldade em se encontrar esse projeto inicial, que está perto do ponto ótimo, para que o método de refinamento funcione satisfatoriamente. Para resolver este problema utilizam-se métodos de síntese, os quais geram um ou mais projetos iniciais, que vão sendo otimizados durante o processamento. No final do processo tem-se um projeto, que servirá agora como projeto inicial para algum método de refinamento. Dessa maneira tem despertado grande interesse a pesquisa sobre métodos de síntese com o objetivo de se encontrar uma boa solução inicial para métodos de refinamento.

No processo de síntese de filtros óticos, a solução ótima, consiste em extrair a configuração adequada de um meio estratificado, para que se atenda à uma determinada refletividade, em uma faixa de comprimento de onda. A configuração de um sistema como este, é representada pela espessura e índice de refração de cada camada. Diante dessa informação, percebe-se que o número de variáveis envolvidas, varia de acordo com o número de camadas. Em problemas como este, a função a ser otimizada apresenta descontinuidade e multiextremos. Estas características tem despertado interesse por novos métodos de otimização, pelo fato de métodos tradicionais não realizarem esta

tarefa com bom desempenho. Diante desta situação, algoritmos genéticos tem se tornado uma alternativa, por se tratar de um método de otimização estocástico.

## 2. ALGORITMOS GENÉTICOS

Existem duas classes de métodos utilizados na otimização de funções: os baseados em cálculo e os métodos enumerativos. Esta primeira classe de métodos pode tornar-se ineficiente quando aplicada à funções com descontinuidade e/ou multimodais. A segunda classe, apesar de superar parcialmente os problemas da primeira, possui desvantagem pela sua complexidade computacional, e costuma falhar em problemas de complexidade moderada.

Como alternativa entre os dois métodos, tem-se os Algoritmos Genéticos (GAs), os quais se incluem numa terceira classe conhecida como técnicas de pesquisa direcionada. GAs diferem dos métodos tradicionais nos seguintes aspectos:

- a) Algoritmos genéticos não trabalham diretamente com os parâmetros da função e sim com os códigos desses parâmetros.
- b) Algoritmos genéticos pesquisam a partir de um conjunto de pontos (população) iniciais e não a partir de um único ponto.
- c) GAs não necessitam de derivadas
- d) GAs utilizam regras probabilísticas e não regras determinísticas.

Algoritmos Genéticos são métodos de pesquisa estocásticos e robustos, os quais se baseiam na teoria sobre a evolução e seleção natural. Estes algoritmos têm se mostrado robustos em espaços de pesquisa complexos. Devido a essas características, GAs têm despertado grande interesse em pesquisas relacionadas ao Eletromagnetismo.

Durante o processo de otimização, algumas operações são realizadas antes de cada geração, tais operações são conhecidas como Seleção, Cruzamento e Mutação. Cada uma desempenha um papel importante na otimização genética.

Como dito anteriormente, GAs não operam diretamente nos parâmetros da função, então antes de realizar as operações de seleção, cruzamento e mutação, é necessário primeiro implementar a codificação dos parâmetros. A equação (1) mostra a correspondência entre os parâmetros  $P$  e  $X$ , os quais serão melhor definidos posteriormente, onde  $P$  é um arranjo de elementos definidos por  $P = \{g_j | j=1,2,\dots,N_{gL}\}$  e  $N_{gL}$  é o comprimento genético. A equação (1) mostra também, a correspondência entre  $x_L$  e  $g_j$ , onde  $x_L$  é o parâmetro da função que será otimizada. Na equação (1)  $g_j$  é conhecido como gene e sua concatenação completa

Trabalho recebido em 20 de março de 1998. J. C. C. Chamma, [chamma@guama.cpege.ufpa.br](mailto:chamma@guama.cpege.ufpa.br), J.C.W.A.Costa, [jwevl@ufpa.br](mailto:jwevl@ufpa.br)  
Fone/Fax: 091-2111634  
Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq e pela FINEP

é conhecida como cromossomo. Os valores de  $g_j$  podem ser escolhidos a partir de um alfabeto finito. Normalmente usa-se o alfabeto binário, onde cada gene pode assumir o valor 0 ou 1. Uma abordagem mais detalhada sobre os operadores genéticos pode ser encontrada em [1] e [2].

$$\begin{aligned} \mathbf{x} &\leftrightarrow 647148644724486444784448 \\ \mathbf{P} &\leftrightarrow g_1g_2 \dots g_{N_1} g_{N_1+1} g_{N_1+2} \dots g_{N_2} g_{N_{N_1+1}+1} g_{N_{(N_1+2)}+2} \dots g_{N_{N_x}} \end{aligned} \quad (1)$$

Em geral, em GAs o objetivo é encontrar o extremo de uma determinada função  $f(\mathbf{x})$  onde  $\mathbf{x}$  é um arranjo multidimensional na forma  $\mathbf{x} = \{x_1, x_2, \dots, x_{N_x}\}$ .

Para se fazer a decodificação do parâmetro  $x_L$  pode ser usada uma transformação linear na forma:

$$x_L = x_L^{\min} + 2^{-N_{L-1}} \frac{x_L^{\max} - x_L^{\min}}{2^{(N_L - N_{L-1}) - 1}} \sum_{j=N_{L-1}+1}^{N_L} g_j 2^{j-1} \quad (2)$$

Um parâmetro importante em GAs é a função conhecida como função saúde, ou função objetivo. Esta função tem a finalidade de calcular a saúde de cada indivíduo na população. A saúde de cada indivíduo é o valor que a função saúde retorna ao utilizar o cromossomo decodificado, deste indivíduo. Existe duas restrições impostas na implementação da função saúde:

- 1) O valor retornado pela função saúde, deve corresponder proporcionalmente, à qualidade de uma determinada solução.
- 2) A função saúde deve gerar valores de saúde positivos.

### Seleção

Existem várias maneiras de se implementar a operação de Seleção, porém a mais popular é conhecida como roleta (roulette wheel). Para se realizar este tipo de seleção seguem-se os seguintes passos:

- Primeiro é gerada uma população, de forma aleatória, com N elementos.
- Calcula-se o valor de saúde de cada um indivíduo.
- A roleta representa a saúde total da população, que foi gerada de forma aleatória, onde cada indivíduo ocupa um setor da roleta, proporcional ao seu valor de saúde
- Para selecionar os indivíduos simula-se um giro na roleta e o setor que for escolhido na seta, como visto na Fig. 1, representa o indivíduo selecionado, o qual é armazenado para compor uma população resultante da seleção.

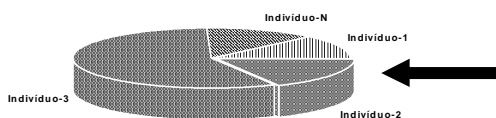


Fig. 1: Esquema da roleta para realizar a seleção

A operação é repetida até que se alcance uma população com N elementos, onde N é especificado previamente.

Neste sistema percebe-se que indivíduos com maiores valores de saúde, possuirão maiores probabilidades de serem selecionados, esta é uma tentativa de simular a idéia de que os indivíduos mais saudáveis possuem maiores chances de sobreviver. Existem outras estratégias para se implementar a seleção, dentre as quais pode-se citar a dizimação de população e a seleção competitiva. A descrição detalhada destes dois métodos pode ser encontrada em [3].

### Cruzamento

A segunda operação realizada em GAs é conhecida como cruzamento. Existem várias formas de se realizar um cruzamento, porém a mais simples e mais utilizada é denominada como cruzamento de ponto único. Para este tipo de cruzamento é necessário escolher, aleatoriamente para cruzamento, dois elementos na população, os quais passam a ser denominados de "pais" dos possíveis filhos que serão gerados. Feito isto, se uma probabilidade  $p$ , for maior que uma determinada probabilidade  $p_c$  de cruzamento, então o cruzamento ocorrerá da seguinte maneira: primeiro é escolhida, ao acaso, uma posição no cromossomo que servirá como referência para cruzamento então, antes dessa posição, parte da "string" do "pai1" é copiada para o "filho1", o mesmo ocorrendo com o "pai2" e "filho2". Depois da referência, a parte do "pai1" é transferida para o "filho2" e a parte do "pai2" é transferida para o "filho1". Este processo está ilustrado na Fig. 2. Se a probabilidade  $p$  for menor que  $p_c$ , então o "pai1" é copiado diretamente para "filho1", o mesmo ocorrendo com o "pai2" e "filho2". A probabilidade  $p_c$  é fixada pelo projetista no início da otimização (valor típico utilizado para  $p_c$  é 0.7). A probabilidade  $p$  é gerada através de uma função utilizando gerador de número randômicos e comparada com  $p_c$ .

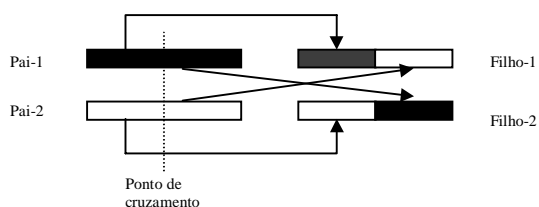


Fig. 2: Cruzamento entre dois cromossomos

### Mutação

A seleção e o cruzamento representam a maior parte do poder de processamento do GA. Tais operações trabalham com base nos melhores indivíduos. A mutação desempenha um papel secundário na tentativa de aproveitar alguma "string" com material genético útil, evitando dessa maneira uma perda prematura deste mesmo material. Este processo é uma tentativa de explorar soluções que não fazem parte da população atual.

A mutação é a alteração de um valor em uma determinada posição escolhida ao acaso, na "string". Para o



caso de alfabeto binário, isto significa a alteração de 0 para 1 e vice-versa. É importante observar que a taxa de mutação deve ser pequena (na faixa de 0.01 à 0.1).

### 3. SÍNTESE DE DISPOSITIVOS ÓTICOS UTILIZANDO ALGORITMOS GENÉTICOS

Em projetos de sistemas com multicamadas, normalmente deseja-se obter os parâmetros que otimizem a refletividade ou transmissividade da estrutura, em uma determinada faixa de comprimento de onda. Deste modo uma função a ser otimizada poderá ser definida como:

$$F(X) = \left( \frac{1}{P} \sum_{j=1}^P \{ [R(\lambda_j) - R_{opt}(\lambda_j)] / \delta R_j \}^2 \right)^{-1} \quad (3)$$

onde  $R(\lambda_j)$  e  $R_{opt}(\lambda_j)$  são as refletividades calculada e desejada respectivamente,  $\delta R_j$  é a tolerância em comprimento de onda  $\lambda_j$ .

Ao final do processo de otimização deve-se extrair o vetor  $X$ , o qual contém os parâmetros do projeto, ou seja, a espessura e o índice de refração de cada camada. O vetor  $X$  é dado por  $X = \{(t_1, \eta_1); (t_2, \eta_2); \dots; (t_N, \eta_N)\}$ , onde  $t_i$  e  $\eta_i$  representam a espessura e o índice de refração da  $i$ -ésima camada. É importante lembrar que os valores dos índices de refração estão sujeitos à restrição:  $\eta_{min} \leq \eta \leq \eta_{max}$ , onde  $\eta_{min}$  e  $\eta_{max}$  representam o valor mínimo e máximo dos índices de refração, respectivamente. Esta restrição é imposta para que se possa trabalhar com materiais disponíveis. A espessura deve estar na região  $t_{min} \leq t \leq t_{max}$ , onde  $t_{min}$  e  $t_{max}$  representam os valores mínimo e máximo de espessura em cada camada, respectivamente. Valores de  $\eta_i$  e  $t_i$  fora das faixas especificadas serão desconsiderados durante o processo de otimização.

Para que se aplique algoritmo genético em sistemas multicamadas, é necessário primeiro levar em conta algumas associações. A primeira associação que deve ser feita é aquela que relaciona indivíduo com um projeto, neste caso o projeto é composto de uma sequência de camadas, cada uma com uma determinada espessura e um determinado índice de refração, além disso, o indivíduo contém um determinado valor de saúde e outras informações. Este processo está ilustrado na Fig. 3.

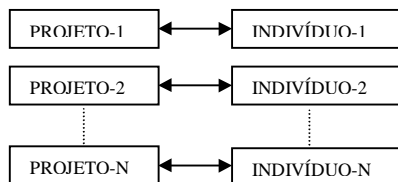


Fig. 3: Associação entre indivíduo e projeto

Uma segunda associação pode ser feita entre parâmetros do projeto e um cromossomo. Neste caso, em uma determinada camada, esses mesmos parâmetros são codificados, geralmente em alfabeto binário, compondo uma determinada "string", que é conhecida como

cromossomo. Após a codificação, o cromossomo sofre as operações descritas na seção 3. Esta associação está ilustrada na Fig. 4.

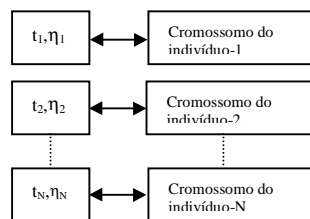


Fig. 4 : Associação dos parâmetros do projeto com o seu cromossomo correspondente.

Um fluxograma descrevendo o processo de otimização completo está mostrado na Fig. 5, ao final do processo é obtido  $X$  ótimo, o qual contém os parâmetros otimizados que devem ser usados na implementação de um dispositivo. Com esta idéia, tem-se uma visão geral de como o projeto é otimizado até se encontrar a configuração mais adequada, que servirá com projeto inicial em algum método de refinamento.

Este algoritmo serve também para outros tipos de problemas, onde a população inicial representará outros parâmetros de uma determinada função.

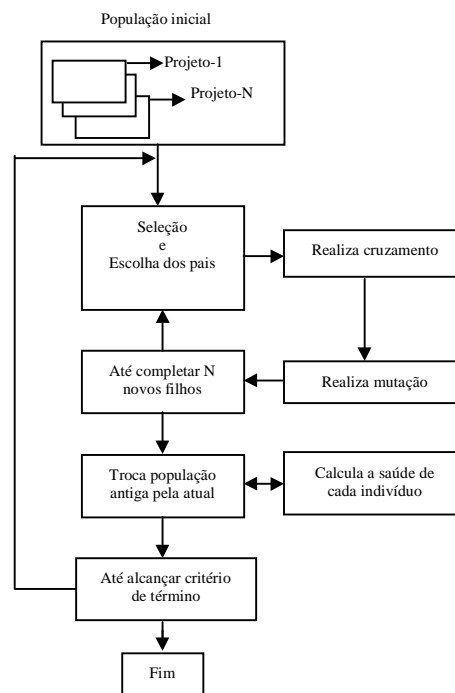


Fig.5: Diagrama de bloco, representando o processo de otimização genética

Uma vez encontrada a configuração ótima para o filtro, a curva de refletividade pode ser traçada para uma determinada faixa de  $\lambda$ . Um exemplo típico dessa curva pode ser visto Fig. 6, que representa a resposta de um filtro óptico, considerando-se incidência normal, onde os valores de comprimento de onda estão na faixa de  $7.7\mu\text{m}$  a  $12.3$

$\mu\text{m}$ . A estrutura analisada é composta por 20 camadas alternadas com índices de refração iguais a 2.2 e 4.2.

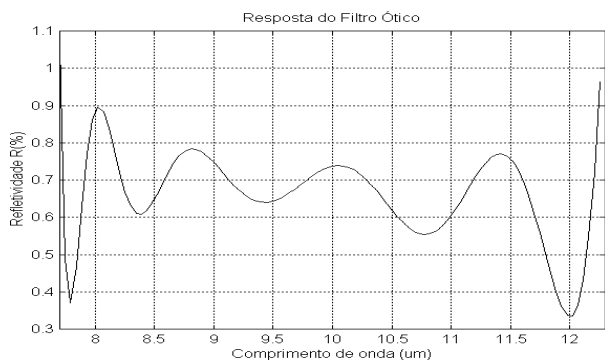


Fig.6: Curva de resposta de um filtro óptico consistindo de 20 camadas e índices de refração 2.2 e 4.2 alternados em cada camada.

Um outro exemplo de projeto pode ser visto na Fig. 7, onde se utiliza um sistema com multicamadas para se projetar um filtro com rejeição de 90%, com largura de banda centrada em torno de  $0.6\mu\text{m}$ . Na Fig. 7 observa-se que para valores de  $\lambda$  próximo de  $0.6\mu\text{m}$ , a refletividade fica por volta de 80%. Isto pode ser melhorado através de métodos de refinamento. Uma boa discussão sobre tais métodos pode ser encontrada em [5]. Projetos típicos como este pode ser encontrado em [4] e [5].

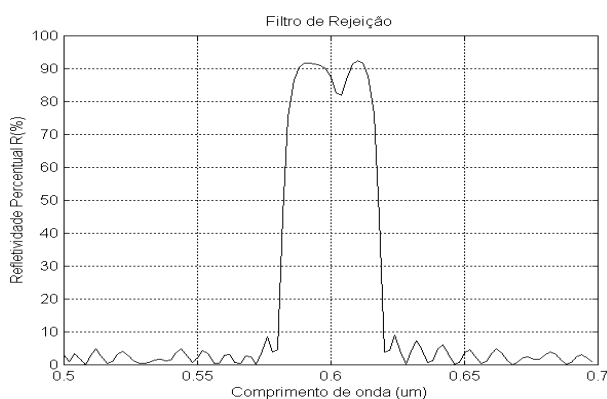


Fig.7: Curva de resposta do Filtro de Rejeição de 90%, na região  $0.5 \leq \lambda \leq 0.7\mu\text{m}$ , sua largura de banda está centrada em torno de  $0.6\mu\text{m}$ . A estrutura consiste de 40 camadas, onde  $0.1669 \leq t \leq 0.1372\mu\text{m}$  e  $1.35 \leq n \leq 2.2$ .

#### 4. CONCLUSÃO

Diante das características discutidas até aqui sobre algoritmos genéticos, existem boas perspectivas de se encontrar resultados satisfatórios nos projetos de Dispositivos óticos, tais resultados podem ser comparados com os de métodos tradicionais, como é o caso de métodos que utilizam o gradiente. A Fig. 6 e a Fig. 7, são exemplos que podem servir como projetos iniciais para métodos de refinamento, os quais normalmente utilizam métodos tradicionais.

#### REFERÊNCIAS

- [1] David E. Goldberg, Genetic Algorithms in Search, Optimization & Machine Learning, New York, Addison-wesley,1989.
- [2] K.S. Tang, K. F. Man, S. Kwong and Q. HE, "Genetic Algorithms and their Applications," *IEE Signal Processing Magazine*, vol. 13 No 6, November 1996, pg 22-37.
- [3] Johnson, J. M e Yahya, "Genetic Algorithms in Engineering Electromagnetics," *IEEE Antenas and Propagation Magazine*, vol. 39, No.4, August 1997,pg 7.
- [4] S. Martin, J. Rivory e M. Schoenauer, "Synthesis of optical multilayer systems using genetic algorithms," *APPLIED OPTICS*, vol 34, No 13, May 1995,pg 2247-2254.
- [5] J. A. Dobrowolski e R. A. Kemp, "Refinement of optical systems with different optimization procedures," *APPLIED OPTICS*, vol 29, No. 19, July 1990, 2876-2893.

# Power Penalties due to FWM in the Anomalous Dispersion Region on WDM Optical Communication Systems

D.F. Grosz and H.L. Fragnito

Instituto de Física Gleb Wataghin, Unicamp, Campinas, 13083-970, SP, Brazil

**Abstract** — We analyze the interplay between Four Wave Mixing (FWM) and Self-Phase Modulation (SPM) on Wavelength Division Multiplexed (WDM) optical systems in fibers with anomalous or normal group velocity dispersion (GVD). In the anomalous dispersion case the total phase mismatch between WDM channels can be significantly smaller than in the normal GVD case because of SPM. As a result, FWM interactions between channels are larger, leading to greater power penalty in the anomalous GVD case.

**Index terms** — WDM Systems, modulation instability, power penalties.

## I. INTRODUCTION

Wavelength Division Multiplexing (WDM) optical communication systems [1] are presently limited by nonlinear optical effects in the fiber. Four Wave Mixing (FWM) represents the source of greatest power penalty in high capacity WDM systems. It is well established that FWM can be greatly reduced using fibers with non-zero group velocity dispersion (GVD). This is so because the efficiency of FWM depends on the GVD parameter  $D$  [ps/nm/km] in such a way that is maximum for  $D = 0$  [1]. This consideration has motivated in recent years the design of special fibers (Non-Zero Dispersion Shifted Fibers, NZ-DSF) with small GVD but  $D \neq 0$ , so as to reduce FWM while keeping the dispersion within tolerable limits [2]. Presently, various NZ-DSFs are available with positive or negative  $D$ , which can be alternated along the link for dispersion management, i.e., in order to have non zero local but nearly zero average dispersion. For a link without dispersion management the NZ-DSF with normal group velocity dispersion (GVD) is generally more convenient than one with anomalous dispersion because in the first there is no modulation instability (MI) that amplifies noise within a given spectral range [4]-[7]. Modulation instability is a particular type of FWM where a coherent field mixes with photons from the noise field (amplified spontaneous emission from lasers or amplifiers or, in the absence of it, from the quantum vacuum field). MI manifests itself as a quasi-exponential amplification of noise within a well-defined spectral region.

We demonstrate in the present paper that FWM among WDM channels is enhanced in the same spectral region where MI is expected. This study suggests that MI is a more general phenomenon than previously believed, i.e., it occurs not only between coherent signals and noise, but also between coherent

fields (two or more WDM channels). We present numerical simulations on two channel WDM systems with parameters so chosen as to clarify how FWM is modified by MI and thus explain why and under what conditions the normal GVD fiber is superior to the anomalous GVD fiber.

Let us first review the main characteristics of MI and FWM. In the case of a continuous wave with frequency  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda$ , the gain coefficient for noise at frequency  $\omega$  is given by [4]

$$g(\omega - \omega_0) = -\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \sqrt{[\omega_c^2 / (\omega - \omega_0)^2] - 1}. \quad (1)$$

As shown in Fig. 1, this gain vanishes for  $|\omega - \omega_0| > \omega_c$  (MI cutoff frequency) and has its maximum ( $g_{\max} = g(\omega_{\text{MI}}) = 2\gamma P$ ) for (see Fig. 1)

$$\omega_{\text{MI}} = \sqrt{2\gamma P / |\beta_2|} = \omega_c / \sqrt{2}. \quad (2)$$

In these equations,  $\gamma = \lambda n_2 / A_{\text{eff}}$  ( $n_2$  is the nonlinear refractive index,  $A_{\text{eff}}$  is the effective area of the fiber, and  $\lambda$  the wavelength),  $P$  is the input power per channel, and  $\beta_2 = -\lambda^2 D / 2\pi c$  ( $D$  is the GVD parameter and  $c$  the speed of light in vacuum).

As the noise is being amplified along the fiber, the original wave evolves into a sequence of pulses. This is the so-called modulation instability effect. It is important to note that MI occurs only if  $D > 0$  (anomalous dispersion regime).

Let us first review very briefly the fundamentals of FWM interactions. A FWM process is more easily understood in the case of two WDM channels of equal power ( $P_1 = P_2 = P$ ) and frequencies  $\omega_1$  and  $\omega_2$  respectively propagating in a fiber without loss. The FWM efficiency in this case is given by [2]

$$\eta = \frac{\sin^2(\Delta\beta)}{\Delta\beta^2}, \quad (3)$$

and is maximum when  $\Delta\beta = 0$ , where  $\Delta\beta$  is the difference between the propagation constants of the two channels,

$$\Delta\beta = \beta_2 \Delta\omega^2, \quad (4)$$

D. F. Grosz, +55 19 788 5451, fax +55 19 788 5427, alan@ifi.unicamp.br, H. L. Fragnito, +55 19 788 5430, hugo@ifi.unicamp.br.

We acknowledge financial support from CNPq, Fapesp, Finep and Telebrás.

and  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  is the system channel spacing.

More generally, there is a contribution to the phase of the waves due to the SPM effect. When this contribution is taken into account, the total phase mismatch  $\Delta\kappa$  is given by

$$\Delta\kappa = \Delta\beta + 2\gamma P. \quad (5)$$

Combining these concepts, we can expect that in a two channel WDM systems, the FWM interaction will be enhanced in a fiber with  $D > 0$  when the channel spacing  $\Delta\omega$  is close to  $\omega_{MI}$  and for powers such that  $\Delta\kappa = 0$ . Unfortunately, as illustrated below, typical system parameters are such that these conditions are easily met.

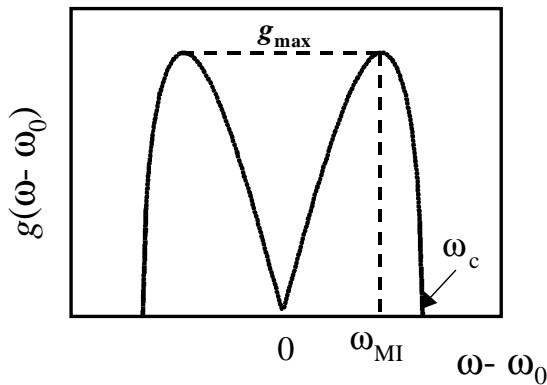


Fig. 1. Gain spectrum for noise due to Modulation Instability.

## II. RESULTS

To give an idea of the impact of MI on the power penalty of a two-channel WDM system we present now results of computer simulations on a fiber with realistic parameters. Results are presented in terms of a normalized received power  $NRP$  such that

$$NRP = P(L) / (P_{in} e^{-\alpha L}), \quad (6)$$

where  $L$  is the fiber length,  $P_{in}$  the input power per channel, and  $\alpha$  the attenuation coefficient. The  $NRP$  represents the received power relative to that would be received ignoring the nonlinear effects in the fiber.

In Fig. 2 we show the  $NRP$  in each of the 2-channel system at 10 Gb/s per channel as a function of channel spacing in wavelength units. The input channel power is  $P_{in} = 25$  mW and for this simulation we compare the  $NRP$  in two fibers with identical parameters ( $n_2 = 2.3 \times 10^{-16}$  cm<sup>2</sup>/W,  $\alpha = 0.25$  dB/km,  $L = 20$  km,  $|D| = 0.15$  ps/nm/km) except for the sign of  $D$ . For each channel spacing and for each fiber, the propagation equation (i.e., the Nonlinear Schrödinger Equation with

attenuation) was solved using a Split Step Fourier algorithm [4]. In the normal propagation regime ( $D < 0$ ) the behavior is that of a “pure” FWM case in long fibers [2] ( $1/\alpha$  much larger than the coherence length of FWM:  $1/\alpha \gg \pi/\Delta\beta$ ): the channels are monotonically less penalized as the channel spacing is increased. However, in the anomalous propagation regime ( $D > 0$ ) the output power in both channels is greatly reduced. Furthermore, the MI resonance effect near  $\Delta\lambda = 0.64$  nm is clearly evidenced. To convince ourselves that this resonance has its origin in the MI effect, we note that if we compute  $\omega_{MI}$  in (1) using the averaged power along the fiber length ( $\bar{P} = \int_0^L P_{in} e^{-\alpha z} dz / L$ ) we obtain that  $\omega_{MI}$  corresponds to 0.66 nm, in good agreement with the results in Fig. 2.

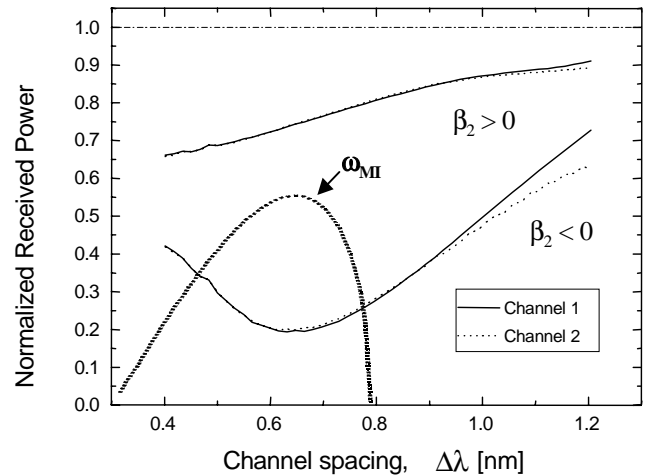


Fig. 2. Normalized Received Power as a function of channel spacing for a two-channel WDM system at 10 Gb/s per channel. Note the penalty paid for the  $D > 0$  (anomalous GVD) case near the modulation instability frequency (MI gain spectrum is also shown for comparison).

In Fig.3 we show the normalized received power as a function of propagated distance for a channel spacing of 100 GHz (close to  $\omega_{MI}$ ). The dip near 17 km in the  $D > 0$  case corresponds to a power penalty of 2.5 dB relative to the  $D < 0$  case.

For short fibers, the energy flows mainly from the signal channels into the FWM sidebands at  $2\omega_2 - \omega_1$  and  $2\omega_1 - \omega_2$ . For fibers with  $L > 1/\alpha$ , part of the energy in these sidebands returns to the signal channels, so that the power in the signal channels is slightly recovered. This resembles the FWM oscillations described in [4] for the undepleted signal case. Undepleted models necessary violate energy conservation. In a real system, where depletion takes place, the FWM process is not exactly oscillatory and the energy transferred to the sidebands does not fully return to the signal channels. Eventually, as the power drops due to the fiber attenuation, the cutoff frequency of MI becomes smaller than the

channel spacing ( $\omega_c < \Delta\omega$ ) and MI no longer enhances FWM [8].

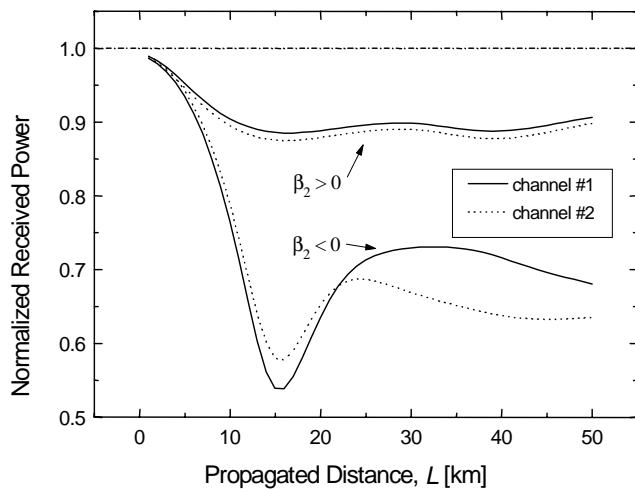


Fig. 3. Normalized Received Power as a function of fiber length.

Finally, for  $L \gg 1/\alpha$ , the system with  $D > 0$  is more penalized than in the  $D < 0$  case, although by a much smaller amount than for short fibers with  $L \cong 1/\alpha$ . Numerical experiments show that this difference is around 3 dB for typical system parameters.

Finally, we compared MI system impairments for NRZ (Non-Return-to-Zero) and RZ (Return-to-Zero) data modulation formats in the presence of noise. We found that RZ format leads to less eye closure penalty [9] due to modulation instability induced pulse distortion (especially in systems with in-line amplifiers).

In conclusion, we have investigated the interplay of self-phase modulation, four-wave mixing and modulation instability in two-channel WDM systems. Our results demonstrate that the use of non zero dispersion shifted fibers with slightly negative group velocity dispersion (normal propagation regime,  $D < 0$ ) represents a better choice for WDM transmission systems, leading to smaller power penalties as compared to positive dispersion fibers.

## REFERENCES

- [1] N. S. Bergano and C. R. Davidson, "Wavelength Division Multiplexing in Long-Haul Transmission Systems," *J. of Lightwave Technol.*, **14**, 6, 1996.
- [2] R. W. Tkach, A. R. Charpplyvy, F. Forghieri, A. H. Gnauck and R. M. Derosier, "Four-Photon Mixing and High-Speed WDM Systems," *J. of Lightwave Technol.*, **13**, 5, 1995.
- [3] R. A. Saunders, B. L. Patel and D. Garthe, "System Penalty at 10 Gb/s Due to Modulation Instability and Its Reduction Using Dispersion Compensation," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 5, 1997 and references therein.
- [4] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, 2<sup>nd</sup> Ed., Academic Press, 1995.
- [5] R. Hui, D. Chowdhury, M. Newhouse, M. O'Sullivan and M. Poettcker, "Nonlinear Amplification of Noise in Fibers with Dispersion and Its Impact in Optically Amplified Systems," *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 3, 1997.
- [6] R. Hui and M. O'Sullivan, "Noise squeezing due to Kerr effect nonlinearities in optical fibres with negative dispersion," *Electron. Lett.*, **32**, 21, 1996.
- [7] M. Midrio F. Matera and M. Settembre, "Reduction of the amplified spontaneous emission noise effect in optical communication systems by means of unusual modulation instability," *OFC'97 Techn. Digest*, Paper **WL40**, 1997.
- [8] D. F. Grosz and H. L. Fragnito, "Power Modulation Due to Modulation Instability Effects in WDM Optical Communication Systems," *Microw and Opt. Techn. Lett.*, in press.
- [9] D. F. Grosz and H. L. Fragnito, "Pulse Distortion and Induced Penalties Due to Modulation Instability in WDM Systems," unpublished.

# Projeto e Modelamento de Sensores Ópticos de Pressão Integrados sobre Substrato de Silício

Ben-Hur V. Borges, Stilante K. Manfrin, Murilo A. Romero e Amílcar C. César  
 Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, Depto. de Engenharia Elétrica  
 Av. Dr. Carlos Botelho, 1465, 13560-250 São Carlos, SP  
 Fone: (016) 273-9371, Fax: (016) 273-9372, e-mail: Benhur@sel.eesc.sc.usp.br

**Resumo** — Sensores de pressão em óptica integrada sobre substrato de silício e com configuração tipo Mach-Zehnder são analisados neste artigo. Parâmetros de desempenho tais como “leakage” de potência para o substrato de Si, ângulo de abertura da junção Y e pressão de meia onda são investigadas em detalhe com o auxílio de três técnicas de modelamento: Método do Índice Efetivo (EIM) aplicado à estruturas “leaky”, Método da Propagação de Feixe (FD-BPM), e Método das Diferenças Finitas (FDM), para a análise das características de deformação do material.

**Palavras-chaves** — óptica integrada, sensores, guia de onda, Mach-Zehnder, perdas, diferenças finitas.

## I. INTRODUÇÃO

Sensores ópticos integrados, baseados em estruturas interferométricas do tipo Mach-Zehnder em substratos de silício, têm sido extensivamente investigados nos últimos anos. Isto se deve principalmente à maturidade da tecnologia de processamento de silício, propiciando a integração destes sensores com elementos microeletrônicos e/ou micromecânicos. Adicionalmente, a utilização da tecnologia óptica para sensoriamento oferece diversas vantagens: robustez em ambientes hostis, imunidade à interferência eletromagnéticas e baixo peso.

Com referência à aplicações específicas em monitoramento de pressão, várias estruturas foram propostas na literatura [1-3]. Todavia, inexistente um estudo sistemático que defina qual estrutura seria a mais eficiente em termos de desempenho. O trabalho apresentado aqui é parte de um esforço para preencher esta lacuna e permitir o projeto otimizado destes sensores [4].

## II. TEORIA

As principais estruturas analisadas neste artigo foram sugeridas originalmente por Fischer *et al.* [2] e Wagner *et al.* [3], e são mostradas esquematicamente na Fig. 1. Os parâmetros físicos e geométricos utilizados são listados na Tabela I. Para investigar estas estruturas, três técnicas diferentes são utilizadas: Método do Índice Efetivo (EIM) para o cálculo de “leakage” de potência em direção ao substrato de Si; Método das Diferenças Finitas para o cálculo da deformação do material quando submetido à pressão externa; e Método da Propagação de Feixe em Diferenças Finitas (FD-BPM) para o cálculo da propagação da luz ao longo da estrutura.

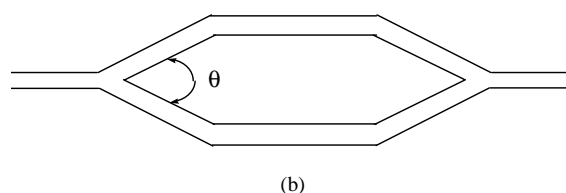
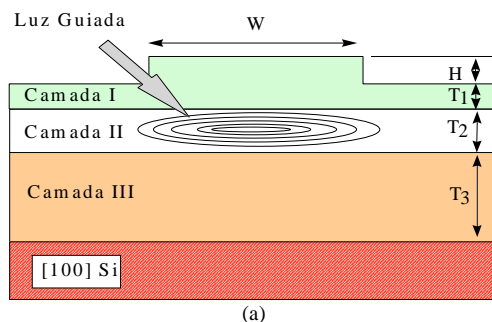


Fig.1:(a) Seção transversal das estruturas analisadas neste artigo. (b) Vista superior da estrutura Mach-Zehnder, onde  $\theta$  é o ângulo de abertura da junção Y.

TABELA I.

Parâmetros físicos e geométricos das estruturas analisadas neste artigo.  
 $\lambda=0.6328\mu\text{m}$  para ambas.

Descrição		Fisher [2]	Wagner [3]
Camada I	Material	SiO <sub>2</sub>	SiO <sub>x</sub> N <sub>y</sub>
	n <sub>1</sub>	1.4600	1.4840
	H(μm)	0.2000	0.2000
	T <sub>1</sub> (μm)	0.3000	0.3000
Camada II	Material	SiO <sub>x</sub> N <sub>y</sub>	SiO <sub>x</sub> N <sub>y</sub>
	n <sub>2</sub>	1.5000	1.5270
	T <sub>2</sub> (μm)	0.6000	0.6000
Camada III	Material	SiO <sub>2</sub>	SiO <sub>2</sub>
	n <sub>3</sub>	1.4600	1.4650
	T <sub>3</sub> (μm)	2.5000	2.5000

### A. Método do Índice Efetivo para estruturas “leaky”

Este método é particularmente conveniente para a análise de estruturas apresentando confinamento lateral de campo, tais como os guias de ondas tipo “rib” da Fig. 1. Como estas estruturas consistem de materiais vítreos (baixo índice de refração) sobre substrato de silício (alto índice de refração), torna-se necessária uma análise detalhada para se determinar a espessura mínima da camada de isolamento, dada uma tolerância aceitável de “leakage” de potência para o substrato. A importância da determinação desta espessura mínima se deve à dificuldades tecnológicas encontradas na deposição de

camadas espessas de SiO<sub>2</sub> com boa qualidade morfológica. Neste trabalho, procuramos otimizar essa etapa do processo de fabricação estendendo o já bem conhecido Método do Índice Efetivo para a análise de modos “leaky” em guias de ondas ópticos “rib”. Nossa implementação inclui adicionalmente o formalismo de Matriz de Transferência [5] para a análise desses modos.

Considerando um sistema guia de onda planar genérico com N camadas, a solução da equação de onda de Helmholtz em cada camada  $j$  é dada por:

$$E_j(x) = A_j e^{\gamma_j(x-t_j)} + B_j e^{-\gamma_j(x-t_j)},$$

onde

$$\gamma_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 n_j^2},$$

$n_j$  e  $t_j$  referem-se ao índice de refração e à espessura da camada  $j$  ( $j=1,2,3,\dots,N$ ). Para modos TE, as seguintes condições de contorno devem ser satisfeitas em cada interface:

$$E_j(t_j) = E_{j-1}(t_j), \text{ e } \frac{\partial}{\partial x} E_j(t_j) = \frac{\partial}{\partial x} E_{j-1}(t_j) \\ (j=1,2,\dots,N-1)$$

A matriz de transferência é então obtida casando-se, recursivamente, o campo elétrico e suas derivadas em cada interface e combinando as equações resultantes em forma matricial:

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = T_{wg} \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix}$$

$$\text{onde } T_{wg} = \prod_{j=2}^N T_j = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}$$

$$T_j = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\gamma_j}{\gamma_{j-1}}\right) e^{-\theta_j} & \left(1 - \frac{\gamma_j}{\gamma_{j-1}}\right) e^{\theta_j} \\ \left(1 - \frac{\gamma_j}{\gamma_{j-1}}\right) e^{-\theta_j} & \left(1 + \frac{\gamma_j}{\gamma_{j-1}}\right) e^{\theta_j} \end{bmatrix}$$

$$\theta_j = \gamma_j(t_j - t_{j-1}) = w_j \gamma_j$$

O “leakage” é então calculado resolvendo para  $t_{21}(\beta)=0$  via “downhill method” [6], para as constantes de propagação complexas. Para modos TM, temos as seguintes condições de contorno:

$$H_j(t_j) = H_{j-1}(t_j) \text{ e}$$

$$\frac{1}{n_j^2} \frac{\partial}{\partial x} H_j(t_j) = \frac{1}{n_{j-1}^2} \frac{\partial}{\partial x} H_{j-1}(t_j) \quad (j=1,2,\dots,N-1)$$

Similarmente,

$$\begin{bmatrix} A_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = T_{wg} \begin{bmatrix} A_N \\ B_N \end{bmatrix}$$

$$\text{onde } T_{wg} = \prod_{j=2}^N T_j = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} \\ t_{21} & t_{22} \end{bmatrix}$$

$$T_j = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} \left(1 + \frac{\gamma_j n_{j-1}^2}{\gamma_{j-1} n_j^2}\right) e^{-\theta_j} & \left(1 - \frac{\gamma_j n_{j-1}^2}{\gamma_{j-1} n_j^2}\right) e^{\theta_j} \\ \left(1 - \frac{\gamma_j n_{j-1}^2}{\gamma_{j-1} n_j^2}\right) e^{-\theta_j} & \left(1 + \frac{\gamma_j n_{j-1}^2}{\gamma_{j-1} n_j^2}\right) e^{\theta_j} \end{bmatrix}$$

$$\theta_j = \gamma_j(t_j - t_{j-1}) = w_j \gamma_j$$

O EIM é então implementado da maneira usual, aplicando-se primeiramente a solução para modos TE nos três guias de ondas planares formados ao se dividir a estrutura com respeito às regiões interior e exterior ao “rib”. Obtêm-se assim, três índices efetivos que irão agora formar um guia de onda planar simétrico de três camadas, onde a camada central possui uma espessura que é dada pela largura  $W$  do “rib”. Finalmente, aplica-se a solução para modos TM e obtêm-se a constante de propagação complexa do modo. A parte imaginária desta constante de propagação determina a magnitude do “leakage” de potência para o substrato.

#### B. Método das Diferenças Finitas para o cálculo da deformação do material

O processo de medição de pressão em óptica baseia-se na deformação do material e, conseqüente, mudança no índice de refração em virtude da aplicação da pressão. Os graus de deformação e de variação do índice de refração foram obtidos aqui via método diferenças finitas. Esse método foi validado para a estrutura proposta por Ohkawa [1] apresentando excelentes resultados [7]. A estrutura multicamada é reduzida a uma única camada equivalente, cuja rigidez é a soma da rigidez de cada camada, ou seja:

$$D_{eq} = \frac{Y_1 t_1^3}{12(1-\nu_1^2)} + \frac{Y_2 t_2^3}{12(1-\nu_2^2)} + \frac{Y_3 t_3^3}{12(1-\nu_3^2)} + \dots + \frac{Y_N t_N^3}{12(1-\nu_N^2)}$$

onde  $Y_1, Y_2, \dots, Y_N$  são os módulos de Young para cada camada (supondo N camadas),  $t_1, t_2, \dots, t_N$  são as espessuras dessas camadas, e  $\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_N$  são as respectivas razões de Poisson. A deflexão causada pela pressão aplicada uniformemente é dada por:

$$\frac{\partial^4 w(y, z)}{\partial y^4} + 2 \frac{\partial^4 w(y, z)}{\partial y^2 \partial z^2} + \frac{\partial^4 w(y, z)}{\partial z^4} = \frac{p}{D_{eq}}$$

A correspondente variação do índice de refração,  $\Delta n_x = C_2(\sigma_y + \sigma_z)$ ,  $\Delta n_y = C_1\sigma_y + C_2\sigma_z$ , pode então ser obtida, onde  $C_1$  e  $C_2$  são os coeficientes elastoópticos do material, e  $\sigma_y$  e  $\sigma_z$  são dados por:

$$\sigma_y = -\frac{t}{2(1-\nu^2)} \left[ Y_y \frac{\partial^2 w(y, z)}{\partial y^2} + Y_z \nu \frac{\partial^2 w(y, z)}{\partial z^2} \right]$$

$$\sigma_z = -\frac{t}{2(1-\nu^2)} \left[ Y_z \frac{\partial^2 w(y, z)}{\partial z^2} + Y_y \nu \frac{\partial^2 w(y, z)}{\partial y^2} \right]$$

onde  $t$  é a espessura da camada guia de onda, e  $Y_y$  e  $Y_z$  são os módulos de Young nas direções  $y$  e  $z$ , respectivamente. O cálculo dos deslocamento de fase para feixes com polarização TE e TM,  $\Phi_{TE}$  e  $\Phi_{TM}$ , no braço sensor são expressos como:

$$\Phi_{TE, TM} = \int_0^b \Delta\phi_{TE, TM}(z) dz$$

onde  $b$  é o comprimento do diafragma, e

$$\Delta\phi_{TE}(z) = \frac{\omega}{4} \int_{-w/2-t/2}^{w/2} \int_{-t/2}^{t/2} E_y^*(x, y, z) E_y(x, y, z) \Delta\epsilon_y(y, z) dx, dy$$

$$\Delta\phi_{TM}(z) = \frac{\omega}{4} \int_{-w/2-t/2}^{w/2} \int_{-t/2}^{t/2} E_x^*(x, y, z) E_x(x, y, z) \Delta\epsilon_x(y, z) dx, dy$$

com

$$\Delta\epsilon_x(y, z) = \epsilon_0(n_x^2(y, z) - n_0^2)$$

$$\Delta\epsilon_y(y, z) = \epsilon_0(n_y^2(y, z) - n_0^2)$$

$n_0$  é o índice do guia na ausência de pressão.

### C. Método da Propagação de Feixe em diferenças finitas (FD-BPM)

Este método é utilizado para simular a propagação de luz dentro da estrutura Mach-Zehnder. Ele resolve a equação de onda de Helmholtz no contexto da aproximação paraxial. Essa equação é expressa em termos de diferenças finitas da seguinte forma [8]:

$$\psi_{j+1}^{s+1} + a_j^+ \psi_j^{s+1} + \psi_{j-1}^{s+1} = -\psi_{j+1}^s + a_j^- \psi_j^s - \psi_{j-1}^s$$

onde

$$a_j^\pm = \mp 2 \pm k_0^2 (n^2 - n_0^2) (\Delta y)^2 - \frac{4ik_0 n_0 (\Delta y)^2}{\Delta z}$$

$$\psi_j^s = \psi(j \Delta y, s \Delta z)$$

$n_0$  é um índice de referência,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ . Primeiramente, a estrutura tipo “rib” é reduzida para uma guia planar de três camadas via o Método do Índice Efetivo convencional. Uma vez que a técnica BPM exige que uma condição inicial seja fornecida, essa condição é tomada como a distribuição de campo elétrico obtida analiticamente como solução da estrutura de três camadas calculada com o EIM. O campo inicial é então propagado iterativamente ao longo da estrutura em passos de comprimento  $\Delta z$ .

### III. RESULTADOS NUMÉRICOS

A análise das estruturas é iniciada com o cálculo da espessura da camada de isolamento, a camada III da Fig.1. Essa camada é de extrema importância nessas estruturas, já que ela tem por objetivo impedir a fuga de potência para o substrato. Isto ocorre em virtude do maior índice de refração do substrato de Si em relação ao índice das camadas superiores. Uma vez que a deposição de camadas espessas de alta qualidade de dióxido de silício, via LPCVD, não é um processo trivial, torna-se imprescindível encontrar a espessura mínima que produza um nível aceitável de fuga de potência.

Neste trabalho, esta análise foi efetuada através do Método do Índice Efetivo, o qual foi estendido para estruturas “leaky”. O método permite obter as constantes de propagação em guias de ondas tipo “rib” com bastante precisão, permitindo ainda a inclusão das perdas intrínsecas do material por meio da parte imaginária do índice de refração. Independentemente da

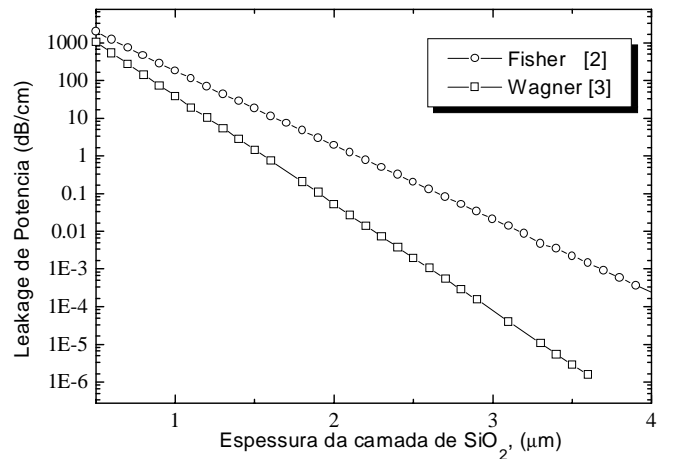


Fig. 2. Fuga de potência em direção ao substrato em função da espessura da camada de isolamento de SiO<sub>2</sub>, T<sub>3</sub>.

inclusão das perdas materiais, o “leakage” é representado pela



parte imaginária da constante de propagação,  $\beta$ . Os resultados obtidos para as duas estruturas são mostrados na Fig. 2 e indicam que, para que as perdas permaneçam num patamar aceitável de 1dB/cm, a espessura da camada de isolamento não deve ser menor do que 2,0  $\mu\text{m}$ .

Outro importante parâmetro a ser considerado em estruturas do tipo Mach-Zehnder é o ângulo de abertura da junção Y,  $\theta$ . Ângulos muito acentuados reduzem o tamanho da estrutura mas, por outro lado, causam excessivas perdas por radiação. A escolha do ângulo de abertura deve representar um compromisso entre o comprimento máximo aceitável para o dispositivo e as perdas por radiação nas junções. O efeito do ângulo de abertura pode ser melhor visualizado com as simulações obtidas via FD-BPM para dois ângulos  $\theta$  distintos,  $\theta=0.01$  e  $\theta=0.1$  rd, conforme mostram as Figs. 3a e 3b, respectivamente. Para  $\theta=0.1$ rd, as perdas por radiação tornam-se inaceitáveis. As simulações indicam que as perdas por radiação podem ser mantidas abaixo de

0.1dB/junção desde que o ângulo  $\theta$  não seja maior que 0.02 rd.

De posse das informações referentes ao guiamento das estruturas podemos, agora, definir a estrutura do sensor de pressão. Para a área sensora utiliza-se um dos braços do Mach-Zehnder, e o outro é utilizado como referência. Em seguida, uma membrana retangular é definida via ataque químico no substrato, o qual é deixado com uma espessura de aproximadamente 100  $\mu\text{m}$  nessa região. A pressão é então aplicada por esta membrana. A deformação causada pela pressão resulta numa correspondente mudança no índice de refração nas camadas da estrutura, os quais são obtidos aqui via Método de Diferenças Finitas. Esse método foi validado [7] para a estrutura proposta na referência [1], a qual utiliza uma membrana com dimensões de 220  $\mu\text{m}$  x 7000  $\mu\text{m}$  ao longo de um dos braços do Mach-Zehnder. Tendo em vista que o objetivo deste artigo é a avaliação de desempenho de diferentes estruturas propostas na literatura, decidimos utilizar também essas dimensões para a membrana na análise das estruturas da Fig. 1.

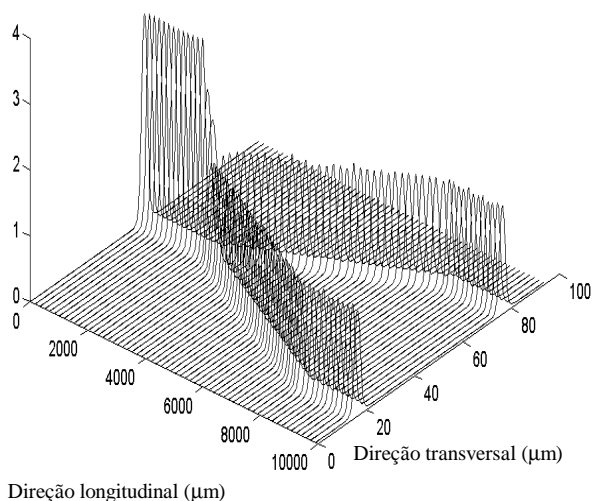
O dado mais relevante no projeto de um sensor de pressão é a chamada pressão de meia onda, ou seja, a pressão necessária para produzir um deslocamento de fase de  $\pi$  radianos. Essa seria a pressão necessária para produzir um cancelamento completo da potência na saída do interferômetro, ou seja, interferência destrutiva. A Fig. 4 mostra os deslocamentos de fase para as estruturas propostas em [2] e [3] para as polarizações TE e TM. Como pode ser observado, a estrutura proposta em [3] apresenta uma sensibilidade aos efeitos de pressão consideravelmente maior em comparação com a segunda, com uma pressão de meia onda para modos TE e TM de 2,85 MPa e 1,3 MPa, respectivamente. Isso se explica, em parte, pelo melhor confinamento de campo produzido por esta estrutura, já que a casca superior apresenta um índice de refração maior que o da casca inferior. Com isso, o campo se concentra mais na camada guiante da estrutura. Adicionalmente, há ainda uma melhora significativa nas perdas por "leakage", causado pela menor penetração de campo no substrato de silício em virtude do melhor confinamento de campo, como pode ser visto na Fig. 2.

Uma vez calculado o deslocamento de fase, o próximo passo é a obtenção da variação de intensidade em função da pressão aplicada,

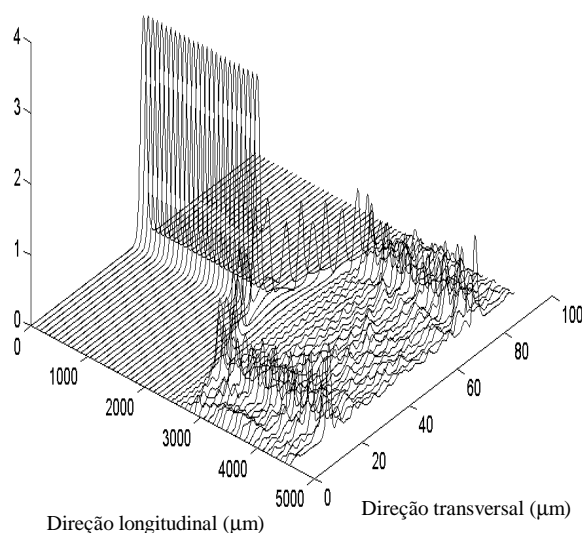
$$\frac{I_{out}}{I_{in}} = \cos^2\left(\frac{\Phi_{TE,TM}}{2}\right)$$

onde  $I_{in}$  é a intensidade na entrada e  $I_{out}$  a intensidade na saída do interferômetro. A intensidade de campo versus pressão aplicada para a estrutura proposta em [3] é mostrada na Fig. 5 para modos TE (círculos) e modos TM (linha sólida). A intensidade versus pressão aplicada para a estrutura proposta em [2] é mostrada na Fig. 6 onde, novamente, círculos indicam modos TE e linha sólida modos TM.

Uma vez que a função resposta do sensor só é univocamente definida até o valor da pressão de meia-onda, os resultados obtidos tornam evidente que um maior valor de pressão de



(a)



(b)

Fig. 3. Efeito do ângulo de abertura,  $\theta$ , sobre a propagação do feixe. (a)  $\theta = 0.01$  radianos, e (b)  $\theta = 0.1$  radianos.

meia-onda se traduz em uma maior faixa dinâmica de operação para o sensor.

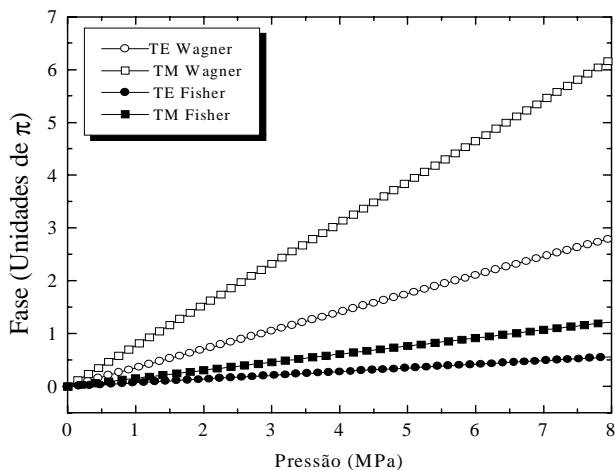


Fig. 4. Deslocamento e fase em função da pressão aplicada.

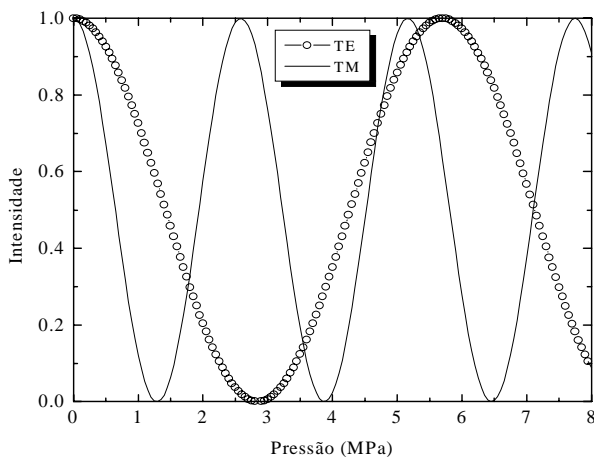


Fig. 5. Variação da intensidade na saída do interferômetro versus pressão aplicada para a estrutura proposta em [3].

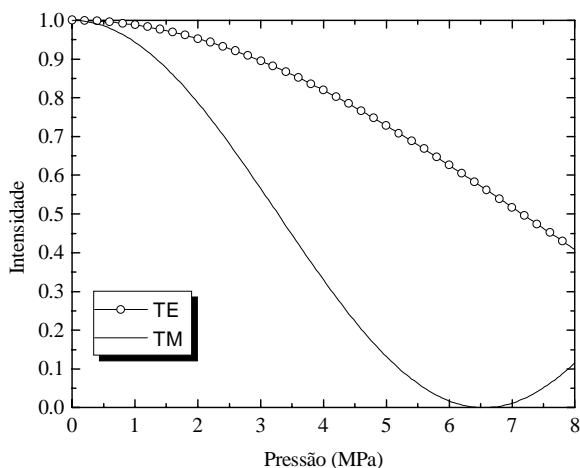


Fig. 6. Variação da intensidade na saída do interferômetro em função da pressão aplicada para a estrutura proposta em [2].

#### IV. CONCLUSÕES

Neste artigo, sensores de pressão em óptica integrada, com configuração tipo Mach-Zehnder foram investigados, e as pressões de meia-onda para duas estruturas de interesse descritas na literatura foram computadas. Como diretriz para o projeto destas estruturas, nossos resultados numéricos indicam que um ângulo de abertura de junção-Y de 0.1 radiano pode causar perdas por radiação de até 3 dB enquanto a fuga de potência para o substrato é mantida abaixo de 1 dB/cm para uma espessura de camada de isolamento de  $\text{SiO}_2$  em torno de 2 microns.

#### REFERÊNCIAS

- [1] M. Ohkawa, M. Izutsu and T. Sueta, "Integrated Optic Pressure Sensor on Silicon Substrate", *Appl. Opt.*, vol. 28, no. 23, pp. 5153-5157, dez. 1989.
- [2] K. Fischer, J. Muller, R. Hoffmann, F. Wasse and D. Salle, "Elasto-optical Properties of SiON Layers in an Integrated Optical Interferometer Used as a Pressure Sensor", *J. Lightwave Technol.*, vol. 12, no. 1, pp. 163-169, janeiro 1994.
- [3] C. Wagner, J. Frankenberger, and P.P. Deimel, "Optical Pressure Sensor Based on a Mach-Zehnder Interferometer Integrated with a Lateral a-Si:H p-i-n Photodiode", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 5, no. 10, pp. 1257-1259, outubro 1993.
- [4] S.K. Manfrim, B.V. Borges, A.C. Cesar and M.A. Romero, "On the Design of Integrated Optical Pressure Sensors on Silicon", to be submitted to the *J. Lightwave Technology*.
- [5] K.-H. Schlereth, and M. Tacke, "The complex Propagation Constant of Multilayer Waveguides: An Algorithm for a Personal Computer", *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 4, pp. 627-630, April 1990.
- [6] W. h. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky e W. T. Vetterling, *Numerical Recipes*, London: Cambridge University Press, 1986.
- [7] S. K. Manfrim, A. C. César e M. T. C. Silva, Improved Model to Design Integrated Optical Pressure Sensors", *Anais Int. microwave and Optoelectronics Conf. SBMO/IEEE MTT-S*, pp. 87-90, Rio de Janeiro, RJ, julho de 1995.
- [8] A. Tervonen, "Computer-Aided Design System for Optical Waveguide Devices", *Opt. Eng.*, vol. 34, no. 9, pp. 2543-2550, setembro 1995.

#### AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq (procs. nos. 522767/95-8 e RD-300834/97-7), PRONEX (proc. no. 41/96.0921/00) e FAPESP.

# ANÁLISE DE SENSIBILIDADE DE UM SISTEMA ÓPTICO DE ALTO DESEMPENHO

M. H. Zamorano

Depto. Electrónica Facultad de Ingeniería Universidad de Tarapacá -Casilla 6-D - Arica - Chile

E. Moschim, S. Rossi

Laboratório de Tecnologia Fotônica. DT/FEE/UNICAMP. Caixa Postal 6101, CEP 13081-970 - Campinas - SP, Brasil

**Resumo** – Objetivo deste artigo é apresentar uma avaliação de desempenho de sistemas ponto a ponto de alta velocidade com modulação de intensidade e detecção direta, utilizando a técnica de simulação. A avaliação de desempenho do sistema é feita através da sensibilidade do receptor, usando uma probabilidade de erro de  $10^{-12}$ . São apresentados os resultados numéricos para um sistema típico, em três configurações de receptores, operando na taxa de 2,5 Gb/s.

**Palavras Chaves** – Sensibilidade, desempenho, sistemas de alta velocidade

## 1. INTRODUÇÃO

Nosso objetivo é avaliar o desempenho de sistemas de alta velocidade ponto a ponto com modulação de intensidade e detecção direta (IM/DD) usando as três configurações possíveis de receptores ópticos, tais como receptor usando fotodiodo PIN, receptor usando fotodiodo de avalanche e receptor usando pré-amplificador óptico na entrada. O comprimento de onda de operação é 1550 nm, que é, atualmente, a mais usual para aplicações em telecomunicações, devido às baixas perdas. A taxa de transmissão adotada é 2,5 Gb/s que corresponde à hierarquia SDH (Synchronous Digital Hierarchy). Tomamos como parâmetro de medida de desempenho a sensibilidade do receptor para uma taxa de erro de  $10^{-12}$ , de acordo com as normas usuais do ITU-T. São apresentados os resultados obtidos para um enlace ponto a ponto de alto desempenho.

## 2. SISTEMA SIMULADO

O diagrama em bloco esquemático do sistema simulado é mostrado na figura 1. O modelamento de cada um dos componentes utilizados foram apresentados em trabalhos anteriores [1]-[3]. O sistema é constituído por uma fonte de sinal, um circuito de excitação, um diodo laser DFB do tipo semiconductor, uma fibra óptica monomodo, um amplificador óptico, um fotodetector PIN ou APD, um pré-amplificador e um filtro óptico tipo Butterworth.

M.H.Zamorano, (56) (58) 205141, fax (56) (58) 225148  
zamorano@belen.electa.uta.cl. E. Moschim moschim@dt.fee.unicamp.br

Este trabalho foi desenvolvido no Laboratório de Fotônica do DT/FEE/UNICAMP com suporte da CAPES

Os resultados da simulação foram obtidos a partir do programa PC-SIMFO, que é um software desenvolvido especialmente para analisar sistemas ópticos [4],[5].

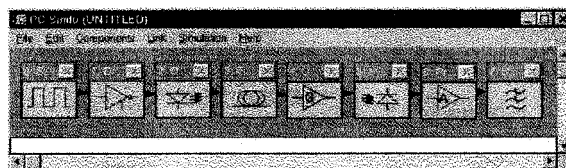


Fig. 1. Sistema utilizado na simulação

O transmissor é uma fonte de informação binária que modula diretamente a fonte de luz, com uma corrente pulsada do tipo NRZ, dada pela equação [6]

$$i(t) = I_b + \sum_{k=-\infty}^{\infty} a_k i_m(t - kT) \quad (1)$$

onde  $I_b$  é a corrente de polarização,  $T$  é o período do pulso,  $i_m$  é o formato do pulso de corrente de modulação e  $a_k$  é a sequência que representa os dados binários transmitidos.

O perfil do pulso de corrente de modulação será dado por [6]

$$i_m(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ I_m \left[ 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_r}\right) \right] & 0 \leq t \leq T \\ I_m \left[ \exp\left[-\frac{(t-T)}{\tau_r}\right] \right] & t > T \end{cases} \quad (2)$$

onde  $I_m$  é a corrente de pico de modulação e  $\tau_r$  é o tempo de subida do pulso.

A sequência  $a_k$  utilizada apresenta 24 bits de comprimento, fornecendo todas as combinações possíveis de uma sequência básica de três bits, ordenados de tal maneira

que é possível aplicar o algoritmo de pulsos truncados para o cálculo da probabilidade de erro, ou seja 010011110111001101100000. O comprimento de três bits para a sequência básica leva somente em consideração a memória do pulso anterior para o cálculo da interferência intersimbólica, o que é suficiente para os resultados aqui discutidos. Para o melhor desempenho, em termos de resposta dinâmica, o laser foi polarizado acima do limiar, o que resultou numa taxa de extinção finita, definida aqui como a relação entre a potência óptica de pico do pulso "1" e a potência óptica do pulso "0". Foi feito um estudo sobre o efeito da taxa de extinção sobre o desempenho do sistema [6].

### 3. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A figura 2, apresenta a variação da sensibilidade do receptor em função da taxa de extinção. Observa-se, nos três tipos de receptores ópticos simulados que, para distâncias menores que 100 km, o efeito do chirp não é significativo e o sistema melhora seu desempenho para altas taxas de extinção. No caso de distâncias maiores que 100 km, existe um valor ótimo de taxa de extinção. Isto ocorre porque para altas taxas de extinção tem-se um aumento do chirp do laser semiconductor, como mostrado nas figuras 3 e 4, onde ve-se que o chirp é mais significativo para as taxas de extinção maiores. A figura 2 mostra a comparação das configurações simuladas e observa-se que, com respeito ao receptor com fotodiodo PIN, o receptor com APD tem-se uma melhoria na sensibilidade de 3,5 dBm e que no caso do receptor EDFA+PIN a melhoria é de 10 dBm.

A figura 5 apresenta a variação da sensibilidade em função do fator de alargamento da linha espectral do laser (fator  $\alpha$ ), tomando como parâmetro o coeficiente de ganho do laser (fator  $\xi$ ). É evidente que quanto menor o alargamento de linha, menos efeito tem-se devido ao chirp. De acordo com as curvas, nota-se que o fator de alargamento de linha é fortemente dependente do fator de compressão de ganho. Quanto maior o fator de compressão de ganho, menor é o chirp gerado no laser, como visto pela figura 5.

Na recepção, os parâmetros que devem ser ajustados para um melhor desempenho são a frequência de corte do filtro elétrico, o instante de amostragem e o limiar de decisão e no caso do uso de fotodiodo APD, o ganho médio ótimo.

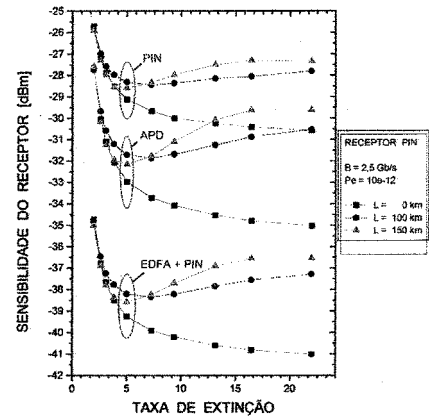


Fig. 2. Comparação da sensibilidade em função da taxa de extinção, para as três configurações de receptores.

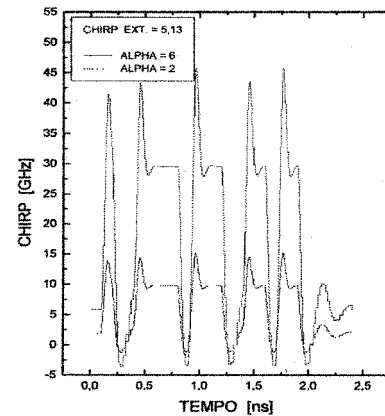


Fig. 3. Variação do chirp da fonte óptica com fator de largura de linha para uma taxa de extinção de 5.13.

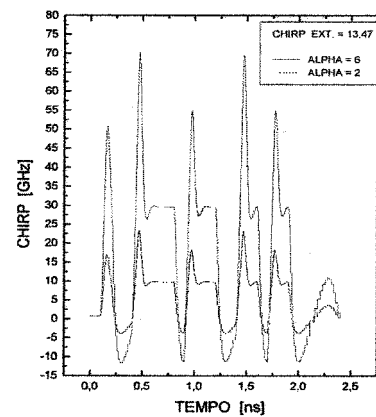


Fig. 4. Variação do chirp da fonte óptica com fator de largura de linha para uma taxa de extinção de 13.47.

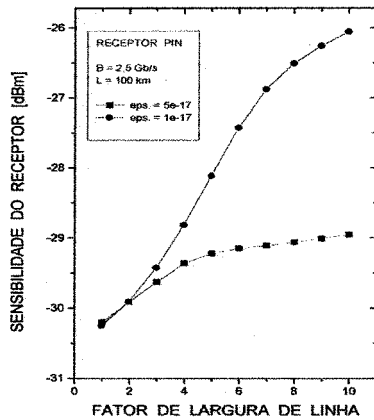


Fig. 5. Variação da sensibilidade do receptor óptico em função do fator de largura de linha para fatores de compressão de ganho de  $1e-17$  e  $5e-17$ .

A figura 6 apresenta a variação da sensibilidade, em função do comprimento da fibra para uma taxa de 2,5 Gb/s, tomando como parâmetro várias taxas de extinção, para os três receptores analisados. Observa-se que a sensibilidade em função da distância devido ao chirp do laser, que juntamente com a dispersão cromática da fibra, distorce o sinal recebido. Este efeito é bem pronunciado no caso de altas taxas de extinção. Para baixas taxas de extinção este efeito é menos crítico, levando a um valor ótimo de distância, ou seja neste caso a taxa de extinção anula o efeito do chirp. Observa-se que o comportamento da sensibilidade com a distância do enlace, é similar para as três configurações usadas. Como foi dito anteriormente, para distâncias menores a 100 km, o efeito do chirp não é significativo e se tem melhores sensibilidades para altas taxas de extinção. Já, para distância maiores que 100 km, existe um valor ótimo de taxa de extinção. Também neste caso observa-se, (Fig. 6) que o receptor com EDFA+PIN é o mais sensível, 6 dBm acima do receptor com fotodiodo APD e 10 dBm acima do receptor com fotodiodo PIN.

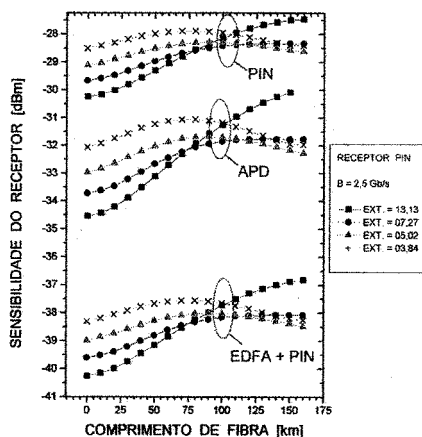


Fig. 6. Comparação da sensibilidades dos receptores PIN, APD e EDFA em função do comprimento da fibra óptica.

Na nossa simulação procuramos operar o fotodiodo APD no ganho ótimo. A figura 7 apresenta o comportamento do

ganho do APD em função da taxa de extinção e do parâmetro  $k$ , respectivamente. A variação do ganho ótimo não é muito significativa ficando em torno de 5. O ganho ótimo é oriundo do fato que para baixos ganhos do APD, o ruído gerado no pre-amplificador é o fator limitante na sensibilidade e para altos ganhos o ruído de avalanche é o mecanismo limitante da sensibilidade, levando consequentemente ao ganho ótimo. O parâmetro  $k$  é um parâmetro físico do dispositivo e fica entre 0,3 a 0,5 para tecnologia InGaAs.

A figura 8 mostra a variação da sensibilidade com a frequência de corte do filtro elétrico. A análise da figura mostra que para frequências de corte menores que um certo valor, a interferência intersimbólica é o elemento principal de degradação do sistema e para altos valores de frequência de corte, o ruído é o elemento degradante do sistema. Mesmo que o comportamento qualitativo da sensibilidade é muito similar nos três casos, pode-se observar que no caso do receptor com fotodiodo PIN se tem uma resposta ligeiramente diferente. Para um comprimento de fibra de 100 km, o valor ótimo de sensibilidade obtém-se para uma taxa de extinção de 7,27 e uma frequência de corte, normalizada, de 0,72, enquanto que para um comprimento de fibra de 150 km o valor ótimo de sensibilidade obtém-se para uma taxa de extinção de 3,84 e igual frequência de corte, ou seja o aumento da dispersão com a distância pode ser compensada com a diminuição do chirp e obter uma sensibilidade muito parecida. Já no caso do APD e do EDFA+PIN a situação anterior é diferente devido ao ganho introduzido por estes dispositivos.

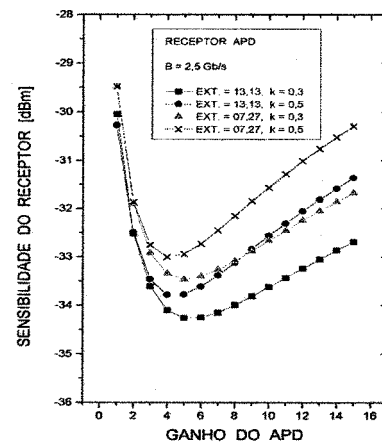


Fig. 7. Sensibilidade do receptor em função do ganho do fotodetector APD para várias taxas de extinção e taxa de transmissão de 2,5 Gb/s.

Na figura 9 apresentamos os resultados obtidos da simulação, para a probabilidade de erro na detecção dos sinais ópticos, para uma taxa de transmissão de 2,5 Gb/s,

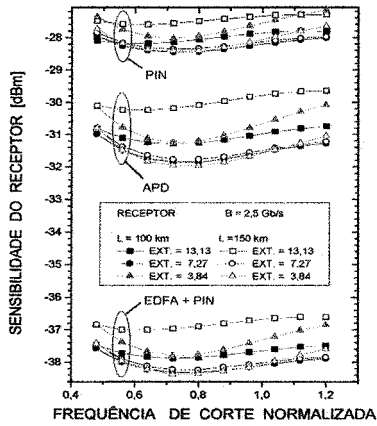


Fig. 8. Comparação da sensibilidades dos receptores PIN, APD e EDFA em função da frequência de corte do filtro elétrico.

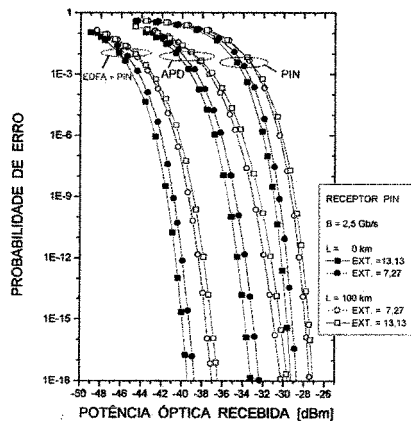


Fig. 9. Comparação da probabilidade de erro para os três tipos de receptores simulados.

nos três tipos de receptores analisados por nos. Em todos eles observa-se que uma redução na taxa de extinção, para um comprimento de fibra de 0 km, leva a uma sensibilidade pior; enquanto que a mesma redução, no caso de um comprimento de fibra de 100 km, leva a um melhoramento da sensibilidade. Isto significa que a diferença entre as sensibilidades, para  $L=100$  km e os dois valores de taxa de extinção dados, da uma medida diferente das implicações que o chirp tem no desempenho do sistema em relação à diferença entre as sensibilidades para  $L=0$  km. Na figura apresenta-se também uma comparação das probabilidades de erro obtidos para os três receptores, sua análise confirma os resultados obtidos anteriormente: o receptor com EDFA+PIN tem uma resposta melhorada em 10 dBm em relação ao receptor com fotodiodo PIN e de 6 dBm em comparação com o receptor com fotodiodo APD.

A figura 10 mostra, através da probabilidade de erro, a variação da sensibilidade pela incorporação de um filtro óptico na saída do amplificador óptico num receptor EDFA, para 2,5 Gb/s. Nesta figura pode-se observar que, com a

inclusão de um filtro óptico tipo Fabry-Perot de cavidade simples, o ganho em sensibilidade é de  $\sim 3$  dBm tanto para 0 km como para 100 km.

A figura 11 mostra a probabilidade de erro em função da potência óptica recebida, para diferentes larguras de faixa do filtro e comprimentos de fibra. Pode-se observar que a medida que a largura do filtro é mais estreita, diminui a potência óptica recebida para uma mesma probabilidade de erro.

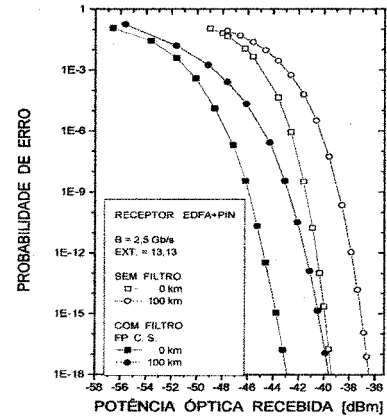


Fig. 10. Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN com e sem filtro óptico para 0 e 100 km de comprimento de fibra respectivamente.

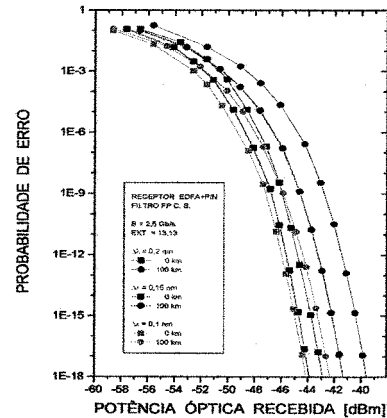


Fig. 11. Probabilidade de erro para receptor EDFA+PIN com filtro óptico Fabry-Perot de cavidade simples a três taxas de extinção distintas.

#### 4. CONCLUSÕES

Neste artigo fez-se a simulação de um sistema ponto a ponto de alto desempenho na taxa de 2,5 Gb/s, através do programa PC-SIMFO. Foram simulados três tipos de receptores ópticos: com fotodiodo PIN, com fotodiodo APD e EDFA+PIN. Os resultados mostram como a sensibilidade, dos receptores analisados, depende de parâmetros tais como

distância do enlace, chirp e fator de compressão de ganho do laser, taxa de extinção, frequência de corte do filtro elétrico, e no caso do uso de fotodiodo APD, o ganho médio ótimo. Finalmente foi obtida a probabilidade de erro na detecção dos sinais ópticos, e os resultados mostram que o receptor com EDFA+PIN tem uma resposta melhorada em 10 dBm em relação ao receptor com fotodiodo PIN e de 6 dBm em comparação com o receptor com fotodiodo APD.

## 5. BIBLIOGRAFIA

- [1] M. Zamorano e E. Moschim, "Análise de desempenho de sistemas de comunicação digital por fibra óptica do tipo MI/DD", *XI Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*. Universidade Federal do Rio Grande do Norte, Rio Grande do Norte-Brasil, Setembro 1993.
- [2] M. Zamorano e E. Moschim, "Modelamento de uma transmissão digital aplicada em sistemas de comunicação por fibra óptica", *X Congresso Chileno de Ingeniería Eléctrica*, Universidad Austral de Chile, Valdivia-Chile, Novembro 1993.
- [3] M. Zamorano, J. Gonzalez, E. Saavedra, S. M. Rossi, E. Moschim, "Simulación de un enlace digital por fibra óptica usando software PC-SIMFO", *I Congreso Internacional de Telecomunicaciones*, Valdivia-Chile, Novembro/1996.
- [4] S. M. Rossi, L. C. Kakimoto e E. Moschim, "PC-SIMFO: Um ambiente de simulação de sistemas para sistemas ópticos", Workshop: Ambientes de Simulação de Sistemas ópticos, CPqD/TELEBRÁS-Campinas/SP-Brasil, Dezembro/1995.
- [5] L. C. Kakimoto, S. M. Rossi e E. Moschim, "Simulation of WDM systems using PC-SIMFO", *47<sup>th</sup> IEEE Electronic Components and Technology Conference*, San José/CA-EUA, Maio/1997
- [6] M. Zamorano, "Contribuição ao Modelamento e a Simulação de Sistemas ópticos de Alto Desempenho", Tese de Doutor em Engenharia Elétrica, DT/FEE/UNICAMP, Campinas/SP-Brasil, Setembro/1997.

# Intensity noise cancellation in Fiber-Optic Gyroscopes

R. C. Rabelo and R. T. de Carvalho

Instituto de Estudos Avançados - CTA - Rod. dos Tamoios, km 5,5 CEP 12228-840 - São José dos Campos - SP, Brasil

J. Blake

Dept. of Electrical Engineering, Texas A&M University, College Station, TX 77843

**Abstract** — Multimode laser diodes provide higher power levels than other types of broadband sources at lower costs for Fiber Optic Gyroscopes (FOG) applications. They exhibit higher intensity noise coming either from optical power fluctuations or from the mode hopping-effect. In a polarization maintaining FOG, the optical intensity noise produced by the source is a major component in the observed noise when the optical power reaching the detector is more than a few tenths of microwatts. A detection scheme to produce intensity noise cancellation at the proper frequency of an open-loop fiber-optic gyroscope is proposed.

**Index Terms** — Optical noise, Optical fibers, Optical fiber sensors, Gyroscopes

## I - INTRODUCTION

Since the late seventies, when it became possible to fabricate optical fibers with low attenuation (typically a few dB/km) and semiconductor optical sources in the near IR region ( $\lambda \sim 800$  nm) became available at low cost, Fiber-Optic Gyroscopes (FOG's) turned into a promising way of exploiting the Sagnac effect in a passive optical circuit.

During the past two decades, much research was done in the field of fiber optic rotation sensors, resulting in many patents and publications [1-4]. Although many subjects related to the error sources encountered in the real-world sensors were exhaustively discussed and FOG's are already available in the marketplace, there are few subjects that have yet to be treated, aiming at improving performance and reducing gyro costs.

Fiber-optic gyroscopes can exhibit nowadays low bias drift and random-walk coefficient figures in the output signal. Improvements in the signal-to-noise ratio are made by coupling as much optical power as possible into the fiber circuit. In order to minimize bias drift caused by polarization cross-coupling errors [5] and by scattering of the guided light, the light source to be used should have a spectrum as broad as possible. However, semiconductor light sources that exhibit this kind of spectrum are expensive and fiber coupling power is limited to hundreds of microwatts. Multimode laser diodes provide higher power levels than other types of broadband sources at lower costs, and are thus candidates for FOG applications, but they exhibit higher intensity noise coming either from optical power fluctuations

or from the mode hopping effect produced by mode competition in the laser cavity

In a FOG built with polarization-maintaining fiber, one can observe that the optical intensity noise produced by the source is a major component in detected signal when the optical power reaching the detector is more than a few tenths of microwatts.

It was proposed in other works [6-7] an intensity noise subtraction after properly delaying the source intensity fluctuations available at the unused port of the source coupler, giving rise to noise cancellation in all frequencies.

In an open loop configuration, the rotation rate signal is detected at the proper frequency, therefore, to improve the SNR, the noise need to be cancelled at no other frequencies but at this one. This paper deals with a signal processing scheme to yield cancellation of this intensity noise only at the proper frequency of an open-loop polarization-maintaining FOG and its odd harmonics.

## II - THEORY

An open-loop polarization-maintaining FOG built to accurately measure phase shifts induced by the Sagnac effect must have the so-called minimum configuration shown in Fig. 1a), where a phase modulation is introduced by a modulator (M) at a frequency  $f_p$  called the proper frequency of the fiber loop (L). This modulator can be built by winding the optical fiber around a PZT cylinder. When a RF signal is applied to the cylinder it stretches and contracts the fiber, causing a phase modulation of the guided optical signal at the frequency of this RF signal. The transit time of the fiber loop is related to the RF frequency, around which demodulation of the detected signal takes place, extracting the information of rotation rate.

The frequency  $f_p$  obeys the relation

$$f_p = \frac{1}{2\tau} \quad (1)$$

where  $\tau$  is the Sagnac loop transit time.

A sample of the light coupled into the optical circuit is available at the unused port of the directional coupler (DC) and hits detector  $D_2$  showing the all the intensity noise characteristics  $n(t)$  of the source (Fig. 1b) ). Assuming that



these noise characteristics remain unaltered after traveling through the optical circuit, they will reach detector  $D_1$  along

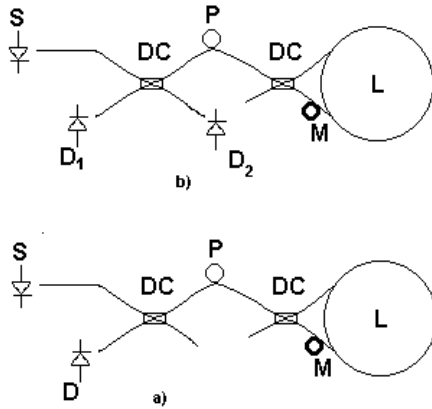


Fig. 1 : a) Minimum configuration of an open-loop polarization maintaining fiber-optic gyroscope. b) Inclusion of the detector  $D_2$  at the unused port of the source coupler for intensity monitoring.

with the interferometric signal, but delayed in time by the amount  $\tau$ , the loop transit time. Since the DC's are assumed to be 3 dB couplers, the signals detected, respectively, by  $D_1$  and  $D_2$  can be expressed as

$$\frac{K_1}{2} [I_0 + n(t - \tau)]g(t) \quad \text{and} \quad (2)$$

$$\frac{K_2}{2} [I_0 + n(t)]$$

where  $K_1$  and  $K_2$  are the detectors responsivities,  $I_0$  is the source intensity coupled into the circuit, and  $g(t)$  is the time-domain gyro transfer function, given by

$$g(t) = \frac{1 + \cos[\phi_s + \phi_m \cos(\omega_p t)]}{2} \quad (3)$$

where  $\phi_s$  is the induced Sagnac phase shift that is proportional to the rotation rate, in the plane of the fiber loop, and  $\phi_m$  is the amount of phase modulation introduced by M.

If these signals are now processed by a circuit which is schematized in Fig. 2 connecting  $D_1$  to  $\ominus$  and  $D_2$  to  $\oplus$ , it can be shown that properly choosing the gain A of the amplifier and neglecting the second order terms, the output signal has the form:

$$\frac{K_1}{2} [I_0 + n(t) + n(t - \tau)]g(t) \quad (4)$$

In the frequency domain, equation (4) becomes

$$\frac{K_1}{2} [I_0 G(\omega) + n(\omega)(1 + e^{-j\omega\tau}) * G(\omega)] \quad (5)$$

where \* denotes convolution.

In equation (5), it should be noticed that the second term of the sum in brackets vanishes for  $\bar{\omega}\tau = \pi$ , i.e.,

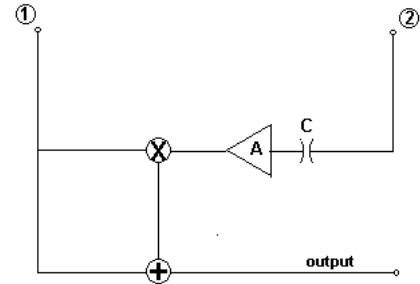


Fig. 2 : Signal processing circuit schematic

$$\bar{f} = (2m + 1)/2\tau = (2m + 1)f_p, \text{ for } m=0,1,2,\dots$$

At these frequencies (proper frequency and its odd harmonics), the error term due to intensity noise is canceled.

### III - EXPERIMENT AND RESULTS

From the modulus of the complex quantity written in parentheses in equation (5) the theoretic curve for the detected signal was plotted in dB being 0 dB its maximum, with the x axis being  $\omega\tau/\pi$ , in order to normalize with respect to  $f_p$  as can be seen in Fig. 4.

An experiment was designed to prove the existence of notches in the proper frequency and its odd harmonics for signals detected before and after traveling through an optical fiber path and being added after detection. The scheme of this experiment can be seen in Fig. 3.

The laser diode have an emission wavelength of 780 nm and the fiber was an elliptical cladding polarization maintaining FS-HB-4611 fabricated by 3M, which is monomode above 760 nm.

In this experiment a sinusoidal signal was superimposed to the driving current of the laser diode via the amplitude modulation input of a LD controller having an amplitude much higher than the intensity noise in order to simulate an intensity fluctuation of the light coupled into the fiber loop (L) at a specific frequency.

The beam splitter (BS) separates the light into two portions, one of them hitting detector  $D_1$  right after the splitting and the other hitting detector  $D_2$  after being coupled into the fiber and traveling around the fiber optical path, i.e. after being delayed in the fiber loop.

The detected signal at  $D_2$  is then applied to a variable gain inverting amplifier in order to have its amplitude equalized to the amplitude of the signal detected at  $D_1$  and to permit the use of the differential mode of a lock-in amplifier as an adder. This lock-in was synchronized to the waveform generator that modulates the optical signal.

A PC controlled sweep in the generator frequency takes place, and the resulting amplitude detected by the differential mode lock-in amplifier is brought to the PC and stored into a

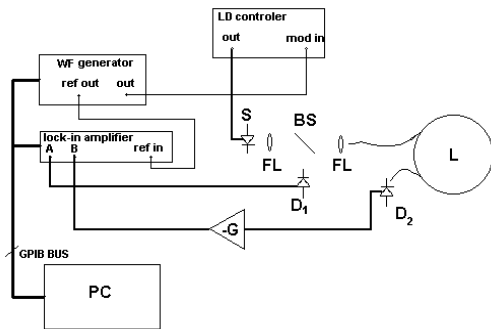


Fig. 3 : Experimental setup.

file ,all that with the help of a GPIB bus.

The amplitudes read by the lock-in are plotted in Fig. 4 as diamond shaped points along with the theoretical curve. They are expressed in dB being 0 dB the maximum of the obtained points. The frequency values were normalized with respect to the central frequency of the first notch, so that they could be compared to the theory. Both are in very good accordance.

Although the processing scheme has yet to be tested in a real FOG circuit, regarding the already obtained results with a simple optical fiber delay circuit, it can be inferred that the expected results in a real FOG circuit are promising, since the amplitude noise cancellation depends on the time delay imposed by propagation, and it proved to work.

Therefore, with this detection scheme, one can use a high power multimode laser diode to couple as much power as possible into the fiber circuit, increasing the signal level at detection without increasing the detected noise level at a specific frequency by means of the inherent increasing in the intensity noise. This will result in a better signal-to-noise ratio

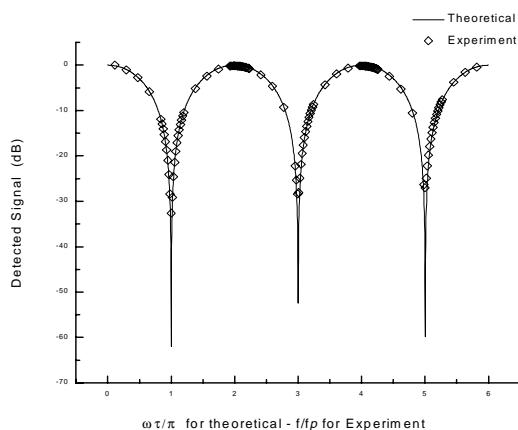


Fig.4 : Theoretical curve and Experimental points of the proposed experiment

(SNR) in the detected signal, therefore a better gyro performance.

The use of this technique in a real optical circuit of a FOG operating in a open loop configuration with polarization maintaining fiber is the next step of this work.

#### IV - CONCLUSION

It was shown in this paper a processing scheme that cancel the intensity fluctuations of a light source around the proper frequency of an optical fiber loop through which this light has propagated. This scheme is different of the noise subtraction schemes already proposed. It proved to work in a simple fiber delay line with very good accordance with theory, showing that its use in the gyro signal detection is promising, permitting the use of high power multimode laser diodes as its optical source regardless of its intensity noise characteristics. This intensity noise cancellation will result in an enhancement in the overall SNR, thus in the gyro performance.

#### REFERENCES

- [1] Smith, R. B., ed., "Selected papers on Fiber-Optic Gyroscopes" SPIE Milestone Series, Vol.MS8, 1989.
- [2] Ezekiel, S. and H. J. Arditty, eds., "Fiber-Optic Rotation Sensors and Related Technologies", Proceedings of the First International Conference, Springer Series in Optical Sciences, Vol. 32, 1981.
- [3] W. K. Burns, ed., "Optical Fiber Rotation Sensing", Academic Press, 1993.
- [4] H. Lefèvre, ed., "The Fiber-Optic Gyroscope", Artech House, 1993.
- [5] S. L. A. Carrara, "Drift reduction in optical fiber gyroscopes", Ph.D. dissertation in Electrical Engineering, Stanford Univ., Stanford, CA, 1988
- [6] R. P. Moeller and W. K. Burns, "1.06  $\mu\text{m}$  All-fiber Gyroscope with noise subtraction", Optics Lett., v. 16. Pp.1902-1904,1991
- [7] K. M. Killian, "Pointing Grade Fiber Optic Gyroscope", IEEE AES System Magazine, pp. 6-10, July 1994

# Effect of Fibre Background Loss on EDFA Transient Response

Claudio Mazzali and Hugo L.Fraguito

Gleb Wataghin Physics Institute - State University of Campinas, Brazil

**Abstract** — We observe an abnormal transient in the step function response of erbium doped fibre amplifiers operating near the transparency condition (gain=1). This effect appears as a non-monotonic transition from the linear to the saturated regimes, and is wavelength dependent. Through experiments and numerical simulations, we demonstrate that this effect is due to the background loss of the erbium doped fibre.

**Index terms** — Optical communications, erbium-doped fibre amplifier, gain dynamics.

## I. INTRODUCTION

The gain dynamic behaviour of Erbium Doped Fibre Amplifiers (EDFA) [1,2,3,4] is an important issue in Wavelength Division Multiplexed (WDM) systems, where add and drop operations introduce sudden changes in the average power in the EDFA, thus producing transient variations in the gain and noise for the surviving channels. These effects can be quite significant in systems with cascaded amplifiers [5,6,7]. Although several experimental schemes have been proposed to compensate for these effects [8,9,10,11], a good understanding of transient gain variations in EDFAs is desirable in order to improve these techniques or identify the origin of power transients in systems where the amplifiers have no dynamic gain control.

Present models of the transient gain in saturated amplifiers predict different behaviours for a single EDFA [1-4] or a chain of EDFAs [5-7]. In a single EDFA, the transient gain is a monotonically increasing or decreasing function of time, depending on whether the average power has decreased (channel drop) or increased (channel add). This transient has a characteristic time comparable to the lifetime of the Erbium excited state (10 ms). On the other hand, for a chain of EDFAs the transient gain can exhibit a non-monotonic behaviour, with a comparatively fast ( $\mu$ s) oscillation just after the sudden change in the average power [5,6,7].

In the present work we show that a single EDFA can have the same non-monotonic response as that of a chain of amplifiers and identify this behaviour as due to the background loss of the Erbium doped fibre (EDF).

Transients in EDFAs can be conveniently described by analysing the response to a step function input signal. In references [12,13] we used this approach to obtain the intrinsic parameters of the EDF. In the present paper we analyse the response of a single EDFA operating near the transparency condition (gain  $G = 1$ ) to a strong saturating

step function signal.

An amplifier operating in the transparency condition may seem unusual, since amplifiers are used to amplify. However, there are two situations where this is the case. The first is the case of a chain of amplifiers and the second is the case of a distributed amplifier. In both cases we can think of an equivalent single amplifier with overall unit gain: the gain provided by the population inversion compensates more or less exactly the loss of the fibre link (which acts as an equivalent distributed background loss).

It is well known that an erbium doped fibre acts as a saturable absorber or as a saturable amplifier depending on the population inversion condition, set by the pump power. In Fig. 1 we see the measured step function response for these conditions. Since it is very difficult to measure the real optical power that is pumping the EDF, we prefer to characterise the population inversion condition not by the pump power, but by the spontaneous emission output. The highlighted range on the inset to fig. 1 shows that for the pump driver current used during the experiment (31-36 mA), the measured amplifier output ASE of the amplifier was  $\sim -20$  dBm.

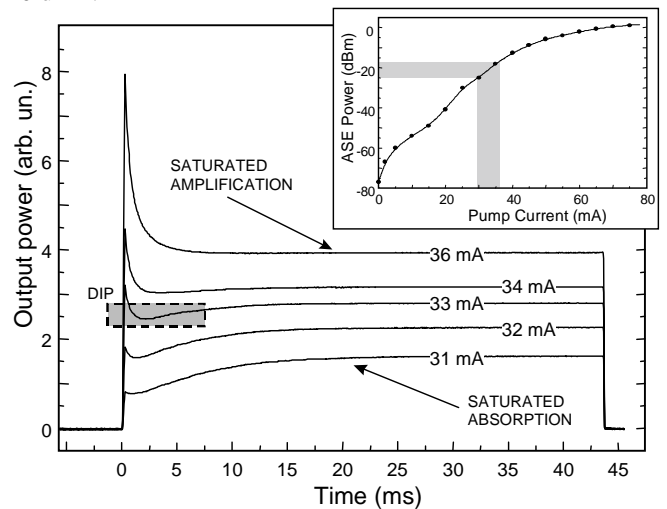


Fig. 1. Step function response of EDFA for different pump powers (the pump laser driver current is indicated for each curve) between the conditions of saturated absorption (EDFA pumped below the transparency threshold,  $G < 1$ ) and saturated amplification ( $G > 1$ ). Note the dip for the  $G > 1$  condition. Inset: ASE output power as a function of pump laser driver current.

The step function response has a positive or negative initial derivative when the medium behaves as a saturable absorber (i.e. linear gain  $G_0 < 1$ ), or as a saturable amplifier ( $G_0 > 1$ ), respectively. In both cases the output signal evolves towards the steady state (saturated loss or gain) following a monotonic function of time. Between these two situations, near the transparency condition ( $G_0 \cong 1$ ), the EDFA response

C.Mazzali, +55-19-7885451, fax +55-19-7885427, mazza@ifi.unicamp.br, <http://www.ifi.unicamp.br/~gfurco>, H.L.Fraguito, +55-19-7885430, fax +55-19-7885427, hugo@ifi.unicamp.br, <http://www.ifi.unicamp.br/~hugo>.

This work was supported by FAPESP (No. 97/00775-8), Telebrás, CNPq, and Finep.

displays a non-monotonic behaviour, with a clear dip before reaching the steady state (see for example the responses labelled 31 to 33 mA in fig. 1). This dip appears also in the step function response of a chain of amplifiers, as reported for example in ref. [6].

Current analytical models of EDFA gain dynamics [1-5] do not predict this intriguing feature of the step function response. A number of effects are neglected in these models such as ASE, polarisation, pair induced quenching, inhomogeneous broadening, and background loss. The different polarisation of pump and signal lasers and the amount of inhomogeneous broadening can be ruled out since they produce only very small effects in a single EDFA [14]. Pair induced quenching is ruled out in our case because the  $\text{Er}^{3+}$  concentration in our fibres is lower than 100 ppm. We also rule out the effect of saturation due to the ASE since, as shown in fig. 1, the ASE (that should appear as an exponential decay following the end of the signal pulse) is negligible when compared to the magnitude of the dip. We demonstrate below that this non-monotonic behaviour of the step function response is due to background attenuation [15] of the doped fibre.

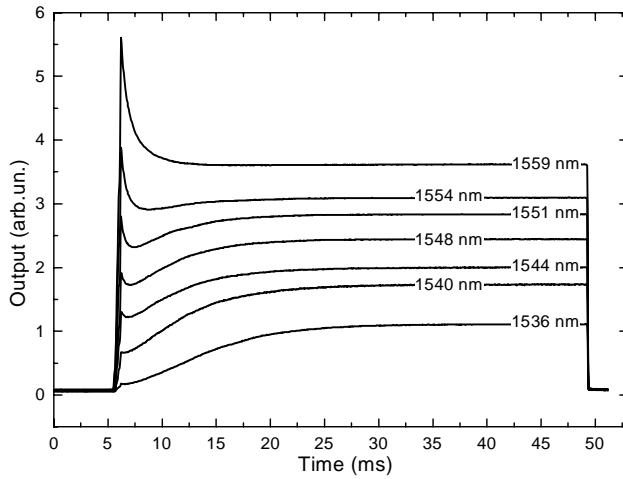


Fig. 2. Step function response for different signal wavelength. Note the variation of the dip depth.

Regardless of the physical origin of the dip in the response function, we anticipate that even being small and occurring in a very specific situation, its relevance on WDM systems should not be obviated. As a gain dependent effect, it will also depend on the signal wavelength, and will thus produce a transient misbalance of surviving channels, even for spectrally flattened amplifiers where filters are used to equalise the gain spectrum. As shown on Fig. 2, when we vary the signal wavelength maintaining the same input power, the measured step function response depends drastically on wavelength. This fact should be taken into account in the design of WDM systems.

## II. NUMERICAL SIMULATION

In order to elucidate on the physical origin of the dip in the response function of an EDFA, we performed numerical simulations to solve the rate and propagation equations

$$\frac{\tau \partial n_2}{\partial t} = -(n_2 - \alpha_P / \gamma_P) P_P - (n_2 - \alpha_S / \gamma_S) P_S - n_2 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \ln P_P}{\partial z} = -\alpha_P - \alpha_P^B + \gamma_P n_2 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \ln P_S}{\partial z} = -\alpha_S - \alpha_S^B + \gamma_S n_2, \quad (3)$$

where the subscript  $S$  ( $P$ ) refers to signal (pump),  $n_2$  is fraction of erbium ions in the excited state, the powers  $P_x$  ( $x = S, P$ ) are normalised to the (intrinsic) saturation power for photons with energy  $h\nu_x$ ,

$$P_x^{sat} = h\nu_x \rho A / \gamma_x \tau,$$

$\alpha_x$  is the absorption coefficient due to erbium ions,  $\alpha_x^B$  is the background loss coefficient,  $\rho$  is number density of erbium ions,  $A$  is the area of doped region in the EDF, and

$$\gamma_x = \Gamma_x \rho / (\sigma_{ax} + \sigma_{ex}),$$

where  $\sigma_{ax}$  ( $\sigma_{ex}$ ) is the absorption (emission) cross section and  $\Gamma_x$  is the overlap factor between the doped area and the fibre mode field at wavelength  $\lambda_x$  [14].

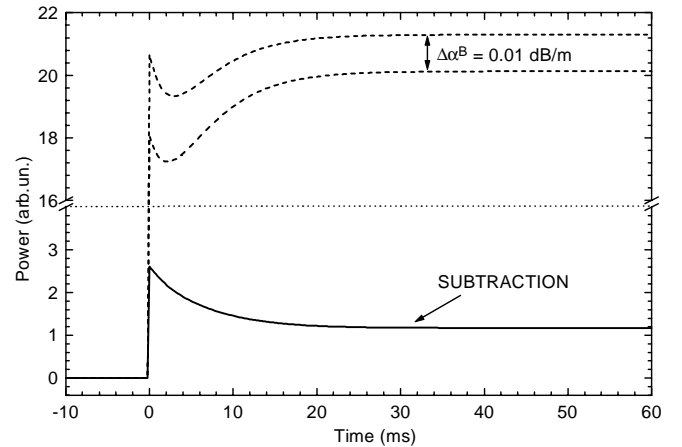


Fig. 3. Numerical simulation of background attenuation effect on Erbium Doped Fibre step function response.

We found that in the presence of a very small background loss coefficient and under the conditions of high signal power and small pump power, it is possible to reproduce the dip observed in the experiments. Since this is a small effect, we performed a differential analysis, by subtracting two output signals with the same input power and different values of  $\alpha^B$ , as shown in Fig. 3.

For the results shown in fig.2 we changed the background loss coefficient by as little as  $\Delta\alpha^B = 0.005$  dB/m, which is of the order of magnitude of the background loss in typical erbium doped fibres.

We also point out that our numerical simulations show that a wavelength independent  $\alpha^B$  produces a wavelength dependent transient response similar to that observed experimentally (fig. 2). For these simulations we used  $P_S^{sat} = 223 \mu\text{W}$ ,  $P_P^{sat} = 378 \mu\text{W}$ ,  $\lambda = 17.5 \text{ m}$ ,  $\Gamma_S = \Gamma_P = 0.63$ ,  $\sigma_{as} = 5.7 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ,  $\sigma_{ap} = 6.6 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ,  $\sigma_{es} = 7.0 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ ,  $\rho = 9.28 \times 10^{+23} \text{ m}^{-3}$ ,  $\alpha_S^B = \alpha_P^B = 0.065$  dB/m, and 0.070 dB/m.

### III. EXPERIMENTAL VALIDATION

The numerical simulations gave us evidence that the background attenuation could be responsible for the dip observed in the experiments. In order to confirm this hypothesis we performed a simple experiment where we increased the effective background loss coefficient. To do this we rolled the EDF in a coil of  $\cong 10$  cm diameter, and measured the step function responses before and after twisting the coil. By twisting the coil we induced losses due to small curvatures distributed along the fibre. The results of these measurements are shown in Fig. 3.

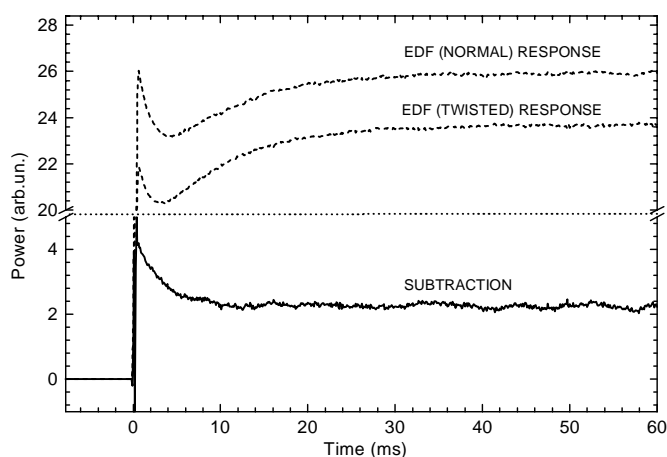


Fig. 4. Experimental results showing the step function response changes when we simulate an increasing in the background attenuation by rolling and twisting the fibre.

It is interesting to note that increasing a constant loss does not produce a vertical displacement of the two curves (such as an increase in the insertion loss, for example), but changes the step function response in a time dependent way, exactly as numerically modelled. The subtraction curve in Fig. 4 shows good qualitative agreement with the simulations in Fig. 3.

Finally, note that when the amplifier operates near the transparency condition it is more sensitive to the background loss. Since the step function response directly measures the evolution from the linear gain to the saturated gain regimes, one can envision a method for the determination of the background loss coefficient of the EDF. Current methods for the characterisation of  $\alpha^B$  are either destructive (cut back method) or vitiated from the influence of other effects [15].

### IV. CONCLUSIONS:

We investigated the effect of background loss ( $\alpha^B$ ) on the transient gain of an EDFA operating near the unit gain regime. The background loss is responsible for a non-monotonic behaviour of the EDFA step function response, as shown by numerical simulations and experiments. This effect depends on the signal wavelength, and should provide a better understanding of the transients that have been reported in WDM systems after channel add and drop operations.

Besides this system application, the step function method of EDF characterisation [12, 13] can be extended to determine the background loss coefficient ( $\alpha^B$ ) in an EDFA pumped near the transparency condition.

### REFERENCES:

- [1] C.R.Giles, E.Desurvire, J.R. Simpson, "Transient Gain and Cross Talk in Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *Optics Letters* 14, 16, pp 880-882, 1989.
- [2] K.Y. Ko, M.S. Demokan, H.Y. Tam, "Transient Analysis of Erbium-Doped Fiber Amplifiers", *IEEE Photonics Technology Letters* 6, 12, pp 1436-1438, 1994.
- [3] Y. Sun, G. Luo, J.L. Zyskind, A.A.M. Saleh, A.K. Srivastava, J.W. Sulhoff, "Model for Gain Dynamics in Erbium-Doped Fibre Amplifiers", *Electronics Letters* 32, 16, pp. 1490-1491, 1996.
- [4] W.I. Way, Y.W. Lai, Y.K. Chen, "The Effect of Transient Gain Compression in a Saturated EDFA on Optical-Time Domain Reflectometry Testing", *IEEE Photonics Technology Letters* 6, 10, pp 1200-1202, 1994.
- [5] D.H. Richards, J.L. Jackel, M.A. Ali, "A Theoretical Investigation of Dynamic All-optical Automatic Gain Control in Multichannel EDFA's and EDFA cascades", *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics* 3, 4, pp.1027-1036, 1997.
- [6] Y. Sun, A.K. Srivastava, J.L. Zyskind, J.W. Sulhoff, C. Wolf, R.W. Tkach, "Fast Power Transients in WDM Optical Networks with Cascaded EDFAs", *Electronics Letters* 33, 4, pp. 313-314, 1997.
- [7] F.W. Willems, J.C. van der Plaats, M. Karasek, K.L. Walker, "Inherently small multichannel addition/removal response in cascades EDFAs", in *Optical Fiber Communication Conference, Vol.2, 1998 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, D.C., 1998)*, pp.316-318.
- [8] K. Motoshima, L.M. Leba, D.N. Chen, M.M. Downs, T. Li, E. Desurvire, "Dynamic Compensation of Transient Gain Saturation in Erbium-Doped Fiber Amplifiers By Pump Feedback -Control", *IEEE Photonics Technology Letters* 5, 12, pp 1423-1426, 1993.
- [9] K. Motoshima, K. Shimizu, K. Takano, T. Mizuochi, T. Kitayama, K. Ito, "Automatic Gain Control of Erbium-Doped Fiber Amplifiers for WDM Transmission Systems", *IEICE Transactions on Communications* E080B, 9, pp 1311-1320, 1997.
- [10] H. Okamura, "Automatic Optical Loss Compensation with Erbium-Doped Fiber Amplifier", *Journal of Lightwave Technology* 10, 8, pp.1110-1116, 1992.
- [11] R. Lebref, B. Landousies, T. Georges, E. Delevaque, "Study of Power Transients in EDFA with Gain Stabilisation by a Laser Effect", *Electronics Letters* 33, 3, pp.191-193, 1997.
- [12] C. Mazzali, D.C. Dini, E. Palange, H.L. Fragnito, "Fast Method for Obtaining Erbium-Doped Fibre Intrinsic Parameters", *Electron. Lett.*,32, 921-922 (1996).
- [13] C. Mazzali, H.L. Fragnito, E. Palange, D.C. Dini, "Fast and Nondestructive Method for Characterizing Erbium-Doped Fiber", *Conference on Lasers and Electro-Optics*, paper CWF33, Baltimore, Maryland, USA, May 22-26 (1985). *Proceedings in "Conference on Lasers and Electro-Optics," Vol 15, 1995 OSA Technical Digest Series (Optical Society of America, Washington, DC., 1995)*, p. 207.
- [14] E. Desurvire, *Erbium-doped fiber amplifiers: Principles and applications*, Wiley (New York, 1994).
- [15] H. Zech, "Measurement Technique for Pump and Signal Background Absorption of Erbium-Doped Fibres", *Electronic Letters* 31, 21, pp. 1866-1867, 1995. And related comments by T.Georges and H.Zech on *Electronic Letters* 32, 12, pp.1126-1128, 1996

# **Antenas II**

**Coordenador:** José R. Bergmann (PUC-RJ)

---

**Antenas Refletores para Estações Rádio Base em  
Comunicações Celulares**

*José R. Bergmann / F. J. V. Hasselmann / L. C. P. Pereira /  
M. G. Castello Branco*

---

**Sistema de Minimização de Interferência  
Utilizando a Rede Neural**

*Kaijiro Hyodo*

---

**Projeto de Antenas Alimentadoras Usando Redes Neurais**

*Lilian L. Recôva / Marco A. B. Terada*

---

**Characterization and Project of Microstrip Rectangular-Patch  
Antenna with Higher Accuracy**

*Humberto C. C. Fernandes / Geraldo F. da Silveira Filho / José P. da Silva*

---

**Sistema de Antenas de Microfita com Polarização Circular Para  
Satélite Científico: Concepção e Qualificação para Vôo**

*Lucio Cividanes / Carlos A. B. Gonçalves / José C. da S. Lacava*

---

**Enlargement of the Quiet Zone of a Single  
Parabolic Reflector CATR**

*J. R. Descardecí / C. G. Parini*

# Antenas Refletoras para Estações Rádio-Base em Comunicações Celulares

J.R. Bergmann\*, F.J.V. Hasselmann\*, L.C.P. Pereira\*\* e M.G.Castello Branco\*\*

\*CETUC-PUC/Rio, Rua Marquês de São Vicente 225, Rio de Janeiro, RJ 22453-900

\*\* CPqD-TELEBRÁS, Rodovia Campinas - Mogi Mirim km.118,5, Campinas, SP 13088-061

**Resumo** - Neste trabalho são apresentadas duas configurações de antenas refletoras para estações rádio-base em comunicações celulares, constituídas de uma superfície refletora modelada de forma a irradiar uniformemente no plano horizontal enquanto as perdas de propagação são levadas em conta no diagrama de radiação vertical. As superfícies refletoras são sintetizadas a partir da Ótica Geométrica, validando, portanto, o projeto tanto para a faixa de 2GHz, prevista para sistemas celulares digitais em vias de implementação, como para frequências superiores a serem incorporadas em serviços futuros.

**Palavras Chave** - Comunicações celulares, antenas refletoras

## I. CONFIGURAÇÕES DE ANTENAS REFLETORAS

Novos sistemas de distribuição em microondas despertaram o interesse em antenas para estações rádio-base que geram um diagrama de radiação omnidirecional no plano azimutal, como é o caso de comunicações celulares. Essas antenas são tradicionalmente constituídas de conjuntos lineares de dipolos ou "slots" ou ainda, em frequências mais altas, conjuntos de antenas impressas. Embora tais configurações possam gerar diagramas de radiação com o controle desejável, apresentam a desvantagem de bandas reduzidas de operação com perdas crescentes com a frequência devidas aos circuitos de controle de fase e potência.

Alternativamente, conforme ilustrado na Fig. 1, pode-se utilizar, na faixa de microondas ou de ondas milimétricas, uma antena refletora composta por uma superfície cônica de revolução alimentada por uma corneta axial. Esta corneta é dimensionada (os raios das seções circulares concêntricas) para assegurar a propagação apenas do modo dominante (TEM) na faixa de frequências utilizada ( $\Delta\rho \ll \lambda/2$  ao longo do eixo da estrutura), produzindo uma distribuição de campos axialmente polarizados na abertura da corneta e que independem da coordenada azimutal. Desta forma, o diagrama de radiação do alimentador no plano horizontal é omnidirecional com campos verticalmente polarizados e apresentando um nulo no eixo de simetria, enquanto que, no plano vertical, seu diagrama de radiação é ajustado pelos raios de abertura da corneta. Este campo é então refletido segundo uma estrutura de raios, no plano vertical, definida

Este trabalho foi coordenado e suportado financeiramente pela Telecomunicações Brasileiras S.A. através do Contrato PUC-TELEBRÁS P&D/DRT/775/97-JDPqD. Foi também suportado pela Financiadora de Estudos e Projetos através do Convênio FINEP 41.96.0901.00-PRONEX.

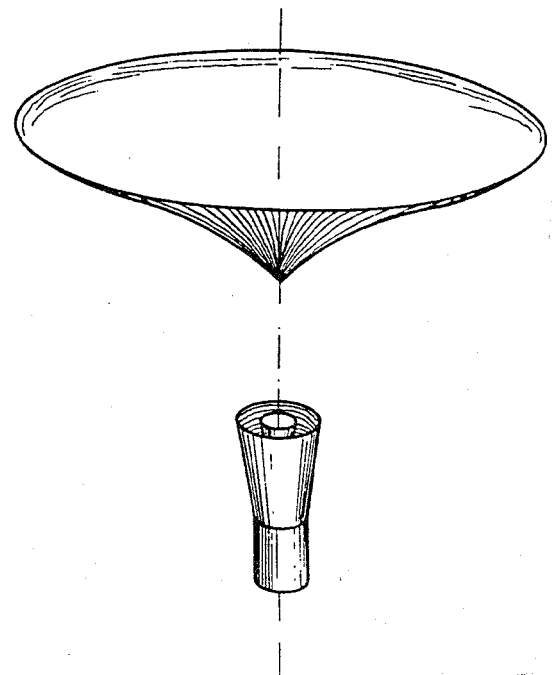
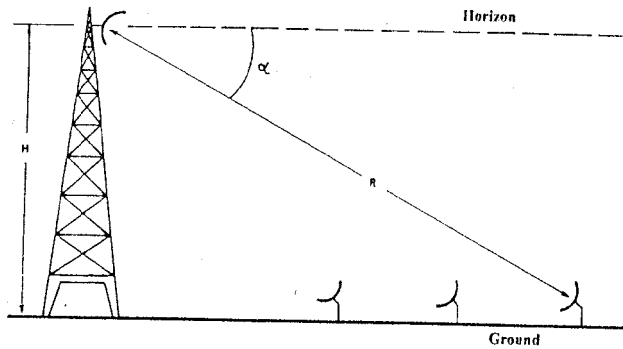


Fig. 1- Antena refletora cônica circularmente simétrica

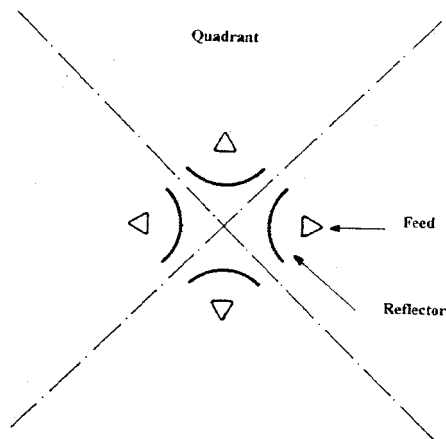
pela geratriz da superfície refletora que, em última análise, define o diagrama de radiação da antena no plano vertical. A superfície refletora é então sintetizada (modelada) segundo os princípios da Ótica Geométrica, para produzir um diagrama vertical em cossecante quadrada do ângulo de observação, de forma a compensar as perdas por propagação em espaço livre, concentrando a energia abaixo do horizonte para minimizar interferências. Ainda, o formato pontegudo da superfície refletora próximo ao eixo de simetria, aliado ao nulo do diagrama de radiação do alimentador naquela direção, contribui para se obter baixas perdas de retorno. Ressalte-se também que a flexibilidade de conformação do diagrama de radiação da antena, obtida a partir do modelamento do refletor, só poderia ser obtida por conjuntos colineares de dipolos mediante o uso de grande número de elementos com conseqüente complexidade no controle das excitações. Maiores detalhes do projeto e da técnica de síntese utilizada podem ser encontrados em [1] e as principais características de radiação deste tipo de antena são apresentadas na Seção seguinte. Embora fuja do escopo deste trabalho, o alimentador poderia ainda ser projetado de modo a serem excitados os modos  $TE_{01}$  e  $TM_{01}$  para polarizações vertical e

horizontal, respectivamente, de modo a permitir transmissão e recepção em ambas as polarizações.

Uma segunda alternativa para um sistema refletor com as características de radiação desejáveis em comunicações móveis ponto-multiponto é constituída de uma estação nodal composta de um a quatro refletores de forma a cobrir setores angulares de  $90^\circ$  a  $360^\circ$ , conforme ilustrado na Fig. 2. Cada refletor, alimentado em offset por uma corneta corrugada, tem sua superfície modelada de forma a produzir, em um setor de  $90^\circ$ , um diagrama de radiação uniforme no plano



(a)

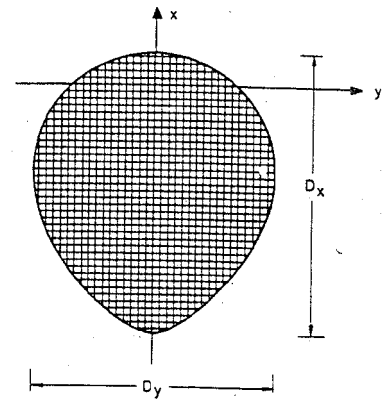


(b)

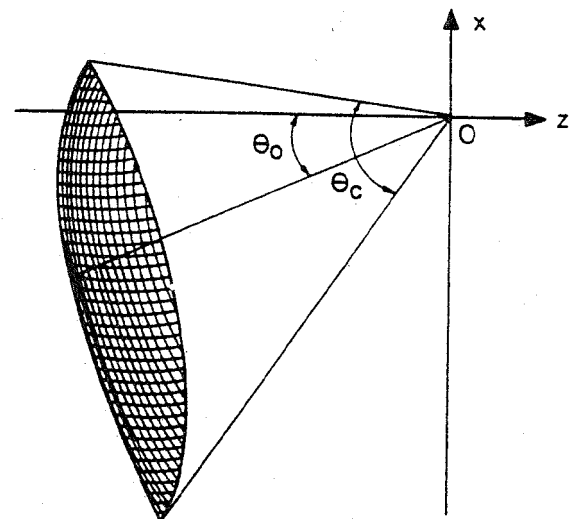
Fig.2- Configuração de estação nodal para comunicações ponto-multiponto

horizontal com decaimento em cossecante quadrada conforme especificado para este tipo de aplicação. Embora não seja aqui considerado, o modelamento do refletor poderia levar em conta também as perdas no enlace devidas à atenuação por chuva, as quais passam a ser relevantes em

frequências mais elevadas. Ainda que simétrica, esta superfície refletora apresenta um modelamento complexo, alternando regiões com variações rápidas de curvatura em ambos os planos principais e porções onde este comportamento é mantido apenas ao longo de uma direção principal de curvatura, conforme ilustrado na Fig.3. Um grau adicional de complexidade na síntese deste refletor reside no



(a)



(b)

Fig.3 – Vistas frontal (a) e lateral (b) de refletor para antena nodal

no controle do nível de polarização cruzada, problema este reforçado pela alimentação em offset necessária para reduzir o bloqueio da abertura e conseqüente perda de retorno. Apesar desta configuração apresentar um custo mais elevado para sua implementação, o número de antenas na estação não é necessariamente de quatro, dependendo do setor que se



deseja cobrir, com as características de radiação desejadas sendo atendidas conforme mostrado na Seção seguinte. Detalhes do projeto e da técnica de síntese por Ótica Geométrica, aqui omitidos, podem ser encontrados em [2-4].

## II. CARACTERÍSTICAS DE RADIAÇÃO

A seguir são apresentadas as principais características de radiação de alguns projetos relacionados com as configurações discutidas na Seção anterior.

Com relação à antena cônica omnidirecional, o diagrama de radiação (uniforme no plano horizontal) no plano vertical deve se aproximar de uma cossecante quadrada do ângulo de observação para compensar as perdas devido à atenuação em espaço livre. Para alguns sistemas de comunicações celulares, a antena da estação rádio-base situa-se no centro da célula a certa altura do solo e, como a célula é limitada, a partir de certo ângulo em relação à linha do horizonte, e acima desta linha, a radiação deve ser minimizada a fim de evitar interferências. Conseqüentemente, especifica-se diagramas de radiação na forma  $G(\alpha)=G_0 \text{cossec}^2(\alpha)$ ,  $\alpha_0 \leq \alpha \leq \alpha_1$  e  $G(\alpha)=0$ ,  $\alpha_0 \geq \alpha \geq \alpha_1$ . Como o método de síntese ótica da superfície refletora não considera efeitos difrativos, pode-se esperar alguma discrepância entre o campo especificado e o campo radiado nos extremos da região de cobertura (ângulos próximos a  $\alpha_0$  e  $\alpha_1$ ). Na tentativa de compensar esses efeitos, utiliza-se uma região mais extensa na síntese ótica, principalmente para o limite superior  $\alpha_1$ , uma vez que neste extremo, sendo a iluminação desejada menos intensa, os efeitos difrativos tendem a ser dominantes. Como, para  $\alpha > 45^\circ$ , a região a ser coberta é muito pequena, visto que os pontos de observação estão a uma distância da torre inferior à altura desta, foi aqui utilizado, para obter um controle adequado dos campos até  $45^\circ$ , um limite superior  $\alpha_1 = 75^\circ$ . Para os campos sintetizados. Outros parâmetros de projeto relevantes são o semi-ângulo  $\theta_1$  do cone de iluminação do refletor a partir do centro de fase do alimentador e a iluminação de borda do refletor, diretamente relacionados com os efeitos difrativos (amplitude do "ripple" no diagrama) mais notados nas regiões de menor amplitude. O uso de  $\theta_1$  maiores também contribui para reduzir os lobos próximos ao horizonte resultantes de transbordamento, porém, por implicar em uma abertura (projetada) menor, prejudica a definição do diagrama e eleva a relação frente-costas. Dentre os vários projetos simulados, foi escolhido para ilustração aquele cujo diagrama de radiação no plano vertical é mostrado na Fig. 4, correspondendo aos parâmetros  $\theta_1 = 50^\circ$ ,  $R = 20\lambda$  ( $D_z = 9.2\lambda$ ),  $\alpha_0 = 1.5^\circ$ ,  $\alpha_1 = 75^\circ$  e iluminação de borda  $-1.6$  dBi, onde se verifica um bom compromisso entre as características de radiação acima mencionadas.

Quanto à segunda configuração descrita na Seção anterior, o projeto aqui considerado compreende uma superfície refletora, com uma abertura projetada quase-elíptica de eixos  $24\lambda$  e  $21\lambda$  e iluminação de borda  $-15$  dB a

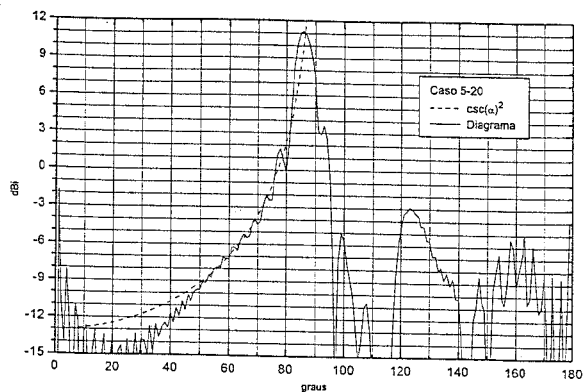
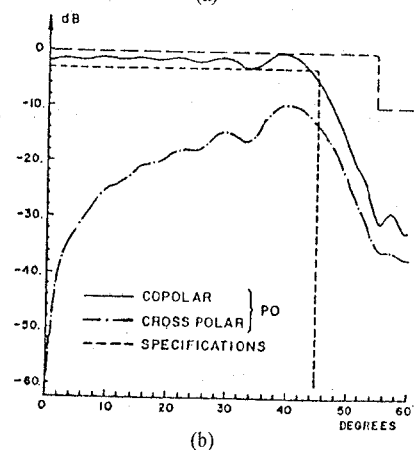
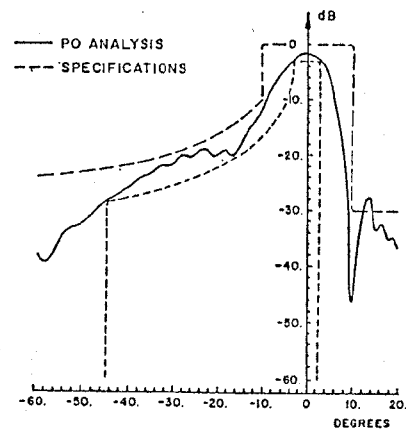
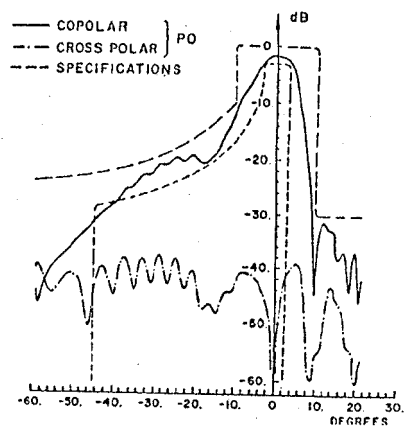


Fig. 4 – Diagrama de radiação de antena cônica omnidirecional no plano vertical

$45^\circ$  (semi-ângulo do cone de iluminação), alimentada por uma corneta corrugada de  $90^\circ$  projetada levando-se em conta os efeitos do campo próximo em seu diagrama a partir de um modelo preciso de campos. Suas principais características de radiação são apresentadas nas Figs. 5a-c, contendo, respectiva





(c)

Fig.5 – Diagramas de radiação de refletor para antena nodal nos planos de simetria (a), horizontal (b) e  $\phi=30^\circ$

mente, os diagramas no plano (vertical) de simetria (obtido versus especificado), no plano horizontal onde se observa a uniformidade em um setor angular de  $90^\circ$  (o diagrama é simétrico neste plano) e a dificuldade em se manter um nível baixo de polarização cruzada devido à alimentação em offset, e no plano  $\phi=30^\circ$  (diagrama vertical incluindo polarização cruzada).

#### REFERÊNCIAS

- [1] J.R.Bergmann, "Antenas circularmente simétricas para geração de diagramas de radiação omnidirecionais", Relatório CETUC-paSR-05/96, 1996.
- [2] J.R.Bergmann, "A node antenna design with cosecant squared beam", *Proc. Int. Symp. Antennas Propagat.*, Tokyo, Japan, pp.659-662, 1989.
- [3] J.R.Bergmann, F.J.V.Hasselmann, F.L.Teixeira e C.G.Rego, "A comparison between techniques for global surface interpolation in shaped reflector analysis", *IEEE Trans. Antennas Propagat.*, vol. AP-42, no. 1, pp. 47-53, 1994.
- [4] J.R.Bergmann e F.J.V.Hasselmann, "Considerations on the design and analysis of a shaped reflector antenna for nodal stations in metropolitan areas", *Proc. IEE Int. Conf. Antennas Propagat.*, Eindhoven, The Netherlands, vol. 1, pp. 195-198, 1995.

# SISTEMA DE MINIMIZAÇÃO DE INTERFERÊNCIA UTILIZANDO A REDE NEURAL

Kaijiro Hyodo

Universidade Federal do Pará  
Departamento de Engenharia Elétrica  
Curso de Mestrado de Engenharia Elétrica  
Belém - Pará  
e-mail : kaijiro@guama.cpgee.ufpa.br

## Resumo

O presente trabalho mostra a utilização de uma rede neural no controle das fases de alimentação de um arranjo de antenas omnidirecionais (como o monopolo). Este controle permite ao arranjo descartar as direções onde existam fontes de interferência.

## 1. Introdução

O conceito de reaproveitamento da frequência vem crescendo progressivamente devido a grande uso de telefonia celular. No entanto, caso o dimensionamento das células não for bem projetado, começa a surgir o efeito de interferência de frequência de uma célula numa outra. Isto causa efeito tipo "linha cruzada", ou seja, quando se está utilizando a telefonia celular pode-se ouvir conversa dos terceiros. Isto, muitas vezes é incômodo.

Este trabalho tem como objetivo minimizar este efeito, utilizando arranjo de 6 antenas omnidirecionais (por exemplo monopolo). As quais estão distanciadas igualmente de  $\lambda/4$ . Para alterar o diagrama de irradiação do arranjo, apenas a fase de alimentação entre as antenas, foi variada.

Como o processo de minimização para encontrar o arranjo de antenas que tem a menor interferência para o sistema é demorado, portanto torna-se inviável trabalhar em on-line, ou em movimento, com este processo. Então, calculou-se várias combinações específicas, que satisfazem a seguinte condição: para ângulo de incidência do sinal principal, o sinal deve ser maior que -1 dB em relação ao valor máximo do sinal; e menor que -25 dB para ângulo de incidência da interferência. Esta escolha foi feita acreditando que estes níveis sejam suficientes para eliminar as interferências. As combinações obtidas foram utilizadas para treinamento da rede neural.

Para obtenção das combinações foi utilizado IBM RISC 6000 e a linguagem de programação utilizada foi o C. O tempo de obtenção dos resultados foi de aproximadamente 2 dias. Para o treinamento da rede neural foi utilizado um microcomputador com processador Pentium 100 MHz, usando ambiente computacional Matlab 4.0, onde o treinamento demorou aproximadamente 3 dias. Ambas com processamento contínuo.

## 2. Implementação do sistema.

A estrutura imaginada para obter o diagrama de irradiação adaptativo está mostrada na Fig. 1. Existem 6 antenas monopolos espaçadas entre si de  $\lambda/4$ , formando um arranjo linear de 6 antenas.

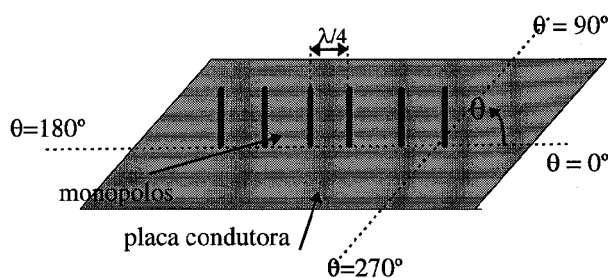


Fig 1 - Estrutura que atenderia os requisitos do sistema.

Não é necessário utilizar uma antena monopolo, mas uma antena omnidirecional, por exemplo, pode ser um arranjo linear das antenas de microfita circular para obter mesmo resultado.

A placa condutora para aplicação prática pode ser lataria do veículo, que pode estar em movimento ou em repouso. Objetivando aplicações mais práticas, foi utilizado o espaçamento de  $\lambda/4$  entre antenas. Um dos motivos é que se o espaçamento for grande, acaba-se tendo uma estrutura muito comprida. Para evitar isso, foi tomado como critério uma distância menor que um comprimento de onda. Outro motivo seria para evitar as considerações de induções de correntes entre as antenas vizinhas, assim foi escolhida uma distância comparativamente grande.

### 3. Distribuição do Campo

O campo elétrico para arranjo da forma aproximada pode ser escrita como,

$$\mathbf{E}_{\text{total}} = (\mathbf{E}_{\text{elemento simples}}) \times (\text{FA}) \quad (1)$$

onde, FA é o fator de arranjo das antenas.

$$\text{FA} = 1 + \sum_{n=1}^{n=5} e^{j(Kd_n \cos \theta + \beta_n)} \quad (2)$$

onde o ângulo  $\theta$  é mostrado na Fig. 1;  $\beta_n$  é a fase da antena em relação a primeira antena;  $K$  é constante de fase ( $K = 2\pi / \lambda$ ); e  $d_n$  é a distância em relação a primeira antena. Para estrutura considerada tem  $d_n = \{\lambda/4, \lambda/2, 3\lambda/4, \lambda, 5\lambda/4\}$ ,  $n=1, \dots, 5$ .

Como deseja-se trabalhar em dB, então deve-se usar a seguinte fórmula

$$\text{Sinal(dB)} = 20 \cdot \log \left( \frac{|\mathbf{E}_{\text{total}}|}{|\mathbf{E}_{\text{total}}|_{\text{máxima}}} \right) \quad (3)$$

Como as antenas têm irradiação omnidirecional, precisa-se somente da análise do fator de arranjo.

$$\text{Sinal(dB)} = 20 \cdot \log \left( \frac{|\text{FA}|}{|\text{FA}|_{\text{máxima}}} \right) \quad (4)$$

Para uma banda frequência de sinal, pode-se considerar que a constante de fase é aproximadamente constante. Logicamente  $d_n$  também são constantes. Portanto a equação (4) depende apenas de  $\theta$  e  $\beta_n$ .

O objetivo do trabalho é que para  $\theta$  igual a direção da incidência do sinal tenha um sinal maior igual a -1dB e para  $\theta$  igual a direção de interferência ter menor igual a -25dB. Para obter estas condições tem que encontrar combinações de  $\beta_n$ 's que atendam estes requisitos.

### 4. Algoritmo de busca de $\beta_n$

Para que se pudesse obter um melhor arranjo, fez-se o seguinte algoritmo.

- 1) Fazer com que o ângulo de incidência do sinal  $\theta_{\text{sinal}}$  seja  $0^\circ$  e com que ângulo de incidência da interferência  $\theta_{\text{interf}}$  seja  $10^\circ$ ;
- 2) Fazer uma varredura de  $\beta_n$ ,  $n=1, \dots, 5$ . de 0 a 340 de 20 em 20;
- 3) Utilizando-se os valores de  $\beta_n$  obtidas no passo (2) e substituindo a equação (4), verifica-se se o o sinal atende seguinte requisito:  
maior igual a -1 dB para  $\theta_{\text{sinal}}$  e

menor igual a -25 dB para  $\theta_{\text{interf}}$

caso atende os requisitos, armazena os valores de  $\beta_n$  num arquivo.

- 4) Considerar  $\theta_{\text{interf}} = \theta_{\text{interf}} + 10^\circ$
- 5) Caso  $\theta_{\text{interf}} = 180^\circ$  fazer  $\theta_{\text{interf}} = 0^\circ$  e vai para passo (6) caso contrário volta para passo (2)
- 6) Considerar  $\theta_{\text{sinal}} = \theta_{\text{sinal}} + 10^\circ$
- 7) Caso  $\theta_{\text{interf}} = 180^\circ$  terminar o algoritmo. Caso contrário, voltar para passo (2)

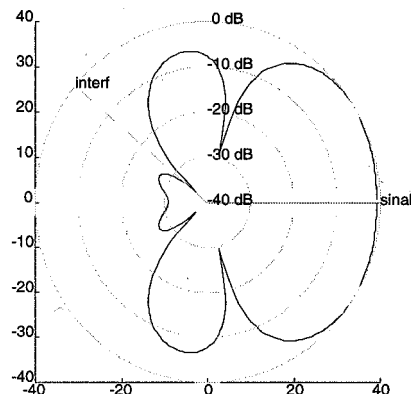


Fig. 2 - Exemplo de um diagrama de irradiação que satisfaz a condição especificada

A escolha de varredura de  $\theta$ 's somente de  $0^\circ$  a  $180^\circ$ , porque o diagrama de irradiação para arranjo linear de antenas omnidirecionais é simétrico, ou seja, o sinal de  $\theta=30^\circ$  tem mesma intensidade de  $\theta=330^\circ$ .

Com este algoritmo observou-se que para uma dada combinação de  $\theta_{\text{interf}}$  e  $\theta_{\text{sinal}}$  obtinha-se um grande número de resultados que satisfiziam a condição. Enquanto que para  $\theta_{\text{sinal}}$  e  $\theta_{\text{interf}}$  muito próximos não obtinham-se resultados. Em relação ao último caso nada se fez, mas para o primeiro caso fez-se outro algoritmo para diminuir a quantidade de resultados.

A eliminação baseou-se no seguinte critério: para uma dada combinação de  $\theta$ , escolhia-se  $\beta_n$ 's (armazenados do arquivo) que tinham maior valor de sinal, ou seja, que estavam mais próximos de 0 dB e que tinham uma maior largura de  $\theta$ , onde nesta largura o sinal deve ser menor que -25 dB. Aplicando esta condição obteve-se 224 combinações de  $\theta$ 's e  $\beta_n$ 's.

Este processo todo demorou aproximadamente 2 dias de processamento contínuo no computador IBM RISC 6000, os algoritmos citados nesta seção todos foram programados em linguagem C.

### 5. Treinamento de Rede Neural

O processo para calcular  $\beta_n$ , para um dado  $\theta_{\text{interf}}$  e  $\theta_{\text{sinal}}$ , que satisfaça as condições anteriormente citadas é demorado. Optou-se por usar uma rede

neural que descrevesse o comportamento de  $\beta_n$ 's que satisfizesse as condições.

Neste contexto utilizou-se as 224 combinações que foram obtidas através do algoritmo, explicado na seção anterior, para treinar a rede neural.

A rede neural escolhida para descrever o comportamento de  $\beta_n$ 's foi de *backpropagation*.

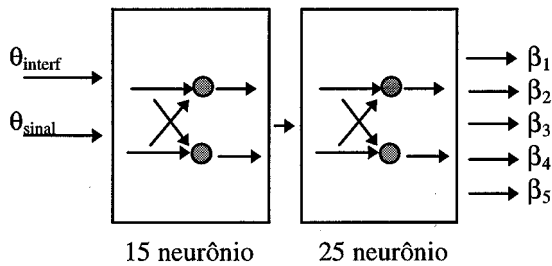


Fig. 3 - Esquema da disposição da rede neuronal utilizado no trabalho.

A escolha da convergência mais rápida a ser utilizada no treinamento da rede neural foram realizados vários testes. Fez-se testes com uma e duas camadas escondidas fazendo várias combinações de função de ativação disponíveis no pacote matemático Matlab (veja Fig. 4) e, também variou-se quantidade de neurônios.

Obteve-se melhor resultado para rede neural de duas camadas escondidas, com a primeira com 15 neurônios e a segunda com 25 neurônios. Esta disposição está mostrada na Fig. 3. Com função de ativação tansig, sigmoide e tansig, do Matlab respectivamente de camada de entrada para camada de saída.

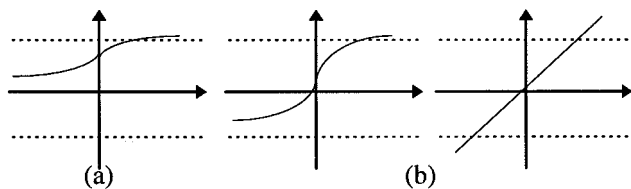


Fig. 4 - As funções de ativações disponíveis no programa matemático Matlab 4.0 (a) sigmoide; (b) tansig; e (c) puramente linear

## 6. Resultados Obtidos

Após o treinamento da rede neural *backpropagation* por quase 3 dias no micro-computador PC com processador Pentium 100 MHz. Obteve-se um resultado que a saída da rede neural acompanhe bem o sinal desejado. A Fig. 5 mostra a convergência da rede neural em relação a  $\beta_4$ .

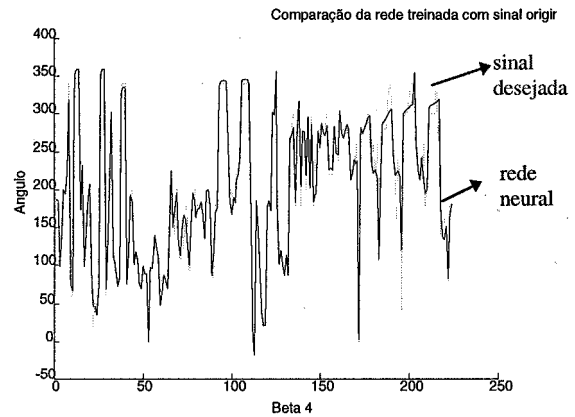
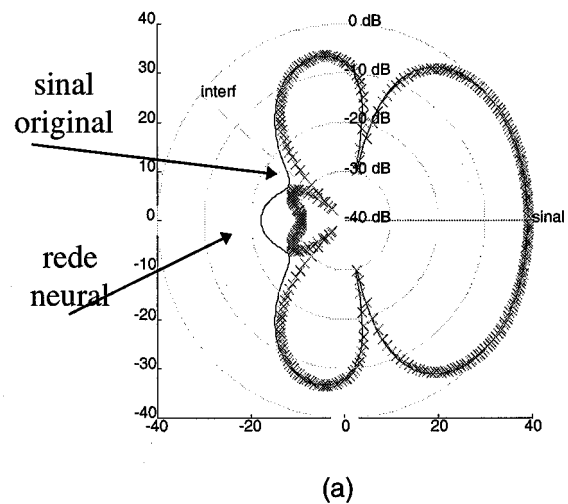
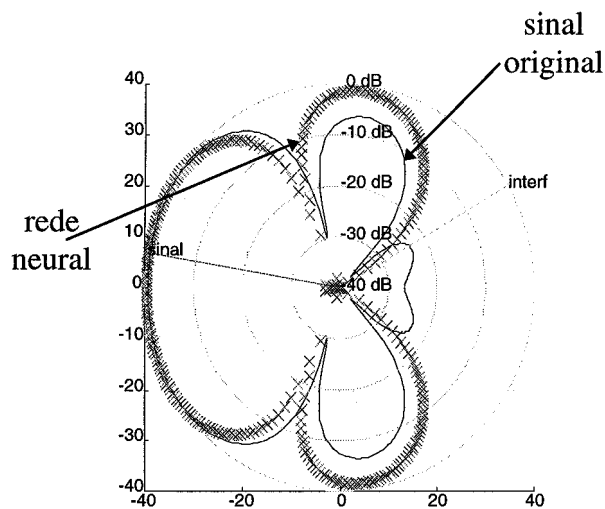


Fig. 5 - A saída da rede neural em relação a sinal desejada  $\beta_4$ .

Utilizando-se os resultados obtidos obteve-se o seguinte diagrama de irradiação (Fig. 6). A Fig. 6.a mostra uma incidência do sinal em  $0^\circ$  e a interferência em  $140^\circ$  e a Fig. 6.b mostra sinal em  $170^\circ$  e a interferência em  $40^\circ$ .





(b)

Fig. 6 - Diagrama de irradiação obtida pelo rede neural.

A partir dos resultados mostradas na Fig. 6, na direção de incidência da interferência não foi obtida um sinal menor que -25 dB. No entanto, para esta direção tem-se um valor bem menor que o da direção de incidência do sinal principal, mostrando uma convergência da rede neural para minimizar o efeito da interferência.

## 7. Conclusões

Mesmo a rede neural não tendo uma convergência boa, obteve-se uma aproximação que reduz a interferência. No entanto, ainda existem alguns pontos que podem ser melhorados. Como por exemplo, mais treinamento da rede neural, ou uma modificação na estrutura da backpropagation, como número de neurônios.

Outro ponto que pode ser melhorado seria utilizar um arranjo bi-dimensional, ao invés de arranjo linear, pois isto impôs que o diagrama de irradiação fosse simétrico, resultando que algumas combinações de  $\theta$ 's não existissem resultados possíveis.

## Referência Bibliográfica

- [1] Balanis, Constantine A. - *Antenna Theory - analysis and design* - John Wiley & Sons, 1982.
- [2] Manual de Toolbox Neural Network do Matlab 4.0
- [3] Garcez, Jurandy, *Notas das aulas de Inteligência Artificial*, UFPA-CT-DEE-CMEE, 1997.

# Projeto de Antenas Alimentadoras Usando Redes Neurais

Lílian L. Recôva e Marco A. B. Terada

Grupo de Antenas, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade de Brasília  
Caixa Postal 4386 Brasília-DF 70919-970

**Resumo:** Nesse trabalho diversos ganhos de alimentadores (antenas cornetas) são relacionados às respectivas geometrias através de redes neurais. Uma vez estabelecido esse relacionamento, utiliza-se como parâmetro de entrada um valor diferente de ganho, de maneira que o processo resulte em uma possível geometria necessária à sua geração. Técnicas tradicionais de análise de antenas são então usadas para se confirmar a performance da antena projetada, indicando a boa precisão do algoritmo de síntese desenvolvido.

**Abstract:** In this work various feed gains are related to their respective geometries using neural networks. Once the relationship is established, a new feed gain value is employed such that the process results in a possible geometry to generate it. Conventional analysis techniques are then used to confirm the electrical performance of the designed antenna, indicating the good precision of the developed synthesis algorithm.

**Palavras Chave:** Redes Neurais; Síntese de Antenas; Alimentadores e Refletores.

## 1. INTRODUÇÃO

Antenas refletoras são largamente utilizadas em aplicações que requeiram altos ganhos em frequências iguais ou superiores às da banda UHF. Nas últimas décadas as configurações evoluíram através de diversos formatos, com o intuito de aprimorar a performance elétrica e/ou simplificar a estrutura mecânica.

Atualmente, um dos maiores mercados para as antenas refletoras é o de terminais terrestres para sistemas de comunicações via satélite e, em particular, o de terminais empregando refletores de pequenas dimensões, aqui denominados VSATs ("Very Small Antenna Terminals"). O lançamento e operação dos satélites Brasilsat B, bem como a introdução no Brasil de serviços de TV por assinatura via satélite, tais como a DIRECTV do grupo Abril e o SKY da rede Globo, contribuíram significativamente para a popularização no uso de terminais VSAT e antenas refletoras em geral. Geralmente, as antenas acima citadas possuem como alimentador uma antena corneta.

Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998.

M. A. B. Terada, Tel. +55-61-3482328, Fax +55-61-2746651, terada@unb.br, <http://jmo.ene.unb.br/editors/terada.htm>.  
Esse trabalho recebeu apoio parcial do CNPq, processo No. 520244/95-8.

O objetivo básico desse trabalho é a investigação sobre a possibilidade de desenvolvimento de algoritmos de síntese de alimentadores através de redes neurais.

As redes neurais artificiais são capazes de simular o comportamento de um neurônio humano, possuindo várias arquiteturas e estratégias de treinamento, que resultam em diferentes desempenhos.

Nos treinamentos aqui efetuados foi utilizada a rede perceptron multicamadas, treinada com o algoritmo *backpropagation*. Esse tipo de técnica já foi utilizado com sucesso no projeto de refletores modelados [1].

## 2. ANTENAS DE ABERTURA DO TIPO CORNETA

Antenas cornetas pertencem à classe de antenas de abertura por possuírem como parte de sua estrutura física uma abertura por onde passam as ondas eletromagnéticas. Nesta seção são apresentados os princípios gerais da teoria de antenas de abertura.

### 2.1 ANTENAS CORNETAS RETANGULARES

Antenas cornetas são bastante populares em aplicações acima de 1 GHz. As antenas cornetas possuem algumas vantagens como:

- Baixo VSWR
- Largura de banda relativamente larga
- Baixo peso
- Facilidade de construção

A operacionalidade de uma antena corneta pode ser vista analogamente a um megafone que é uma antena irradiadora acústica provida de diretividade para ondas sonoras. As cornetas atuam de modo a permitir uma transição suave de impedância entre o guia de onda e o espaço livre.

### 2.2 ANTENA CORNETA SETORIAL DE PLANO H E PLANO E COMO ALIMENTADORES DE REFLETORES ELÍPTICOS.

Uma antena setorial de plano H é alimentada por um guia de onda retangular de dimensões interiores  $a$  e  $b$  (ver Fig.1), sendo  $a$  a dimensão onde se localiza perpendicularmente a ponta de prova. De uma antena setorial de plano H típica, mostrada na figura 1, podemos obter seguintes as expressões geométricas [2]

$$\begin{aligned}
 l_H^2 &= R_l^2 + \left(\frac{A}{2}\right)^2 \\
 \alpha_H &= \tan^{-1}\left(\frac{A}{2R_l}\right) \\
 R_H &= (A-a)\sqrt{\left(\frac{l_H}{4}\right)^2 - \frac{1}{4}}
 \end{aligned} \tag{1}$$

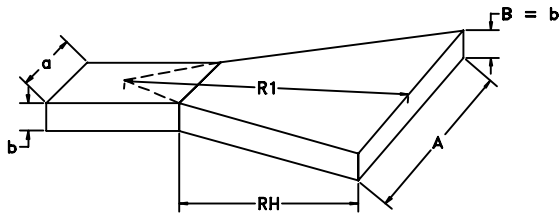


Fig. 1. Antena setorial de plano H.

O ângulo entre  $R_l$  e a dimensão lateral  $l_H$  é dado pela Fig. 2.

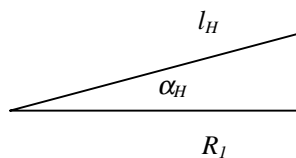


Fig. 2. Ângulo entre as dimensões  $R_l$  e  $l_H$ .

A diretividade de uma antena setorial de plano H obtida através do uso do princípio da equivalência e da teoria das imagens é dada por [2]

$$D_H = \frac{4\pi b R_l}{\lambda A} \left\{ [C(p_1) - C(p_2)]^2 + [S(p_1) - S(p_2)]^2 \right\} \tag{2}$$

onde as funções  $C$  e  $S$  são conhecidas como as integrais de Fresnel. Desprezando as perdas ôhmicas na antena, o ganho é dado por

$$G = D_H \tag{3}$$

onde  $D_H$  é dado por (2). Para a antena setorial de plano E, a diretividade é dada por [2]

$$D_E = \frac{32}{\pi} \frac{aB}{\lambda^2} \frac{C^2(q) + S^2(q)}{q^2} \tag{4}$$

Antenas setoriais produzem um lóbulo principal que é mais estreito (mais diretivo) no plano que contém a maior dimensão da corneta (dimensão  $A$  no caso da antena setorial de plano H). Devido à falta de simetria da seção transversal do lóbulo principal, as antenas setoriais são atualmente largamente utilizadas como alimentadores de refletores de abertura elíptica. Refletores elípticos do tipo offset são normalmente utilizados em bases terrestres de sistemas de comunicação por satélites geoestacionários, apresentando

vantagens como a economia de material, e conseqüentemente menor peso e resistividade ao vento, quando comparados com os refletores circulares convencionais do tipo offset. A proliferação no uso de refletores elípticos se deve ao fato da existência de apenas um cinturão de satélite geoestacionários, de maneira que a alta diretividade das antenas só é requerida em um plano.

### 2.3 ANTENA CORNETA PIRAMIDAL

A antena corneta piramidal é a mais popular das antenas retangulares. Esse tipo de antena apresenta características físicas das duas antenas vistas na seção 2.2, e a sua diretividade é determinada pela combinação de (2) e (4) [2].

As antenas piramidais mais utilizadas são as que fornecem ganho ótimo (ou máximo) [2]. Para este tipo de antena foi desenvolvido um método original para a determinação das dimensões da antena a partir da teoria apresentada em [2]. Com base nas expressões de análise para as antenas setoriais de plano H e E, e na teoria de antenas piramidais de ganho ótimo, obtiveram-se as seguintes expressões

$$(B^2 - bB) = \frac{2}{3} (A^2 - aA) \text{ e } R_p = (B - b) \frac{B}{2\lambda} \tag{5}$$

onde  $R_p = R_H = R_E$ . Analisando-se o resultado obtido em (5), percebe-se que conhecendo-se uma única dimensão da antena é possível a determinação das demais, o que facilita o processo de síntese da mesma.

### 3. SÍNTESE DE CORNETAS ATRAVÉS DE REDES NEURAIS

#### 3.1 REDES NEURAIS

Uma rede neural consiste em uma rede de neurônios interconectados por sinapses. Sinapses são regiões ativas compreendidas entre duas células, e são matematicamente descritas através dos pesos sinápticos. Neurônios podem estar organizados em camadas e conectados através de pesos sinápticos a todos os neurônios da próxima camada.

A rede neural se comporta como um sistema não linear com entradas e saídas. As entradas e saídas são geralmente representadas por vetores, ou seja, vetores  $\vec{x}$  e  $\vec{y}$ , respectivamente. O sinal de entrada  $\vec{x}$  é processado pela rede de neurônios para produzir a saída  $\vec{y}$ . Dado um sinal de entrada, a rede neural é em geral determinada pelos seguintes parâmetros:

- Topologia da rede (arquitetura);
- Valores dos pesos sinápticos;
- Função de transferência dos neurônios

A arquitetura da rede está relacionada à aplicação e a quantidade de informação disponível. A informação está armazenada nos pesos sinápticos. Os valores destes pesos controlam a transferência de informação dos neurônios [3].



### 3.2 REDE PERCEPTRON

Uma rede perceptron é ilustrada na Fig. 3. Os pesos  $w_n$  são determinados através de um processo de treinamento conhecido como procedimento de convergência perceptron.

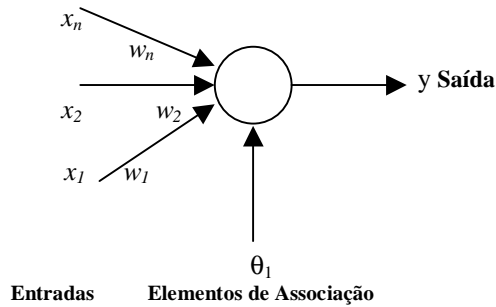


Fig. 3. Rede perceptron

A rede perceptron foi proposta como um dispositivo de classificação e reconhecimento. No treinamento da rede, apresentam-se exemplos em suas entradas e a saída é comparada com o valor esperado. A partir do erro entre o valor obtido e o valor esperado, os pesos da rede são corrigidos.

No modelo perceptron multicamadas, há camadas de neurônios intermediárias entre a Unidade Sensorial (entrada de dados) e a Unidade de Resposta (saída de dados). As entradas são introduzidas na rede pela Unidade Sensorial, sendo que a Unidade Associativa realiza a ponderação de cada entrada (multiplicação do peso pela entrada) e realiza a soma de todas as ponderações. Após a soma, a Unidade de Resposta apresenta em sua saída o resultado da soma passado através de uma função não linear (saída do neurônio). A saída de cada neurônio de uma camada excita todos os neurônios da camada seguinte [3].

### 3.3 APLICAÇÃO DE REDES NEURAIS EM ANTENAS

Rede Neural Artificial, um termo raro há cerca de uma década atrás na literatura científica, representa hoje uma vigorosa área de pesquisa multidisciplinar. É freqüentemente identificada como uma subespecialidade de inteligência artificial, outras vezes como uma classe de modelos matemáticos para problemas de classificação e reconhecimento de padrões. Sobre esses modelos matemáticos é que está embasado o trabalho aqui apresentado.

A idéia básica de aplicação de redes neurais em antenas é a de se relacionar diversos diagramas de radiação às respectivas geometrias de alimentadores. Este relacionamento é feito via um treinamento de rede, ou seja, o ganho e a dimensão física (valores conhecidos) são apresentados à rede. Após a entrada desses dados, a rede passa por um processo de aprendizado (treinamento) onde os pesos  $w_n$  são ajustados de maneira que após  $n$  interações a rede estabeleça uma função de mapeamento entre os dados de entrada com os de saída. Terminado o treinamento, a rede já está apta a retornar parâmetros (dimensões físicas) relacionados aos ganhos desejados. Esse método de síntese já

foi implementado com sucesso para a determinação de refletores modelados em comunicações via satélite [1].

Antes de se iniciar o treinamento da rede neural foi necessário se gerar valores de entrada, que são apresentados à rede em forma de vetores. Segundo especificações comerciais do fabricante, o guia de onda WR90, utilizado em todas as simulações computacionais aqui realizadas, possui dimensões  $a = 2.286$  cm e  $b = 1.016$ cm. Afim de se ilustrar o processo selecionou-se a freqüência  $f = 13.2$ GHz ( $\lambda = 2.2727$  cm) e dimensões de antenas compreendidas nos intervalos

$$6 \text{ cm} \leq A \leq 10 \text{ cm} \quad (6)$$

$$20 \text{ cm} \leq R_H \leq 40 \text{ cm} \quad (7)$$

correspondendo a valores de ganho compreendidos entre

$$11.9455 \leq g \leq 19.6589 \quad (8)$$

$$10.7720 \text{ dBi} \leq G \leq 12.9355 \text{ dBi} \quad (9)$$

Para a antena piramidal de ganho ótimo selecionou-se o seguinte intervalo

$$17.0 \text{ cm} \leq A \leq 19.7 \text{ cm} \quad (10)$$

resultando em

$$46.92 \leq g \leq 63.3 \quad (11)$$

$$16 \text{ dBi} \leq G \leq 18 \text{ dBi} \quad (12)$$

Para a determinação de (8) e (11) implementou-se as equações de análise comentadas na Seção 2 utilizando-se o pacote matemático MathCad [4].

O número de configurações de antenas foram determinadas analisando os melhores e piores desempenhos retornados pela rede. Durante vários treinamentos realizados com diferentes números de configurações, percebeu-se que quanto maior o número de elementos do vetor de entrada, maior era o tempo gasto para o treinamento da rede e menos precisos eram os resultados obtidos para os casos específicos analisados. É importante ressaltar que simulações computacionais foram também efetuadas para intervalos diferentes dos contidos em (6) a (12), obtendo-se resultados tão satisfatórios quanto os apresentados na seção seguinte.

## 4. RESULTADOS

Nesta seção são apresentados os resultados obtidos no treinamento da rede neural para a síntese de antenas cornetas retangulares. Para o treinamento da rede, utilizou-se o pacote matemático MatLab [5]. Ainda que os valores de ganho listados nas tabelas aqui apresentadas estejam em dBi, cabe ressaltar que nas simulações computacionais foram utilizados os valores lineares correspondentes.

#### 4.1 ANTENA CORNETA SETORIAL DE PLANO H.

Para a antena setorial de plano H, resultados satisfatórios foram obtidos com um vetor de entrada contendo um número de cinco configurações de antenas. De acordo com o sugerido em [3], o número de neurônios utilizados no treinamento deve ser de aproximadamente a metade do tamanho do vetor de entrada. No nosso caso foram utilizados três neurônios por camada, sendo que três camadas foram usadas no treinamento.

Na Tabela I são apresentadas as diferentes configurações de antenas que foram utilizadas como parâmetros de entrada no treinamento da rede neural.

Tabela I. Configurações Usadas no Treinamento (Setorial de Plano H).

	Ganho (dBi)	A (cm)	$R_H$ (cm)
1	10.7720	6.000	20.0000
2	11.4188	6.9950	25.0025
3	11.9818	7.9890	30.0225
4	12.4797	8.9800	35.0025
5	12.9268	9.9770	40.0100

As Figs. 4 e 5 ilustram o resultado do treinamento respectivamente para a dimensão  $A$  e  $R_H$  da corneta setorial de plano H.

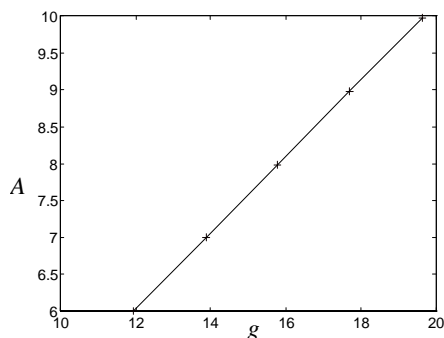


Fig. 4. Treinamento para a dimensão  $A$  da antena setorial de plano H (xxx valores de treinamento, --- aproximação pela rede neural).

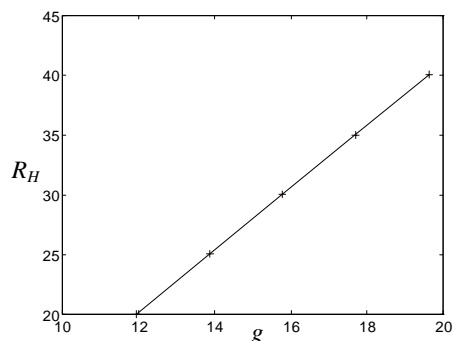


Fig. 5. Treinamento para a dimensão  $R_H$  da antena setorial de Plano H (xxx valores de treinamento, --- aproximação pela rede neural).

Como pode-se ver pelas figuras 4 e 5 o aprendizado da rede neural atingiu um nível satisfatório. Em seguida apresentou-se à rede valores de ganho diferentes dos utilizados em seu treinamento. Isso foi feito substituindo-se alguns dos valores de ganho listados na Tabela I, dentro dos limites especificados em (8) ou (9). O resultado do processo de síntese assim desenvolvido está apresentado na Tabela II.

Tabela II. Resultados Obtidos Para a Antena Setorial de Plano H.

	ENTRADA: Ganho Desejado (dBi)	SAÍDA: A (cm)	SAÍDA: $R_H$ (cm)	Ganho Obtido (dBi)
1	10.9691	6.2870	21.4417	10.9691
2	12.1748	8.3597	31.9057	12.1938
3	12.6717	9.3960	37.1376	12.6757

Conforme mostrado na Tabela II, um erro máximo de 0.02 dBi foi obtido para todos os casos testados, valor esse inferior ao erro de 0.1 dBi normalmente associado a processos numéricos de síntese disponíveis na literatura [2].

#### 4.2 ANTENA CORNETA PIRAMIDAL

Para a antena piramidal de ganho ótimo, resultados satisfatórios também foram obtidos para um vetor de entrada contendo um número de cinco diferentes configurações de antenas. Na Tabela III são apresentadas as diferentes configurações de antenas que foram utilizadas como parâmetros de entrada no treinamento da rede neural.

Tabela III. Configurações Usadas no Treinamento (Corneta Piramidal).

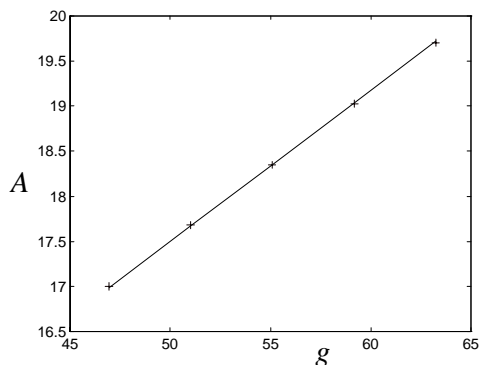
	Ganho (dBi)	A (cm)
1	16.7135	17.00
2	17.0757	17.68
3	17.4107	18.35
4	17.7210	19.03
5	18.0106	19.70

A Fig. 6 ilustra o resultado do treinamento para a dimensão  $A$  da antena piramidal de ganho ótimo. Como pode-se perceber o treinamento convergiu para o resultado desejado, ou seja, a rede concluiu com êxito o aprendizado.

De forma análoga ao treinamento da antena setorial de plano H, o passo seguinte ao do aprendizado foi o de apresentar valores desconhecidos de ganho à rede e submetê-la a uma nova simulação. A Tabela IV lista os resultados obtidos.

Tabela IV. Resultados Obtidos Para a Antena Piramidal.

	ENTRADA: Ganho Desejado (dBi)	SAÍDA: A (cm)	Ganho Obtido (dBi)
1	16.8026	17.1758	16.8116
2	17.4587	18.5033	17.4586
3	17.8520	19.3333	17.8520



**Fig. 6.** Treinamento para a dimensão  $A$  da antena piramidal de ganho ótimo (xxx valores de treinamento, --- aproximação pela rede neural).

Como pode-se perceber pela Tabela IV, os resultados obtidos com o processo de síntese sugerido são excelentes, apresentando uma precisão numérica inferior a 0.01 dBi.

### 5. CONCLUSÕES

Os resultados obtidos tanto no treinamento da rede neural, como no processo de síntese de antenas do tipo setorial de plano H e piramidal de ganho ótimo, foram considerados excelentes. É importante ressaltar que simulações computacionais foram também efetuadas para intervalos diferentes dos apresentados nesse trabalho, obtendo-se resultados tão satisfatórios quanto os comentados na Seção 4.

Um erro máximo de 0.02 dBi foi obtido para todos os casos testados, valor esse inferior ao erro de 0.1 dBi normalmente associado a processos numéricos de síntese de antenas cornetas disponíveis na literatura [2].

O procedimento proposto é computacionalmente rápido, podendo ser utilizado na síntese de diversos outros tipos de antenas. Ainda que os algoritmos de redes neurais utilizados sejam conhecidos, a aplicação dos mesmos à área de antenas envolve o desenvolvimento e implementação de novos conceitos, gerando métodos de síntese originais e inovadores.

### AGRADECIMENTOS

Os autores gostariam de agradecer à Fernanda F. de Almeida pelo desenvolvimento e implementação da técnica de cálculo das dimensões da antena corneta piramidal de ganho ótimo, conforme discutido na Seção 2.3.

### BIBLIOGRAFIA

- [1] G. Washington, "Aperture Antenna Shape Prediction by Feedforward Neural Networks", *IEEE Trans. Antennas and Propag.*, Vol.45, No. 4, pp. 683-688, Abril de 1997.
- [2] W.L. Stutzman e G.A. Thiele, *Antenna Theory and Design*, John Wiley and Sons, 2ª edição, 1998.
- [3] B. Kosko, *Neural Networks and Fuzzy Systems*, Prentice Hall, 1996.
- [4] MathCad for Windows versão 5.0, MathSoft Inc., 1994.
- [5] MatLab for Windows versão 4.2c.1, MathWorks Inc., 1994.

# Characterization and Project of Microstrip Rectangular-Patch Antenna with Higher Accuracy

Humberto C.C. Fernandes, Geraldo F. da Silveira Filho and José P. da Silva

Department of Electrical Engineering - Federal University of Rio Grande do Norte,  
P. O. Box 1583 - Tel/Fax: +55 84 2153731 - e-mail: humbeccf@ct.ufrn.br  
59.072-970 - Natal/RN - Brazil

**Abstract** – The microstrip patch antenna is analyzed using the Transverse Transmission Line (TTL) method along with the Transmission Line Model. Since the TTL is a full wave method and very much suitable on microwave components study, it gives accurate effective dielectric constant which contributes definitively to obtain higher precision antenna parameters.

**Index Terms** – Microstrip Patch Antenna, TTL Method, 3D Results.

## I. INTRODUCTION

Modern societies depend principally on an efficient communication system, capable to transmit, receive and handle information with reliability, precision and each time faster. As a consequence, devices, ways and equipments are required to supply those needs, and must conciliate lightweight, to be highly efficient, low cost and reduced dimensions. The microstrip antennas presents these characteristics and can be used in many applications over the broad frequency range from 100 MHz to 50 GHz.

A microstrip patch antenna consists of a very thin metallic patch or superconducting film [3], which has been researched by our group recently, placed a small fraction of a wavelength above a conducting ground-plane with a dielectric substrate between them. The radiating patch can assume any shape, but simple geometries are generally used in order to simplify the analysis and the performance prediction.

The applied theories are the concise Transverse Transmission Line (TTL) [2] method in the Fourier Transform Domain (FTD) along with the theory of the rectangular-patch antenna [1] to design and analyze the related antenna. Various applications using the rigorous TTL method has been presented by H.C.C. Fernandes et al.[2]-[3]. This complete and efficient method provides appropriate analysis for various others planar structures that use lossy materials, as semiconductor, or lossless dielectric substrates, giving precise effective dielectric constant ( $\epsilon_{\text{eff}}$ ) for these structures, which is quite important to design and calculate antenna parameters with accuracy. Results for the E-plane and H-plane radiation pattern, patch dimensions, antenna efficiency, bandwidth, and quality factor based on the TTL method are shown.

H.C.C. Fernandes e G.F.Silveira Filho e J.P.Silva., Tel/Fax 084 2153732; humbeccf@ct.ufrn.br.

This work was supported in part by CNPq and CAPES.

A microstrip antenna can be fed by a coplanar microstrip line, which is the simplest method, or a coaxial cable. Coaxial feeds are widely used, where the inner conductor is connected to the patch while the outer conductor is connected to the ground plane. Other method is to use aperture or electromagnetically coupling.

The matching between the supply line and the antenna is generally necessary and can be done by using several techniques. One method is to use a microstrip quarter-wave transformer section [4] or simply by adjusting the position of the feed point.

Due to its versatility [5], the microstrip antenna can be used on aircraft or spacecraft applications [6] in many different configurations. It is often necessary to include a cover layer [7,8] acting as a radome to protect the structure from environment hazards and keeping the antenna with a low profile.

## II. THEORY

### A. The TTL Method

Considering the microstrip patch antenna, as a session of a microstrip line, a set of equations that represent the electromagnetic fields in the  $x$  and  $z$  direction as function of the electric field in the  $y$  direction are obtained applying the TTL method. Starting from the Maxwell's equations, two components can be used to represent the electric and magnetic fields: the transverse ( $y$ ) and tangential ( $t = x$  and  $z$ ) components to the patch antenna and after various algebraic manipulations the general equations for the structure in the FTD is obtained, for example for the  $x$  direction:

$$\tilde{E}_{xi} = \frac{-j}{k_i^2 + \gamma_i^2} \left( \alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_y + \omega \mu_o \Gamma \tilde{H}_y \right) \quad (1)$$

$$\tilde{H}_{xi} = \frac{-j}{k_i^2 + \gamma_i^2} \left( \alpha_n \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_y + \omega \epsilon_i \Gamma \tilde{E}_y \right) \quad (2)$$

Manuscript received on March 20, 1998. Revised on May 30, 1998.

where  $\gamma^2 + k^2 = \alpha_i^2 - \Gamma^2$  and  $\alpha_i$  is the spectral variable.

After the application of the boundary conditions, the Moment method is used to eliminate the electric fields and to obtain the homogeneous matrix equation for the calculation of the complex propagation constant. The roots of this matrix are the attenuation constant ( $\alpha$ ) and phase constant ( $\beta$ ). The effective dielectric constant is obtained from  $\mathcal{E}_e = (\beta/k_0)^2$ , where  $k_0$  is the free space wave number.

### B. The Antenna Design

The design procedure shown is related to the rectangular-patch microstrip antenna, with the following parameters calculated in conjunction with the TTL method [1-2]:

The element length,  $L$ , is obtained evaluating the effective dielectric constant ( $\epsilon_e$ ) using the TTL Method at [2], and is obtained as:

$$L = \frac{c}{2f_r \sqrt{\epsilon_e}} - 2\Delta l \quad (3)$$

$$\Delta l = 0,412 \frac{(\epsilon_e + 0,3) \left( \frac{W}{h} + 0,264 \right)}{(\epsilon_e - 0,258) \left( \frac{W}{h} + 0,8 \right)} h \quad (4)$$

The pattern field in the E and H-plane for the microstrip radiator element may be treated as a line resonator without transverse field variations. The fields vary along the length, that is usually a half-wavelength, and the radiation occurs mainly from the fringing fields at the open-circuited ends. The radiator may be represented as two slots spaced of a distance  $L$ , and so:  
in the H-plane,

$$F(\theta) = \frac{\sin\left(\frac{k_o W}{2} \cos\theta\right) \sin\theta}{\frac{k_o W}{2} \cos\theta} \quad (5)$$

in the E-Plane,

$$F(\phi) = \frac{\sin\left(\frac{k_o h}{2} \cos\phi\right)}{\frac{k_o h}{2} \cos\phi} \cos\left(\frac{k_o L}{2} \cos\phi\right) \quad (6)$$

where  $h$  is the dielectric substrate thickness and  $L$  receives the influence of a more accurate value obtained from usage of the TTL method.

The Conductor and Substrate Losses -  $R_{cu}$  and  $R_{di}$  ( $\Omega$ ): The expressions for  $R_{cu}$  and  $R_{di}$  can be derived by calculating the power losses starting from the loss free field distributions in a closed resonator model.

The Total Resistance  $R_T$  ( $\Omega$ ):

$$\frac{1}{R_T} = \frac{1}{R_r} + \frac{1}{R_{cu}} + \frac{1}{R_{di}} \quad (7)$$

where  $R_r = \frac{R_r}{2}$ .

The Efficiency is given as,

$$\eta = 100 \frac{R_r}{R_r} \quad (8)$$

The Total quality factor is calculated as,

$$Q_T = 2\pi f_r R_T C \quad (9)$$

or,

$$\frac{1}{Q_T} = \frac{1}{Q_r} + \frac{1}{Q_{sw}} + \frac{1}{Q_{di}} + \frac{1}{Q_{cu}} \quad (10)$$

where  $C = \epsilon_0 \epsilon_r W L / 2h$  is the capacitance.

The Bandwidth BW(%) is given as function as  $Q_T$ ,

$$BW = 100 \frac{S - 1}{Q_T \sqrt{S - 1}} \quad (11)$$

to  $VSWR < S$ .

### III. RESULTS AND DISCUSSION

In order to exemplify the TTL method application and to achieve the objectives of this work, is used a material with relative dielectric constant  $\epsilon_r=4.4$  and thickness  $h=1.53$  mm. To determine the propagation characteristics, such as the effective dielectric constant ( $\epsilon_{eff}$ ), the patch dimension and microstrip line's characteristic impedance ( $Z_0$ ) is used the closed formula provided by [1], and the computational program that uses this TTL method, which values are more precise due to be a rigorous method.

For the matching between the antenna and the feed line, the TTL method can be used for designing the quarter-wave transformer or microstrip line. This method gives the characteristic impedance and effective dielectric constant for these devices. The low-pass prototype filters theory was utilized. Thus, was developed [4] a theory and a computational program that provides a transformer sections number and its principal characteristics, being necessary the knowledge about the input and output impedance that are evaluated by a computational program that uses the TTL method, resulting  $Z_c=5.60 \Omega$  (to  $f_c=2.0$  GHz) and  $Z_c=20.18 \Omega$  (to  $f_c=9.0$  GHz). for those values, was used the computational program entitled PACMO (Computer Aided Program at Microwave) [4] to obtain the impedance transformer parameters. For the microstrip line was used the

computational program that utilizes the TTL method and provides the respective microstrip characteristic impedance and the effective dielectric constant.

The repeated and sequential usage of this rigorous method [2] contributes to design and to model such devices with higher precision.

The Radiation pattern, Quality factor, Efficiency, and Bandwidth are calculated using the effective dielectric constant provided by the TTL method.

The Fig. 1 shows the element length as function of frequency, being that the continuous line shows the behavior to TTL methods for various relative permittivities. Those graphics below are in agreement with the results from [1].

The Fig. 2.a and 2.b show the radiation pattern to the H-plane and the E-plane respectively, presented for the rectangular patch with  $W=4.56$  cm,  $h=1.53$  mm,  $\epsilon_r = 4.4$  and  $f=2.0$  GHz.

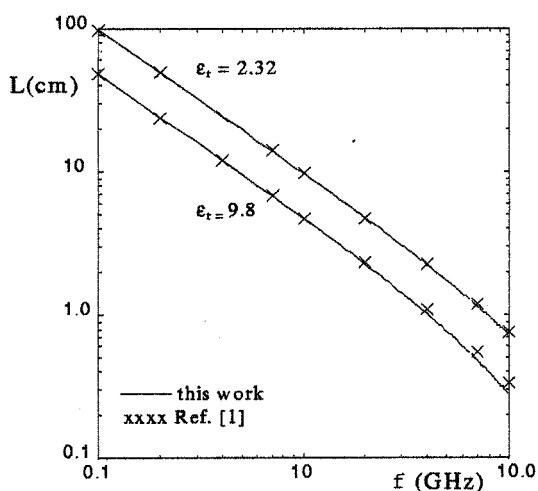


Fig. 1. Variation of the element length as a function of frequency for different dielectric substrates and its comparison to the reference.

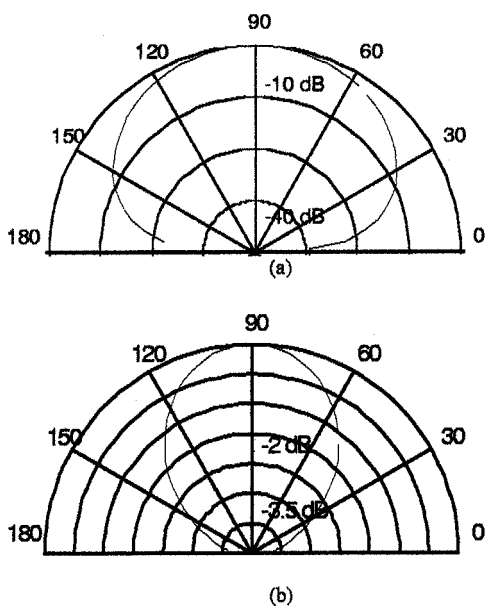


Fig. 2. Radiation Pattern for the microstrip rectangular-patch antenna. (a) to the H-plane. (b) to the E-plane.

The antenna efficiency is the ratio to radiated and input power, and be expressed by (8). The Fig. 3 shows the Efficiency  $\eta$  as function of the frequency when applying the TTL method to obtain the  $\epsilon_{eff}$  to various dielectric constants and substrate height and its comparison to [1].

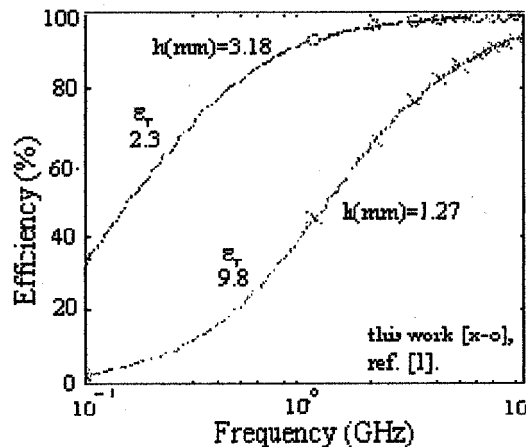


Fig. 3. Comparison between the applied theory and references for the efficiency  $\eta$  as function of frequency.

In the Fig. 4 is presented the Bandwidth BW versus the frequency for two different dielectric constants. Note that those graphics differ mainly on high frequencies due to the application of the full wave method in this work. A better view of the BW variation for various height and frequencies is shown in the fig. 5. Typical values for the BW are of order of a few percent.

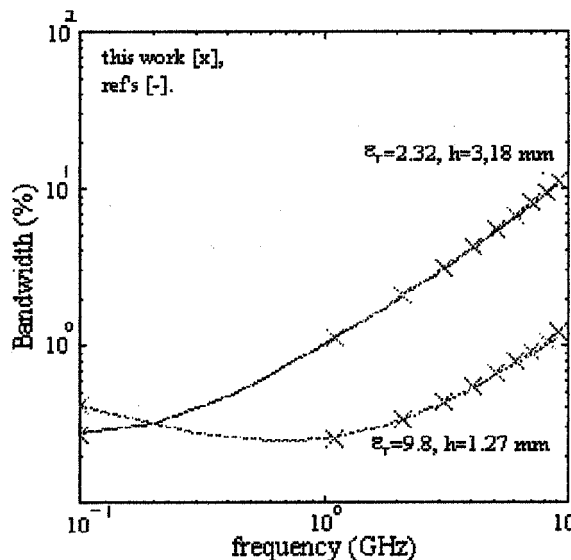


Fig. 4. Variation of the Bandwidth as function of frequency, presenting the slight difference due to the application of a full wave method.

A particular case of a rectangular patch is the square patch, where  $W = L$  and can be arranged to produce circularly polarized waves and has been used to avoid higher-order modes to obtain a higher radiation efficiency (or low quality factor). The Fig. 6 shows the Quality factor  $Q_r$  as a function of substrate electrical thickness ( $h/\lambda_{do}$ ), where  $\lambda_{do} = \lambda_0/\epsilon_r$ , in this case  $f_r = 1.0$  GHz.

The overall  $Q$  is dominated by the radiation  $Q_r$  for substrate thickness greater than about  $h/\lambda_{do} = 0.01$ .

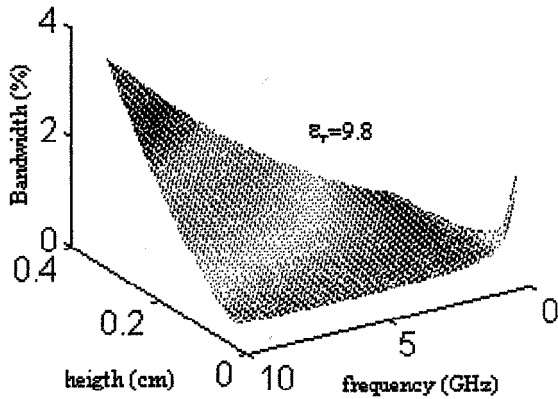


Fig. 5. 3-D presentation of BW as function of frequency and height

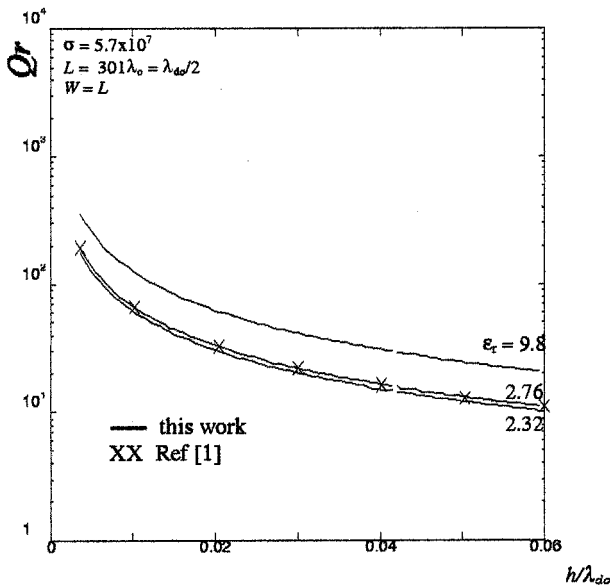


Fig. 6. Quality factor  $Q_r$  as a function of substrate electrical thickness ( $h/\lambda_{do}$ ), showing the agreement with the reference and accuracy of the used method.

#### IV. CONCLUSIONS

The rectangular and square patch antenna were analyzed using The TTL Method. Results for the rectangular-patch antenna design, efficiency, quality factor and bandwidth were presented, confirming the exactness of the TTL method applied to such devices and showing the influence of the effective dielectric constant on those parameters. An accurate value of the effective permittivity gives a better value for the patch dimension contributes definitively to all others parameters. Graphics that show the radiation patterns in the E-plane and H-plane were also presented in 2-D and 3-D.

The Transverse Transmission Line - TTL is an efficient and accurate method on the microstrip rectangular-patch antenna analysis and design. This is a very versatile method that can be used with a lossless or semiconductor substrate in various planar structures. This work was supported by CNPq and CAPES.

#### REFERENCES

- [1] Bahl and P. Bhartia, "Microstrip Antennas", Artech House, 1980.
- [2] H. C. C Fernandes, "Attenuation And Propagation In Various Finline Structures", *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 17, N° 08, pp. 1419-1430, Aug. 1996.
- [3] Geraldo F. da S. Filho e Humberto C. C. Fernandes, "Recent Advances on Superconducting Microstrip Patch Antennas", *Progress in Electromagnetics Research Symposium - PIERS*, accepted, July 1998.
- [4] H. C. C. Fernandes, A. J. Giarola and D. A. Rogers, "PACMO: A Comprehensive CAD Package for Microwave Devices", *IEEE Transactions on Education*, Vol. E-26, No. 4, pp. 162- 164, Nov. 1983.
- [5] S. A. Bokhari, Jean-François Z., J. R. Mosig and F. E. Gardiol, "A Small Microstrip Patch Antenna with a Convenient Tuning Option", *IEEE Trans. Antennas Propagation*, Vol. 44, No. 11, pp.1521-1528, Nov. 1996.
- [6] C. Balanis, "Antenna Theory", Jonh Wisley & Sons, pp 487-496, 1982.
- [7] A. K. Bhattacharyya, "Characteristics os Cricular Patch on Thick Substrate and Superstrate", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 39, No. 07, pp. 1038-1041, Jul. 1991.
- [8] R. Shavit, "Dielectric Cover Effect on Rectangular Microstrip Antenna Patch", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, Vol. 42, No. 08, pp. 1180

# SISTEMA DE ANTENAS DE MICROFITA COM POLARIZAÇÃO CIRCULAR PARA SATÉLITE CIENTÍFICO: CONCEPÇÃO E QUALIFICAÇÃO PARA VÔO

Lucio Cividanes e Carlos A. B. Gonçalves

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE, Av. dos Astronautas, 1758, 12201-970 São José dos Campos - SP

José C. da S. Lacava

Instituto Tecnológico de Aeronáutica – ITA, Praça Mal. Eduardo Gomes, 50, 12228-900 São José dos Campos - SP

## Resumo:

Este trabalho apresenta a concepção de um sistema de antenas para uso no satélite científico SACI-1 e descreve o processo de qualificação para vôo do conjunto. A solução adotada utiliza dois pares de antenas de microfita, operando em polarização circular, sendo um par usado para a recepção (2018.8 MHz) e o outro para transmissão (2255.2 MHz). Apresenta-se o elenco de testes funcionais e ambientais que formam o processo de qualificação, e diversos resultados de testes são apresentados que mostram o bom desempenho das antenas após os testes ambientais.

**Palavras chave – Antena microfita, polarização circular, Satélite científico.**

## I. INTRODUÇÃO

O Satélite de Aplicações Científicas (SACI-1) é um satélite de pequeno porte (massa 60 kg, dimensões 60X40X40 cm<sup>3</sup>) para aplicações científicas. Uma das características marcantes deste satélite é a utilização, em seus diversos subsistemas, de tecnologias de ponta de forma a obter um bom desempenho técnico aliado a um baixo custo de fabricação. Como exemplo podemos considerar o sistema de antenas do satélite, formado por quatro antenas em tecnologia de microfita. Tal tecnologia é caracterizada por baixo custo de fabricação, boa reprodutibilidade mecânica e elétrica e excelente desempenho [1].

A capacitação nacional para o desenvolvimento teórico e o projeto deste tipo de antena para uso espacial tem evoluído ao longo dos últimos anos [2], [3] e [4]. Para esta aplicação, normalmente opera-se com polarização circular e uma grande preocupação é a qualificação da antena para vôo, ou seja, submete-se o modelo de qualificação a um conjunto de testes ambientais e verifica-se o desempenho elétrico da antena de forma a garantir o seu funcionamento em condições ambientais similares às que serão encontrados no satélite.

Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998.

Lucio Cividanes, Tel. +55-12-345 6232, Fax +55-12-345 6225, [lucio@dea.inpe.br](mailto:lucio@dea.inpe.br); Carlos A. B. Gonçalves, Tel. +55-12-345 6228, Fax +55-12-345 6225, [carlinho@dea.inpe.br](mailto:carlinho@dea.inpe.br); José C. da S. Lacava, +55-12-347 6811, [lacava@ele.ita.cta.br](mailto:lacava@ele.ita.cta.br).

O presente trabalho apresenta a concepção do subsistema de antenas para o microsatélite SACI-1, a descrição da solução técnica para as antenas e os diversos testes que fazem parte do respectivo processo de qualificação para vôo. Na seção 2 descreve-se o sistema de antenas e as respectivas especificações elétricas e ambientais nas quais o conjunto deve operar. No item 3 apresenta-se os diversos testes funcionais e de qualificação aos quais as antenas foram submetidas e os resultados obtidos, enquanto que na seção 4 tem-se as conclusões do trabalho.

## II. DESCRIÇÃO DO SISTEMA DE ANTENAS

O conjunto de antenas utilizado no satélite SACI-1 é formado por 4 antenas, sendo 2 operando na frequência de transmissão e 2 na de recepção [5]. De forma a obter diagrama aproximadamente omnidirecional, um par de antenas de transmissão/recepção é montado em uma face do satélite, enquanto que o outro par é montado na face oposta, sendo interligadas por meio de uma híbrida (Fig. 1)

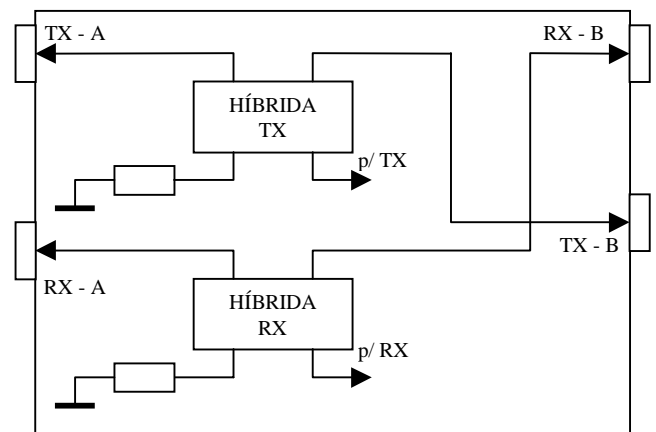


Fig. 1 - Diagrama de interligação das antenas



As principais especificações para as antenas são [6]:

- frequências de operação: 2018.8 MHz  $\pm$  2 MHz (RX)  
2255.2 MHz  $\pm$  2 MHz (TX)
- ganho: 6 dB min. em 0°.
- polarização: circular à direita
- razão axial: 2 dB max. em 0° e 6 dB max. até 60°
- perda de retorno: -14 dB max.
- massa: 68 g
- faixa de temperatura: -10° C a +60° C (operação)
- confiabilidade: 11 FITs (Failure in the Interval of Time)
- tempo de vida: 1,5 anos (armazenamento)  
1,5 anos (integração e testes)  
1,5 anos (em órbita)

A solução técnica adotada para a antena com polarização circular é a que utiliza uma antena quadrada com os cantos diametralmente opostos truncados, sendo a alimentação incorporada através de um conector coaxial devidamente posicionado de forma a obter a excitação dos dois modos ortogonais necessários à polarização circular. Detalhes do projeto deste elemento foram apresentados em [4], enquanto que a Fig. 2 mostra os dados construtivos da antena e na Fig. 3 tem-se uma foto do modelo de voo da antena de recepção em 2018.8 MHz.. O substrato de microondas com o plano de terra devidamente estanhado durante a fase de fabricação do circuito impresso, é soldado à base de latão por um processo específico, garantindo dessa forma uma excelente rigidez mecânica e um bom contato elétrico. A escolha dessa solução técnica utilizando antenas de microfita foi baseada em diversos exemplos disponíveis na literatura do uso de tais antenas em microssatélites [7 e 8].

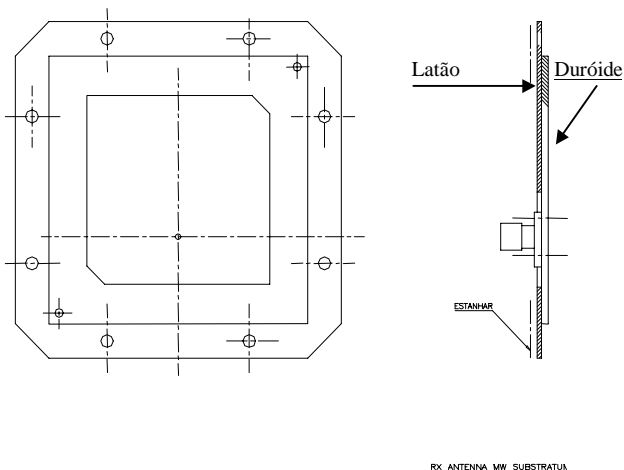


Fig. 2 - Detalhes de construção da antena

A metodologia de desenvolvimento do sistema de antenas para o SACI-1 contempla a fabricação dos seguintes modelos:

- Modelo de Engenharia (ME) : construído para verificar o desempenho funcional do protótipo, deve ter dimensões e massa muito próximos dos modelos subsequentes. Não precisa necessariamente atender aos requisitos ambientais e não usa material qualificado.
- Modelo de qualificação (MQ): fabricado com componentes qualificados, deve operar dentro das especificações nas condições ambientais em níveis de qualificação, que são mais rigorosos que os níveis de operação.
- Modelo de Voo (MV): de características idênticas ao MQ, é testado em condições ambientais em níveis de aceitação, que são as que efetivamente serão encontradas em órbita.

A idéia básica da metodologia acima é, uma vez acertado o projeto no ME, testar o MQ em condições além dos limites encontrados em órbita ( de forma a trabalhar com margem no projeto) e testar o MV em condições efetivas de voo.

No caso específico do sistema em consideração, foram fabricadas 4 antenas MQ's ( 2 TX e 2 RX) para serem submetidas a testes a níveis de qualificação e 4 antenas MV's ( 2 TX e 2 RX).

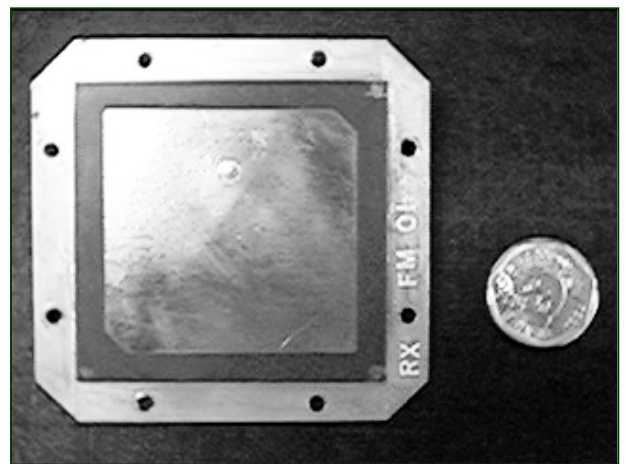


Fig. 3 – Fotografia do modelo de voo da antena de recepção em 2018.8 MHz.

### III. TESTES DE QUALIFICAÇÃO E RESULTADOS

#### III.1 - Descrição dos testes

O processo de qualificação envolve testes funcionais e a testes ambientais. Todas as oito antenas passaram pelos seguintes testes funcionais:

- diagrama de radiação
- ganho
- razão axial
- perda de retorno
- sentido de polarização

Como todas as antenas são muito semelhantes mecanicamente, para a qualificação foi escolhida uma antena MQ, a qual foi submetida aos seguintes testes:

- medidas físicas ( massa, dimensões)
- vibração ( senoidal e aleatória)
- termo-vácuo
- ciclagem térmica
- choque mecânico
- choque térmico

Adicionalmente, todas as quatro antenas MV's foram submetidas aos testes acima, com exceção dos testes mecânico, choque térmico e de vibração senoidal. Neste caso os testes foram realizados a níveis de aceitação, de modo a não estressar o equipamento sob teste.

#### III.2 - Resultados dos Testes

A seguir apresenta-se os resultados experimentais dos testes de qualificação das antenas. As Figs. 4 e 5 mostram, respectivamente, os diagramas de radiação dos MV's das antenas de recepção (2018.8 MHz) e de transmissão (2255.2 MHz). Estes diagramas foram obtidos com uma antena transmissora ( polarização linear ) girante, podendo-se observar a excelente razão axial das antenas sob teste.

Após cada um dos testes ambientais acima mencionados, foram realizadas medidas de impedância e de perda de retorno de cada antena, de forma a detectar qualquer problema ocasionado pelo teste. Como exemplo ilustrativo, as Figs. 6 e 7 mostram, respectivamente, a curva de impedância na Carta de Smith e a perda de retorno da antena de recepção ( MV), medidas após o teste de termo-vácuo. A Fig. 6 mostra que, após o referido teste, o vértice da curva de impedância manteve-se na frequência de 2018.8 MHz, indicando operação na faixa de melhor razão axial da antena, que é um dos objetivos do projeto.

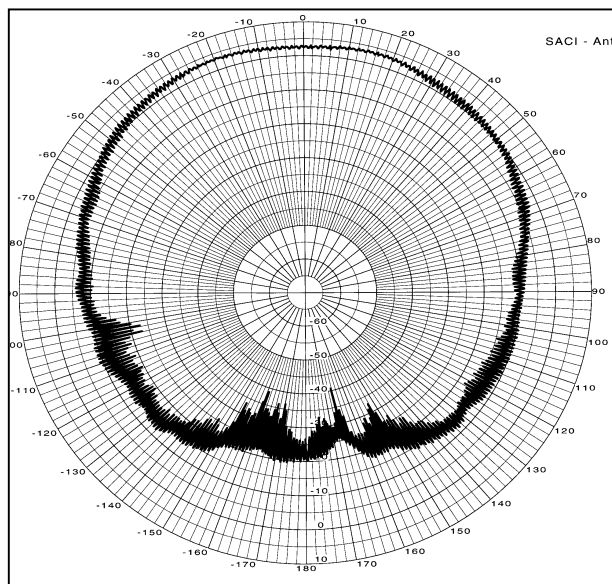


Fig. 4 - Diagrama experimental do modelo de vôo da antena de recepção em 2018.8 MHz

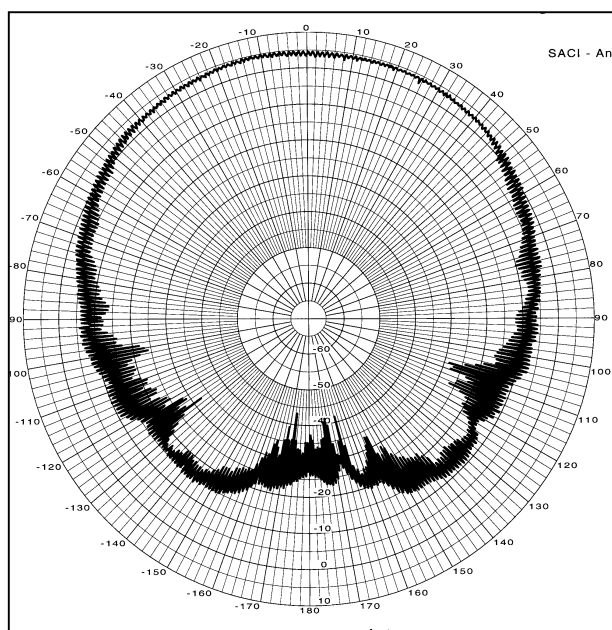


Fig. 5. - Diagrama experimental do modelo de vôo da antena de transmissão em 2255.2 MHz.

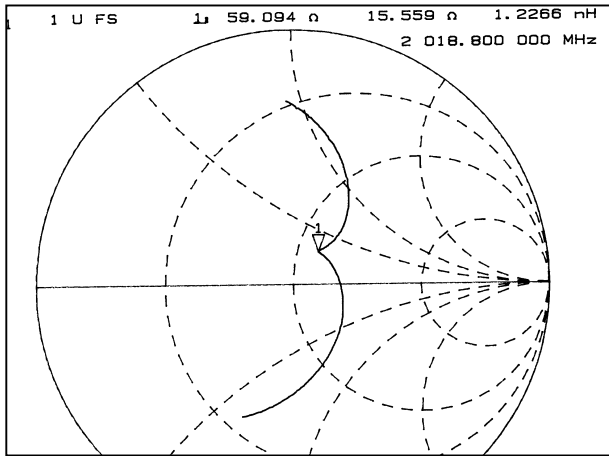


Fig. 6. – Curva de impedância da antena de recepção (MV) após o teste de termo-vácuo

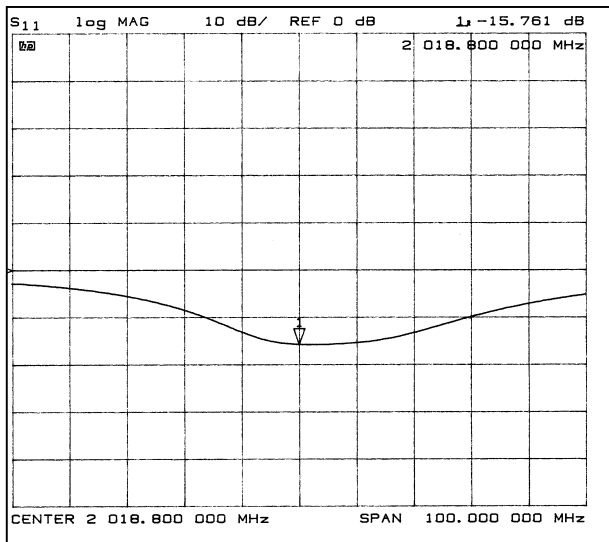


Fig. 7. – Curva da perda de retorno da antena de recepção (MV) após o teste de termo-vácuo

Embora cada antena tenha sido testada individualmente, é necessário avaliar o desempenho do conjunto das antenas (duas transmissoras ou duas receptoras) em presença da estrutura do satélite e interligadas pela híbrida. Dessa forma, foi construída uma maquete rádio-elétrica do satélite, em escala 1:1 (Fig. 8), com o objetivo de medir experimentalmente o diagrama do conjunto quando montado na maquete. A Fig. 9 apresenta o diagrama obtido para as antenas transmissoras, em 2255.2 MHz, podendo-se observar a excelente razão axial do conjunto de antenas na região central dos dois hemisférios (cone com semi-ângulo de 60°).

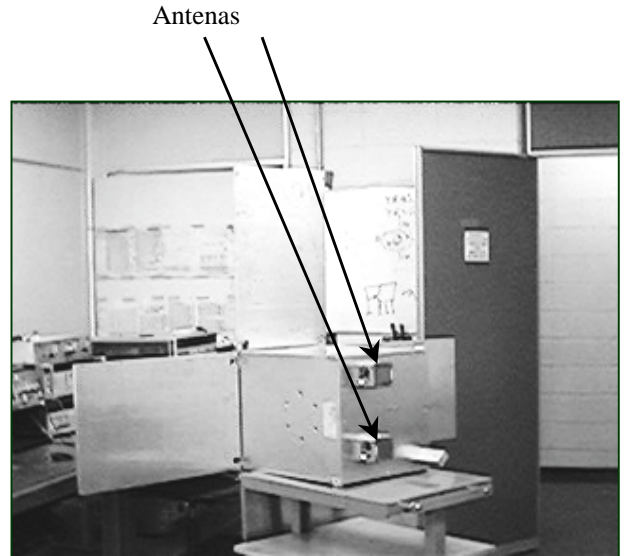


Fig. 8 - Fotografia da maquete rádio-elétrica do satélite

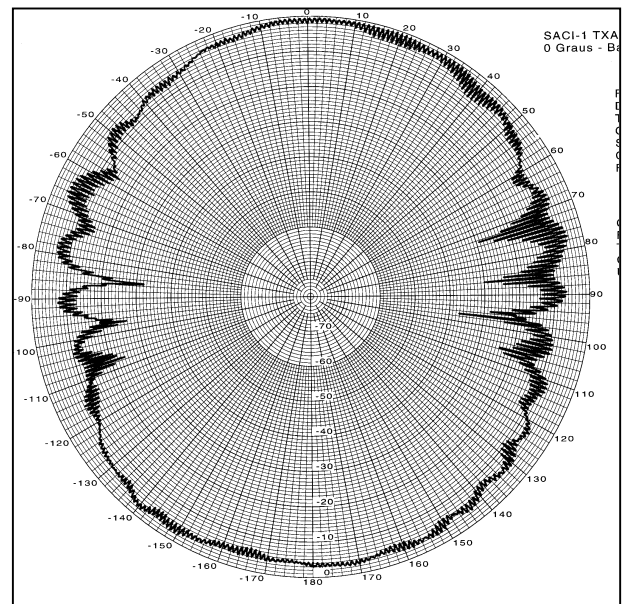


Fig. 9 - Diagrama de radiação do conjunto de antenas transmissoras (MV's) montadas na maquete, em 2255.2 MHz.

#### IV. CONCLUSÃO

O presente trabalho apresenta a solução técnica adotada para o sistema de antenas do satélite SACI-1, a qual utiliza antenas de microfita, e descreve o seu processo de qualificação para vôo. Tais antenas, que são planares, tem massa reduzida e são de construção robusta, mostraram ser uma solução muito adequada para a presente aplicação.

Os resultados dos testes funcionais mostram que as especificações elétricas foram cumpridas, e os resultados após os testes ambientais comprovam que o processo de qualificação foi cumprido a bom termo.

#### REFERÊNCIAS

- [1] JAMES, J. R. and HALL, P. S. Handbook of Microstrip Antennas, vol. I and II, Peter Peregrinus Ltd, London, 1989.
- [2] CIVIDANES, L. and LACAVA, J.C.S. Uniaxial anisotropy effects on crosspolarisation level of printed dipole in superstrate-substrate configuration. *Electron. Lett.*, vol. 28, n. 11, pp. 1050-1051, May 1992.
- [3] LUMINI, F. and LACAVA, J.C.S. Analysis and Design of Microstrip Antennas for aircraft applications, *Proceedings of the SAE BRAZIL 92 - Mobility Technology Conference & Exhibit: 921471E-SAE Technical paper series, São Paulo, Brazil, Out. 1992*
- [4] CIVIDANES, L., COSTA Jr., V.P.D. e LACAVA, J.C.S. Antena de microlinha para microssatélite científico. *12<sup>o</sup> Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, Águas de Lindóia, Anais, V-II: 541-545, set. 1995.
- [5] CIVIDANES, L. and GONÇALVES, C. , Communication Subsystem Specification, doc. M1E-HDS-024, INPE, São José dos Campos, SP, maio 1997.
- [6] CIVIDANES, L. and GONÇALVES, C. , Communication Subsystem Antennas Specification, doc. M1EA-HDS-011, INPE, São José dos Campos, SP, out. 1997.
- [7] POST, R.E. and STEPHENSON, D.T. ,The design of a microstrip antenna array for a UHF space telemetry link, *IEEE Trans. AP.*, vol. AP-29: 129-134, Jan. 1981.
- [8] SUZUKI, R., HASHIMOTO, Y., MIURA, R., TANAKA, M., OBUCHI, T., MIYAZAKI, K., NAKAGAWA, O., MATSUI, M. and MURANAKA, N., A study on a experimental communication system using microsattellites, *Systemes et services a petits satellites*, Centre National D'Etudes Spatiales, Cépaduès-Editions, Toulouse, France, 1992.

# Enlargement of the Quiet Zone of a Single Parabolic Reflector CATR

J.R.Descardecı and C.G.Parini

Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP). FEEC, DMO.

## II. THEORY

**Abstract** -- This paper presents a Tri-reflector Compact Antenna Test Range (CATR) consisting of a main parabolic reflector and a Dual Reflector Feed System (DRFS). It is proposed to implement the DRFS in an existing single offset range to improve its quiet zone size. For the synthesis of the DRFS, a new technique is presented. The CATR at Queen Mary and Westfield College (QMW) is taken as an example and computational results showing the theoretical quiet zone field indicate an improvement of 2.35 times the dimension of the original quiet zone. It is also presented the new development that is being carried out to improve the systems with sectorial parabolic reflector as a main collimator.

**Index termst** – Antennas, Measurements, Synthesis of Antennas

## I. INTRODUCTION

Testing of microwave antennas usually requires that they be illuminated by a uniform plane electromagnetic wave. The single offset reflector based Compact Antenna Test Ranges (CATR) is a popular way of providing this and these normally have a quiet zone limited to about one third of the main reflector diameter [1], [2]. This is because, to keep edge diffraction under control, the reflector edge illumination needs to be about -10 dB and providing this using a simple feed leads to a significant amplitude taper over the reflector aperture. This taper can be considerably reduced, whilst still keeping the edge illumination below -10 dB and without detriment of the phase distribution, by using a Dual Reflector Feed System (DRFS).

To synthesise the DRFS the authors present an approach based on the Geometric Optics (GO) concept. The GO technique has been used in preference to Physical Optics (PO) for the following reasons:

Firstly: The localised characteristic of the GO technique ensures that any error in synthesising the shape at a local point will not propagate to other regions as the synthesis procedure progresses.

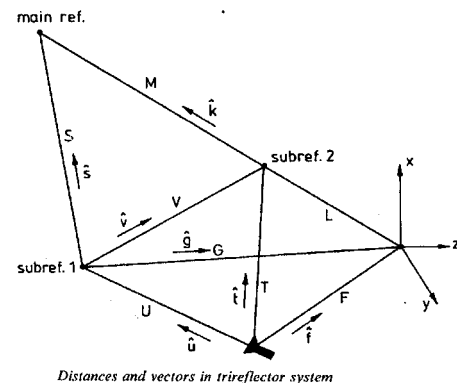
Secondly: The synthesis process needs to be frequency independent since the CATR needs to operate over a very wide frequency range. For example, the design case study of the QMW CATR, presented later, has the requirement to operate over the frequency range of 15 GHz to 200 GHz.

The theory associated with the synthesis will be described in the next section:

As in all GO shaping techniques, the following conditions are enforced: energy conservation, phase condition and the law of reflection (Fermat's principle) [3]. This method differs from others in the implementation of these principles. In this case, the surfaces are divided into small (differential) sections. The central point of each reflector is specified together with the feed distribution and the desired aperture distribution in the quiet zone. The synthesis process starts from the central point and the subsequent points are extrapolated in sequence. For each point an exact position is calculated based on the relative location of the anterior points. With the assumption of locally planar sections, the differential equations associated with the problem are reduced to algebraic equations [4]. To determine the relative location of each new point (section), a scheme for extrapolating from the known neighbouring points is used. The final result for a reflector surface determined by this method is a set of discrete points specified by their co-ordinates in (x,y,z).

The total derivative condition is not explicitly imposed in the formulation [4]; however, by taking an average value of those at neighbouring points, the total derivative condition is approximately satisfied in the vicinity of the points of interest.

Consider the geometry of Fig.1.



Distances and vectors in trireflector system

Fig. 1: Geometry of trireflector system

The capital letters correspond to lengths while small letters with circumflex accent correspond to unit vectors. The distance between the main reflector and the origin of co-ordinates is known and is given by (M+L). It can be seen that:

$$G\hat{g} + L\hat{k} = V\hat{v} \quad (1)$$

$$S\hat{s} - M\hat{k} = V\hat{v} \quad (2)$$

From (1) and (2) we can express the equation for V as:

Manuscript received on March 20, 1998.

J.R.Descardecı, +55-19-7883874, [ricardo@dmo.fee.unicamp.br](mailto:ricardo@dmo.fee.unicamp.br)

C.G.Parini, +44-171-9755555, [C.G.Parini@qmw.ac.uk](mailto:C.G.Parini@qmw.ac.uk)

This paper is part of a research project supported by CNPq, the Brazilian Research Agency.

$$V^2 = GS(\hat{g} \cdot \hat{s}) - G(M+L)(\hat{g} \cdot \hat{k}) + GL(\hat{g} \cdot \hat{k}) + SL(\hat{k} \cdot \hat{s}) - L(M+L) + L^2 \quad (3)$$

If we consider the condition of equal path length, then

$$U + V + M - z_3 = C_t \quad (4)$$

where the distance from the main reflector to the aperture plane is given by  $-z_3$  in the main co-ordinate system and  $C_t$  is a known constant.

Since the main reflector is parabolic, then:  $(M+L)z_3 = 2f$ , where "f" is the focus of the parabolic reflector. As a result of this,

$$V = D_t + L - U \quad \text{with} \quad D_t = C_t - 2f \quad , \quad (D_t = \text{known}) \quad (5)$$

Taking (5) and (3) we obtain:

$$L = \frac{GS(\hat{g} \cdot \hat{s}) - G(M+L)(\hat{g} \cdot \hat{k}) - D_t^2 + 2D_tU - U^2}{2D_t - 2U - G(\hat{g} \cdot \hat{k}) - S(\hat{k} \cdot \hat{s}) + (M+L)} \quad (6)$$

The parametric equation of the ray starting from the source to the first reflector is:

$$\begin{aligned} x_1 &= x_f + u_x t \\ y_1 &= y_f + u_y t \\ z_1 &= z_f + u_z t \end{aligned} \quad (7)$$

where the parameter "t" corresponds to the length of the ray,  $(x_f, y_f, z_f)$  the position of the feed, and  $u_x, u_y, u_z$  are the corresponding direction cosines in the co-ordinates x, y and z respectively. When  $t=U$  equation (7) describes the position of the point where the ray hits the first subreflector (S1).

The extrapolation process requires that the synthesis be performed in a spiral nature starting from the subreflector central points. Suppose the anterior point in S1 is known, whatever is the stage of the synthesis, then we will assign this point as having the position  $P_{\text{anterior}} = P_a = (x_a, y_a, z_a)$ . At the point where the ray hits S1 (point 1), the vector normal to the surface may be written as  $\hat{n} = n_x \hat{x} + n_y \hat{y} + n_z \hat{z}$  and we can write the following equations by using the scalar product of the normal and the tangent vector:

$$(x_1 - x_a)n_x + (y_1 - y_a)n_y + (z_1 - z_a)n_z = 0 \quad (8)$$

$$\hat{n} = \frac{\hat{v} - \hat{u}}{|\hat{v} - \hat{u}|} \quad (9)$$

$$\hat{v} = v_x \hat{x} + v_y \hat{y} + v_z \hat{z} \quad (10)$$

$$\hat{u} = u_x \hat{x} + u_y \hat{y} + u_z \hat{z} \quad (11)$$

We are now able to develop the equations to find out the exact position of the points for the first and second subreflectors. We can write:

$$\hat{v} = \frac{G\hat{g} + L\hat{k}}{V} = \frac{-(x_1 \hat{x} + y_1 \hat{y} + z_1 \hat{z}) + L(k_x \hat{x} + k_y \hat{y} + k_z \hat{z})}{V} \quad (12)$$

Considering equation (8) to (12):

$$\hat{n} \cdot |\hat{v} - \hat{u}| = \frac{(Lk_x - x_1 - Vu_x)\hat{x} + (Lk_y - y_1 - Vu_y)\hat{y} + (Lk_z - z_1 - Vu_z)\hat{z}}{V} \quad (13)$$

By taking equation (8) and (13) we obtain the expression:

$$\begin{aligned} (x_1 - x_a)(Lk_x - x_1 - Vu_x) + \\ (y_1 - y_a)(Lk_y - y_1 - Vu_y) + \\ (z_1 - z_a)(Lk_z - z_1 - Vu_z) = 0 \end{aligned} \quad (14)$$

Thus, equation (6) can be written after some manipulation as:

$$L = (A + UB)/(C + UD) \quad (15)$$

where:

$$A = (M+L)(x_f^2 + y_f^2 + z_f^2 - D_t^2) \quad (16)$$

$$B = 2(M+L)(x_f u_x + y_f u_y + z_f u_z + D_t) \quad (17)$$

$$C = 2[D_t(M+L) + x_3 x_f + y_3 y_f + z_3 z_f] \quad (18)$$

$$D = 2[x_3 u_x + y_3 u_y + z_3 u_z - (M+L)] \quad (19)$$

Thus, rewriting equation (14) by using (5):

$$\begin{aligned} (x_1 - x_a)[Lk_x - x_1 - (D_t + L - U)u_x] + \\ (y_1 - y_a)[Lk_y - y_1 - (D_t + L - U)u_y] + \\ (z_1 - z_a)[Lk_z - z_1 - (D_t + L - U)u_z] = 0 \end{aligned} \quad (20)$$

After some algebraic manipulation, the value of "U" can be found by the equation:

$$(AF - C\gamma) + U(AH + BF - C\xi - D\gamma) = 0 \quad (21)$$

where:

$$\gamma = I_x J_x + I_y J_y + I_z J_z$$

$$\xi = u_x J_x + u_y J_y + u_z J_z$$

$$F = x_f \Delta_x + y_f \Delta_y + z_f \Delta_z - E$$

$$H = u_x \Delta_x + u_y \Delta_y + u_z \Delta_z$$

$$I_x = (x_f - x_a)$$

$$I_y = (y_f - y_a)$$

$$I_z = (z_f - z_a)$$

$$J_x = x_f + D_t u_x$$

$$J_y = y_f + D_t u_y$$

$$J_z = z_f + D_t u_z$$

$$E = x_a \Delta_x + y_a \Delta_y + z_a \Delta_z$$

$$\Delta_x = k_x - u_x$$

$$\Delta_y = k_y - u_y$$

$$\Delta_z = k_z - u_z$$

Equation (21) is a linear equation and provides the value of U. The position of the point on the subreflector 1 (S1) is then

obtained by equation (7) and the corresponding position on subreflector 2 (S2) can be obtained by the equation:

$$\begin{aligned} x_2 &= \alpha_{3x} L \\ y_2 &= \alpha_{3y} L \\ z_2 &= \alpha_{3z} L \end{aligned} \quad (22)$$

where  $L$  is obtained by equation (15) with  $(M+L)=2f+z_3$  and  $\alpha_{3x}$ ,  $\alpha_{3y}$ ,  $\alpha_{3z}$  being the direction cosines described by  $(\theta, \phi)$  in the main co-ordinate system.

Starting from the central points the other points will be generated in sequence forming a spiral trajectory. For a given ray starting from the feed  $(\theta_i, \phi_i)$  there will be a corresponding aperture position  $(r_A, \phi_A)$  obtained by application of the conservation of energy principle and the condition of symmetry in  $\phi$ -direction ( $\phi_i = \phi_A$ ). The corresponding points in S1 and S2 are obtained as a pair by applying equations (21), (7), (15) and (22) and considering as the anterior point for each subreflector the interpolation between points  $P_m$  and  $P_{m+1}$ .

### III RESULTS

As an example of the techniques use we consider a system based on the existing CATR at Queen Mary and Westfield College (Fig.2). It consists of a single offset parabolic reflector constructed from 18 panels arranged in a sectorial shape [2], [5]. The surface accuracy for each panel is better than  $1/100$  of a wavelength at 200 GHz (15 microns) thus a high quality quiet zone region is expected. The focal point of the range reflector is approximately 2.97 m above the laboratory floor and is enclosed by an elevated feed chamber. A 0.219 m diameter steel pipe provides 2.54 m of the required height for mounting the feed, the remainder being fulfilled by the structure of the feed support itself.

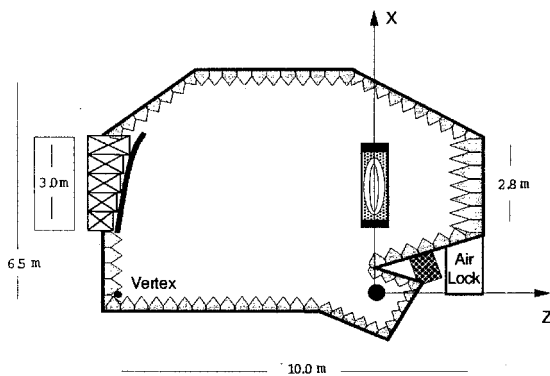


Fig. 2: QMW (Univ. of London) CATR

The position of feed and subreflectors were chosen in order that the DRFS would be contained within the volumetric constraints of the feed chamber. Fig.3 shows the mechanical support system that will be used to hold the DRFS. The structure is rigid and anchored to the steel pipe. Symmetry about the  $x,z$  plane for the DRFS is also desirable since it helps mechanical alignment and can provide reasonable compactness for the support system.

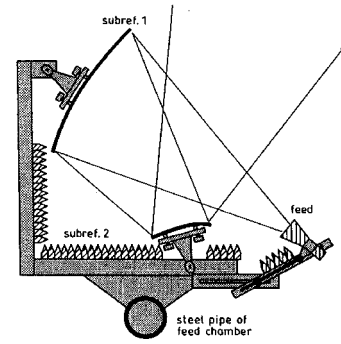


Fig. 3: Support for DRFS at QMW

An appropriate aperture distribution was chosen to minimise diffraction effects and maximise the aperture size:

$$\begin{aligned} A(r_A, \phi_A) &= A_{\max} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{r_A}{r_0}\right)^{2n}} & r \leq r_0 \\ &= A_{\max} \left[ \frac{-n}{2r_0} r_A + \left(\frac{1+n}{2}\right) \right] & r \leq r_0 \end{aligned} \quad (23)$$

were  $r_0=1.285$  and  $n=12$ .

The maximum radius of the aperture will be:  $r_{\max}=r_0[(1+n)/n]=1.3921$  m. A feed with Gaussian distribution of -12 dB at  $12^\circ$  and -20 dB at  $12^\circ$  was used, this being the maximum angle of feed distribution considered in the synthesis. The average density of generated points in S1 was 400000 points/m<sup>2</sup> that corresponds to a maximum surface error on the order of  $e_{\max} = 15.6 \times 10^{-6} \lambda$  [5]. This value would clearly be valid for designs at other minimum frequencies.

The resulting synthesised surfaces are relatively smooth with diameters of approximately  $D1=0.39$  m for the first subreflector and  $D2=0.26$  m for the second subreflector. To verify the design the complete CATR was analysed using GRASP7 (GRASP7 is a trademark of TICRA Engineering Consultants.) at 15 GHz that is the lowest frequency of operation and where corruption of the Quiet Zone by edge diffraction will be most severe. Fig.4 and 5 presents the computed GO+GTD fields obtained in the aperture plane for the feed distribution of -12 dB at  $12^\circ$ . As expected, X-polar level is very low in the offset plane and has a maximum of -22 dB in the symmetry plane. The co-polar amplitude fields approximate the target but discrepancies exist mainly near the borders of the aperture plane. This is attributed to diffraction effects especially the ones generated in the first subreflector since the second subreflector has a low level of energy hitting its borders due to the projected aperture distribution. A variation of  $\pm 1$  dB in amplitude and  $\pm 10^\circ$  in phase can be noticed within an aperture radius of 1.0 m. Symmetry can also be noticed on the symmetry plane.

To improve the results the use of a feed distribution with a very low edge taper was investigated. Fig.6 and 7 present the computed fields in the aperture plane for the same system but with feed distribution of -20 dB at  $12^\circ$ . Significant improvement was obtained. By using such a feed distribution practically no diffraction from subreflector 1 was generated. Increasing extra border to S1 could also diminish diffraction [6]

but constraints with physical dimensions of the feed system and coupling effects could make this prohibitive. Oversizing subreflector 2 is another point. In principle, no improvement would be obtained by increasing this dimension. However, diffraction from the first subreflector will affect this scenario. Multiple reflections between subreflectors were not considered in this work and is a point that may need to be addressed for configurations with closely spaced subreflectors.

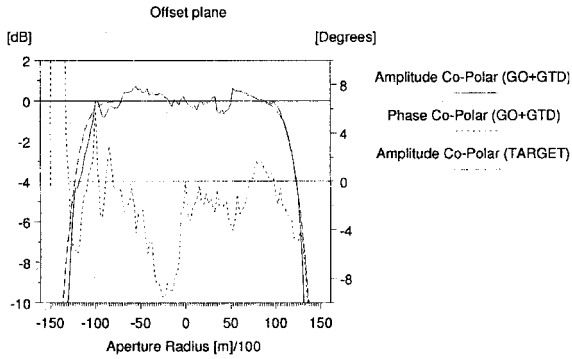


Fig. 4: Fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at  $12^\circ$ )

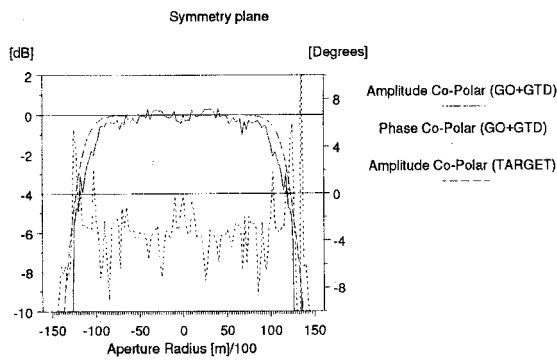


Fig. 5: Fields in quiet zone.  $\phi=90$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at  $12^\circ$ )

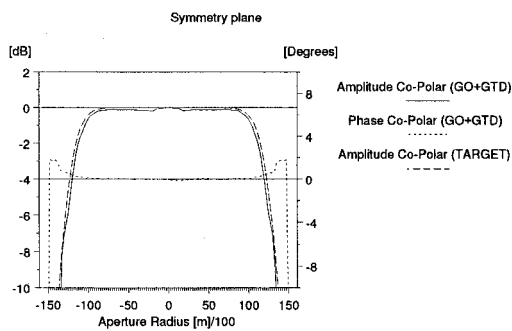


Fig. 6: Fields in quiet zone.  $\phi=90$ ,  $f=15$  GHz. (-20dB at  $12^\circ$ )

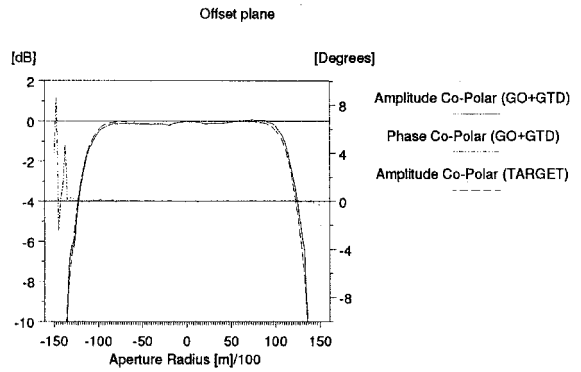


Fig. 7: Fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-20dB at  $12^\circ$ )

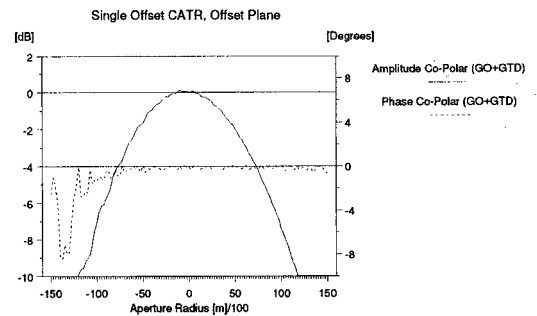


Fig. 8: Single Offset CATR fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at  $12^\circ$ )

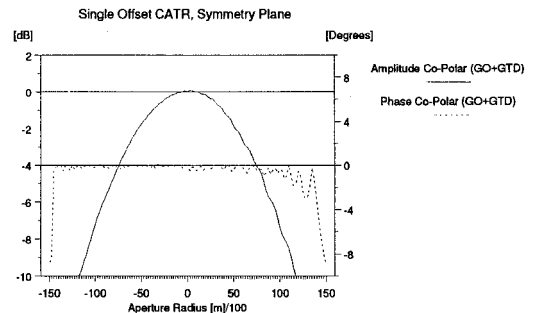


Fig. 9: Single Offset CATR fields in quiet zone.  $\phi=0$ ,  $f=15$  GHz. (-12dB at  $12^\circ$ )

#### IV. CONCLUSIONS

This paper has presented a new synthesis technique to generate Dual Reflector Feed Systems for use with new or existing single offset compact ranges. The synthesised DRFS has the effect of tailoring the phase and amplitude distribution from the feed such that effects of diffraction can be minimised whilst maximising the size of the quiet zone. The technique uses the GO concept and consequently is frequency independent, a major requirement for CATRs. The system can be retrofitted to existing CATRs and the QMW CATR was taken as an example. The resulting tri-reflector compact range was validated by using a GO+GTD analysis to predict the quiet zone fields. By using a feed distribution with very low edge



taper the quiet zone radius was increased by a factor of 2.35 times the original value of 0.45 m (see Fig. 8 and 9). As frequency increases, diffraction effects are more localised and so the quiet zone could be slightly increased in size. Over this improved 1.0 m radius quiet zone a maximum X-polar level of -23 dB was obtained. Lower X-polar levels can be achieved using a smaller quiet zone. The concept of specifying a maximum level of quiet zone X-polarisation as part of the synthesis procedure and trading this off against maximum quiet zone size is subject of current research.

#### REFERENCES

- [1] IEEE Standard Test Procedures for Antennas, ANSI/IEEE Std 149-1979.
- [2] A.D.Olver,.,'Compact Antenna Test Ranges', *Proceedings of the International Conference on Antennas and Propagation ICAP*, York-UK, 1991, pp. 99-109.
- [3] A.W. Rudge, K.Milne, A.D.Olver and P.Knight:The Handbook of Antenna Design, vol.1, Peter Peregrinus Ltd., London-UK, 1982.
- [4] V.Galindo-Israel, R.Mitra. and A.G.:Cha:'Aperture amplitude and Phase Control of Offset Dual Reflectors', *IEEE Trans. on Antennas and Propagat*, 1979, **AP-27**, pp. 154-164.
- [5] J.R. Descardec: PhD Thesis, University of London, Queen Mary and Westfield College, May 1996.
- [6] J.R.Descardec: and C.G.Parini:'Trireflector compact antenna test range,' *IEE Proc. Microw. Antennas and Propagat*, 1997, **vol.-144**, n°5, pp. 305-310.

# **Circuitos e Componentes I**

Coordenador: João T. Pinho (UFPA)

---

## **Análise de um Circuito Autônomo com Duplicação de Período por Balanceamento Amostral**

*Paulo José Cunha Rodrigues / Deiby Mendes Jr.*

---

## **Uma Ferramenta Computacional para Auxílio ao Dimensionamento de Fontes Sintetizadas**

*Eduardo de Castro Faustino Coelho / Paulo José Cunha Rodrigues*

---

## **Simulação por Envoltória de Circuitos RF Excitados por Sinais Modulados**

*Luis Augusto N. Barreto / Leonardo R. A. X. de Menezes / Paulo H. P. de Carvalho*

---

## **Automatização do Processo de Casamento de Impedâncias em Sistemas de Aquecimento por Microondas**

*J. C. de Souza Jr. / J. T. Senise / V. C. Parro / F. M. Pait*

---

## **Defasadores a Diodo PIN Usando Tecnologia Fin-Line**

*Anderson Garcia Furtado / Leonardo R. A. X. de Menezes / Humberto Abdalla Jr.*

---

## **Programa Computacional para o Acoplador de Linha de Lâmina em Altas Frequências**

*Humberto César Chaves Fernandes / Sidney A. P. Silva / Luiz Carlos de Freitas Júnior*

# Análise de um Circuito Autônomo com Duplicação de Período por Balanceamento Amostral

Paulo José Cunha Rodrigues e Deiby Mendes Jr.

Instituto Tecnológico de Aeronáutica

CTA-ITA-IEEC, São José dos Campos, SP 12.228-900

Tel: (012) 340-5879 E-mail: paulo@ele.ita.cta.br

**RESUMO** — A análise de circuitos autônomos por métodos freqüenciais, como Balanceamento Harmônico ou Amostral, é consideravelmente mais complexa que a análise de circuitos forçados por esses métodos. O presente artigo descreve uma metodologia para a análise de circuitos autônomos usando o Balanceamento Amostral que apresenta excelentes características de convergência. A metodologia é avaliada através da comparação com resultados experimentais de um circuito de baixa freqüência que pode apresentar inclusive duplicação de período.

## I. INTRODUÇÃO

Métodos freqüenciais são em geral considerados superiores a métodos temporais para a análise de circuitos não-lineares de microondas onde apenas o estado estacionário é de interesse [1]. As principais desvantagens de métodos temporais estão relacionadas com a possibilidade de transientes exageradamente longos em relação ao período da freqüência de microondas, com a dificuldade de descrever adequadamente elementos distribuídos com perda e dispersão e com os problemas encontrados para analisar circuitos quase-periódicos. O método freqüencial mais popular é sem dúvida o Balanceamento Harmônico (BH), enquanto o Balanceamento Amostral (BA) resulta em um sistema de equações algébricas melhor condicionado mas menos esparsas [1].

Enquanto a análise de circuitos forçados por métodos freqüenciais já atingiu considerável grau de maturidade [2], a análise de circuitos autônomos é ainda objeto de intensa pesquisa [3–9]. Existem pelo menos dois fatores complicantes na análise de circuitos autônomos. Em primeiro lugar, a freqüência de oscilação não é conhecida e deve ser tratada como uma variável adicional. Para compatibilizar o número de variáveis com o número de equações, o procedimento padrão utilizado no BH é arbitrar a fase de um dos coeficientes de Fourier de uma das variáveis [1]. Como consequência, a solução DC passa a satisfazer as equações do circuito, embora essa solução seja fisicamente instável. Evitar convergência para a solução DC é um dos principais problemas da análise de circuitos autônomos por métodos freqüenciais. O outro problema é obter a solução desejada. Diferentemente de circuitos forçados onde as amplitudes das fontes variantes no tempo podem ser aumentadas gradativamente (“source stepping”), a solução correspondente a uma situação fortemente afetada por não-linearidades deve ser calculada diretamente em circuitos autônomos. Como métodos para solução de sistemas algébricos não-lineares só têm convergência garantida nas proximidades da solução, convergência torna-se difícil em circuitos autônomos.

A metodologia descrita no presente artigo ataca os dois problemas discutidos no parágrafo anterior através de uma nova implementação do BA para circuitos autônomos. A solução DC é inteiramente suprimida sem introduzir singularidades nas equações de circuito como ocorre nas formulações disponíveis na literatura [6,7,9]. Para calcular a solução desejada, três técnicas são combinadas resultando em um algoritmo com excelentes características de convergência. Essas técnicas são *continuação por pseudo comprimento de arco*, *sincronização de sinais* e *incremento de harmônicos*. Para validar a metodologia desenvolvida, foi montado o circuito apresentado em [10]. Tal circuito foi selecionado pela grande variedade de comportamentos que ele apresenta e pela sua baixa freqüência de oscilação, que permite acesso direto às formas de onda. A concordância entre resultados medidos e simulados foi excelente, mesmo em situações de duplicação de período.

As variáveis e equações de circuito no BA são as transformadas inversas de Fourier discretas das variáveis e equações no BH [1]. Quando técnicas de matrizes esparsas não são utilizadas, BA e BH são métodos comparáveis. Entretanto, as variáveis e equações no BA são naturalmente melhor escalonadas, o que evita possíveis problemas numéricos devidos a escalonamento ruim sem a necessidade de introduzir fatores de escala.

## II. FORMULAÇÃO DAS EQUAÇÕES DE CIRCUITO

A metodologia descrita aqui emprega o BA de partição, baseado em convolução [11]. Para um circuito autônomo com freqüência de oscilação  $\omega_0$ , as equações do BA podem ser expressas na forma

$$F(x, \omega_0) = y(\omega_0)v(x, \dot{x}) + i(x, \dot{x}) - u = 0 \quad (1)$$

onde  $x$  é o vetor das amostras temporais das variáveis controladoras do subcircuito não-linear,  $\dot{x}$  o vetor das amostras temporais das derivadas das variáveis controladoras (derivadas de ordem superior podem ser consideradas caso seja necessário),  $y(\omega_0)$  uma matriz relacionada com o subcircuito linear [11],  $v(\cdot, \cdot)$  e  $i(\cdot, \cdot)$  funções não-lineares que descrevem as tensões e correntes de porta do subcircuito não-linear e  $u$  o vetor de amostras temporais das fontes independentes de corrente (DC) equivalentes de Norton.  $\dot{x}$  é uma função de  $x$  e  $\omega_0$  e pode ser determinado de duas maneiras: as derivadas podem ser calculadas no domínio da freqüência ou através de fórmulas de diferença retrógrada de ordem dois ou superior [11,1].

A referência de tempo é irrelevante para o estado estacionário de circuitos autônomos e soluções que diferem apenas de uma fase fixa podem ser tratadas como equivalentes. Tradicionalmente, esse fato é usado para que a fase de um dos coeficientes de Fourier de uma das variáveis possa ser arbitrária. Assim, os números de incógnitas e equações são compatibilizados e  $\omega_0$  pode ser calculado. Para que a convergência para a solução DC torne-se improvável, coeficientes de

Fourier de harmônicos de formas de onda no circuito são introduzidos no denominador da equação do BH [6,7,9]. Embora a equação do BH provavelmente não seja satisfeita nas redondezas da solução DC, esse procedimento cria uma singularidade do tipo 0/0 na solução DC.

Singularidades do tipo 0/0 são indesejáveis em problemas de análise numérica. Na nova formulação adotada aqui, uma amostra de uma variável controladora, por exemplo  $x_1(t_0)$ , é arbitrada como sendo igual ao valor DC de  $x_1(t)$  mais  $\delta$ ,

$$x_1(t_0) = X_1(0) + \delta = \frac{\sum_{k=0}^{N-1} x_1(t_k)}{N} + \delta \quad (2)$$

onde  $X_1(0)$  é o valor DC de  $x_1(t)$  e  $N$  o número de amostras. O significado de (2) é ilustrado na Fig.1. Para  $\delta \neq 0$ , o sistema formado por (1) e (2) suprime completamente a solução DC sem criar qualquer singularidade. De (2),

$$x_1(t_0) = \frac{N\delta + \sum_{k=1}^{N-1} x_1(t_k)}{N-1} \quad (3)$$

Portanto, (3) é usada para eliminar  $x_1(t_0)$  de (1). O valor exato de  $\delta$  não é crítico, desde que compatível com o nível de potência esperado. Nos diversos testes realizados, nenhum problema de convergência ocorreu mesmo para valores de  $\delta$  bem pequenos. Assim, o valor de  $\delta$  simplesmente determina a referência de tempo (veja a Fig. 1).

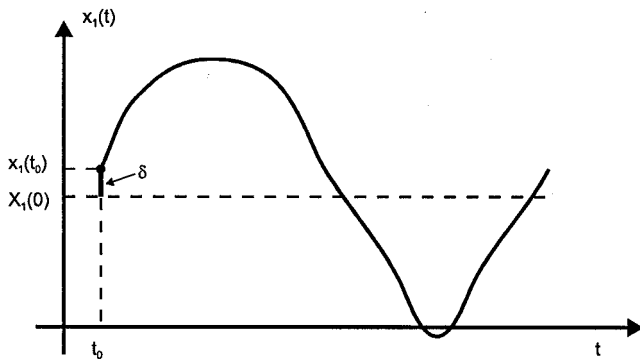


Fig. 1: Ilustração do significado de (2).

### III. DETERMINAÇÃO DA SOLUÇÃO DESEJADA

Quando (3) é usada para eliminar  $x_1(t_0)$  de (1), a equação do BA passa a ter a forma

$$G(y) = 0 \quad (4)$$

onde  $y$  é um vetor cuja única diferença com relação a  $x$  é que  $x_1(t_0)$  é substituído por  $\omega_0$ . Para que convergência ocorra mesmo quando a estimativa inicial está longe da solução, (4) é resolvida por continuação de pseudo comprimento de arco [1]. Assim, a solução desejada é alcançada resolvendo uma seqüência de problemas locais pelo método de Newton. O algoritmo desenvolvido usa a estratégia de duplicação de passo [12] e um esquema do tipo predição-correção. Em

particular, o algoritmo exige um considerável grau de sofisticação para que o parâmetro de continuação pare exatamente em 1. Como não existe parâmetro natural evidente em circuitos autônomos, foi adotada a continuação por parâmetro artificial  $\alpha$ , resultando na equação de continuação

$$H(y, \alpha) \triangleq G(y) - (1 - \alpha)G(y^0) \quad (5)$$

onde  $y^0$  é a estimativa inicial da solução. Claramente, a solução de (5) para  $\alpha = 0$  é  $y^0$ , enquanto que a solução desejada corresponde a  $\alpha = 1$ . Entretanto, as soluções de (5) para  $\alpha \neq 1$  não têm significado físico como ocorre quando um parâmetro natural é usado. Foi também desenvolvida uma expressão para cálculo analítico do Jacobiano que diminui sensivelmente o tempo de simulação em comparação ao cálculo do Jacobiano numericamente via diferenças.

Para que a continuação por (pseudo) comprimento de arco tenha sucesso, é necessário que exista um caminho contínuo entre a estimativa inicial e a solução desejada. Porém, não há nenhuma garantia que tal caminho existe para uma estimativa inicial arbitrária. Foi então verificado que as propriedades de convergência são grandemente melhoradas quando todas as variáveis de circuito na estimativa inicial são "sincronizadas". Para realizar a sincronização de sinais,  $\omega_0$  é fixado em um valor na região onde se espera que a oscilação ocorra e uma fonte independente senoidal de frequência  $\omega_0$  e amplitude elevada é colocada em um lugar adequado no circuito (por exemplo, na porta no caso de um oscilador a FET). O circuito forçado resultante é então resolvido por um método robusto como, por exemplo, continuação com a amplitude da fonte como parâmetro natural. A solução do circuito forçado é então usada como estimativa inicial para o circuito autônomo original. Um conceito semelhante foi utilizado em [7].

Como convergência é normalmente facilitada quando o número de incógnitas é reduzido, a técnica de incremento de harmônicos pode ser usada para melhorar as características de convergência quando necessário. Nessa técnica, a equação do BA é inicialmente resolvida para um número reduzido de amostras ou, equivalentemente, harmônicos. A solução obtida estará corrompida por "aliasing", mas servirá como uma boa estimativa inicial no caso de um número maior de amostras. Esta técnica foi originalmente proposta em [6]. Assim, através de interpolação senoidal, o número de amostras é incrementado até que a precisão desejada seja atingida. Testes preliminares indicaram que bons resultados são obtidos para apenas dois passos na técnica de incremento de harmônicos.

### IV. O CIRCUITO AUTÔNOMO

Para testar a metodologia proposta, foi desenvolvido um simulador para o circuito da Fig. 2, que é basicamente o circuito apresentado em [10]. A principal diferença foi a utilização dos diodos D1N4148 pois esses apresentam menor capacitância de junção. Esse circuito também foi montado em bancada e acoplado a um osciloscópio digital. Embora a metodologia aqui apresentada seja principalmente indicada para análise de circuitos de microondas, optou-se por testá-la inicialmente nesse circuito, que oscila na faixa de áudio, por diversas razões. Em primeiro lugar, a baixa frequência de oscilação permite acesso fácil às formas de onda com boa precisão. A baixa frequência de operação também permite modelagem precisa dos elementos do circuito, minimizando

erros causados pelos modelos. Outra razão foi que esse circuito pode ser facilmente ajustado variando o valor de  $G_1$  para que oscile em diferentes modos, incluindo oscilação simples, multiplicação de período e mesmo caos [10].

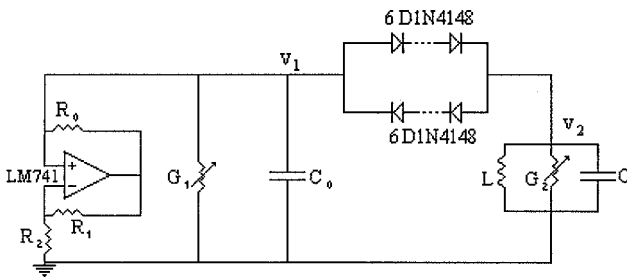


Fig. 2: Circuito autônomo simulado e medido.

Para que boa precisão fosse atingida, foi necessário utilizar um modelo mais realista para o banco de diodos da Fig. 2 do que a aproximação polinomial empregada em [10]. A partir das características DC medidas, chegou-se à característica  $i-v$  para o banco de diodos

$$i(v) = 1,1949 \times 10^{-9} \sinh(3,701v) \text{ A} \quad (6)$$

com  $v$  em Volts. Os valores medidos dos componentes do circuito montado foram  $C = 105 \text{ nF}$ ;  $C_0 = 5,15 \text{ nF}$ ;  $L = 105 \text{ mH}$ ;  $r_2 = 1/G_2 = 255 \text{ k}\Omega$ ;  $R_0 = 4,67 \text{ k}\Omega$ ;  $R_1 = 4,61 \text{ k}\Omega$ ; e  $R_2 = 9,82 \text{ k}\Omega$ .

$r_1 = 1/G_1$  foi ajustado para dois valores diferentes. Para  $r_1 = 20 \text{ k}\Omega$ , o circuito apresenta oscilação simples. As formas de onda das tensões  $v_1$  e  $v_2$  (veja Fig.2) simuladas com 21 harmônicos estão na Fig. 3. Foi utilizado um número de harmônicos maior que o necessário para obter boa precisão apenas para que as formas de onda apresentassem um aspecto suave mesmo com interpolação linear das amostras temporais. A frequência de oscilação calculada foi de 1471 Hz. A solução foi encontrada sem qualquer problema de convergência.

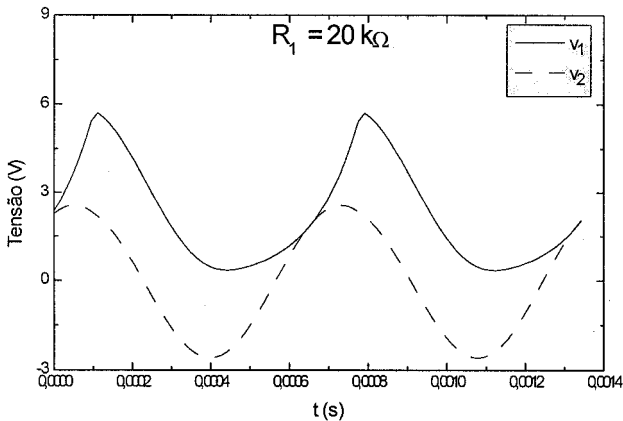


Fig. 3: Formas de onda de  $v_1$  e  $v_2$  simuladas para  $r_1 = 20 \text{ k}\Omega$ .

Quando  $r_1 = 24 \text{ k}\Omega$ , o circuito opera na região de duplicação de período. Para resolver o circuito nesse caso, recorreu-se à continuação natural com  $r_1$  como parâmetro de continuação. O valor de  $r_1$  foi inicialmente colocado em  $20 \text{ k}\Omega$ , onde ocorre oscilação simples e a solução é facilmente cal-

culada, e então variado via continuação por pseudo comprimento de arco até o valor final. Esta estratégia foi adotada devido à alta sensibilidade das soluções na região que inclui duplicação de período e vai até caos. Assim, fica difícil conseguir uma boa estimativa inicial da solução nessa região. As formas de onda obtidas com 42 harmônicos estão na Fig. 4 e a frequência de oscilação calculada foi de 737,1 Hz.

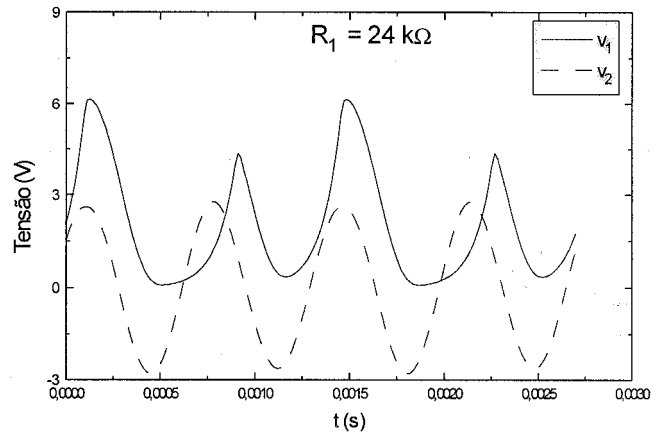


Fig. 4: Formas de onda de  $v_1$  e  $v_2$  simuladas para  $r_1 = 24 \text{ k}\Omega$ .

O circuito experimental foi inicialmente ajustado para  $r_1 = 20 \text{ k}\Omega$  e as formas de onda medidas estão na Fig. 5. A frequência de oscilação medida foi de 1469 Hz; uma diferença de apenas 0,14 % em relação ao valor calculado. A diferença entre as amplitudes das formas de onda simuladas e medidas ficou abaixo de 25 mV.

Para  $r_1 = 24 \text{ k}\Omega$ , as formas de onda medidas estão na Fig. 6. A frequência de oscilação medida ficou em 734,5 Hz, com diferença de 0,35 % em relação ao valor calculado. A diferença entre as amplitudes das formas de onda simuladas e medidas ficou menor que 20 mV. A concordância entre os resultados simulados e medidos nos dois casos discutidos foi excelente.

## V. CONCLUSÃO

Neste artigo foi apresentada uma nova metodologia baseada no BA para a análise de circuitos autônomos por métodos frequenciais. Essa metodologia fornece soluções satisfatórias para os principais problemas existentes e o algoritmo desenvolvido apresentou excelentes características de convergência.

Para validar a metodologia, foi montado um circuito de baixa frequência que opera inclusive no modo de duplicação de período. Resultados simulados e medidos foram comparados. A concordância obtida foi excelente, indicando que essa metodologia pode ser confiavelmente utilizada para simular circuitos autônomos de microondas.

## REFERÊNCIAS

- [1] Rodrigues, P. J. C., *Computer-Aided Analysis of Nonlinear Microwave Circuits*, Boston, Artech House, 1998.
- [2] Rizzoli, V., Lipparini, A., Constanzo, A., Mastri, F., Cecchetti, C., Neri, A., and Masotti, D., "State-of-the-Art Harmonic-Balance Simulation of Forced Nonlinear Microwave Circuits by the Piecewise Technique," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 40, 1992, pp. 12-28.

- [3] Paillot, J. M., Nallatamby, J. C., Hessane, M., Quere, R., Prigent, M., and Rousset, J., "A General Program for Steady State, Stability, and FM Noise Analysis of Microwave Oscillators," *1990 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, Dallas, 1990, pp. 1287-1290.
- [4] Cheng, K. K. M., and Everard, J. K., "A New and Efficient Approach to the Analysis and Design of GaAs MESFET Microwave Oscillators," *1990 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, Dallas, 1990, pp. 1283-1286.
- [5] Rizzoli, V., and Neri, A., "Harmonic-Balance Analysis of Multitone Autonomous Nonlinear Microwave Circuits," *1991 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, Boston, 1991, pp. 107-110.
- [6] Chang, C.-R., Steer, M. B., Martin, S., Reese Jr., E., "Computer-Aided Analysis of Free-Running Microwave Oscillators," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 39, 1991, pp. 1735-1744.
- [7] Rizzoli, V., Costanzo, A., and Neri, A., "Harmonic-Balance Analysis of Microwave Oscillators with Automatic Suppression of Degenerate Solution," *Electronics Letters*, Vol. 28, 1992, pp. 256-257.
- [8] Rizzoli, V., Costanzo, A., and Cecchetti, C., "Numerical Optimization of Microwave Oscillators and VCOs," *1993 IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, Atlanta, 1993, pp. 629-632.
- [9] Gerber, J. E., Chang, C.-R., and Rohde, U. L., "Harmonic-Balance Analysis and Optimization of Oscillator Properties Including Phase Noise," *Proceedings of the 1994 Asia Pacific Microwave Conference*, Tokyo, 1994, 867-870.
- [10] Freire, E., Franquelo, L. G., and Aracil, J., "Periodicity and Chaos in an Autonomous Electronic System," *IEEE Trans. Circuits and Syst.*, Vol. CAS-31, 1984, pp. 237-247.
- [11] Rodrigues, P. J. C., Howes, M. J., and Richardson, J. R., "Efficient Computation of the Steady-State Response of Periodic Nonlinear Microwave Circuits Using a Convolution-Based Sample-Balance Technique," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, Vol. 39, 1991, pp. 732-737.
- [12] Hente, D., and Jansen, R. H., "Frequency Domain Continuation Method for the Analysis and Stability Investigation of Nonlinear Microwave Circuits," *IEE Proceedings Pt. H*, Vol. 133, 1986, pp. 351-362.

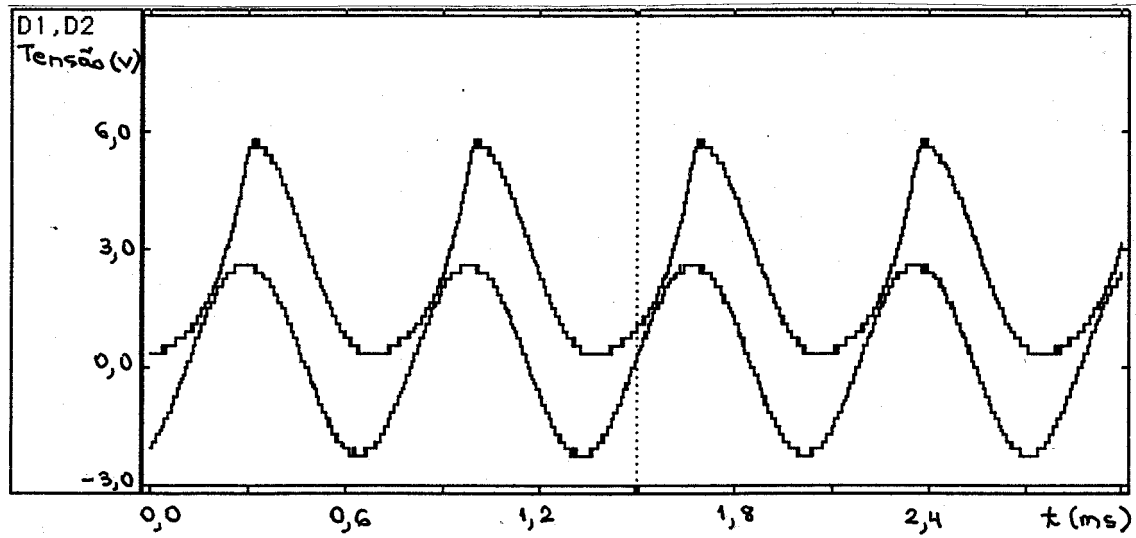


Fig. 5: Formas de onda de  $v_1$  e  $v_2$  medidas para  $r_1 = 20 \text{ k}\Omega$ .

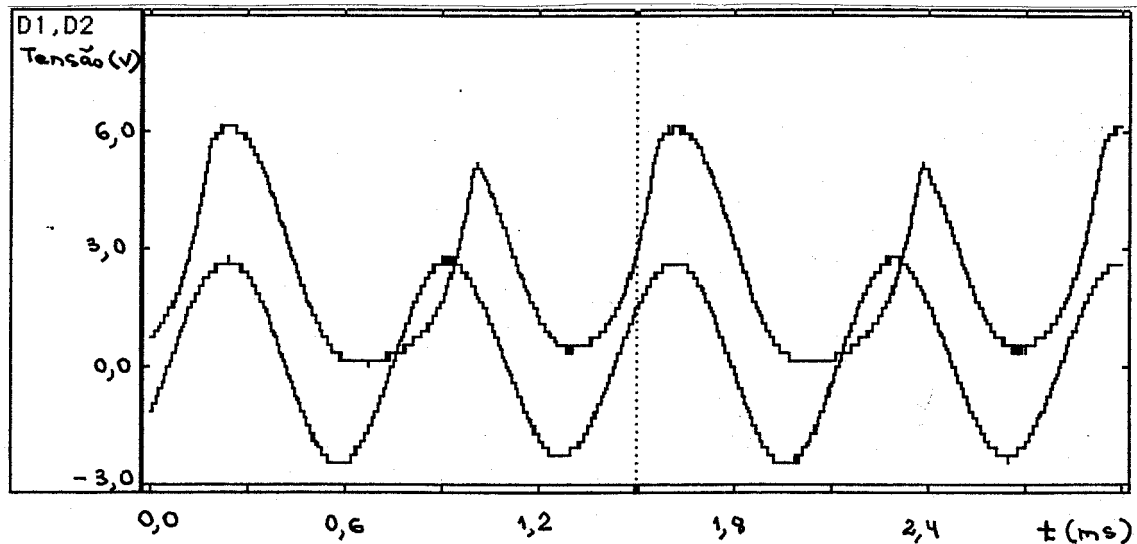


Fig. 6: Formas de onda de  $v_1$  e  $v_2$  medidas para  $r_1 = 24 \text{ k}\Omega$ .

# UMA FERRAMENTA COMPUTACIONAL PARA AUXÍLIO AO DIMENSIONAMENTO DE FONTES SINTETIZADAS

Eduardo de Castro Faustino Coelho  
EMBRAER - Div. de Sistemas  
tel: (012)345-1746  
fax: (012)345-1068

Paulo José Cunha Rodrigues  
CTA-ITA-IEE-IEEM  
tel:(012)340-5879  
fax:(012)340-5878  
e-mail:paulo@ele.ita.cta.br

## Resumo

O presente trabalho descreve uma ferramenta computacional desenvolvida para auxiliar o projeto de fontes de frequência a PLL na faixa de microondas. Esta ferramenta permite simular o desempenho de ruído da fonte e também gerar gráficos de ruído total versus largura de faixa do PLL visando otimizar o desempenho de ruído. Para validar a ferramenta, é simulada uma fonte de frequência e os resultados comparados com o trabalho de outros autores.

## 1. Introdução

O problema da obtenção de fontes de frequência de alta estabilidade na região baixa da faixa de microondas é resolvido com o emprego de fontes sintetizadas, que consistem em sintetizadores a PLL que incluem um VCO operando na faixa de microondas e um divisor de frequência de fator de divisão, em geral, elevado. O fator de divisão de frequência empregado nestas fontes exige que, para que se atinja um bom desempenho do ponto de vista de ruído de fase, o PLL seja projetado com componentes de alta qualidade e seus parâmetros escolhidos de forma a otimizar as características de ruído de fase globais. Este artigo apresenta um programa de computador desenvolvido para auxiliar o projeto do sintetizador, que permite estimar a densidade espectral de potência (DEP) do ruído de fase na saída de um sintetizador a PLL e plotar gráficos de ruído de fase total versus largura de faixa do PLL visando otimizar o desempenho global do sintetizador.

## 2. A Equação do Ruído de Fase em um PLL

Para determinar o efeito do ruído originado nos blocos do PLL na condição em que o oscilador de referência pode ser considerado de "baixo ruído", é empregado um modelo para pequenos sinais do PLL semelhante ao proposto por Kroupa [1]. Neste modelo RO é o oscilador de referência, PD o detetor de fase, LF o filtro de loop, FA um filtro adicional, VCO o oscilador controlado a tensão,  $+N$  o divisor de frequência,  $\Phi_{R,n}$  o ruído de fase do RO,  $\Phi_{PD,n}$  o ruído de fase do PD,  $V_{L,n}$  o ruído de tensão do LF,  $\Phi_{VCO,n}$  o ruído de fase do VCO,  $\Phi_{D,n}$  o ruído de fase do divisor, e finalmente,  $\Phi_{O,n}$  o ruído de fase na saída do PLL. Supondo o loop em "lock", a expressão de  $\Phi_{O,n}$  é dada por [1]:

$$\Phi_{O,n} = [1 - H(s)/N] \Phi_{VCO,n} + H(s) [V_{L,n}/K_D + \Phi_{PD,n} + \Phi_{R,n} + \Phi_{D,n}] \quad (1-a)$$

onde:

$$H(s) = \frac{K_O K_D F_L(s) F_A(s) / s}{1 + K_O K_D F_L(s) F_A(s) / N s} \quad (1-b)$$

é a função de transferência linear do PLL,  $K_O$  é o fator do VCO,  $K_D$  é o fator do PD,  $F_L(s)$  e  $F_A(s)$  são as funções de transferência do LF e do FA e  $N$  é o fator do divisor.

Representando a DEP unilateral de  $\Phi_{O,n}$  por  $S_{\Phi,O,n}$  e a DEP de  $V_{L,n}$  por  $S_{V,L,n}$ , e considerando todos os ruídos não-correlacionados, a DEP unilateral  $S_{\Phi,O,n}$  é dada por:

$$S_{\Phi,O,n}(f) = \left| 1 - \frac{H(s)}{N} \right|^2 S_{\Phi,VCO,n}(f) + |H(s)|^2 \left[ \frac{S_{V,L,n}(f)}{K_D^2} + S_{\Phi,PD,n}(f) + S_{\Phi,R,n}(f) + S_{\Phi,D,n}(f) \right] \quad (2)$$

## 3. Ruído nos Blocos do PLL

Para determinar  $S_{\Phi,O,n}$ , é necessário obter expressões para cada  $S_{\Phi,VCO,n}$  ou  $S_{V,L,n}$ . As expressões para o ruído em detetores de fase do tipo misturador duplamente balanceado e detetor de fase digital foram obtidas em [1,3]. O ruído de fase em osciladores resulta do modelo de Leeson [2]. Expressões para o ruído em divisores de frequência digitais estão disponíveis em [1,3].

Os filtros de loop normalmente usados em sintetizadores são do tipo "lag-lead" ativo. O desempenho de ruído deste filtro é analisado com o modelo desenvolvido por Rothe e Dahlke [4], que emprega duas fontes de ruído não-correlacionadas, uma de tensão e outra de corrente, respectivamente em série e em paralelo com a entrada de um operacional sem ruído. O efeito dos resistores de entrada R1 e de realimentação R2 deve ser modelado pelo ruído térmico [5]. Assim, foi determinada a expressão abaixo, onde C é o capacitor da malha de realimentação do filtro.

$$S_{V,L,n}(f) = \bar{e}_n^2 + 4kTR1 + \bar{i}_n^2 R1^2 + \frac{4kTR2R1^2}{R2^2 + 1 / (C2\pi f)^2} \quad (3)$$

## 4. O Programa PLLSIM

O programa PLLSIM executa cálculo de  $S_{\Phi,O,n}$  e tem as seguintes características: leitura e gravação de

arquivos de dados do PLL; cálculo do diagrama de Bode; cálculo das DEP's do ruído dos blocos; cálculo da contribuição de cada bloco para a DEP do ruído na saída do PLL; determinação da DEP do ruído total na saída do PLL.

Para validar o programa PLLSIM, os seus resultados foram comparados com os apresentados na literatura por Hodisan et alli [6]. Com os dados apresentados em [6], determinou-se a DEP do ruído total na saída do PLL empregando o programa PLLSIM. Como o valor de N empregado em [6] não foi apresentado pelo autor, o programa foi executado para vários valores. As curvas obtidas para N= 720, 240 e 80 foram plotadas na Fig. 1. Para fins comparativos, os resultados obtidos por Hodisan et alli [6], que simulou o ruído no PLL com o auxílio do programa "Touchstone", são também apresentados na Fig. 1. As diferenças se devem a alguns elementos parasitas adicionais empregados em [6].

A análise da expressão (1) indica que, para desvios de frequência menores que a largura de faixa do PLL, o ruído total é dado pelo ruído do oscilador de referência vezes o quadrado do fator do divisor de frequência N, e para desvios de frequência maiores, o ruído total é dado pelo ruído do VCO [1]. Portanto, se a largura de faixa do PLL for pequena, o ruído total será o do VCO mesmo em desvios de frequência para os quais o ruído do RO vezes  $N^2$  é menor. Por outro lado, se a largura de faixa for grande, o ruído total será o do RO vezes  $N^2$  em desvios de frequência para os quais o ruído do VCO é menor. Por isso, o programa PLLSIM tem a capacidade de plotar gráficos de ruído total versus largura de faixa do PLL a um dado desvio da portadora, que permitem escolher os valores dos componentes do filtro do PLL capazes de otimizar o seu desempenho de ruído em termos globais. Para exemplificar o uso destes gráficos, plotam-se duas curvas de ruído versus largura de faixa com os dados do PLL analisado por Hodisan et alli mostradas na Fig. 2a e 2b. A análise da curva da Fig. 2a permite concluir que valores de largura de faixa menores que 20 ou 30kHz devem ser evitados, porque implicam em níveis de ruído elevados para pequenos desvios de frequência. Já a curva da Fig. 2b indica que valores de largura de faixa maiores que 100 ou 200kHz também devem ser evitados, porque implicam em níveis de ruído elevados para grandes desvios de frequência. Assim, as duas curvas indicam que o valor ótimo de largura de faixa deve ser procurado na faixa de 20kHz a 100kHz. Com base nestas conclusões, novas curvas de ruído total versus desvio de frequência são obtidas para o PLL sob análise com os valores de largura de faixa de 10kHz, 50kHz e 100kHz. Os resultados obtidos são mostrados na Fig. 3. Assim, o melhor resultado é conseguido com a largura de faixa em torno de 50kHz.

### 5. Referências

[1] KROUPA, V; "Noise properties of PLL systems"; *IEEE Trans Comm*, Oct 1982.  
 [2] LEESON, D. A simple model of feedback oscillator noise spectrum, *Proc. IEEE*, Feb 1966.  
 [3] CRAWFORD, J; "Frequency Synthesizer Design Handbook"; Norwood; Artech House; 1994.

[4] ROTHE, H & DAHLKE, W; "Teory of noisy fourpoles"; *Proc IRE*, June 1956.  
 [5] PIERCE, J. R.; "Physical sources of noise"; *Proc IRE*, May 1956.  
 [6] HODISAN, A et alli; "CAE software predicts PLL phase noise"; *MW & RF*; Nov-1994.

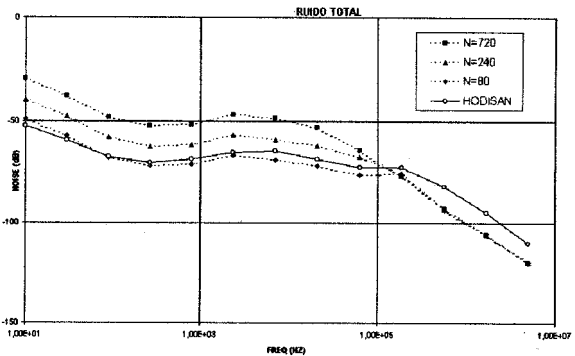


Fig. 1: Resultados obtidos com o programa PLLSIM

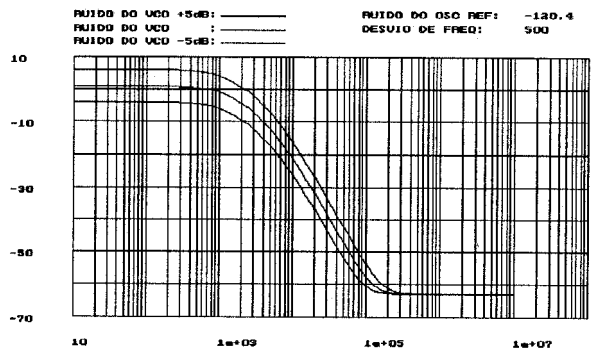


Fig. 2a: Curva de ruído vs largura de faixa: desvio de frequência 500Hz.

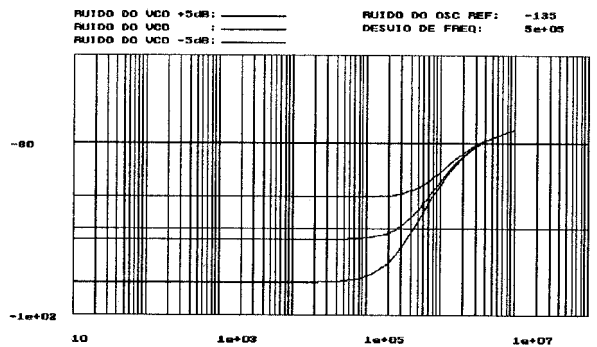


Fig. 2b: Curva de ruído vs largura de faixa: desvio de frequência 500kHz.

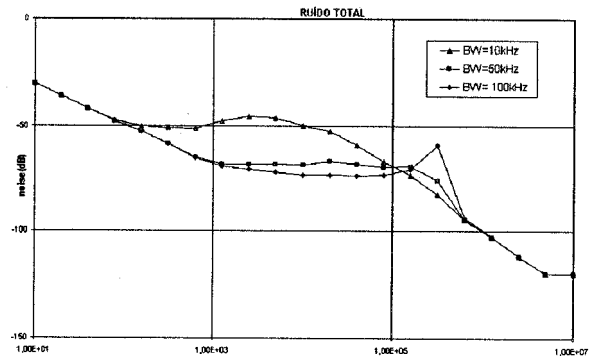


Fig. 3: Curvas de ruído total vs desvio de frequência.



# Simulação por Envoltória de Circuitos RF Excitados por Sinais Modulados

Luis Augusto N. Barreto, Leonardo R. A. X. de Menezes, Paulo H. P. de Carvalho.

Universidade de Brasília  
Departamento de Engenharia Elétrica  
Caixa Postal 4386 - 70.919-900 - Brasília - DF

**Resumo** - Este trabalho descreve uma técnica de simulação de circuitos lineares, excitados por sinais modulados, baseada na determinação da envoltória dos sinais de saída. Mostra-se que o método permite uma análise eficiente de circuitos excitados por sinais modulados, suplantando as limitações apresentadas pelas técnicas temporais tradicionais, principalmente quanto ao passo de integração e conseqüentemente quanto ao custo computacional. É apresentado também o desenvolvimento de um simulador de circuitos elétricos utilizando a técnica de extração da envoltória. O simulador foi elaborado em C++, utilizando-se a filosofia de concepção e de programação orientada a objetos, que permite a reutilização dos módulos de software desenvolvidos. Os resultados obtidos mostram a acurácia da técnica e sua maior eficiência em relação àquelas de simulação tradicionais.

**Palavras-chave** - Simulação de circuitos, respostas temporal e frequencial, método da envoltória.

## I. INTRODUÇÃO

Os simuladores de circuito convencionais utilizam técnicas puramente temporais para cálculo de transitório de sinais RF modulados. Desta forma, o passo de integração utilizado na simulação deve ser pequeno o suficiente para permitir uma boa amostragem da portadora.

O método apresentado neste trabalho, que será denominado de técnica de simulação por envoltória [1], tenta associar as técnicas de análise de circuito temporal e frequencial [2], de forma a permitir que o passo de integração se aproxime do valor do período teórico de amostragem do sinal modulante, em vez do período de amostragem da portadora.

De fato, o método propõe uma transformação do circuito em análise, que passa a trabalhar na frequência do sinal modulante, mas cujas equações constitutivas dos componentes dependem do valor da frequência da portadora.

Em relação às técnicas de simulação temporal, espera-se que o método apresente um ganho em termos de custo computacional, devido à possibilidade de se aumentar o passo de integração

## II. MÉTODO DE SIMULAÇÃO POR ENVOLTÓRIA

Seja  $g(t)$  um sinal de alta frequência  $\omega_0$  modulado por um sinal  $f(t)$  de baixa frequência. Se a modulação for do tipo por amplitude, o sinal  $g(t)$  pode ser expresso por:

$$g(t) = f(t) \cos(\omega_0 t) \quad (1)$$

Se o sinal  $g(t)$  é processado por um sistema linear do tipo passa-faixa, o resultado  $u(t)$  deste processamento pode ser expresso por:

$$u(t) = p_R(t) \cos(\omega_0 t) + p_I(t) \sin(\omega_0 t) \quad (2)$$

onde  $p_R(t)$  e  $p_I(t)$  dependem do sistema e dos sinais modulante e portador. Note então que o processo implica em uma transformação de fase e de amplitude do sinal de entrada  $g(t)$ .

Em vista das expressões de saída, pode-se considerar os sinais na sua forma complexa:

$$\begin{aligned} f(t) &= f_R(t) + j f_I(t) \\ p(t) &= p_R(t) + j p_I(t) \end{aligned} \quad (3)$$

Desta forma:

$$\begin{aligned} g(t) &= \operatorname{Re} \left\{ f(t) e^{j\omega_0 t} \right\} \\ u(t) &= \operatorname{Re} \left\{ p(t) e^{j\omega_0 t} \right\} \end{aligned} \quad (4)$$

onde,

$$e^{j\omega_0 t} = \cos(\omega_0 t) + j \sin(\omega_0 t) \quad (5)$$

Tomando como exemplo o caso de um sistema linear do tipo diferenciador puro no tempo, então,

$$\begin{aligned} p(t) e^{j\omega_0 t} &= \frac{d}{dt} \left( f(t) e^{j\omega_0 t} \right) = \\ &= j\omega_0 f(t) e^{j\omega_0 t} + \frac{df(t)}{dt} e^{j\omega_0 t} \end{aligned} \quad (6)$$

Cancelando os termos em  $e^{j\omega_0 t}$ , obtêm-se:

$$p(t) = j\omega_0 f(t) + \frac{df(t)}{dt} \quad (7)$$

Pode-se observar, que no caso de um sistema passa-faixa, excitado por um sinal modulado, o seu comportamento pode ser obtido pela determinação do sinal complexo  $p(t)$  e em

seguida pela extração da parte real da multiplicação deste sinal  $p(t)$  pela  $e^{j\omega_0 t}$  (5).

Nota-se que a determinação do sinal  $p(t)$  fica simplificada, pois não depende mais do sinal em alta frequência. Por outro lado, verifica-se que o sinal a ser determinado é um sinal complexo, e não mais real.

O sinal  $p(t)$  é um sinal em baixa frequência, cujo valor é definido pela frequência de  $f(t)$ :  $p(t)$  é então a envoltória do sinal processado de saída do sistema.

### III. OBTENÇÃO DA EQUAÇÃO CONSTITUTIVA A PARTIR DA TÉCNICA DA ENVOLTÓRIA

Sabe-se que a equação constitutiva de um capacitor linear é dada pela lei de Faraday:

$$i_C(t) = C \frac{dv_C(t)}{dt} \quad (8)$$

E que a equação constitutiva de um indutor é dada pela lei de Henry:

$$v_L(t) = L \frac{di_L(t)}{dt} \quad (9)$$

Aplicando a transformação (7) às equações constitutivas dos componentes passivos capacitor (8) e indutor (9), obtêm-se:

$$\begin{aligned} i_C(t) &= j\omega_0 C v_C(t) + C \frac{dv_C(t)}{dt} \\ v_L(t) &= j\omega_0 L i_L(t) + L \frac{di_L(t)}{dt} \end{aligned} \quad (10)$$

Desta expressão, pode-se verificar que os elementos passivos capacitor e indutor, no domínio da análise da envoltória, apresentam um comportamento complexo, que depende dos valores de capacitância e indutância dos elementos, respectivamente, e do valor da frequência do sinal portador.

Para o caso do resistor, cujo comportamento é dado pela lei de Ohm, a aplicação da transformação (7) recai na própria equação constitutiva do resistor, dada por:

$$v_R(t) = R i_R(t) \quad (11)$$

Uma das aplicações destes conceitos é na análise de circuitos lineares. Dado um circuito, composto de elementos passivos, pode-se estabelecer um sistema de equações lineares, como o sistema nodal modificado, a partir das contribuições dos elementos expressos pelas equações (10) e (11).

### IV. ESTRUTURA DO SOFTWARE

Dos conceitos introduzidos nos itens 2 e 3, desenvolveu-se um simulador de circuitos lineares. Este simulador faz parte de um ambiente computacional dedicado à simulação de circuitos RF, e é constituído de bibliotecas matemática e elétrica, associadas a técnicas de análise de circuito.

A biblioteca matemática é utilizada para resolver o sistema de equações nodal modificado gerado pela biblioteca elétrica, e isto a partir das leis de Kirchhoff e das equações constitutivas dos elementos elétricos, no domínio da envoltória.

O simulador foi desenvolvido para ambiente Windows<sup>®</sup> por meio da linguagem de programação Borland<sup>®</sup> C++ [3] e técnicas de programação orientadas a objeto [4].

Além da simulação por envoltória, o ambiente computacional permite realizar a simulação de circuitos lineares nos domínios do tempo e da frequência e a obtenção dos parâmetros espalhamento de circuitos de microondas. Os algoritmos de integração de Euler, trapezoidal e Gear de segunda, terceira e quarta ordens foram implementados, para o caso da simulação nos domínios do tempo e da envoltória.

O software desenvolvido conta ainda com uma linguagem de descrição de circuitos elétricos e um módulo gráfico que permite a visualização dos resultados das simulações.

### V. RESULTADOS OBTIDOS

Utilizou-se como exemplo de simulação um filtro RC passa-baixas:

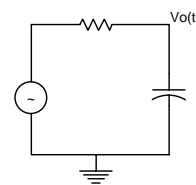


Fig. 1 - Circuito utilizado

Como sinal de entrada, utilizou-se um sinal senoidal de 1GHz e de 1V de amplitude de pico modulado por um sinal também senoidal de 10MHz. A resposta no tempo obtida para o filtro da Fig. 1, com passo de integração de 100 ps é a seguinte:

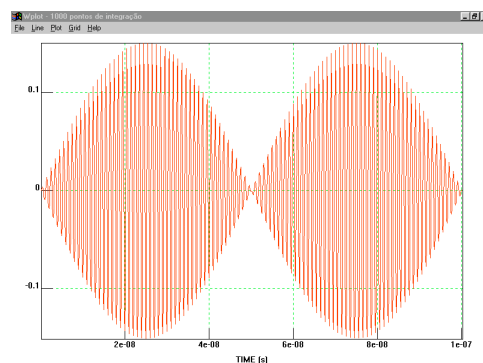


Fig. 2 - Resposta no tempo, passo de

integração de 100 ps, sinal modulante senoidal.

A partir da simulação por envoltória e com o mesmo passo de integração pode-se obter a envoltória da resposta obtida anteriormente:

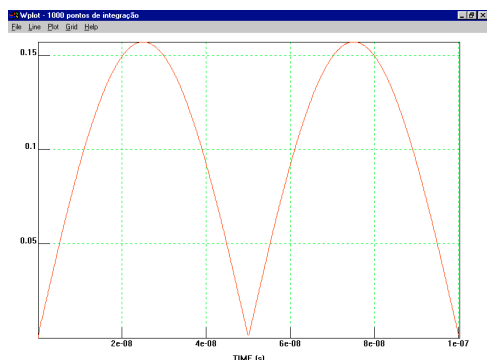


Fig. 3 - Resposta na envoltória, passo de integração de 100 ps, sinal modulante senoidal.

Aumentando-se o passo de integração para 500 ps a simulação temporal não converge, como mostra a Fig. 4:

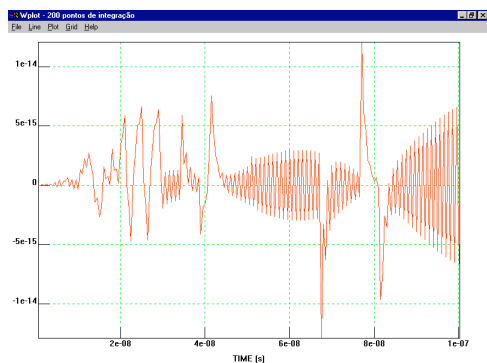


Fig. 4 - Resposta no tempo, passo de integração de 500 ps, sinal modulante senoidal.

A simulação por envoltória, no entanto, permite obter ainda uma resposta satisfatória:

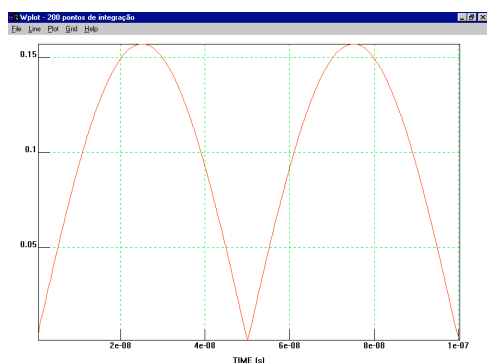


Fig. 5 - Resposta na envoltória, passo de integração de 500 ps, sinal modulante senoidal.

Com um passo de integração de 5 ns, portanto 50 vezes maior que aquele utilizado anteriormente, ainda pode-se

observar o comportamento do circuito quando utiliza-se a simulação por envoltória:

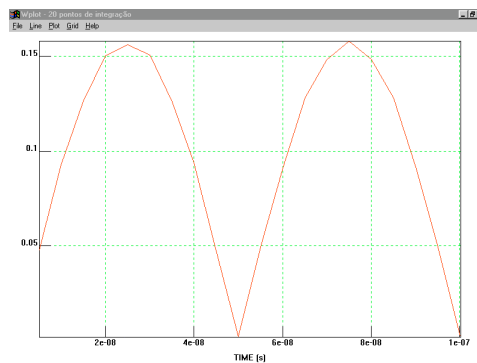


Fig. 6 - Resposta na envoltória, passo de integração de 5 ns, sinal modulante senoidal.

A seguir as simulações serão repetidas para outros sinais modulantes. Observa-se que os resultados são equivalentes:

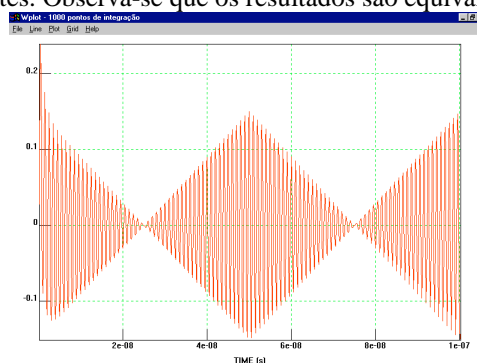


Fig. 7 - Resposta no tempo, passo de integração de 100 ps, sinal modulante triangular.

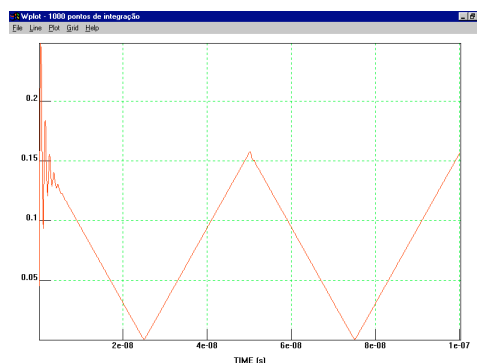


Fig. 8 - Resposta na envoltória, passo de integração de 100 ps, sinal modulante triangular.

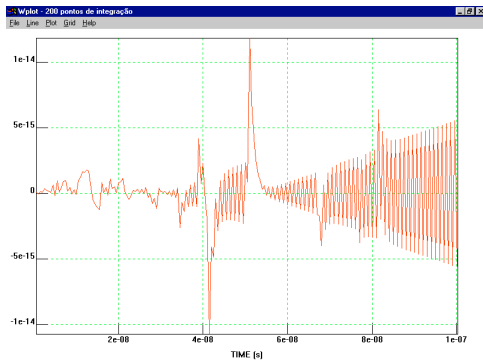


Fig. 9 - Resposta no tempo, passo de integração de 500 ps, sinal modulante triangular.

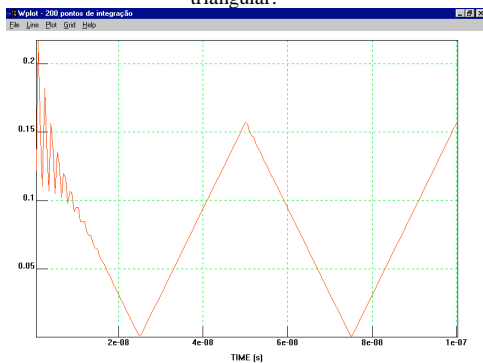


Fig. 10 - Resposta na envoltória, passo de integração de 500 ps, sinal modulante triangular.

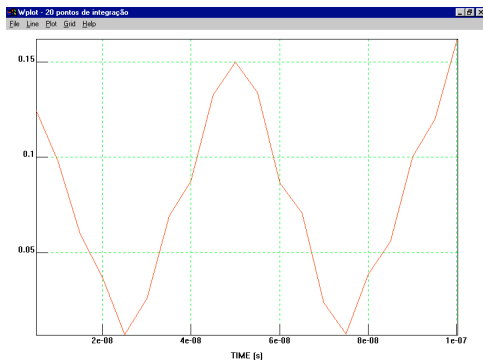


Fig. 11 - Resposta na envoltória, passo de integração de 5 ns, sinal modulante triangular.

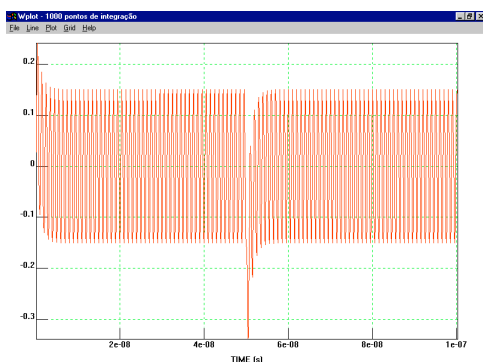


Fig. 12 - Resposta no tempo, passo de integração de 100 ps, sinal modulante quadrado.

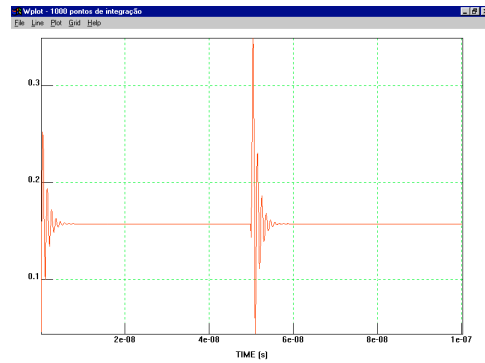


Fig. 13 - Resposta na envoltória, passo de integração de 100 ps, sinal modulante quadrado.

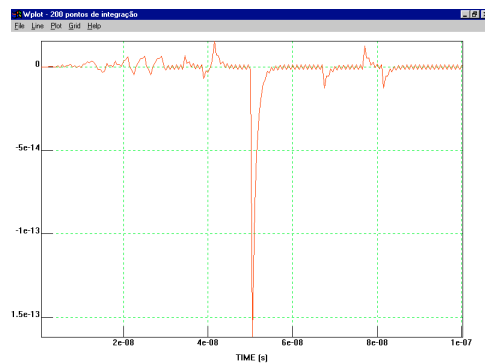


Fig. 14 - Resposta no tempo, passo de integração de 500 ps, sinal modulante quadrado.

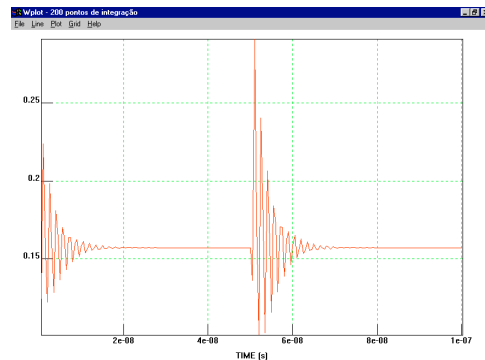


Fig. 15 - Resposta na envoltória, passo de integração de 500 ps, sinal modulante quadrado.

A simulação por envoltória permite aumentar consideravelmente a frequência da portadora sem prejuízo ao tempo de simulação, já que o passo de integração depende somente do sinal modulante. A Fig. 16 mostra a simulação de uma portadora de 1000 THz modulada por um sinal senoidal. O passo de integração é semelhante àquele utilizado em alguns dos exemplos anteriores. Isso indica que essa técnica pode ser usada em simulações relacionadas a aplicações ópticas.

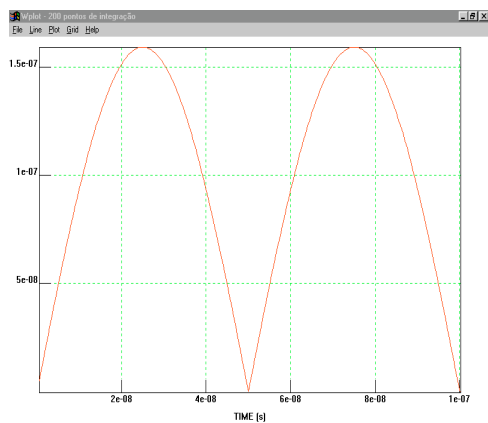


Fig. 16 - Resposta na envoltória, passo de integração de 500 ps, sinal modulante senoidal, frequência da portadora de 1000 THz.

## VI. CONCLUSÃO

Os resultados apresentados mostram que a técnica de simulação de circuitos elétricos por envoltória permite a obtenção do transitório e do regime permanente de circuitos excitados por sinais modulados. Uma economia significativa de tempo computacional em relação às técnicas de simulação tradicionais foi alcançada, através da possibilidade de se aumentar o passo de integração. O ganho de processamento é da ordem da razão entre a frequência da portadora e a frequência máxima do sinal modulante.

Outras aplicações do método descrito neste trabalho são possíveis. Estuda-se a utilização da técnica de envoltória à simulação de circuitos elétricos não lineares, esperando que o ganho obtido no caso não linear seja equivalente ao caso linear, em comparação às técnicas no domínio do tempo e de equilíbrio harmônico tradicionais.

## REFERÊNCIAS

- [1] *HP's Industry-First Circuit Envelope Simulator Allows Efficient Simulation of Modulated RF Signals*, HP Notes sobre o simulador HP 85148A.
- [2] Carvalho P., Ngoya E., Rousset J. and Obregon J., "Object-oriented design of microwave circuit simulators," *IEEE MTT-S Digest*, 1993.
- [3] Stroustrup., *The C++ programming language* - 2nd edition, Addison-Wesley, 1986.
- [4] Booch G., "Object-oriented development," *IEEE Trans. on Software Engineering*, Vol. SE-12, no 2, pp 211-221, February 1986.

# AUTOMATIZAÇÃO DO PROCESSO DE CASAMENTO DE IMPEDÂNCIAS EM SISTEMAS DE AQUECIMENTO POR MICROONDAS

J. C. de Souza Jr. , J. T. Senise,  
V.C. Parro

Departamento de Engenharia Elétrica  
Escola de Engenharia Mauá – I.M.T.  
Estrada das Lágrimas, 2035 – CEP 09580-900  
São Caetano do Sul – S.P. – Brasil

F.M. Pait

Laboratório de Automação e Controle  
Escola Politécnica da Universidade de São Paulo.  
Av. Professor Luciano Gualberto, travessa 3,número 380 CEP  
05508-900 – Cidade Universitária  
São Paulo - S.P. – Brasil

**RESUMO** – Este trabalho apresenta a descrição de dois algoritmos, desenvolvidos para a automatização de um conjunto casador fundamentado na técnica do toco triplo. O sistema de casamento automático, trabalha em malha fechada, tendo como variável medida o módulo do coeficiente de reflexão. Diversas características dos algoritmos são discutidas através de simulações. Os algoritmos são validados através de ensaios experimentais. Sugestões de novos trabalhos são apresentadas.

**ABSTRACT** – Two algorithms were applied to an impedance matching device for high-power microwave industrial applications. The automated, closed loop matching system measures and minimizes the load reflection coefficient. Validity of the algorithms was tested by several different computer simulations and confirmed by experiments.

**PALAVRAS-CHAVES** – Impedância, casamento, tocos.

## I. INTRODUÇÃO

Um sistema de casamento automático de impedâncias possibilita que sejam especificados critérios de desempenho mais rígidos para os processos de aquecimento por microondas. Garante também que o nível de reflexão se mantenha dentro de limites toleráveis. O sistema automático de casamento de impedâncias tem aplicação tanto nos processos contínuos como nos processos de batelada. Nos dois casos é possível manter a potência refletida dentro de níveis aceitáveis sem a necessidade da intervenção de um operador.

Neste trabalho optou-se pelo uso de três tocos terminados em curtos móveis, inseridos no guia principal, para a implementação do dispositivo casador. Todo o modelamento e as simulações do sistema foram desenvolvidos em ambiente MatLab. A implementação prática e os ensaios foram realizados nas dependências do Instituto Mauá de Tecnologia.

Manuscrito recebido em 20 de março de 1998. J.C. de Souza, Fax: (011) 741 – 3131 e-mail: [eletronica@cebinet.com.br](mailto:eletronica@cebinet.com.br); F.M. Pait, e-mail: [pait@lac.usp.br](mailto:pait@lac.usp.br).

Este trabalho teve o apoio do Instituto Mauá de Tecnologia e da FAPESP.

## II. DESCRIÇÃO DO SISTEMA

O conjunto casador é constituído de três tocos, com curtos ajustáveis (Fig. 1). Os curtos são movimentados por meio de um sistema de fusos, acoplados a motores de passo através de um conjunto redutor. Os tocos são derivações do tipo E-plane, com comprimento ligeiramente superior a  $\lambda_g/2$ . O sistema foi desenvolvido para operar na banda ISM-2450MHz  $\pm$  50MHz. Todo o conjunto é construído com o guia WR284, permitindo somente a propagação do modo fundamental TE<sub>10</sub>. A distância entre os tocos é de  $3\lambda_g/4$ .



Fig. 1. - Conjunto Casador – Toco Triplo

Os tocos com curtos móveis foram desenvolvidos de forma a poderem operar em altas potências. Isto foi possível com a confecção de uma armadilha de onda nos curtos. A Fig. 2 ilustra este dispositivo.

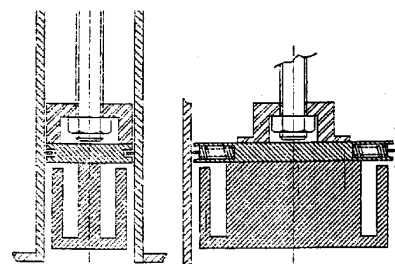


Fig. 2.– Armadilha de onda

O comprimento do toco ajustável é ligeiramente superior a  $\lambda_g/2$ , permitindo a obtenção de qualquer valor de admitância. A movimentação dos curtos é realizada por motores de passo. Existe um motor de passo para cada toco. Um sistema de rolamento axial de duplo efeito diminui o torque necessário para a movimentação e minimiza as histereses mecânicas decorrentes da inversão do sentido da movimentação. A Fig. 3 ilustra este sistema.

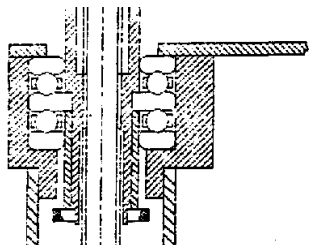


Fig. 3. – Rolamento de duplo efeito

A distância entre os tocos foi estipulada em  $3\lambda_g/4$ . Isto garante a inversão da impedância normalizada nos pontos de inserção dos tocos e minimiza a influência de um toco no outro. Flanges padrão foram utilizados nas extremidades do dispositivo. As distâncias entre os flanges e os tocos extremos foram estipuladas em  $\lambda_g/2$ . A Fig. 4 apresenta a vista lateral do corpo do dispositivo casador.

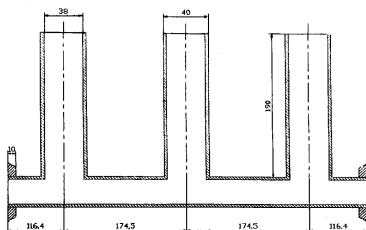


Fig. 4. – Vista lateral

Denomina-se o toco mais próximo à carga por toco 3, o toco central por toco 2 e o toco próximo ao gerador por toco 1.

### III. MODELAMENTO

Neste trabalho o casamento é realizado através do controle do módulo do coeficiente de reflexão. O controle é feito em malha fechada, tendo como variável medida a amplitude do sinal refletido. A parcela de sinal incidente pode ser considerada constante, garantida por um sistema de controle do próprio gerador. Sendo assim, as variações do módulo do coeficiente de reflexão são diretamente proporcionais às variações da amplitude do sinal refletido. O controle dos motores é realizado em malha aberta, visto que a precisão permitida pelo sistema é extremamente alta, quando comparada ao comprimento de onda do sinal que se propaga no guia.

O conjunto casador pode ser modelado com uma aproximação razoável através de um sistema análogo em linhas de transmissão. A derivação do tipo E-Plane, pode ser considerada como um impedância associada em série com o guia. As incertezas do modelo são compensadas pela robustez dos algoritmos desenvolvidos e pelo fato dos sistemas operarem em malha fechada.

O objetivo é fazer com que a impedância na entrada do conjunto casador tenha um valor muito próximo ao da impedância característica do guia. Como a variável medida é o módulo do coeficiente de reflexão, pode-se escrever  $Z_1$  da seguinte forma:

$$Z_1(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, Z_R) = \frac{Z_o(1+\Gamma_1)}{(1-\Gamma_1)}, \quad (1)$$

desta maneira quando  $\Gamma_1=0$  tem-se  $Z_1=Z_o$ . Como o coeficiente de reflexão é uma grandeza complexa, para realizar-se o casamento basta que o seu módulo seja nulo ou, muito próximo de zero:

$$\text{Objetivo: } |\Gamma_1| = 0 \Rightarrow Z_1=Z_o. \quad (2)$$

### IV. ALGORITMOS

Nas aplicações práticas em microondas um sistema é considerado casado quando o nível de reflexão atinge um valor aceitável, de forma a não comprometer o processo de aquecimento. Tendo em vista o aspecto prático o sistema será considerado casado, para qualquer valor que satisfaça a seguinte condição:

$$|\Gamma_1| < 0.1 \quad ; \quad P_r < 0.01 P_i \quad (3)$$

#### A. Algoritmo 1

O algoritmo proposto por SOUZA[2] admite o casador de três tocos como uma combinação de casadores de dois tocos. O primeiro formado pelos tocos 1-2, outro formado pelos tocos 2-3 e um último formado pelos tocos 1-3. Desta forma tem-se sempre o algoritmo de controle atuando sobre um par de tocos. O algoritmo pode ser descrito em cinco passos:

- Posição inicial: os curtos são inicializados com um comprimento normalizado de 0,125[2];
- Medida de potência refletida: verifica-se o valor da potência refletida em comparação a um valor máximo previamente determinado no algoritmo de controle. No caso de ter-se um valor de potência refletida inferior ao máximo admissível, o algoritmo permanece neste passo até que esta situação se altere;
- Escolha do par de tocos: realiza-se uma pequena variação do comprimento, de cada um dos curtos, em torno de suas posições atuais. Estes distúrbios permitem a obtenção da derivada parcial, aproximada,

da potência refletida em função da movimentação de cada um dos curtos. Ressalta-se que os distúrbios são realizados separadamente para cada um dos tocos. Tomando-se os dois tocos cujos curtos apresentam maior influência no valor da potência refletida, determina-se o par de tocos nos quais o algoritmo de controle deve atuar;

- Atuação no tocos: o algoritmo de controle atua sobre o par de tocos escolhidos de forma a movimentar seus curtos na direção que se obtém a melhor minimização da potência refletida. Isto é conseguido movimentando-se simultaneamente os curtos com velocidades proporcionais às derivadas parciais obtidas;
- Monitoramento da potência: enquanto os curtos estão sendo movimentados, a potência refletida é constantemente monitorada. O algoritmo continuará atuando sobre os tocos até que a potência refletida atinja o mínimo valor na direção escolhida. Detectando-se o mínimo, o algoritmo retorna ao segundo passo.

### B. Simulação

As Figs 5 e 6 representam as saídas fornecidas pelo programa para o caso de uma carga normalizada com valor  $0,38+j0,36$ , curtos com comprimento inicial de  $0,125\lambda$ , frequência máxima de operação dos motores em  $500\text{Hz}$  e potência refletida final inferior a 10% da potência incidente.

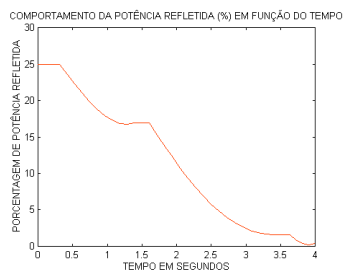


Fig. 5. – Comportamento da potência

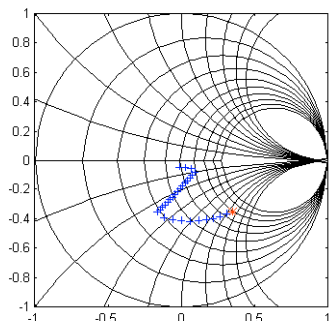


Fig. 6. – Comportamento da admitância na entrada do conjunto casador

Nenhuma das cargas analisadas apresentou problemas com as limitações mecânicas dos curtos.

### C. Algoritmo 2

A estrutura do algoritmo proposto por Parro[3] está inspirada no método do gradiente aplicado no controle do comprimento dos tocos:

$$\lambda_j(t_{k+1}) = \lambda_j(t_k) - m \nabla |\Gamma(\lambda_j(t_k))|, \quad (4)$$

onde:  $\nabla |\Gamma(\lambda_j(t_k))|$  é a aproximação do vetor gradiente;  
 $m$  coeficiente de ganho.

O vetor gradiente é aproximado pelas derivadas parciais por diferenças finitas. Esta aproximação pode ser escrita da seguinte forma:

$$\nabla |\Gamma(\lambda_j(t_k))| = \begin{bmatrix} g_1(t_{k-2}) \\ g_2(t_{k-1}) \\ g_3(t_k) \end{bmatrix}$$

com:

$$g_j(t_k) = \frac{(|\Gamma(t_k)| - |\Gamma(t_{k-1})|)}{p_j(t_k) \Delta \lambda_{\min}} \quad \text{para } j: 1,2,3. \quad (5)$$

onde  $p_j(t_k)$  permite o ajuste de quanto o sistema é perturbado e  $\Delta \lambda_j(t_k)$  é o vetor deslocamento:

$$\Delta \lambda_j(t_k) = -m \nabla |\Gamma(\lambda_j(t_k))|. \quad (6)$$

Partindo-se de um ponto onde o módulo do coeficiente de reflexão está acima do admissível, realiza-se uma *perturbação* separadamente em cada um dos tocos determinando-se uma estimativa do vetor gradiente. Conhecendo-se estes valores, a partir da (6), determina-se quanto cada toco deve ser deslocado. Quando os comprimentos estiverem reajustados, mede-se novamente o valor do módulo do coeficiente de reflexão verificando a condição de casamento. Se esta condição é verdadeira, o sistema entra em estado de *monitoramento*, caso contrário, uma nova *perturbação* é aplicada e este procedimento se repete até que a condição de casamento seja satisfeita.

### D. Simulação

Através de diversas simulações, pode-se verificar que o método adotado apresenta bons resultados no que diz respeito a encontrar o ponto de casamento para o sistema. O conjunto de programas desenvolvidos, permitem também estimar valores razoáveis para os parâmetros envolvidos, bem como para as condições iniciais.



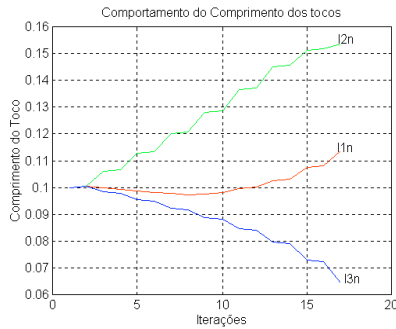


Fig. 7. – Comportamento do comprimento dos tocos

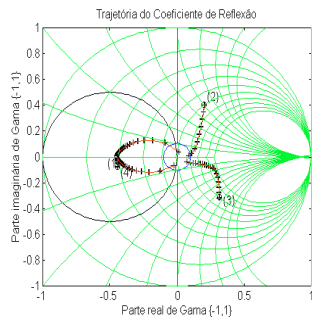


Fig. 8. – Comportamento da admitância na entrada do conjunto casador

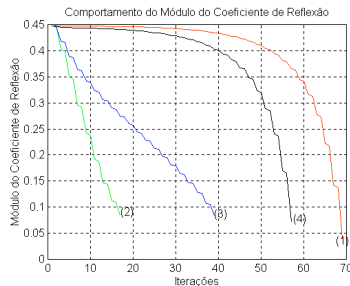


Fig. 9. – Comportamento do módulo do coeficiente de reflexão na entrada do conjunto casador

## V. RESULTADOS

Para a validação dos algoritmos, foi realizada em laboratório uma montagem reproduzindo as condições reais de uso do conjunto. Para simular uma carga variável utilizou-se uma carga casada acoplada a um conjunto de três parafusos, caracterizado aqui como um descasador, onde através da movimentação dos parafusos altera-se o valor da carga vista pelo sistema. Para medida do sinal refletido utilizou-se um acoplador bidirecional. O acesso referente ao sinal transmitido foi terminado com uma carga casada e no acesso referente ao sinal refletido foi acoplado um sensor HP8481B ligado ao medidor de potência HP4358. Para geração do sinal foi utilizada uma válvula de microondas com potência nominal de 700W, alimentada por uma fonte de alta tensão. Para evitar o retorno de

potência ao gerador quando o sistema estivesse descasado foi utilizado um circulador, que é um dispositivo de microondas capaz de desviar o sinal de retorno para uma carga dissipativa. A carga, o circulador e a fonte de alta tensão foram resfriados por um sistema de circulação de água. O sistema de aquisição foi implementado fazendo-se uso de uma placa de aquisição PCL818-L, que recebeu um sinal extraído do medidor de potência. No sistema de atuação para a movimentação dos motores de passo, foram utilizadas placas de saídas digitais desenvolvidas pelo Departamento de Engenharia Elétrica da EEM, acopladas aos drivers confeccionados para os motores de passo. O software de supervisão e controle foi desenvolvido em Delphi, tendo como base de tempo uma rotina fundamentada em interrupções, o que garantiu uma base de tempo estável e confiável.

### A. Resultados referentes ao algoritmo 1

As Tabelas I, II e III contém os resultados de três testes práticos realizados com a montagem descrita. Anotaram-se, para cada ensaio, os valores referentes à potência incidente inicial e às potências refletidas inicial e final. O número de distúrbios necessários e o tempo gasto durante o processo de casamento complementam as informações. Ressalta-se que o tempo apresentado nas tabelas corresponde ao término da movimentação dos curtos, sendo que em alguns casos a potência refletida já havia alcançado 10% da potência incidente em um tempo inferior ao indicado.

TABELA I – Ensaio 1.1

Potência incidente inicial	735 W
Potência refletida inicial	238 W
Potência refletida final	5,2 W
Número de distúrbios necessários	4
Tempo gasto	5,2 s

TABELA II – Ensaio 1.2

Potência incidente inicial	738 W
Potência refletida inicial	148 W
Potência refletida final	2,3 W
Número de distúrbios necessários	1
Tempo gasto	4,7 s

TABELA III – Ensaio 1.3

Potência incidente inicial	734 W
Potência refletida inicial	213 W
Potência refletida final	2,5 W
Número de distúrbios necessários	2
Tempo gasto	4,3 s

Os ensaios foram realizados partindo-se da condição inicial anteriormente citada e com uma frequência máxima de 500Hz nos motores de passo. O maior valor de potência refletida admitido foi de 10% da potência incidente.

### B. Resultados referentes ao algoritmo 2

Os ensaios foram realizados com uma frequência máxima de 200Hz nos motores de passo. O maior valor de

potência refletida admitido foi de 10% da potência incidente. Os resultados estão contidos na Tabela IV e nas Figs. 10 e 11.

TABELA IV – Ensaio 2.1

Potência incidente inicial	732,4 W
Potência refletida inicial	164,5 W
Potência refletida final	4,35 W
Tempo gasto	22 s

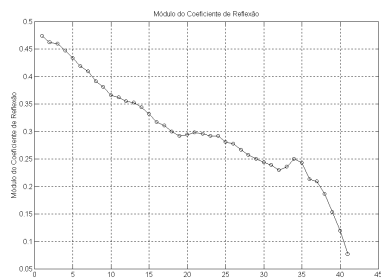


Fig. 10. - Módulo do Coeficiente de Reflexão

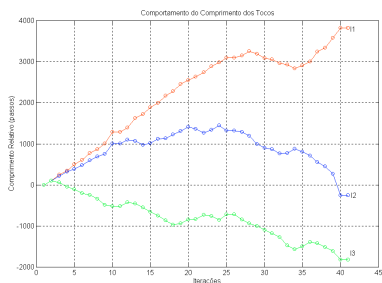


Fig. 11. - Comportamento do Comprimento dos Tocos

## VI. CONCLUSÃO

Através dos ensaios constatou-se que os algoritmos convergem dentro dos critérios e restrições especificados. Para algumas cargas apresentando uma convergência bastante rápida e, para outras, um pouco mais lenta. O tempo médio de casamento, para ambos os algoritmos, pode ser reduzido modificando-se o sistema de movimentação dos motores, tanto na parte mecânica quanto na parte de acionamento.

Os resultados permitiram a visualização de melhorias, na parte de acionamento, movimentação e medição. Uma possibilidade investigada é a implementação do conjunto de acionamento e movimentação, através de um sistema pneumático de precisão, que permitiria uma maior velocidade na movimentação, com uma precisão semelhante à dos motores de passo. Um inconveniente deste sistema é a necessidade de utilização de um compressor, o que tornaria a implementação menos compacta. Uma outra possibilidade, é a implementação do sistema com motores de corrente contínua, que provavelmente necessitariam ser controlados em malha fechada, implicando na inclusão de um sistema de medição e controle.

No que diz respeito ao algoritmo 2, observou-se que seria possível a elaboração de um método de ajuste dos parâmetros **p** e **m**, de forma a permitir uma convergência mais rápida, devido ao fato que em diversas situações estes coeficientes poderiam ser maiores, diminuindo o número de iterações, sem prejuízo na convergência.

Um outro aspecto a ser destacado seria a confecção dos tocos com um comprimento total maior, de forma que fosse possível uma excursão em torno da posição de reatância nula. Uma possibilidade seria a confecção do toco com um comprimento aproximado de  $0.65 \lambda_g$ , pois através das simulações observou-se que esta condição atenderia aos casos especificados.

Objetivando-se uma forma mais compacta para todo o conjunto, o papel desempenhado pelo PC, poderia ser substituído por um microcontrolador, de baixo custo, no qual estaria armazenado o programa de execução do algoritmo. A visualização poderia ser feita utilizando-se um display programável de cristal líquido, que permitiria um acompanhamento do sistema.

Uma outra possibilidade seria a confecção do conjunto casador com parafusos (screw-tuner), resultando em uma redução significativa do conjunto. Em uma pesquisa preliminar, verificou-se que o princípio de funcionamento para o conjunto casador com parafusos é o mesmo, mas a faixa de valores de carga que o conjunto permite o casamento é inferior à faixa obtida com o conjunto construído com derivações do tipo T. Um outro aspecto é com respeito ao modelamento, que demonstra ser mais complexo. Apesar das diferenças, os algoritmos propostos parecem ser viáveis de serem aplicados a este tipo de conjunto casador.

Os algoritmos foram desenvolvidos para uma aplicação em guias de onda, mas tudo indica que podem ser aplicados a sistemas implementados com linhas de transmissão, na sintonia de filtros e outras aplicações em microondas, necessitando de um ajuste adequado dos parâmetros.

## REFERÊNCIAS

- [1] Souza, José Carlos & Luiz Paulo B. Fonseca & Marcelo de Moraes Zima - Casamento Automático de Impedâncias em Microondas (TG0192) - Escola de Engenharia Mauá - 1992.
- [2] Souza, José Carlos – Casamento em guia de onda retangular utilizando como variável medida a potência refletida – Dissertação de Mestrado – EPUSP – 1998.
- [3] Parro, Vanderlei Cunha – Automação do Processo de Casamento de Impedâncias em Sistemas de Aquecimento Usando Microondas – Dissertação de Mestrado – EPUSP – 1997.

# Defasadores a Diodo PIN Usando Tecnologia Fin-Line

Anderson Garcia Furtado, Leonardo R.A.X. de Menezes, Humberto Abdalla Jr.

Universidade de Brasília  
Departamento de Engenharia Elétrica  
Caixa Postal 4386, 70.910-900 - Brasília – DF

**Resumo** - Este trabalho descreve o projeto e realização de defasadores para a banda Ku de frequências, 12 GHz à 18 GHz. A estrutura de transmissão utilizada foi a Fin-Line (linha de lâmina), que apresenta menores perdas do que a microstrip e é compatível com diodos "beam-leads"(não encapsulados). Os resultados obtidos mostram a viabilidade da aplicação desse tipo de estrutura na realização de defasadores.

**Palavras-Chave** - Defasador, métodos numéricos em linhas de lâmina, diodos PIN

## I. INTRODUÇÃO

Defasadores do tipo reflexivo, podem ser facilmente implementados através da utilização de acopladores de 3 dB, onde duas de suas portas estão defasadas de 90°. Essas portas devem estar terminadas em redes reflexivas idênticas, de fase controlável. As redes reflexivas de fase controlável são formadas por um diodo PIN combinado com um trecho de linha de comprimento "l." Dependendo das condições de polarização o diodo se comporta para as frequências de microondas como um curto-circuito ou um circuito aberto. A Fig.1 ilustra o esquema desse tipo de defasador. O acoplador divide o sinal incidente na Porta 1, de maneira equitativa entre as Portas 2 e 3, que apresentam uma diferença de fase de 90°. Os sinais são refletidos pelas redes reflexivas se combinando construtivamente na Porta 4 e se anulando na Porta 1. O defasamento é dado pela mudança de fase do coeficiente de reflexão entre os dois estágios de operação, diodo polarizado diretamente e reversamente.

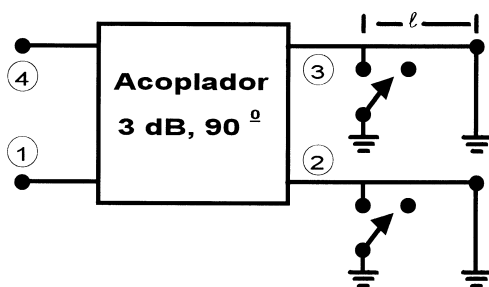


Fig.1. Defasador Reflexivo

## II. DEFASADORES À DIODO PIN EM TECNOLOGIA FIN-LINE

Defasadores à diodo PIN em Linhas de lâmina podem ser facilmente implementados através de acopladores à fendas acopladas [1]. A topologia desse acoplador, Fig.2, consiste

de duas fendas acopladas transversalmente na região central e de Linhas de lâmina unilaterais nas regiões de acesso. A transição entre a Linha de lâmina unilateral e o guia retangular em cada uma das quatro portas do acoplador é feita através de linhas afiladas de comprimento múltiplo de quarto de onda da frequência de operação. Enquanto os acopladores em microstrip são essencialmente de acoplamento de ondas reversas, nos de linha de lâmina o acoplamento é de onda direta. A potência incidente na Porta 1 é acoplada para as Portas 2 e 3 permanecendo a Porta 4 isolada.

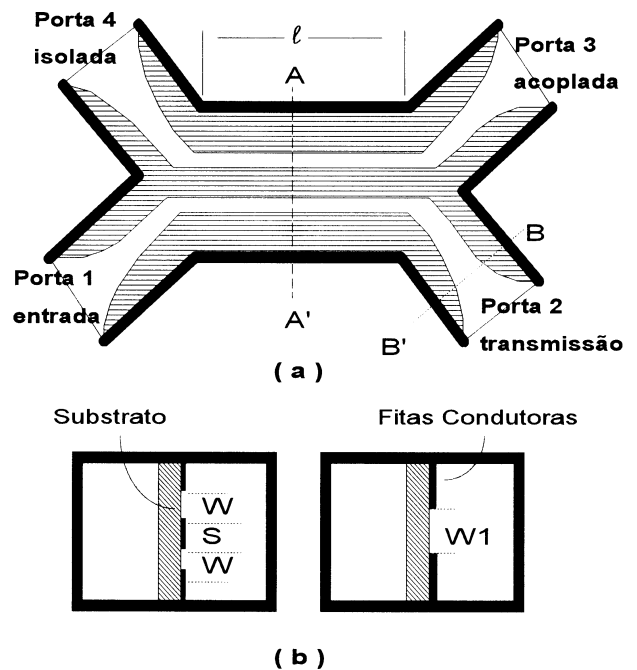


Fig.2. (a) Acoplador em Linha de lâmina à fendas acopladas  
(b) Seção transversal em AA' e BB'.

Os parâmetros espalhamento do acoplador podem ser determinados através dos modos de propagação par e ímpar. Esses modos se propagam com diferentes velocidades de fase. Para um acoplador de 3 dB com Portas 2 e 3 defasadas de 90 graus, a seguinte relação deve ser satisfeita.

$$S_{31} = -jS_{21} \quad (1)$$

Levando-se em consideração as diferentes condições de propagação dos modos par e ímpar tem-se:

$$S_{21} = \frac{1}{2}(S_{21e} + S_{21o})$$

$$S_{31} = \frac{1}{2}(S_{21e} - S_{21o})$$

onde

$$S_{21e} = \frac{2}{[2 \cos \theta_{oe} + j(\frac{Z_{oe}}{Z_o} + \frac{Z_o}{Z_{oe}}) \sin \theta_{oe}]}$$

$$S_{21o} = \frac{2}{[2 \cos \theta_{oo} + j(\frac{Z_{oo}}{Z_o} + \frac{Z_o}{Z_{oo}}) \sin \theta_{oo}]}$$

$$\theta_{oe} = \beta_{oe} \lambda$$

$$\theta_{oo} = \beta_{oo} \lambda$$

$Z_{oe}$ ,  $Z_{oo}$  e  $\beta_{oe}$ ,  $\beta_{oo}$  são as impedâncias e constantes de propagação dos modos par e ímpar da Linha de lâmina acoplada.  $Z_o$  é a impedância característica da linha de lâmina unilateral e "1" é o comprimento da seção acoplada. Considerando-se a aproximação,  $Z_{oe} \cong Z_{oo} = Z_o$ , (1) é satisfeita para

$$\lambda = \frac{\pi}{2(\beta_{oe} - \beta_{oo})}$$

As constantes de propagação são calculadas através do Método TLM [2], em função da largura das fendas e o espaçamento entre elas.

O defasador é realizado pela inserção de dois circuitos reflexivos idênticos nas Portas 2 e 3 do acoplador, Fig.3. O circuito reflexivo é composto de uma linha de lâmina unilateral curto circuitada e um diodo PIN montado através da fenda a uma distancia "lo" da terminação em curto. O sinal incidente na Porta 1 é dividido igualmente entre as portas 2 e 3, com uma diferença de fase de 90°. Quando os diodos estão polarizados diretamente os sinais são refletidos nos diodos. Quando a polarização é reversa a reflexão se faz nas terminações em curto das linha de lâminas unilaterais. Em ambos os casos os sinais refletidos se somam na porta 4 e se cancelam na Porta 1. O defasamento é da ordem de :

$$\Delta \Phi = 2\beta l_o$$

onde  $\beta$  é a constante de propagação na linha de lâmina unilateral [3].

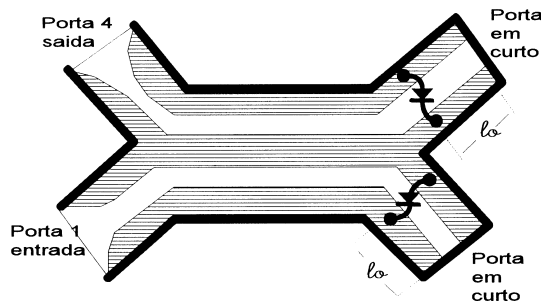


Fig.3. Defasador em Tecnologia Linha de lâmina

### III. CALCULO DAS CONSTANTES DE PROPAGAÇÃO

O procedimento de extração da constante de propagação dos modos par e ímpar do acoplador no TLM é baseado na representação de tensões e correntes em linhas de transmissão:

$$V(z) = V^+ e^{-j\beta z} + V^- e^{j\beta z}$$

$$I(z) = \frac{1}{Z_w} (V^+ e^{-j\beta z} - V^- e^{j\beta z})$$

onde  $V^+$  e  $V^-$  são as ondas de tensão incidentes e refletidas,  $\beta$  é a constante de propagação nas linhas de transmissão,  $z$  é o eixo de propagação e  $Z_w$  é a impedância de onda. Embora esta representação seja estritamente verdadeira apenas para linhas de transmissão TEM, sua aplicação pode ser utilizada para extrair parâmetros de qualquer tipo de estrutura de linha de transmissão. Isto é possível se o modo dominante é bem definido (como um quasi-TEM ou quasi-TE<sub>10</sub>). A extração é realizada através da amostragem dos campos em dois pontos consecutivos da malha na direção de propagação  $z$  nos pontos  $z_1$  e  $z_2$ . Os campos obtidos podem ser expressos como a tensão (6) e corrente (7) total nestes pontos. A impedância de onda pode ser expressada como:

$$Z_w = \sqrt{\frac{V(z_1)^2 - V(z_2)^2}{I(z_1)^2 - I(z_2)^2}}$$

E a constante de propagação é dada por:

$$\beta \Delta l = \ln \left( \frac{V(z_2) + Z_w I(z_2)}{V(z_1) + Z_w I(z_1)} \right)$$

As ondas de tensão incidentes e refletidas são calculadas por:

$$V^+ = \frac{1}{2} [V(z_1) + Z_w I(z_1)] e^{-j\beta z_1}$$

$$V^- = \frac{1}{2} [V(z_1) - Z_w I(z_1)] e^{j\beta z_1}$$

Utilizando as ondas incidentes e refletidas é também possível extrair diretamente os parâmetros  $S_{11}$  e  $S_{21}$  da estrutura. No entanto, isto só é possível se boas condições de absorção são utilizadas. Se a porta de referência está localizada em  $z=0$ , então os parâmetro  $S_{11}$  e  $S_{21}$  serão :

$$S_{11} = \frac{V^-(z_1)}{V^+(z_1)} = \left[ \frac{V(z_1) - Z_w I(z_1)}{V(z_1) + Z_w I(z_1)} \right] e^{-j2\beta z_1}$$

(12)

$$S_{21} = \frac{V^+(z_2)}{V^+(z_1)} = \left[ \frac{V(z_2) + Z_w I(z_2)}{V(z_1) + Z_w I(z_1)} \right] e^{-j\beta(z_2 - z_1)}$$

(13)

Para o defasador em linha de lâmina, o TLM foi utilizado para calcular as constantes dos modos par e ímpar, bem como a constante de propagação da seção de linha de lâmina unilateral. A representação dos modos par e ímpar foi simulada utilizando paredes elétricas e magnéticas. Neste caso, a estrutura foi discretizada em uma malha de 63 por 16 por 80 (total: 80640) nós. O problema foi simulado no domínio do tempo (2000 passos de tempo de 0.47 ps).

Devido as características da malha e as dimensões do problema foi necessário aproximar as dimensões da estrutura. A simulação foi realizada para o modo par e ímpar e destas foram extraídas as constante de propagação dos dois modos. A simulação da linha de lâmina unilateral foi realizada para uma malha de 63 por 32 por 80 nós para o mesmo número de passos de tempo.

Através dos procedimentos descritos nas equações (6)-(9), foram calculadas as constantes de propagação.

#### IV. PROJETO DO DEFASADOR

Para se analisar o desempenho desse tipo de topologia projetou-se um defasador que, na frequência de 15 GHz, fornecesse um deslocamento de fase em torno de 90°. As dimensões transversais da caixa que envolve o circuito são compatíveis com as de um guia de onda retangular para a banda Ku. As características do substrato utilizado são :

- constante dielétrica  $\epsilon_r = 2,17$
- espessura  $t = 0,254$  mm

O comprimento da região de acoplamento, "l", pode ser calculado como uma função da frequência para várias larguras e espaçamentos de fendas. Através do Método TLM e da escolha de uma combinação adequada das larguras das fendas (W) e espaçamento entre elas (S), calcula-se as constantes de propagação dos modos par e ímpar, e por conseguinte, o comprimento "l" da região de acoplamento, (4). A utilização do mesmo procedimento no cálculo da constante de propagação na linha de lâmina unilateral, combinado com (5), permite determinar "l<sub>0</sub>", distância do curto ao diodo PIN. As dimensões transversais do acoplador a fendas, utilizadas para o cálculo do comprimento da região de acoplamento da distância de defasamento são especificadas na Fig.4.

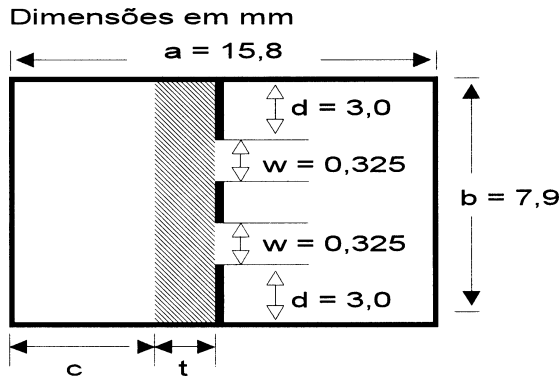


Fig. 4. Geometria utilizada no cálculo das constantes de propagação

A Fig. 5 mostra os resultados obtidos em função da frequência, para as constantes de propagação dos modos par e ímpar na linha de lâmina acoplada e na linha de lâmina unilateral.

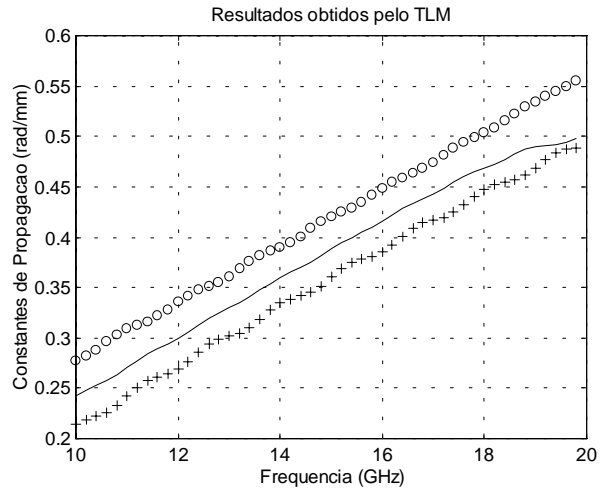


Fig. 5. Constantes de propagação calculadas pelo TLM. (-) Linha de lâmina Unilateral, (+) modo par, (o) modo ímpar.

A partir dos resultados obtidos das constantes de propagação verificou-se que o valor de  $\lambda$  apresentava grande oscilação. Já o valor de  $\lambda_0$  tinha dimensão muito reduzida dentro da banda de frequência de interesse. Estes resultados podem ser observados na Fig. 6. Para o cálculo do valor de  $\lambda$  utilizou-se o valor médio da curva. Para a frequência de 15 GHz tem-se:

- $\lambda = 26,0008$  mm
- $\lambda_0 = 2,0225$  mm

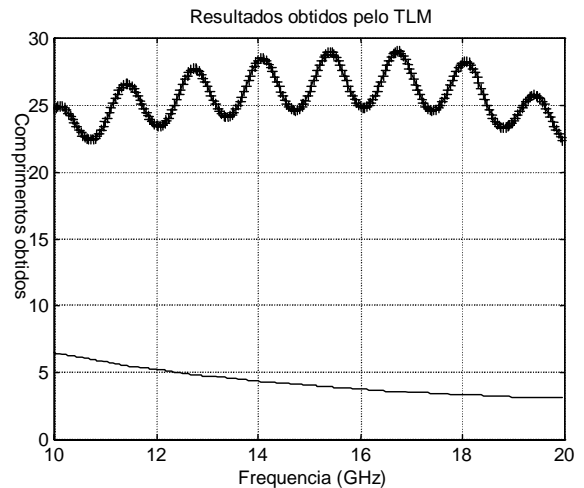


Fig.6. Comprimento  $\lambda$  (+) e  $\lambda_0$  (-) calculados pelo TLM.

Devido as limitações de ordem prática optou-se para a implementação de comprimentos múltiplos aos encontrados. Os fatores de multiplicidade foram escolhidos de forma a não perturbarem a transferência de potência, nem a defasagem total do dispositivo.

Os valores de projeto utilizados foram :

- $\lambda = 106,88 \text{ mm}$
- $\lambda_0 = 20,28 \text{ mm}$

#### V. REALIZAÇÃO E CARACTERIZAÇÃO

A Fig. 7 mostra a configuração do circuito defasador a ser montado em um guia retangular padrão para a banda Ku. Uma das dificuldades de projeto é em relação a polarização dos diodos.

A continuidade elétrica para a corrente de polarização é assegurada por duas fendas justapostas aos diodos. As fendas são de comprimentos múltiplos de  $\lambda d/4$ , onde  $\lambda d$  é comprimento de onda no dielétrico. Esses comprimentos garantem a continuidade elétrica para o sinal de microondas. A caixa foi construída em duas partes. A parte inferior foi projetada de forma a permitir a inclusão do circuito de polarização em tecnologia microstrip. Na parte superior foram efetuados dois cortes superficiais onde foram colocadas duas lâminas de substrato afim de isolar o circuito de polarização da caixa. As Figs 8 e 9 retratam o dispositivo construído.

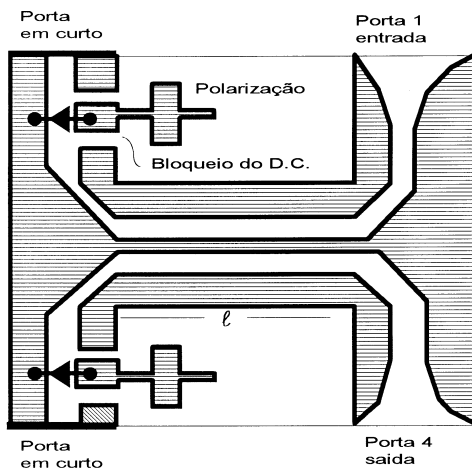


Fig.7. Circuito de defasador realizado

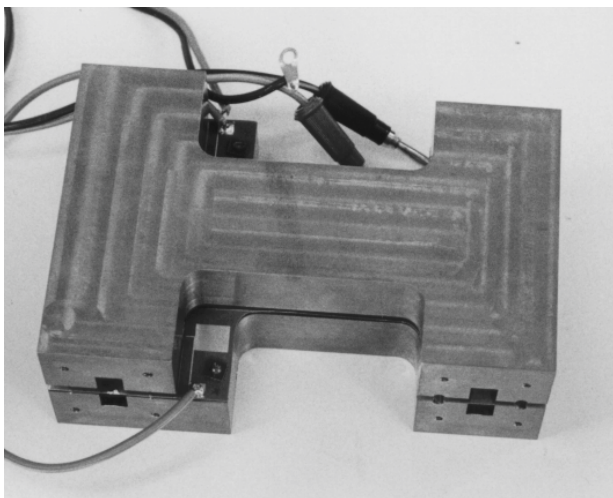


Fig.8. Visão externa do Defasador

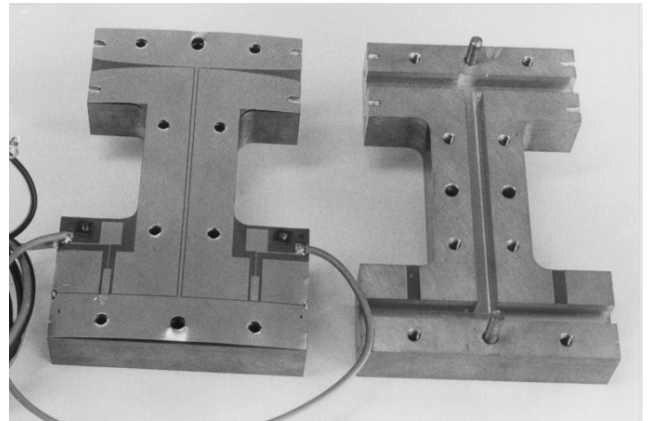


Fig.9. Defasador em Linha de lâmina com a parte superior removida

Os resultados experimentais obtidos, perdas por inserção e defasamento, são mostrados na Fig. 10. As perdas por inserção na faixa de 14 GHz à 16 GHz são de aproximadamente 3 dB.

O melhor desempenho para o deslocamento de fase é observado em 15 GHz com uma banda passante de 10% . O defasamento nessa faixa de frequência é de 70°, com uma variação máxima de 5°

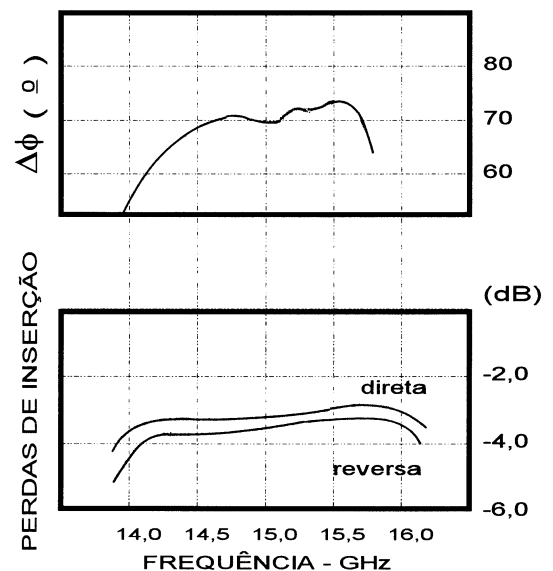


Fig.10. Perdas de Inserção e Defasamento medidos

#### VI. CONCLUSÃO

Na análise dos resultados verifica-se que embora o defasador apresente perdas por inserção moderadas em torno de 15 GHz, essas perdas crescem rapidamente, limitando consideravelmente a faixa de utilização. Isso não chega a ser um fator preocupante, pois devido a dependência de frequência dos comprimentos elétricos das linhas chaveadas, os defasadores reflexivos são basicamente dispositivos de banda estreita. Em relação a mudança de fase um dos fatores determinantes é a montagem dos diodos na placa. Qualquer variação de décimos de milímetros no momento de soldar os diodos, influencia no resultado do defasamento. Além disso,

é quase impossível sem auxílio de algum equipamento de alta precisão equalizar os dois diodos.

Para amenizar esse problema é aconselhável a utilização de curtos móveis. Os curtos móveis adicionariam um grau de liberdade para a equalização do diodo e a obtenção do defasamento desejado.

Os resultados obtidos pelo método TLM apresentam-se consistentes com os dados fornecidos na literatura. A técnica de extração mostrou bons resultados mesmo utilizando condições de absorção simples. Entretanto a dimensão encontrada para o comprimento de onda da linha de lâmina unilateral apresentou-se bastante reduzida. Assim, mesmo um erro de 0.4 mm na região do curto pode causar um erro de fase de  $20^\circ$ .

#### AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao CETUC / PUC-RJ e em especial ao Prof. Marbey M. Mosso pelo auxílio na caracterização do defasador e eletrólise do circuito impresso.

#### REFERÊNCIAS

- [1] Bharathi Bhat and Shibani K. Koul, "Analysis, Design and Applications of Fin Lines" Artech House, 1987.
- [2] L.R.A. X de Menezes and W.J.R. Hofer, "Modeling of General Constitutive Relationships in SCN TLM" IEEE Trans Microwave Theory Tech., vol. MTT-44, n.º.6, pp854-861, Jun. 1996.
- [3] Shibani K. Koul and Bharathi Bhat, "Microwave and Millimeter Wave Phase Shifters" Artech House, 1991.
- [4] S. Tedjini and P. Saguet, "Etude et Realisation de Coupleurs en Technologie Planaire Fin-Line en Vue de La Realisation de Melangeurs Millimetriques" Rapport Final, Laboratoire d'Electromagnetisme Circuits Microondes. N.º 84/753, Grenoble, France, 1984.
- [5] Anderson Garcia Furtado, "Defasadores A Diodo PIN Usando Tecnologia Fin-Line" Projeto Final, UnB, Brasília, D.F., setembro, 1996.
- [6] H.Callsen, H. H. Meinel, and W.J.R. Hofer, "PIN Diode Control Devices in E-Plane Technique, IEEE Trans Microwave Theory Tech., vol. MTT-37, n.º.2, pp307-315, Feb. 1989.

# PROGRAMA COMPUTACIONAL PARA O ACOPLADOR DE LINHA DE LÂMINA EM ALTAS FREQUÊNCIAS

Humberto César Chaves Fernandes, Sidney A.P. Silva e Luiz Carlos de Freitas Júnior

Departamento de Engenharia Elétrica - Centro de Tecnologia-Universidade Federal do Rio Grande do Norte - Cx. Postal: 1583  
59.072-970 - Natal - RN - Brasil

**RESUMO** - São apresentados resultados para os parâmetros de acoplamento do acoplador com linhas de lâmina unilaterais com substrato semicondutor, obtidos a partir de programas computacionais, desenvolvidos em Fortran 77, aplicados em cursos de pós-graduação em telecomunicações. Apresenta-se, também, resultados da constante dielétrica efetiva e da impedância característica para a estrutura estudada.

**Palavras chaves** - Acoplador, Linha de Lâmina, Método LTT.

## I. INTRODUÇÃO

A linha de lâmina é uma linha de transmissão quase planar muito utilizada em circuitos integrados em ondas milimétricas. A estrutura é considerada quase planar porque o circuito padrão inteiro, incluindo os dispositivos ativos, é incorporado em uma superfície plana de um substrato dielétrico. É basicamente, uma linha de fenda inserida no plano-E de um guia de ondas retangular. A linha de lâmina é um meio não-TEM ótimo para a integração com linhas de transmissão planares quase-TEM, tais como a linha de microfita, linha coplanar e a linha de fita suspensa.

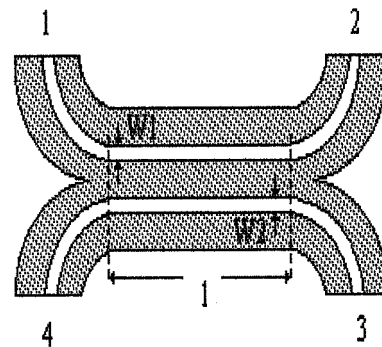
Neste trabalho são desenvolvidos programas computacionais para projetos de acopladores direcionais, mais particularmente o acoplador com linha de lâminas paralelas acopladas mostrado na Fig. 1. Este acoplador pode ser obtido usando-se o intrínseco acoplamento existente entre as fendas. O acoplador de linha de lâminas paralelas acopladas oferece acoplamento com onda direta, isto é, se um sinal entra pela porta 1, a porta 3 é acoplada e a porta 4 é isolada. O acoplamento é periódico ao longo do comprimento da linha e os modos de propagação, par e ímpar, tem diferentes velocidades de fase [1].

O método da Linha de Transmissão Transversa - LTT é usado para, no primeiro momento, obter, partindo das equações de *Maxwell* no domínio da transformada de *Fourier*, os campos eletromagnéticos tangenciais em termos dos campos eletromagnéticos transversos [2]. Pela expansão destes campos em termos das funções de base escolhidas e usando o método de *Galerkin* e o teorema de *Parseval*, é possível então obter um sistema de equações não homogêneas.

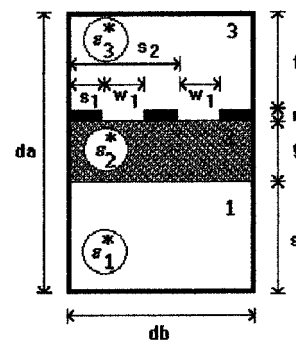
Manuscrito recebido em 20 de março de 1998. Revisado em 30 de maio de 1998.

H.C.C. Fernandes, S.A.P. Silva e L.C. Freitas Jr., Tel/Fax 084 2153732; humbecf@ct.ufm.br.

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq e Capes.



(a)



(b)

Fig. 1 - (a) Vista superior do acoplador de linha de lâmina unilateral (b) seção de corte da linha de lâmina arbitrária com fendas acopladas.

## II. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

A equação característica para determinação da constante de propagação complexa é obtida fazendo-se o determinante do sistema matricial igual a zero.

O comprimento  $L$  da linha de lâmina unilateral com duas fendas acopladas, quando usada como linha de transmissão para o acoplador de linha de lâmina, é dado por

$$L = \pi / (\beta_{\text{par}} - \beta_{\text{ímpar}}) \quad (1)$$

A amplitude do coeficiente de acoplamento entre as portas 3 e 1 é:

$$|S_{13}| = \text{sen}(\pi l / 2L) \quad (2)$$

e o coeficiente de acoplamento entre as portas 1 e 2 é:



$$|S_{12}| = \cos(\pi/2L) \quad (3)$$

onde o comprimento  $l$  da região de acoplamento, para qualquer  $L$  pode ser calculado através da equação (2) [1]. A expressão para o acoplamento é aqui definida como:

$$C_3 = 20 \log \left( \frac{1}{|S_{13}|} \right) \quad (4)$$

e é apresentado em vários resultados desse trabalho.

Programas computacionais, tais como EELLUASS.FOR e ICLLUASS.FOR, foram desenvolvidos na linguagem FORTRAN 77 e utilizadas as bibliotecas externas para a obtenção numérica dos resultados. Curvas em 2 e 3 dimensões são obtidas com o auxílio dos recursos gráficos do MATLAB for WINDOWS. Os resultados foram comparados com as referências e se mostraram com boa convergência [1], [3].

### III. RESULTADOS NUMÉRICOS

Programas computacionais foram desenvolvidos para obterem os resultados numéricos da estrutura planar analisada. Vários resultados são apresentados. Uma boa convergência foi observada utilizando-se o método da LTT.

Na Fig. 2, resultados de (a) constante dielétrica efetiva e (b) constante de atenuação, (Np/m), como uma função da frequência, são apresentados, para a linha de lâmina com substrato semiconductor, e com duas fendas acopladas, em um WR-28 com  $g=0,254$  mm,  $s=3,302$  mm (espessura da região 1),  $x_1=1,078$  mm  $x_2=2,278$  mm,  $w_1=w_2=0,2$  mm,  $\epsilon_{r2}=12,0$ ,  $\frac{1}{2}$  distância entre as fendas  $s'=0,5$  mm e para duas diferentes condutividades  $\sigma_2$ . Os modos, par e ímpar, são apresentados e suas influências na constante de atenuação, para diferentes condutividades, são mais facilmente vistas na Fig. 2 (b).

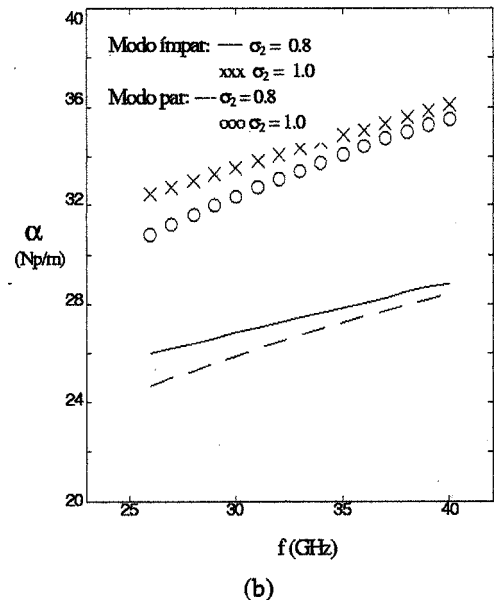
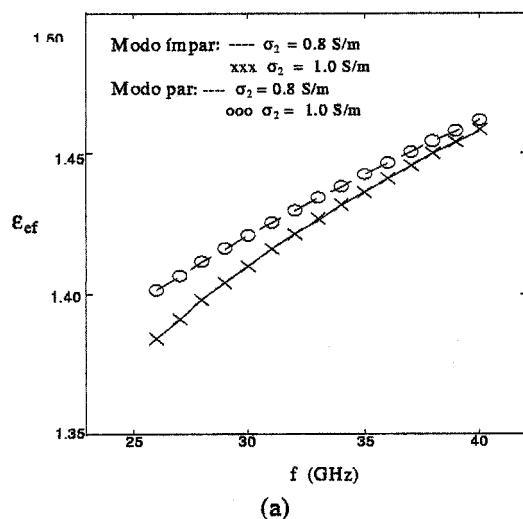


Fig. 2 - Curvas de (a) constante dielétrica efetiva e (b) constante de atenuação como função da frequência para a linha de lâmina unilateral com duas fendas acopladas, com substrato semiconductor em um WR-28.

Resultados do acoplamento na porta 3, como função da frequência e da condutividade e permissividade, em 3 dimensões, foram obtidos através de programas computacionais desenvolvidos na linguagem FORTRAN 77 e são mostrados, respectivamente, na Fig. 3 (a) e (b). Nestes resultados são considerados, WR-28,  $w_1 = w_2 = 0,2$  mm, permissividade relativa na região 2,  $\epsilon_{r2} = 12,0$ ,  $L = 0,5$  mm,  $g = 0,254$  mm e  $s = 3,302$  mm.  $2s'=0,789$  mm ( $s'$  = distância da fenda até o centro da estrutura). Os programas desenvolvidos possibilitam obter resultados com a variação de vários parâmetros, tais como a frequência, a espessura do substrato semiconductor e sua condutividade, as larguras das fendas e sua localização.

Na Fig. 4 é apresentado o resultado do acoplamento como função de  $s'$  (distância da fenda até o centro da estrutura) e da condutividade. A estrutura é um WR - 28, com  $w_1 = w_2 = 0,2$  mm, a espessura da região 2,  $g = 0,254$  mm, a espessura da região 1,  $s = 3,302$  mm,  $\epsilon_{r2} = 2,22$ , a frequência é de 34,0 GHz [4],[5].

Na Fig. 5, as curvas nos dois modos de excitação para a impedância característica da linha de lâmina unilateral são apresentadas e a estrutura é um WR-28, da  $7,112$  mm e  $db = 3,556$  mm,  $g = 0,254$  mm,  $s = 3,302$  mm,  $x_1 = 0,789$  mm,  $x_2 = 2,567$  mm,  $w_1 = w_2 = 0,2$  mm. Também foi considerado um substrato dielétrico com permissividade relativa  $\epsilon_{r2} = 2,22$  e os valores de  $\sigma_2$  variando a cada 0,1, de 0 S/m até 1 S/m. A faixa de frequência utilizada é de 25,0 GHz a 40,0 GHz.

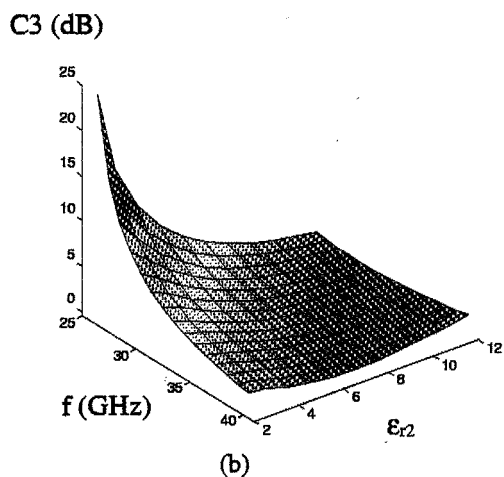
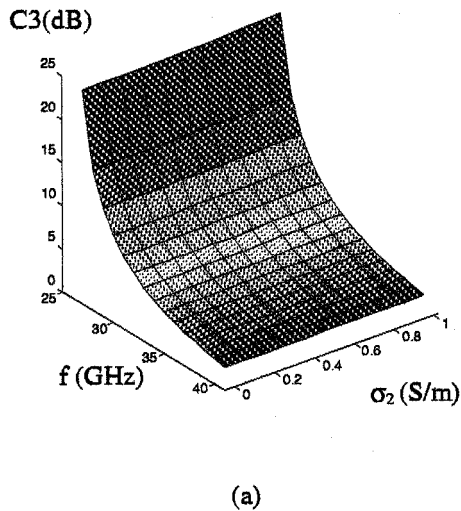


Fig. 3 - Acoplamento como função da frequência, e da (a) condutividade e da (b) permissividade na região 2 do acoplador de linha de lâmina unilateral com si

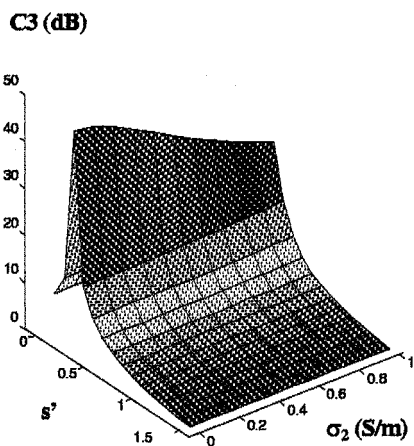


Fig. 4 - Resultado do acoplamento em 3-D, para a porta 3 como função da distância da fenda ao meio da estrutura,  $s'$  e condutividade, na região 2 ( $\sigma_2$ ) do acoplador de linha de lâmina unilateral com substrato semiconductor.

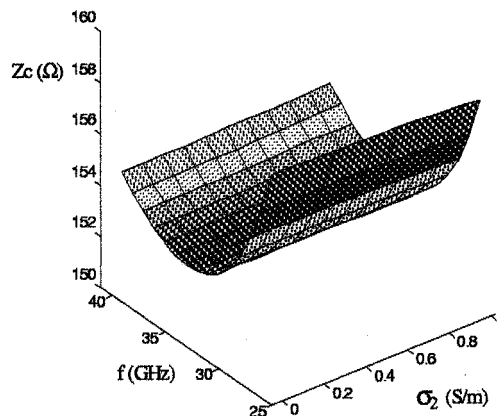


Fig. 5.1 - Resultados em 3D da Impedância Característica  $Z_{c1} = Z_{c2} = Z_c$ , em função da frequência e da condutividade para o modo ÍMPAR de uma Linha de Lâmina Unilateral Acoplada.

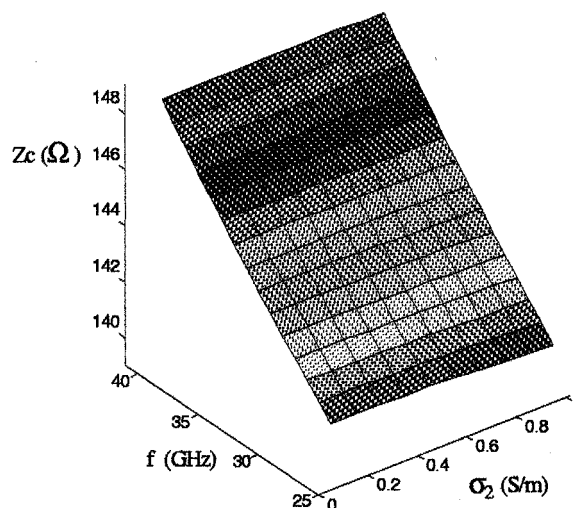


Fig. 5.2 - Resultados em 3D da Impedância Característica  $Z_{c1} = Z_{c2} = Z_c$ , em função da frequência e da condutividade para o modo PAR de uma Linha de Lâmina Unilateral Acoplada.

#### IV. CONCLUSÕES

Programas computacionais possibilitaram obter resultados em 2D para constante de propagação complexa, incluindo a constante de atenuação e a constante de fase para a estrutura de linha de lâmina. Bons resultados em 3D também foram apresentados para os parâmetros de acoplamento e para a impedância característica da linha. Os resultados foram comparados com outros da literatura, [6] e [7], e apresentaram excelente convergência. Estes programas podem ser usados didaticamente em cursos de graduação e

pós-graduação. Foi notada uma considerável redução no desenvolvimento algébrico usando-se o método dinâmico da Linha de Transmissão Transversa - LTT para o acoplador de linha de lâmina. Este trabalho teve o suporte financeiro do CNPq e da CAPES.

#### REFERÊNCIAS

- [1] B. Bhat e S. K. Koul, Analysis, design and applications of fin lines, Artech House, Norwood, MA (1987)
- [2] H. C. C. Fernandes. "Attenuation And Propagation In Various Fin-line Structures", International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 17, Nº 08, 423-435., Aug. 1996.
- [3] L. Yu e B. Rawat. "Development of Semi-Empirical Design Equations for Symmetrical Three-Line Microstrip Couplers", IEEE Trans. on MTT-S, U.S.A., Vol. 44, Nº 3, pp. 469-472. Mar 1996.
- [4] H.C.C.Fernandes, E.A.M. Souza e I.S. Queiroz Jr., "High precision analysis of fin-lines on semiconductor substrate", International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 16, Nº 1, pp.185-200, Jan. 1995.
- [5] R. Rudokas e T. Itoh, "Passive Millimeter-Wave IC Components Made of Inverted Strip Dielectric Waveguides", IEEE Trans. on MTT-S, U.S.A., pp. 978-981, Dec 1976.
- [6] C. Zhao e I. Awai, "Applications of the Finite Difference Techniques to the Compensated VIP 3 dB Directional Coupler". IEEE Trans. on MTT-S, U.S.A., Vol. 44, Nº 11, pp. 2045 - 2052. Nov 1996.
- [7] D. Mirshekar-Syahkal e J.B. Davies , "An Accurate , Unified Solution to Various Fin Lines Structures of Phase Constant, Characteristic Impedance and Attenuation ", IEEE Trans. on MTT , Vol. 30, pp. 1854-1861 , Nov.1982.

# Propagação

Coordenador: Mauro S. de Assis (EMBRATEL)

---

**Medições de Cobertura de Sistemas Móveis Celulares no  
Centro da Cidade de Belém: Comparação com  
Modelos de Predição Ponto-Aérea**

*José Evaristo Freire / Gervásio P. dos Santos Cavalcante /  
Gláucio Lima Sirqueira*

---

**Considerações sobre a Propagação em Microcélulas  
em Áreas Urbanas Densas**

*Maurício H. C. Dias / Mauro S. de Assis*

---

**Local Transparent Boundary Condition Applied to the  
Tropospheric Ducting Problem**

*Hugo Enrique Hernández Figueroa / Irina Sirkova*

---

**Determination of Stratospheric Ozone Profiles and  
Tropospheric Water Vapor Content By Means of  
Microwave Radiometry Spectroscopy**

*Carlos Puliafito / Enrique Puliafito / Gerd K. Hartmann /  
José L. Quero*

# “MEDIÇÕES DE COBERTURA DE SISTEMAS MÓVEIS CELULARES NO CENTRO DA CIDADE DE BELÉM : COMPARAÇÃO COM MODELOS DE PREDIÇÃO PONTO-ÁREA”

José Evaristo Freire\* e Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante\*

\*Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado - LEA/UFPA

Departamento de Engenharia Elétrica - DEE/CT

Universidade Federal do Pará, Belém, Pará, Brasil

Campus Universitário do Guamá

Belém - Pará

Tel/Fax: (091) 211 - 1634

E. mail: [gervasio@guama.cpgee.ufpa.br](mailto:gervasio@guama.cpgee.ufpa.br)

Gláucio Lima Siqueira\*\*

\*\* Centro de Estudos em Telecomunicações – CETUC

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro – PUC/Rio

Rua Marquês São Vicente, 225 – Gávea

22543-900 – Rio de Janeiro – RJ – BRASIL

Tel.: +55-21-529-9255 fax: +55-21-294-5748

E. mail: [Glaucio@cetuc.puc-rio.br](mailto:Glaucio@cetuc.puc-rio.br)

**Resumo** - Apresentamos neste trabalho o resultado de uma campanha de medições de propagação em ambiente móvel celular na região urbana da cidade de Belém (PA). Um laboratório móvel foi montado especificamente para estas medidas cujos resultados são comparados com modelos de previsão de cobertura mais conhecidos.

**Abstract** - This work reports the results of a campaign of propagation measurements in cellular mobile environment in the urban area of the city of Belém (PA). A mobile laboratory was specifically set up for these measured whose results are compared with more well-known models of coverage forecast.

**Palavras chave** – Cobertura celular, medidas, modelos.

## I - INTRODUÇÃO

Para caracterizar o ambiente e observar como se comporta um sinal característico de sistemas celulares, foram realizadas medições em 900 MHz com um sinal transmitido não modulado.

Após a coleta e aquisição dos dados, uma análise foi realizada para compreendermos os principais mecanismos de propagação numa região urbana como a cidade de Belém do Pará. Foi feita uma análise comparativa, observando os modelos propostos e como eles se adaptam à região. Estes modelos permitem o cálculo de cobertura de área usando a dependência com a distância e o tipo de urbanização.

Para a análise comparativa foram utilizados os modelos ponto-área de Okumura-Hata, Ibrahim-Parsons e Walfisch-Bertoni.

## II - EQUIPAMENTOS E LOCAL DAS MEDIÇÕES

Inicialmente foi montado um laboratório móvel no interior de um furgão pertencente a DMC-PA ( Delegacia do Ministério das Comunicações), adaptado e mobiliado de modo a transportar os equipamentos de medição e armazenamento, pertencentes ao CETUC/PUC-RJ.

O sistema básico de operação é composto por quatro blocos: O primeiro é o bloco de transmissão composto por um gerador de sinais sintetizado, um amplificador de potência com ganho de 30 dB na faixa de interesse, uma fonte de tensão DC de 24 Volts e uma antena colinear omnidirecional na faixa de 900 MHz.

O segundo é o bloco de recepção, instalado no interior da unidade móvel. É composto por um analisador de espectro, um amplificador de baixo ruído (LNA) e uma antena monopolo omnidirecional.

O terceiro é o bloco de armazenamento que também está instalado no interior da unidade móvel, acoplado diretamente ao receptor. É constituído por um gravador analógico, que armazena em um canal os dados gerados pelo bloco de recepção.

Por último, o quarto bloco, aquisição e análise. É constituído por um conversor analógico digital (A/D), capaz de converter o sinal analógico em arquivos com informações de tempo em segundos e potência em dBm. A grande vantagem deste equipamento de medida é que ele já está calibrado. Sabendo o nível de referência usado em cada medida, sabe-se qual é a potência recebida, já que esta é linearmente proporcional a tensão de saída do gravador.

### III - MODELOS PONTO-ÁREA

Duas situações foram consideradas, a primeira com a antena colocada em cima de um edifício a 50 m de altura (antena elevada) e a segunda com a antena colocada num tripé a 3m de altura, com o objetivo de observar o comportamento do sinal numa rua constituída de árvores em forma de túnel em visada direta para esta rua.

Na análise comparativa dos modelos de previsão ponto-área, o enfoque é voltado para a dependência do sinal recebido com a distância. Os modelos são função distância e outros fatores constante como frequência, altura das antenas, tamanho da cidade, altura dos prédios, largura das ruas, etc., como pode ser observado nas equações abaixo da atenuação excedida 50% dos locais.

- Equação de Okumura-Hata para área urbana [4]:

$$L_{50} = 69,55 + 26,16 \log f - 13,82 \log h_B - a(h_M) + (44,9 - 6,55 \log h_B) \log d \quad (1)$$

onde  $f$  é a frequência em MHz,  $h_B$  é a altura da antena base em metros,  $h_M$  é a altura da unidade móvel em metros e  $d$  a distancia em Km. A função  $a(h_M)$  tem expressões distintas para cidades grandes e cidades pequenas.

- Equação de Ibrahim-Parsons [1]:

$$L_{50} = -20 \log (0,7h_B) - 8 \log h_M + \frac{f}{40} + 26 \log \frac{f}{40} - 86 \log \left( \frac{f+100}{156} \right) + \left[ 40 + 14,15 \log \left( \frac{f+100}{156} \right) \right] \log d + 0,265L - 0,37H + K_1 \quad (2)$$

onde  $K_1 = 0,087U - 5,5$  para áreas altamente urbanizadas e, caso contrário,  $K=0$ . Os fatores  $L$ ,  $H$  e  $U$  são estimativas da urbanização e diferença entre alturas base e móvel de cada quadrícula.

- Equação de Walfisch-Bertoni [2]:

$$L_{ex} = 57,1 + A + \log f + 1,8 \log d - 1,8 \log H - 1,8 \log \left[ 1 - \frac{d^2}{17H} \right] \quad (3)$$

onde  $L_{ex}$  é a atenuação em acesso à de espaço livre,  $A$  é um termo que leva em consideração a geometria das edificações e  $H$  é a diferença entre altura da antena base e altura média das edificações.

Quando estas funções são traçadas em um gráfico cujos eixos são potência em dBm e distância em escala logarítmica, obtêm-se retas.

Para analisar qual dos modelos melhor se adapta, é necessário analisar a dependência do sinal com a distância. Para tal observa-se o valor da potência recebida em cada setor de um segundo. A região de cobertura é dividida em faixas (anéis) de distância de 100 em 100 metros. Associa-se a cada faixa, um valor médio, ao qual se chama média da faixa, calculado tomando todos os setores que estão dentro da faixa determinada. Obtém-se uma série de pontos (um para cada faixa de distância) com a qual pode ser estimada uma reta de melhor ajuste. Para as medições realizadas com o transmissor com antena elevada, a reta de melhor ajuste é:

$$P_R = -84,82 - 28,57 \log d \quad (4)$$

e para antena baixa (3m):

$$P_R = -55,78 - 15,19 \log d \quad (5)$$

onde  $P_R$  é a potência média das faixas em dBm e  $d$  é a distância em Km.

Como pode ser observado nas equações (4) e (5), a potência recebida varia com o inverso da distância elevada a um fator de aproximadamente 2,8 e 1,5 respectivamente. Ou seja, este fator é bastante próximo do fator da equação do espaço livre, onde a variação é com o quadrado da distância e distante da equação da terra plana que apresenta uma dependência com a quarta potência da distância.

Na figura 1, observa-se a variação das medidas de cada faixa junto com a reta de melhor ajuste. A figura 1 corresponde a medidas com antena elevada e a figura 2 representa antena baixa (visada direta). Como referência, está mostrada também a curva de atenuação de espaço livre.

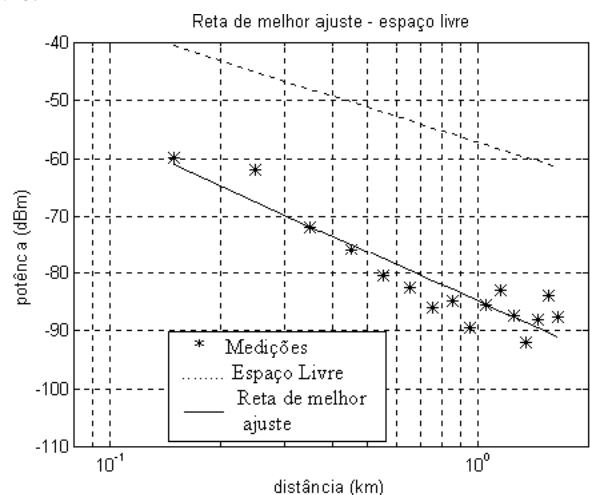


Figura 1 - Comparação com a reta de melhor ajuste antena elevada centro Belém

### IV – COMPARAÇÃO DE RESULTADOS

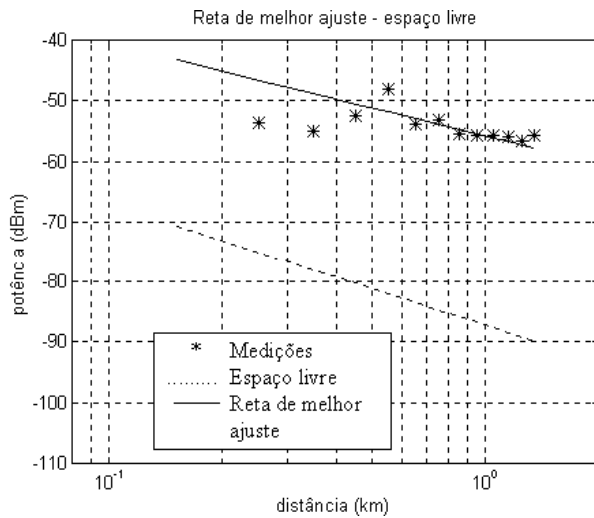


Figura 2 - comparação com a reta de melhor ajuste antenna baixa - visada direta para o túnel de árvores

Pode-se, então, comparar as medidas com os modelos ponto-área. Junto com as curvas de cada modelo plotam-se as médias das faixas medidas e seus desvios padrão.

Os valores dos parâmetros usados nestes modelos são:

Para antenna elevada :  $h_B=50m$ ;  $L=70\%$ ;  $U=80\%$ ;  $H=20m$ ,  $P_T = 30$  dBm.

Para antenna baixa:  $h_B=50m$ ;  $L=70\%$ ;  $U=80\%$ ;  $H=27m$ ,  $P_T = 0$  dBm.

E para as duas situações:  $h_M = 3m$ ;  $f = 900$  MHz; ganho das antenas 2.14 dB.

Os parâmetros do modelo de Walfisch-Bertoni utilizados são:

Para antenna elevada :  $H=30m$ ;  $h=20m$ ;  $h_M=3m$ ;  $W=20$  m.

Para antenna baixa:  $H=30m$ ;  $h=27m$ ;  $h_M=3m$ ;  $W=20$  m. ( $W$  é a largura das ruas).

Uma maneira de fazer uma comparação quantitativa é analisando as estatística de erro de cada modelo em relação aos valores medidos. O erro absoluto,  $E$ , entre medidas e previsão é calculado, para cada faixa de distância, por:

$$E_j = |MF_j - K_j| \quad (6)$$

onde  $j$  é a faixa de distância, e o  $MF_j$  é a média da faixa  $j$  e  $K_j$  é o valor previsto por um determinado modelo para a faixa  $j$ . Na Tabela 1 são apresentados erro médio absoluto, desvio absoluto e erro RMS. Os erros médios absolutos são calculados a partir de (6) por:

$$\bar{E} = \frac{1}{F} \sum_{j=1}^F E_i \quad (7)$$

onde  $F$  é o número de faixas medidas e  $j$  é a faixa de distância. O desvio absoluto,  $\sigma$ , é calculado a partir do erro absoluto definido em(6) e erro médio absoluto definido em (7) por:

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{F-1} \left( \sum_{j=1}^F E_i^2 - F\bar{E}^2 \right)} \quad (8)$$

O erro RMS é uma associação dos dois parâmetros anteriores. Assim, usando (7) e (8), tem-se:

$$E_{RMS} = \sqrt{(\bar{E})^2 + \sigma^2} \quad (9)$$

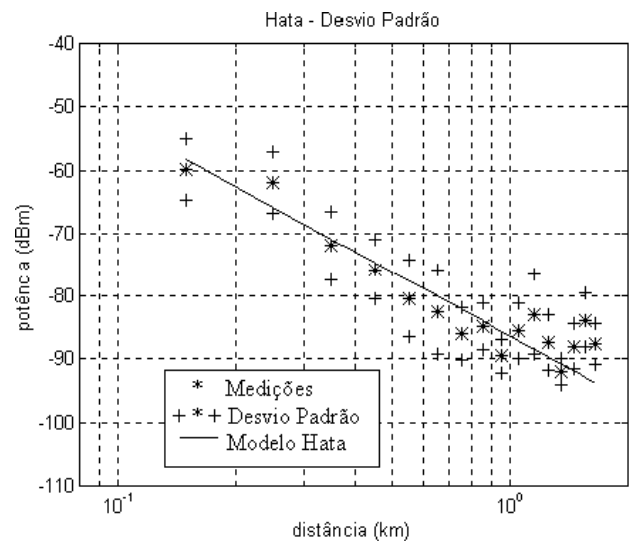


Figura 3 - Comparação com o modelo de Hata Antena elevada centro Belém

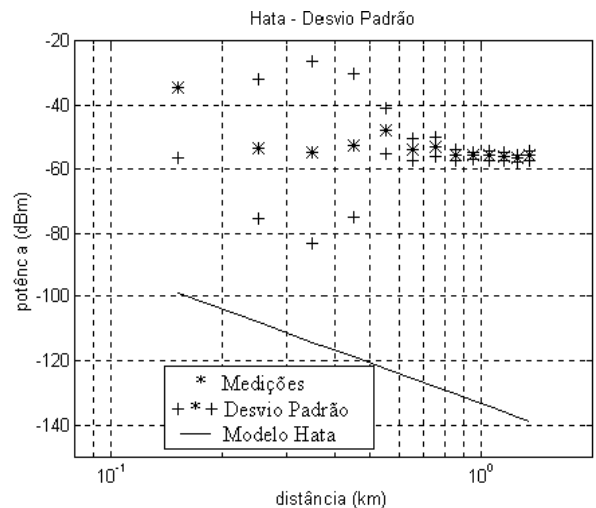


Figura 4- Comparação com o modelo de Hata antenna baixa - visada direta para o túnel de árvores

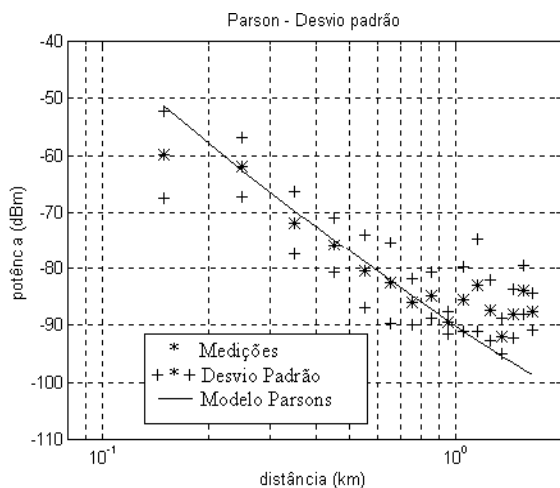


Figura 5 - Comparação com o modelo de Parsons Antena elevada Centro Belém

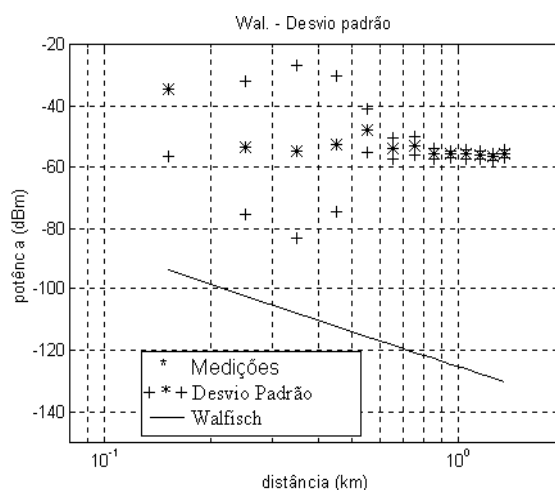


Figura 8 - Comparação com o modelo de Walfisch antena baixa - visada direta para o túnel de árvores

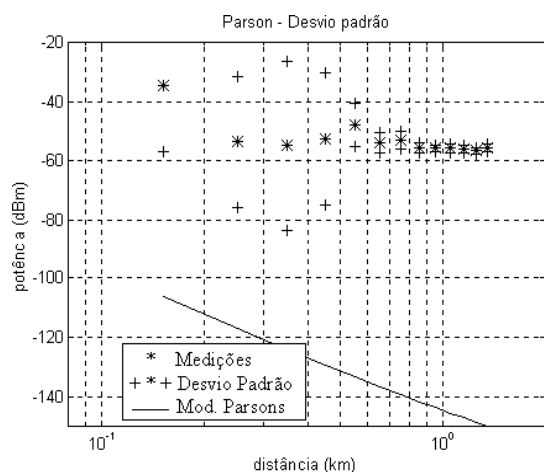


Figura 6 - Comparação com o modelo de Parsons antena baixa - visada direta para o túnel de árvores

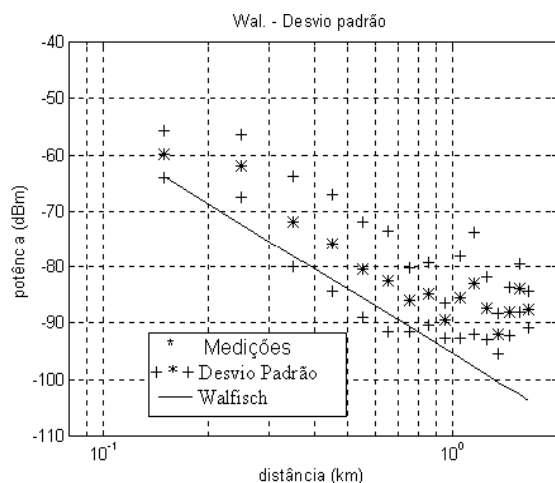


Figura 7 - Comparação com o modelo de Walfisch antena elevada centro de Belém

TABELA 1  
ANTENA ELEVADA – CENTRO DE BELÉM

Modelos	erro médio abs (dB)	desvio abs (dB)	erro RMS (dB)
Regressão linear	2,7713	2,0527	3,4487
Okumura – Hata	3,1808	2,2550	3,8991
Ibrahim-Parsons	4,8364	4,4487	6,5712
Walfisch-Bertoni	9,3971	4,5896	10,4580

TABELA 2  
ANTENA BAIXA – VISADA DIRETA

Modelos	erro médio abs (dB)	desvio abs (dB)	erro RMS (dB)
Regressão linear	2,6379	2,8535	3,8860
Okumura – Hata	72,1850	8,7032	72,7078
Ibrahim-Parsons	82,8064	9,6318	83,3646
Walfisch-Bertoni	65,0211	7,7501	65,4813

Destas tabelas pode-se observar que o modelo de Walfisch-Bertoni é o que apresentou os maiores erros nas duas situações.

O modelo que melhor se ajusta ao centro de Belém antena elevada é o modelo de Okumura-Hata. Com um erro



absoluto de 3,18 dB, suas previsões tem um desvio padrão de 2,25 dB e um erro percentual de 3,87%. Os modelos de Ibrahim-Parsons e Walfisch-Bertoni, apresentam também um boa aproximação pois encontram-se dentro da faixa limite para aproximações ( $\leq 15$  dB) em modelos de predição de perdas para sistemas de rádio móvel.

Já não se pode dizer a mesma coisa para a situação de antena baixa com visada direta (Tabela 2), simplesmente os modelos não se adaptaram dando erro percentual elevados entre 50 e 60%.

A situação em que tem-se antena elevada apresenta uma diversidade grande de urbanização e de vegetação encobrindo a rua de um lado e outro. Esta região de medição que abrangeu um raio de 1,6 km do transmissor, constitui um percurso sem visada direta, devido a presença das mangueiras, caracterizando uma região de sombra, fazendo com que os modelos se ajustassem tão bem.

## V- CONCLUSÃO

Para esta análise, estudou-se o nível médio do sinal recebido. As medidas foram comparadas com os modelos ponto-área, apresentados no item 2.

Para o sinal medido no centro de Belém foi encontrada uma variação inversamente proporcional a um fator de 2,8 da distância. Este resultado não foi previsto por nenhum dos modelos ponto-área que, como é de conhecimento geral, apresentam variações da intensidade do sinal recebido com a distância inversamente proporcional a um fator da ordem de 3 a 4. Uma explicação razoável para esta discrepância pode ser formulada, lembrando que os modelos de predição aqui apresentados sempre consideram células de aproximadamente 10 a 20 km de raio e sem o efeito topográfico. Na região em estudo (centro de Belém com antena elevada), entretanto, a presença dos prédios e das mangueiras dispostas lateralmente nas ruas em forma de túnel fizeram com que o percurso fosse completado quase que totalmente sem visada direta, caracterizando assim o efeito da difração. Logo o efeito predominante foi o sombreamento, obrigando a troca de nível de referência do equipamento de medição várias vezes. Este resultado é importante no momento em que, devido a demanda, não é interessante que o sinal se propague com boa qualidade até, por exemplo, bairros mais distantes, pois existe uma forte tendência de redução do tamanho da célula para aumento da capacidade do sistema. Assim, o emprego de modelos que prevêem variação com a distância inversamente proporcional a um fator 3 ou 4, deve ser considerado com precaução, uma vez que para regiões sem visada direta, como aqui apresentada, isto não se verificou.

Apesar desta diferença entre os expoentes de variação com a distância entre os modelos e os resultados experimentais, a predição dos modelos pôde ser considerada satisfatória. Todos os modelos apresentaram

desvios menores que 5dB em relação aos valores medidos, para o centro de Belém com antena elevada.

Comparando com os resultados apresentados pela regressão linear, observa-se que existe espaço para melhoria destes modelos. Provavelmente pela inclusão de fatores que levem em consideração a dependência mais específicas com as edificações e vegetação presente.

## REFERÊNCIAS

- [1]- M. F. Ibrahim and J. D. Parsons; "Signal Strength Prediction in Built-up Areas. Part 1: Median Signal Strength", *IEE Proceedings*, No.130, Part F, N 5, pp. 377- 384, 1983.
- [2]- J. Walfish and H. L. Bertoni; "A Theoretical Model of UHF Propagation in Urban Environments", *IEEE Trans. On Antenas and Propagation*, vol. 36, no. 12. Pp 1788-1796, Dec. 1988.
- [3]- E. J. A. Vásquez, "Estudo de Cobertura de Sistemas Móveis Celulares em Regiões Urbanas", *Tese de Mestrado*, Departamento de Engenharia Elétrica da Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro, 1996.
- [4]- M. Hata; "Empirical Formula for propagation Loss in Land Mobile Radio services"; *IEEE Trans. Vehicular Technology*, VT-29, N3, pp 317 -325, 1980.
- [5]- J. E. T. Freire; "Predição da Intensidade de Campo em Ambiente Móvel celular , na Área Urbana de Belém, Usando Dados Experimentais."; *Trabalho de Conclusão de Curso*; Faculdade de Engenharia Elétrica da Universidade Federal do Pará, 1997.

# Considerações sobre a Propagação em Microcélulas em Áreas Urbanas Densas

Maurício H. C. Dias

IME - DE/3 - Pç. Gen. Tibúrcio, 80, Rio de Janeiro - RJ, 22290-270, mhcdias@zaz.com.br

Mauro S. de Assis

Ministério das Comunicações - Av. Rio Branco, 135, 12<sup>o</sup> andar, Rio de Janeiro - RJ, 20040-006, msassis@embratel.com.br

**Resumo** – Este trabalho apresenta um critério objetivo de caracterização de microcélulas urbanas densas e discute, ainda, a adequação do emprego de modelos idealizados para a determinação de cobertura neste tipo de ambiente. A influência da vegetação urbana, comumente desconsiderada nos modelos mais simples, também é avaliada, com destaque para a propagação em bosques de cidades com vegetação típica de climas tropical e equatorial.

**Palavras Chaves** – Propagação, microcélulas, áreas urbanas densas, modelos de predição, atenuação por vegetação.

## I. INTRODUÇÃO

O grande aumento da demanda por serviços de comunicações pessoais, como a telefonia celular por exemplo, vem exigindo esforços para otimizar a utilização do espectro de frequências. Uma das técnicas empregadas com este objetivo é a redução dos raios de cobertura, como nas chamadas microcélulas, que apresentam raios entre 100 e 1000 m. A solução microcelular típica apresenta, ainda, potências de transmissão mais baixas que as dos sistemas macrocelulares, antenas das bases posicionadas a alturas próximas às dos postes de luz, e frequências de operação na faixa de 0,8 a 2,0 GHz.

O problema da determinação de cobertura microcelular vem sendo abordado, de maneira mais freqüente, por modelos determinísticos de predição, cujo objetivo maior é avaliar o comportamento médio do sinal propagado com a distância, em função de características ambientais e de sistema [1]. A predição com base nestes modelos idealizados, entretanto, acompanha apenas parcialmente as variações do sinal causadas pelos diversos fatores envolvidos, já que estes são simplificados ou simplesmente desconsiderados. Um estudo verdadeiramente adequado de cobertura em sistemas microcelulares, portanto, não deve ser baseado apenas nestes algoritmos, principalmente naqueles que não caracterizam os aspectos ambientais mais relevantes associados à variabilidade do sinal propagado.

Neste trabalho, é feita uma análise sobre a propagação de sinal faixa-estreita em microcélulas, considerando os efeitos causados pelos principais aspectos ambientais. Este estudo se limita a ambientes urbanos densos, que são caracterizados de maneira formal com base em um procedimento comparativo. A influência dos parâmetros ambientais é avaliada sob duas condições: com visibilidade entre base e receptor móvel; e quando a visada direta entre ambos se encontra obstruída. Em cada caso, a adequação de modelos simplificados é testada, comparando as margens de segurança dos receptores

com as perdas médias adicionais associadas à influência ambiental. Por fim, a propagação em um bosque urbano dentro de uma microcélula é analisada, particularmente no caso da maioria das metrópoles brasileiras, cuja vegetação é tipicamente de clima tropical ou equatorial.

## II. CARACTERIZAÇÃO DE UM AMBIENTE URBANO DENSO

Costuma-se diferenciar os cenários microcelulares de acordo com o grau de urbanização. A classificação mais citada nas publicações identifica quatro tipos de ambiente: urbano denso; residencial/comercial; suburbano; e rural ou aberto. Embora subjetiva, tal classificação é coerente, principalmente se for associada a exemplos contrastantes típicos, como por exemplo, o centro de uma metrópole comparado a uma região suburbana composta essencialmente por casas. Esta classificação, entretanto, não apresenta nenhum critério mais objetivo para se determinar os limites que caracterizam estes diferentes graus de urbanização.

Uma outra forma de se diferenciar as áreas microcelulares, é através dos principais mecanismos de propagação envolvidos. Observa-se, por exemplo, que a difração nas bordas horizontais nos topos das edificações é um dos mecanismos principais a se considerar em meios suburbanos, ao passo que esta mesma componente é simplesmente desconsiderada na análise de meios urbanos densos. Com base nesta associação entre os mecanismos principais de propagação e os diversos tipos de áreas, um procedimento de caracterização quantitativa dos graus de urbanização foi proposto recentemente [1]-[2]. O critério consiste na análise numérica comparativa entre os campos recebidos, sem condições de visibilidade, por difração nas bordas horizontais dos topos dos edifícios (DBH) e por difração nas bordas verticais das laterais dos edifícios (DBV). A escolha destes mecanismos associados à condição de não visibilidade se deve a dois motivos fundamentais: em visada direta, os mecanismos de propagação para todas os tipos de área são os mesmos (campo direto e reflexões), à exceção das reflexões laterais em meios suburbanos e rurais, que são normalmente desconsideradas; por outro lado, sem visibilidade, o mecanismo principal em meios urbanos densos é a DBV, a partir de uma certa distância entre o móvel e a esquina com a rua da base, mas a DBH, que é a componente principal em meios suburbanos, passa a predominar ao se afastar ainda mais da esquina.

A geometria associada ao método proposto é apresentada na Fig. 1, para o caso de ambiente urbano denso. Os blocos

ou quarteirões são modelados como cubos retangulares, cujas faces apresentam condutividade perfeita. As difrações são calculadas com base na Teoria Uniforme da Difração (TUD), considerando incidência oblíqua de onda plana em bordas de quinas com ângulo de  $90^\circ$  [3]. O percurso do campo propagado por DBH apresenta duas difrações consecutivas, sendo desconsideradas as possíveis múltiplas interações no percurso intermediário, onde a incidência é rasante. Para o campo propagado por DBV, as quatro bordas envolvidas são consideradas, ou seja, o campo total por DBV é dado pela soma das quatro contribuições. A formulação matemática completa que descreve o procedimento de cálculo das componentes de potência recebidas por DBH e DBV [1] teve que ser omitida, neste texto, por limitação de espaço.

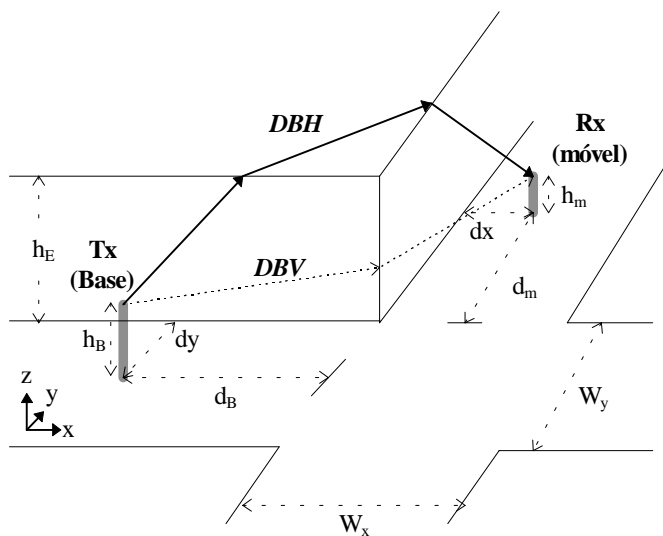


Fig. 1. Geometria adotada para a determinação da condição de ambiente urbano denso.

O critério analítico adotado foi a comparação entre as potências recebidas por DBV e por DBH: se a diferença a favor da componente DBV for maior que 10 dB, fica garantida a condição urbana densa. Esta relação depende de uma série de parâmetros do enlace e do ambiente analisado. Com base na geometria apresentada na Fig. 1, e tomando-se a altura mínima das edificações necessária para se obter a relação de definição de ambiente urbano denso ( $h_E$ ) como o valor a ser calculado, os parâmetros considerados são: frequência da portadora ( $f$ ); larguras das ruas ( $W_x$  e  $W_y$ ); altura da antena da base ( $h_B$ ); distância da base à esquina ( $d_B$ ); distância máxima de cobertura a que se deseja atender na rua transversal ( $d_m$ ); e distâncias de afastamento ao bloco de edificações ( $dy$  e  $dx$ ). Na verdade, as situações mais pessimistas em termos de altura mínima  $h_E$  correspondem aos maiores valores das distâncias  $dy$  e  $dx$ , ou seja, quando a base e o receptor estão posicionados sobre as calçadas opostas ao bloco representado na Fig.1. Isto reduz o número de variáveis necessárias à análise. A Tabela I apresenta alguns valores calculados de altura mínima em função dos parâmetros geométricos citados, considerando-se a altura da antena receptora fixada a 1,5 m do solo, e calçadas com

largura ( $W_c$ ) de 2 m. Observa-se que, na situação mais desfavorável, a altura mínima necessária é da ordem de 23 m, o que corresponde a prédios com cerca de 7 a 8 andares. A grosso modo, portanto, conclui-se que uma microcélula constituída por prédios cuja altura média seja igual ou superior à altura de uma edificação de 8 andares poderia ser considerada como urbana densa.

TABELA I

ALTURAS MÍNIMAS PARA GARANTIR A CONDIÇÃO DE AMBIENTE URBANO DENSO ( $h_E$ ) CALCULADAS PARA  $W_c=2$ ,  $h_m=1,5$ , E  $W_x=W_y=W$  (ALTURAS E DISTÂNCIAS EM METROS;  $f$  EM GHZ)

f	$h_B$	W	$h_E$	$h_E$	$h_E$	$h_E$
			p/ $d_m=200$ e $d_B=10$	p/ $d_m=200$ e $d_B=100$	p/ $d_m=500$ e $d_B=10$	p/ $d_m=500$ e $d_B=100$
0,9	8	20	13,5	10,4	17,8	12,3
0,9	8	40	19	12,6	23	15,8
0,9	6	20	12,2	8,8	16,8	11
0,9	6	40	18	11,3	22	14,6
1,9	8	20	11,3	9,4	14	10,9
1,9	8	40	14,8	10,9	17,9	13,4

### III. PROPAGAÇÃO EM VISIBILIDADE

De maneira geral, o modelo mais empregado na análise da propagação em visibilidade é o de dois raios, que considera apenas as componentes direta e refletida no solo. Esta abordagem é bastante simples, e se encaixa bem a ambientes rurais e suburbanos, onde as reflexões laterais não apresentam contribuição significativa. Por outro lado, a análise com base no modelo de dois raios poderia ser questionada no caso de ambientes residenciais/comerciais e, principalmente, de urbanos densos, onde as reflexões nas fachadas dos edifícios são bem mais frequentes. Neste caso, poderia se pensar em um modelo de seis raios, por exemplo, como mais adequado ao estudo da propagação. Entretanto, a comparação com medidas tem indicado que o modelo de dois raios é satisfatório [1].

O bom desempenho do modelo de dois raios na predição em áreas urbanas densas pode ser explicado com base na influência das componentes refletidas lateralmente nas fachadas das edificações na composição do campo total recebido. Observa-se, aplicando um modelo teórico de seis ou mais raios, que a contribuição destas componentes laterais é normalmente menor que a dos raios direto e refletido no solo. Além disto, os raios refletidos lateralmente são mais afetados por aspectos ambientais como as irregularidades ao longo das fachadas, a composição material das edificações, e a presença de árvores ao longo das calçadas. Na prática, as medidas experimentais, via de regra, incorporam estes efeitos dos aspectos ambientais, podendo favorecer o modelo de dois raios em uma análise comparativa.

Um estudo teórico mais detalhado sobre a propagação em visibilidade, portanto, deveria incluir os efeitos principais associados aos aspectos ambientais. As irregularidades ao longo das fachadas, por exemplo, poderiam ser consideradas aplicando-se os coeficientes de espalhamento de Beckman e Spizzichino [4], cuja adequação foi recentemente testada em um trabalho experimental [5], que avaliava ainda os coeficientes de Fresnel para o caso de superfícies lisas. A

presença de árvores ao longo da calçada, por sua vez, atinge apenas os raios refletidos lateralmente. A perda adicional associada à obstrução por uma árvore urbana típica é da ordem de 10 a 20 dB, mas nem sempre as trajetórias das reflexões laterais são interceptadas [1]. Um fator que afeta principalmente os raios direto e refletido no solo é a presença de veículos ao longo da pista, que podem bloquear a visada entre a antena da base e o receptor. Nas situações mais desfavoráveis, ou seja, receptor móvel próximo ao veículo que bloqueia a visada e afastado da base ( $\cong 1$  km), verificou-se que a perda média adicional é da ordem de 15 dB [6].

Na prática, entretanto, a abordagem simplificada com base no modelo de dois raios parece, de fato, ser suficiente. Isto pode ser verificado comparando-se as margens de segurança associadas aos sistemas existentes com as perdas adicionais causadas pelos fatores ambientais. Por exemplo, para um sistema convencional (AMPS) que já tenha ampliado sua capacidade aplicando a solução microcelular, pode-se tomar como parâmetros típicos: potência de transmissão da base  $P_t = 23$  dBm; frequência central  $f = 800$  MHz; limiar de recepção = -100 dBm; e ganho conjunto das antenas = 8 dB. A 1 km da base, a margem associada aos parâmetros típicos citados, considerando-se perda por espaço livre, é da ordem de 37,5 dB (perda nos cabos  $\cong 3$  dB). Para sistemas mais modernos, como o PCS, esta margem cai para cerca de 32,6 dB ( $f = 2,0$  GHz;  $P_t = 14$  dBm) a distâncias máximas típicas de 250 m. De qualquer forma, as margens em ambos os casos parecem ser suficientes para garantir a cobertura, independentemente da atuação de fatores externos, como a obstrução da visada por veículos.

#### IV. PROPAGAÇÃO SEM VISIBILIDADE

Os modelos de predição em ambientes urbanos densos mais completos são normalmente baseados em traçado de raios, aplicáveis a grades de ruas perpendiculares, e não consideram o mecanismo de DBH. Algumas abordagens deste tipo que se destacam na literatura são encontradas nos trabalhos de Erceg [7], Tan [8] e, mais notadamente, Niu [9]. Embora idealizados, tais modelos incorporam peculiaridades relevantes na determinação do campo recebido sem visibilidade, como a perda brusca quando o receptor móvel dobra uma esquina, e a transição entre os mecanismos principais de propagação à medida que o receptor se afasta do cruzamento com a rua da base.

Quando o móvel dobra uma esquina, perdendo a visada direta com a antena da base, a potência recebida sofre uma perda abrupta, cujo valor é função de parâmetros ambientais como as larguras das ruas e a distância entre a base e a esquina. Tipicamente, esta queda brusca é da ordem de 10 a 20 dB. Mais ainda, à medida que o receptor se desloca, o decaimento da potência recebida com a distância passa a ser bem maior que o observado em condições de visibilidade. Comportamento semelhante ocorre quando o receptor sai de uma rua ortogonal para entrar em uma rua paralela à da base. Neste caso, entretanto, a queda se deve à perda da componente de propagação principal na rua perpendicular.

Considerando, ainda, a situação típica de receptor se deslocando em uma rua ortogonal à da base a partir da esquina, observa-se que, próximo ao cruzamento, o campo é determinado essencialmente pelo mecanismo das múltiplas reflexões laterais nas fachadas dos prédios (MR). No entanto, o decaimento com a distância associado à componente MR pode ser muito rápido, dependendo dos fatores ambientais. Com isso, a partir de uma certa distância de transição ( $d_{TR}$ ), a DBV, cujo decaimento é mais lento, passa a determinar o comportamento do campo recebido. A Tabela II apresenta alguns valores calculados desta distância, em função de alguns parâmetros geométricos, considerando base e receptor no meio de suas respectivas ruas (Fig. 1). Esta alternância de mecanismos é responsável, ainda, por outro comportamento relevante. A curtas distâncias da esquina (MR predominante), quando o móvel se desloca de uma ponta a outra da rua transversalmente, mantendo a distância  $y$  ao cruzamento, observa-se uma variação acentuada na potência recebida, que é maior na extremidade da rua mais afastada da base. Esta diferença também depende da geometria analisada, mas pode-se tomar 10 dB como valor típico. Porém, a distâncias além de  $d_{TR}$ , ou seja, onde a DBV predomina, a potência recebida praticamente não se altera quando o móvel se desloca transversalmente.

TABELA II

DEPENDÊNCIA DA DISTÂNCIA DE TRANSIÇÃO ( $d_{TR}$  - CONTADA A PARTIR DO CENTRO DA ESQUINA) COM ALGUNS PARÂMETROS AMBIENTAIS (REFERÊNCIA GEOMÉTRICA - FIG. 1)

$f$ [GHz]	$W_y$ [m]	$W_x$ [m]	$d_B$ [m]	$d_{TR}$ [m]
0,9	10	10	50	12,5
0,9	10	10	100	8,8
0,9	10	10	200	8,6
0,9	10	10	400	7
0,9	20	20	50	39,4
0,9	20	20	100	24,4
0,9	20	20	200	21,3
0,9	20	20	400	17,5
0,9	30	30	50	82
0,9	30	30	100	48,3
0,9	30	30	200	37,3
0,9	30	30	400	30,6
0,9	60	60	50	477
0,9	60	60	100	210
0,9	60	60	200	123
0,9	60	60	400	86
1,8	20	20	50	39,6
1,8	20	20	100	29,1
1,8	20	20	200	20,5
1,8	20	20	400	17,2
1,8	60	60	50	656
1,8	60	60	100	254
1,8	60	60	200	142
1,8	60	60	400	88
0,9	20	60	50	100
0,9	20	60	200	46
0,9	60	20	50	155
0,9	60	20	200	59,9

Deve-se lembrar, ainda, que os aspectos ambientais que influenciam a propagação em visibilidade também devem ser considerados na propagação sem visada direta. Agrupando-se os efeitos, observa-se que o sinal recebido pode sofrer perdas acumuladas que excedem facilmente as margens de

segurança típicas dos sistemas, citadas na seção anterior (30-40 dB). Na determinação dos raios de cobertura de áreas sem visibilidade, portanto, a aplicação exclusiva de métodos de predição mais simples, desconsiderando aspectos ambientais relevantes, pode levar a resultados que comprometem a confiabilidade do sistema.

#### V. EFEITO DE BOSQUES URBANOS

A complexidade inerente aos estudos da influência da vegetação à propagação praticamente inviabiliza sua incorporação a modelos idealizados de predição, pois representaria um esforço computacional extra considerável. De fato, a maioria dos algoritmos não considera este efeito. Apenas alguns modelos do tipo “site-specific”, que operam sobre bases cartográficas digitais, avaliam as perdas adicionais causadas pela vegetação urbana, particularmente em áreas onde haja maior concentração arbórea, como parques e bosques.

Existem diversos estudos teóricos e experimentais sobre a propagação através de bosques ou florestas, na faixa de UHF. Em particular, para a incorporação numericamente eficaz em modelos de predição, as abordagens empíricas são mais atraentes, devido à maior simplicidade em que seus resultados são expressos. A maioria destes estudos, no entanto, foi realizada em áreas de clima temperado, cuja vegetação difere da encontrada na maior parte das cidades brasileiras, de clima tropical ou equatorial. Esta carência de trabalhos em áreas de vegetação tropical ou equatorial incentivou a realização recente de medidas, na faixa de 0,9 a 1,8 GHz, no Campo de Santana, um bosque situado no centro da cidade do Rio de Janeiro [1], [10]. O referido trabalho de campo foi fruto de um esforço conjunto do pessoal da PUC-RIO (CETUC), do IME e da UFF.

Com base nos dados experimentais obtidos e posteriormente processados em laboratório, foi possível realizar um estudo do comportamento da perda adicional média ( $A_v$ ) com a distância efetivamente atravessada pelo sinal ao longo da vegetação ( $R_v$ ), como apresentado no gráfico da Fig. 2 (1,2 GHz - polarização vertical), onde as medidas são representadas por “◊”. Complementando a análise, alguns modelos empíricos, encontrados na literatura, que parametrizam a perda em excesso  $A_v$  com a distância efetiva  $R_v$  e a frequência ( $f$ ) foram comparados aos dados disponíveis. O modelo citado em uma recomendação do UIT-R [11], legendado na Fig. 2 por “UIT” e dado pela equação

$$A_v = 0,2 \cdot f^{0,3} \cdot R_v^{0,6} \quad (1)$$

( $A_v$  em dB,  $R_v$  em metros e  $f$  em MHz), não se ajustou tão bem às medidas, apresentando erro médio e desvio padrão da ordem de -8,5 e 13 dB, respectivamente. Melhores resultados foram obtidos com base na equação

$$A_v = 0,37 \cdot f^{0,3} \cdot R_v^{0,38}, \quad (2)$$

obtida experimentalmente por Seville [11], levando a valores de erro médio e desvio padrão da ordem de 2,8 e 9,5 dB, respectivamente. Entretanto, os menores valores de erro alcançados foram referentes aos ajustes com base na fórmula

$$A_v = A_m \cdot \left[ 1 - \exp\left(-\frac{R_v \cdot R}{A_m}\right) \right], \quad (3)$$

sugerida recentemente em outro documento do UIT-R [12]. Após a obtenção dos coeficientes  $A_m$  e  $R$  ótimos para cada conjunto de dados (em 0,9; 1,2; 1,5; e 1,8 GHz), foi efetuado um segundo ajuste, parametrizando os índices  $A_m$  e  $R$  com a frequência, resultando em

$$A_m = 0,18 \cdot f^{0,752} \quad e \quad (4)$$

$$R = 6,342 \cdot 10^{-3} \cdot f^{0,537}. \quad (5)$$

Na Fig. 2, o ajuste individual segundo (3), para os dados em 1,2 GHz, está referenciado por “UIT ( $A_m$ ) 32,3” ( $A_m = 32,3$  dB), enquanto que o ajuste parametrizado em frequência é indicado por “UIT ( $A_m$ ) AJUSTADO”. Para este último ajuste, o erro médio agrupado foi da ordem de -0,3 dB, e o desvio padrão da ordem de 8,4 dB.

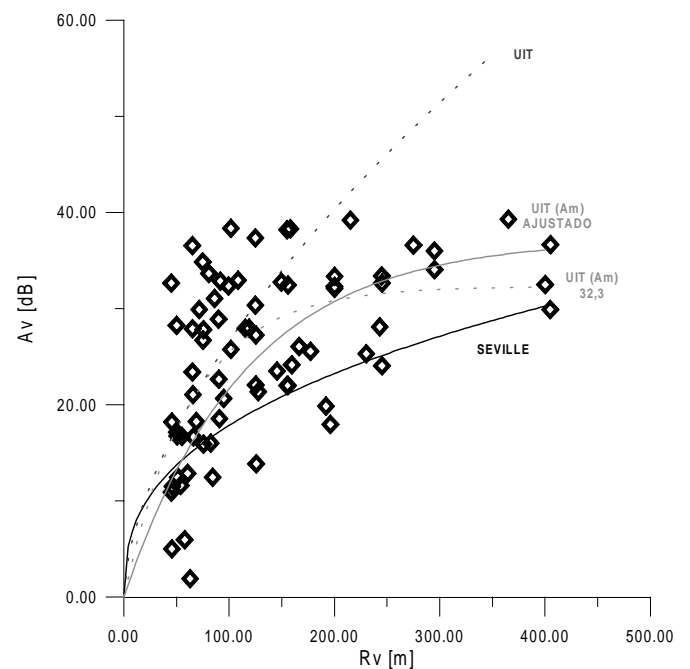


Fig. 2. Gráfico de atenuação por vegetação ( $A_v$ ) versus distância efetiva ( $R_v$ ), para as medidas realizadas em 1,2 GHz, com polarização vertical.

De maneira geral, um comportamento quase assintótico das curvas de perda versus distância efetiva foi observado no estudo dos dados experimentais obtidos. Com isso, é razoável afirmar, ainda que a grosso modo, que a atenuação média típica associada à propagação através de um bosque urbano tropical é da ordem de 30 a 40 dB, pelo menos para grandes distâncias efetivas (> 100 m). Estes valores podem

ser tomados como margem de projeto, na falta de dados ou modelos mais adequados.

## VI. CONCLUSÕES

Este trabalho teve por objetivo caracterizar a propagação de sinal faixa-estreita em um cenário microcelular urbano denso, na faixa de 0,8 a 2,0 GHz. Inicialmente, um critério objetivo de definição do grau urbano denso foi apresentado. Em seguida, avaliou-se a adequação de modelos idealizados de predição, comparando-se as margens de segurança dos sistemas (da ordem de 30 a 40 dB) com os efeitos dos diferentes aspectos ambientais. Em particular, a influência da vegetação de bosques urbanos tropicais foi destacada, citando resultados experimentais obtidos recentemente. De maneira geral, portanto, conclui-se que a aplicação de modelos simplificados a estudos de cobertura microcelular é limitada, especialmente em regiões sem visibilidade. Em complementação a este trabalho, uma análise estatística mais elaborada sobre a influência dos aspectos ambientais à propagação em microcélulas urbanas densas já está sendo desenvolvida.

## REFERÊNCIAS

- [1] M. H. C. Dias, "Análise Crítica da Propagação em Microcélulas", *Tese de Mestrado*, IME, Rio de Janeiro, 9 Jan. 1998.
- [2] M. H. C. Dias & M. S. Assis, "Some Remarks on Urban and Suburban Microcell Propagation", *1998 URSI Commission F International Triennial Open Symposium on Wave Propagation and Remote Sensing (artigo submetido e aprovado para publicação)*, Aveiro - Portugal, 22-25 Set. 1998.
- [3] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, John Wiley & Sons, New York, 1989, caps. 11 e 13.
- [4] P. Beckman & A. Spizzichino, *The Scattering of Electromagnetic Waves from Rough Surfaces*, Pergamon Press, Oxford, 1963.
- [5] O. Landron, M. J. Feuerstein & T. S. Rappaport, "A Comparison of Theoretical and Empirical Reflection Coefficients for Typical Exterior Wall Surfaces in a Mobile Radio Environment", *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, Mar. 1996, Vol. 44, No. 3, pp. 341-351.
- [6] S. Kozono & A. Taguchi, "Mobile Propagation Loss and Delay Spread Characteristics with a Low Base Station Antenna on an Urban Road", *IEEE Trans. on Vehicular Technology*, Fev. 1993, Vol. 42, No. 1, pp. 103-108.
- [7] V. Erceg, A. J. Rustako & R. S. Roman, "Diffraction Around Corners and Its Effects on the Microcell Coverage Area in Urban and Suburban Environments at 900 MHz, 2 GHz, and 6 GHz", *IEEE Trans. on Vehicular Technology*, Ago. 1994, Vol. 43, No. 3, pp. 1460-1464.
- [8] S. Y. Tan & H. S. Tan, "A Microcellular Communications Propagation Model Based on the Uniform Theory of Diffraction and Multiple Image Theory", *IEEE Trans. on Ant. and Prop.*, Out. 1996, Vol. 44, No. 10, pp. 1317-1326.
- [9] F. Niu & H. L. Bertoni, "Path Loss and Cell Coverage of Urban Microcells in High-Rise Building Environments", *Proceedings of the IEEE GLOBECOM'93*, 1993, pp. 266-270.
- [10] M. H. C. Dias & M. S. Assis, "Propagation Loss Due to Vegetation in the Range 0.8 - 2.0 GHz", *1998 URSI Commission F International Triennial Open Symposium on Wave Propagation and Remote Sensing (artigo submetido e aprovado para publicação)*, Aveiro - Portugal, 22-25 Set. 1998.
- [11] A. Seville, U. Yilmaz, P. G. V. Charriere, N. Powell & K. H. Craig, "Building scatter and vegetation attenuation measurements at 38 GHz", *IEE ICAP Conference Publication - Antennas and Propagation*, 4-7 Abr. 1995, No. 407, pp. 46-50.
- [12] ITU-R, "Proposed Model for Attenuation in Vegetation", *WP-3J Chairman's Report - Append. VII of Doc. 3J/36-E*, 5 Ago. 1996.

# Local Transparent Boundary Condition Applied to the Tropospheric Ducting Problem

H. E. Hernandez-Figueroa and I. Sirkova<sup>(\*)</sup>

State University of Campinas, FEEC, DMO

<sup>(\*)</sup> On leave from the Institute of Electronics, Bulgarian Academy of Sciences

**Abstract** — An efficient solution to the tropospheric ducting problem may be obtained using the Parabolic Equation (PE) approximation and applying the Finite Element (FE) method for it. It is shown that Local Transparent Boundary Conditions (LTBC) could be used in the case of tropospheric ducting propagation assessment based on the above approximation and method to account for the radiation condition and to avoid the parasitic reflection from the computational window boundary.

**Index Terms** — Radio wave propagation, tropospheric ducting, numerical methods.

## I. INTRODUCTION

Recently, fast and accurate field strength prediction methods accounting for tropospheric as well as terrain influence have been developed based on the PE approximation of the wave equation, [1]-[4]. The PE has the advantage to be solved numerically using marching algorithms based on Finite Difference or Finite Element methods.

The drawback of the PE method is the one of all numerical techniques based on differential equation in unbounded regions – it requires truncation of the solution domain introducing artificial boundary. The problem of the parasitic reflection from this boundary was solved involving an absorbing upper layer, [1]. This increases additionally the integration domain, which in the tropospheric case may be large enough, and, as a consequence, the computational time. In the integrated optics problems different LTBC have been proposed which allow the correct truncation of the computational domain, avoid the parasitic reflection and reduce the computational time, [5], [6]. Due to the strong leakage above the tropospheric duct, the LTBC was considered not suitable for these propagation problems. Recently a new solution to the radiation boundary condition problem has been proposed and successfully applied: the Non-Local Boundary Condition (NLBC) which involves the field and its derivatives along all the distance the field has already traveled, [7], [8]. Such kind of boundary conditions reduce the height of the correct truncation of the integration domain  $Z_b$  at a height below which the essential tropospheric refractivity and terrain changes are included. They are especially useful in the case of source situated above (which is a common case for the tropospheric

propagation) the computational domain permitting the income of the energy through the upper boundary, [8].

In this report it is shown that, due to the properties of the tropospheric refractivity, the LTBC, which are simpler than the NLBC and less time consuming, could be successfully applied to solve the tropospheric duct propagation problem. The computation of the PE is based on the FE method.

## II. LOCAL TRANSPARENT BOUNDARY CONDITION

We start with the PE in the form (a detailed description of the derivation of this equation may be found in [1])

$$\partial^2 u(r,z)/\partial z^2 + 2jk \partial u(r,z)/\partial r + k^2 [m^2(z)-1] u(r,z) = 0 \quad (1)$$

where after the flattening-earth concept introduction  $m$  is the modified tropospheric refractive index,  $k$  is the vacuum wavenumber, the rectangular coordinates  $z$  and  $r$  are thought of as altitude and range, respectively, and  $u(r,z)$  is the reduced function, related to a field component. Azimuthal symmetry is assumed in (1). This equation holds for both polarizations the difference between them being contained in the boundary conditions at the Earth. The horizontal polarization is addressed later in the report.

To solve (1) the FE method is used and the Crank-Nicholson scheme is applied to the matrix equation obtained from (1) after the transverse domain discretization, [9], [10]. The procedure is described and validated in [11] and here only a brief description will be given. The one dimensional cross-section of the problem is divided into line segments. For sparse matrices to be obtained the basis function  $\Psi_j^e$  related to the node  $j$  defined over an element  $e$  is chosen to be linear polynomial. The expression for the unknown solution in an element, say element  $e$ , can be derived in the form:

$$u^e = \sum_{j=1}^n \Psi_j^e \gamma_j^e \quad (2)$$

where  $n$  is the number of nodes in the element  $e$  and  $\gamma_j^e$  is the value of  $u$  at node  $j$  of the element. After the weak Galerkin approximation application to (1), [9], expansion (2) is substituted into the weighted residual for the  $e$ th element. Using the relation between the local and global nodes numbers, [10], a summation of the residuals over each element may be performed to obtain the system of equations over the entire domain  $[0, Z_b]$  which in matrix form is:

$$2ik \sum_e [A]^e \frac{\partial \{Y\}}{\partial r} = \left( \sum_e [L]^e - k^2 \sum_e [N]^e - [K] \right) \{Y\} \quad (3)$$

where the expanded elemental matrices are:

Manuscript received on March 20, 1998.

H. E. Hernandez-Figueroa, +55-19-7883735, fax +55-19-2391395, hugo@dmo.fee.unicamp.br, I. Sirkova, + 55 - 19 - 788 3848, irina@dmo.fee.unicamp.br.

The authors wish to thank FAPESP (Research Foundation of the State of Sao Paulo) for their financial support under project No 96/09971-1.

$$\{\gamma\} = [\gamma_1 \gamma_2 \dots \gamma_N]^T$$

$$[A]_{ij}^e = \int_e \Psi_i \Psi_j dz$$

$$[L]_{ij}^e = \int_e \frac{d\Psi_i}{dz} \frac{d\Psi_j}{dz} dz \quad (4)$$

$$[N]_{ij}^e = (m^2 - 1) \int_e \Psi_i \Psi_j dz$$

$$[K] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & 0 & \dots & K_N \end{bmatrix}, \quad K_N = \frac{-\log\left(\frac{u_N}{u_{N-1}}\right)}{\Delta z}$$

In (4)  $T$  denotes a transpose,  $N$  is the total number of nodes,  $\sum_e$  extends over all the elements,  $\Delta z$  is the step. The matrix  $[K]$  contains the LTBC as described in [6]. In what follows the possibility of using it will be shown.

The truncation height  $Z_b$  must be chosen so that the computational window includes all refractivity and terrain particularities. The assumption that  $m(z)$  is changing linearly above this height is made which corresponds to the well-mixed troposphere. LTBC similar to those, reported in [6], may be used in the case when close to the  $Z_b$  but below it  $m(z)$  is as well linearly changing. For fixed  $r=const$  (1) becomes

$$\partial^2 u(r,z)/\partial z^2 + k^2 [m^2(z)-1] u(r,z) = 0. \quad (5)$$

If  $m^2(z)-1=const=\beta^2$ , (5) reduces to the case of homogeneous medium with solution  $u=\exp(jk\beta z)$ . As  $m$  is close to unity, we make the supposition that in the case of linearly changing  $m$  the radiation within the computational window nearby the boundary  $z=Z_b$  "sees" a medium with  $m^2 = 1 + \alpha(z-z_r) + \beta^2$ ,  $\alpha > 0$ ,  $z > z_r$ . Thus  $u$  satisfies the equation

$$\partial^2 u/\partial z^2 + k^2 [\alpha(z-z_r) + \beta^2] u = 0, \quad z_r < z < Z_b, \quad (6)$$

where  $z_r$  is a reference height ( $z_d < z_r < Z_b$ ),  $z_d$  - the duct thickness, and  $\beta^2$  is a background constant related to the propagation in a homogeneous medium. For small  $\alpha$  which corresponds to the tropospheric case, the term  $\alpha(z-z_r)$  may be regarded as a perturbation to  $\beta^2$ . Introducing a new variable  $\zeta = \alpha(z-z_r) + \beta^2$ , we obtain

$$\partial^2 u/\partial \zeta^2 + (k^2/\alpha^2) \zeta u = 0. \quad (7)$$

The solution of (7) is given by the Hankel functions of the 1/3 order and may be written as, [12]:

$$u = A w^{1/3} H^{(1)}_{1/3}(w), \quad w = (2k/3\alpha) \zeta^{3/2} \quad (8)$$

In (8) the reflected term is omitted and only the recessive function is taken into account to insure a bounded solution for  $z \rightarrow \infty$ . In the case of slowly varying  $m(z)$ ,  $(k/\alpha)$  is  $\gg 1$  and the asymptotic representation of the Hankel function  $H^{(1)}_{1/3}$  for large value of the argument  $w$  could be used, [12]:

$$H^{(1)}_{1/3}(w) = \sqrt{(2/\pi w)} \exp(jw) \exp(-5j\pi/12). \quad (9)$$

Now the solution becomes

$$u = A w^{1/3} \sqrt{(2/\pi w)} \exp(jw) \exp(-5j\pi/12). \quad (10)$$

For the derivative, which is necessary to introduce the LTBC in the computational scheme, we obtain from (10):

$$\partial u/\partial z = jk [\alpha(z-z_r) + \beta^2]^{1/2} \{1 + j\alpha/[4k(\alpha(z-z_r) + \beta^2)^{3/2}]\} u. \quad (11)$$

If  $\alpha \rightarrow 0$  the relation between the derivative and the function for constant medium is obtained, [6]. Equation (11) is to say that the LTBC, as proposed in [6] and introduced in the scheme (4), could work in the case of tropospheric ducting as well.

The application of this boundary condition is illustrated on the following examples. We examine the case of horizontally homogeneous ground-based tropospheric duct with  $m$  profile as described in [8],  $z_d=50$  m and antenna height of 20 m. The initial field is provided by 10 GHz horizontally polarized Gaussian beam source with  $1^\circ$  half-power beamwidth. The Earth surface is considered perfectly conducting. On Fig. 1 – Fig. 4 path losses are plotted starting from 130 dB trough 10 dB and using 5 levels. To obtain Fig. 1 a large computational window of  $Z_b=3$  km was used with Dirichlet upper boundary. No reflection is present but the computational window is too large in comparison with the domain of interest of 100 m. Fig. 2 is for  $Z_b=300$  m with the same upper boundary – clearly seen is the reflection from this boundary. Fig 3. is obtained reducing  $Z_b$  to the domain of interest:  $Z_b=100$  m and using the LTBC as described in [6]. An improvement is noticeable although  $Z_b$  was reduced. Fig. 4 is for  $Z_b=300$  m with LTBC. It is seen that this picture is close enough to the "original" one, Fig. 1.

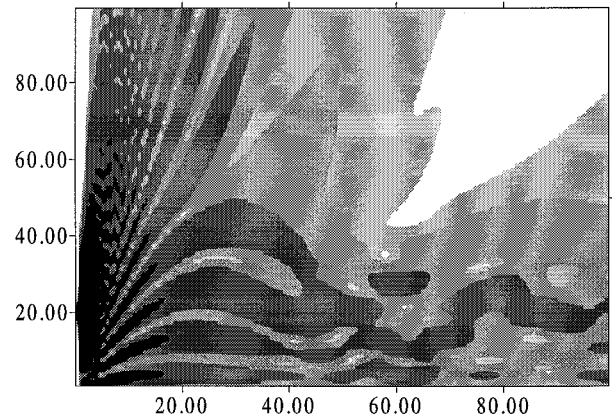


Fig.1 Path loss for ground-based tropospheric duct with  $z_d=50$  m and 10 GHz horizontally polarized Gaussian beam source with  $1^\circ$  half-power beamwidth at height of 20 m obtained using FE method with  $Z_b=3$  km and Dirichlet upper boundary.



### III. CONCLUSION

It was shown that LTBC could be used to account for the radiation condition and cut the computational window height in the case of the tropospheric ducting propagation problem when the calculation is based on PE and FE method application. Nevertheless, the LTBC height  $Z_b$  is greater than the NLBC  $Z_b$ ; for the given example the NLBC  $Z_b$  is 50 m, see [8]. The choice of the most convenient upper boundary condition depends strongly on the case to be computed and the speed of the used computational scheme. It is to notice as well that in the tropospheric case there is an optimal size of the vertical and horizontal steps for the LTBC application (the smallest steps do not assure the best results), this behavior being investigated for integrated optics problems in [7].

### REFERENCES

- [1] J. R. Kuttler and G. D. Dockery, "Theoretical description of the parabolic approximation Fourier split-step method of representing electromagnetic propagation in the troposphere", *Radio Sci.*, vol.26, pp. 381-393, 1991.
- [2] K. G. Craig and M. F. Levy, "Parabolic equation modeling of the effects of multipath and ducting on radar systems", *IEE Proc.-F*, vol. 138, pp. 153-162, 1991.
- [3] H. Hitney, "A practical tropospheric scatter model using the parabolic equation", *IEEE Trans.*, vol. AP-41, pp. 905-909, 1993.
- [4] A. Barrios, "A terrain parabolic equation model for propagation in the troposphere", *IEEE Trans.*, vol. AP-42, pp. 90-98, 1994.
- [5] G. R. Hadley, "Transparent boundary condition for the beam propagation method", *J. Quant. Electr.*, vol. 28, pp. 363-370, Jan. 1992.
- [6] Y. Tsuji and M. Koshihara, "A finite element beam propagation method for strongly guiding and longitudinally varying optical waveguides", *J. Lightwave Techn.*, vol. 14, pp. 217-222, 1996.
- [7] G. H. Song, "Transparent boundary condition for beam-propagation analysis from the Green's function method", *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. 10, pp. 896-904, May 1993.
- [8] M. F. Levy, "Transparent boundary conditions for parabolic equation solutions of radiowave propagation problems", *IEEE Trans.*, vol. AP-45, pp. 66-72, 1997.
- [9] J. Jin, *The Finite Element Method in Electromagnetics*, Wiley-Interscience Publication, New York, 1993.
- [10] H. E. Hernandez-Figueroa, "Simple Nonparaxial Beam-Propagation Scheme for Integrated Optics", *IEEE/OSA Journal of Lightwave Technology*, vol. 12, pp. 644-649, 1994.
- [11] H. E. H. Figueroa and I. Sirkova, "Finite elements application to the tropospheric ducting problem", Encontro Nacional de Software e Medidas em Microondas e Optoeletronica, Campinas, SP, Brasil, 5 Dec., pp. 58-61, 1997.
- [12] L. M. Brekhovskikh, *Waves in layered media*, Academic Press, New York, 1960, pp. 192-193.

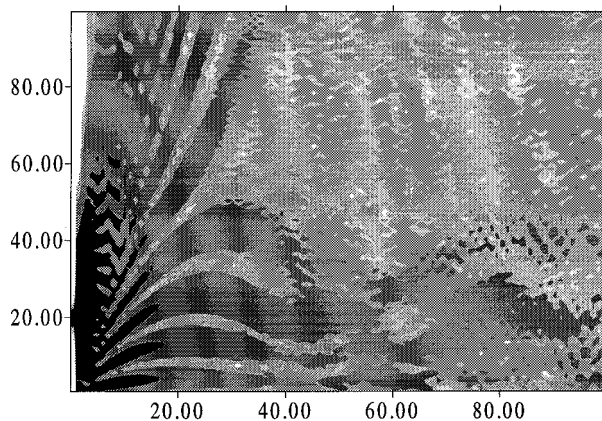


Fig. 2 Path loss for the same duct as in Fig. 1 obtained using FE method with  $Z_b=300$  m and Dirichlet upper boundary.

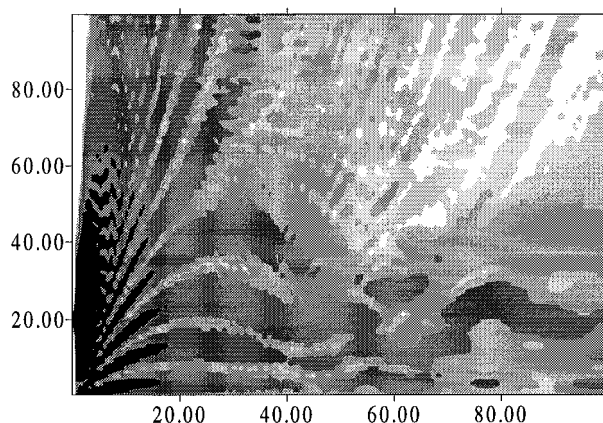


Fig. 3 Path loss for the same duct as in Fig. 1 obtained using FE method with  $Z_b=100$  m and LTBC as described in [6].

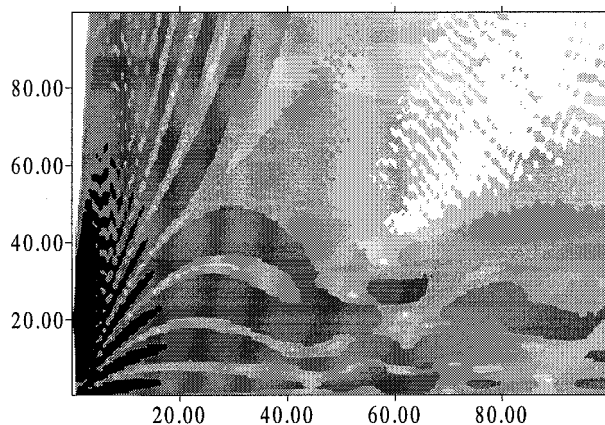


Fig.4 Path loss for the same duct as in Fig. 1 obtained using FE method with  $Z_b=300$  m and LTBC as described in [6].

# DETERMINATION OF STRATOSPHERIC OZONE PROFILES AND TROPOSPHERIC WATER VAPOR CONTENT BY MEANS OF MICROWAVE RADIOMETRY SPECTROSCOPY

Carlos Puliafito<sup>1</sup>, Enrique Puliafito<sup>1</sup>

Gerd K. Hartmann<sup>2</sup>, José L. Quero<sup>1</sup>

1 Universidad de Mendoza, Instituto para el Estudio del Medio Ambiente (IEMA) Mendoza, Argentina.

2 Max-Planck-Institut für Aeronomie, Katlenburg-Lindau, Germany.

**Abstract — Project “TROPWA” (Tropospheric water vapor and stratospheric ozone), is performing since April 1993 periodic ground based radiometric measurements of tropospheric water vapor at 92 GHz and stratospheric ozone at 142 GHz from Benegas Station, Mendoza, Argentina, and from some high locations in the Andes region. In this paper a brief description of the instrumentation used as well as their measurement and calibration procedures will be described. Some typical ozone and water vapor measurements will be presented.**

## I. INTRODUCTION

Mendoza (750 m.a.N.s.l.) is located in the west semi-arid region of Argentina at 32° 53' South Latitude and 68° 51' West Longitude. Benegas is located approximately 5 km. south of Mendoza city and at about 850 m.a.N.s.l. The measuring campaigns from high locations, denominated “Spectroscopy of the Earth Atmosphere from High Mountains” (SEAM), were carried out at Uspallata (1950 m.a.N.s.l.) and Puente del Inca (2700 m.a.N.s.l.) and Cristo Redentor (4200 m.a.N.s.l.) in the Argentinean Andes. TROPWA Project is able to retrieve stratospheric ozone profiles on a regular basis from approximately 15 to 45 km altitude with a spatial resolution of 4 to 5 km, and with a minimal temporal resolution of one hour. The relative accuracy of the ozone volume mixing ratio, which depends on many factors and of course of the altitude, varies from 4-5 to 10 %. This information is obtained from the 142 GHz radiometer-spectrometer. Tropospheric water vapor continuum measurements have been achieved during all the period from 1993-1997 with the 92 GHz radiometer. The relative accuracy of the water vapor measurements are about 2 to 4 %, and with a minimal temporal resolution of 10 minutes.

## II. THE RADIATIVE TRANSFER EQUATION (RTE)

The measured radiation for an upward looking groundbased radiometer expressed in terms of brightness temperature is given by the radiative transfer equation (RTE), being  $S_A$  the ground level and  $S_B$  the farthest atmospheric upper layer:

$$T_B(f) = T_A(f) e^{-\int_{S_A}^{S_B} \alpha(f,s) ds} + \int_{S_A}^{S_B} T(s) y(f,s) \alpha(f,s) e^{-\int_s^{S_B} \alpha(f,s') ds'} ds \quad (1)$$

where:

$$y(f,s) = \frac{x}{e^x - 1}$$

$$x = hf / kT$$

$\alpha(f,s)$  =  $\alpha(T(s), P(s), \text{VMR}, f, \text{spectral parameters})$ :  
absorption coefficient [dB/km]

$P(s)$ : pressure [mbar]

$T(s)$ : Absolute temperature [K]

$\text{VMR}$ : volume mixing ratio [ppm, parts per million]

$f$ : frequency [MHz]

$s$ : transmission path [km]

In the millimeter and submillimeter wave range is valid the Rayleigh-Jeans approximation, that is,  $hf \ll kT$ , being  $\lambda = c/f$  the wavelength [m], and hence  $y \rightarrow 1$ .

If the temperature of a gas in a given medium is known, i.e. in the atmosphere, the spectral line analysis and the measurements of brightness temperatures ( $T_B(f)$ ) for different frequency ranges may allow us to determine the volume mixing ratio of the gas (VMR) in such medium. This procedure is known as *brightness temperature inversion*.

## III. BRIGHTNESS TEMPERATURE INVERSION

The general remote sensing equation can be written in schematic matrix form, according to Rodgers [2], as

$$\mathbf{y} = \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{b}) \quad (2)$$

where  $\mathbf{y}$  is the measurement vector,  $\mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{b})$  is the forward model,  $\mathbf{b}$  is a set of parameters used in the retrieval algorithm (e.g. line strength, collisional broadening and atmospheric temperature) which must be estimated, and  $\mathbf{x}$  is the profile to be inferred from the measurement. The optimal estimation inversion techniques is presented by Rodgers [1] and [2]:

$$\hat{\mathbf{x}} = \hat{\mathbf{x}}_0 + S_X K^T (K S_X K^T + S_E)^{-1} (\mathbf{y} - K \hat{\mathbf{x}}_0) \quad (3)$$

where  $\mathbf{S}_x$  is the covariance matrix of the a priori profile  $\hat{x}_0$  and  $\mathbf{S}_E$  is the covariance matrix of the measurement error, and  $K$  are the weighting function or kernels. Several methods have been compared in Puliafito et al.[3].

#### IV. INSTRUMENTATION

A radiometer is a heterodyne radiofrequency receiver which is tuned at the frequency of a given gaseous specie. TROPWA project has at present three millimeter wave radiometers working at different frequencies: 21.8 GHz, 22.2 GHz, 31.5 GHz, 92 GHz, 142 GHz for water vapor, water vapor continuum and ozone respectively.

The molecular structure of these constituents results in frequency-dependent absorption and emission characteristics that can be used to uniquely identify each type. The rotational lines of ozone and water vapor are well separated from one another in the millimeter wave range.

The radiometric sensitivity (or radiometric resolution)  $\Delta T$  is defined as the smallest change in  $T_B$  that can be detected by the radiometric output and can be written as:

$$\Delta T = \frac{T_{SYS}}{\sqrt{\Delta f \tau}} \quad (4)$$

$\Delta T$ : Temperature resolution [K]

$T_{SYS}$ : Radiometer noise temperature [K]

$\Delta f$ : Radiometer bandwidth [Hz]

$\tau$ : Integration time [s]

##### A. 92 GHz water vapor continuum radiometer

This radiometer measures the water vapor content in the troposphere at 92 GHz. Water vapor is one of the most important components of the Earth's atmosphere and its knowledge is also necessary when radiometric determination of trace gases, i.e. ozone from ground, are carried out. This is due to the contribution of water vapor continuum in the brightness temperature which is being measured.

The atmospheric radiation is coupled to a balanced mixer (DSB-double side band) with a potter horn antenna via a planar rotating mirror and a teflon lens. The rotating mirror and the teflon lens conform a quasi-optical system. The atmospheric radiation has a beamwidth of 2.5 Degree (3 dB), therefore the quasi-optical system must focus the radiation for an optimal coupling with the horn antenna. The zenith angle is set through the planar mirror. This can be also rotated to the hot and cold-load position for calibration purposes. The local oscillator frequency is generated by a Gunn diode, which is stabilized by means of a phase-locked loop (PLL), as seen in Fig. 1. After the mixing process, the intermediate frequency (IF) of 1.4 GHz is amplified and limited to a bandwidth of 600 MHz. This signal is then detected with a Tunnel diode detector, which presents a

quadratic characteristic operation line. Afterwards, the detected signal is filtered by a low-pass filter and pre-integrated in an analog integrator. The output signal in the integrator is sampled via an analog/digital converter, which is controlled by a personal computer (PC).

The receiver noise temperature was determined using the Y-Factor method and is equal to:  $T_R = 957 K$  (DSB). With this receiver noise temperature and for brightness temperature of 40 K we obtain a system noise temperature of about 1000 K. The receiver bandwidth has 600 MHz and with a integration time of 3.5 seconds we obtain a brightness temperature resolution of : 0.02 K.

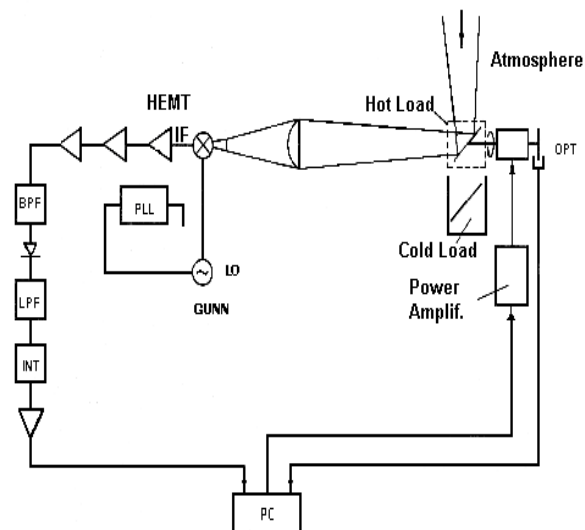


Fig. 1. Block diagram of the 92 GHz water vapor continuum radiometer.

##### B. 142 GHz stratospheric ozone radiometer

Figure 2 shows a block diagram of the instrument with the cryogenic system. The radiation coming from the atmosphere or from the calibration loads is conducted to the horn antenna of the mixer via an elliptical mirror and an input teflon window. The input signal in the mixer is tuned by means of a E-H-Tuner and the oscillator input with another back short. Both tuners can be operated from outside the vacuum chamber if the radiometer is working with the cryogenic system. The oscillator frequency is led into a waveguide, which has a piece of stainless steel for reduction in the heat conduction. This oscillator frequency is produced by a Gunn diode and is stabilized with the help of a PLL system and with a varactor diode. A dual directional coupler was installed in the oscillator waveguide in order to observe the oscillator output power or the power reflection coming from the mixer. The elliptical mirror located at the radiometer input is operated by a step motor which is controlled with a PC. The zero position information of the motor is given by an optical system. Additionally, the step motor can move back and forward in its axis direction in order to reduce the "baseline ripple" as much as possible. This baseline appears at the radiometer input due to a standing wave, which is caused by an impedance mismatch between the

elliptical mirror and the mixer. The IF frequency was selected in 3.7 GHz  $\pm$  600 MHz, so that the harmonics of the local or reference oscillator, used in the PLL system, do not fall into this frequency range. This IF frequency is then conveniently amplified in order to reach the necessary power level at the filterbank input. The filterbank does the spectral analysis of the signal present at the radiometer output. In this way, it is possible to determine the ozone spectral line.

The combination between the elliptical mirror and the horn antenna produces a radiation pattern of 5 Degree (3 dB) beamwidth.

With the help of the Y-Factor method, it is possible to determine the noise receiver temperature of this instrument, that is:  $T_R = 2096 K$  (SSB), with  $T_{BH} = 291.75 K$  and  $T_{BC} = 74.64 K$  and for a bandwidth of 1.2 GHz

### C. Ozone Spectrometer

A spectrometer analyzes the spectral components of the IF band received by a radiometer. Therefore a spectrometer must be selective in frequency, with very good absolute accuracy and high brightness temperature resolution. The radiometer delivers a broadband voltage  $U(t)$  to the spectrometer input. Therefore, the spectrometer must extract the power spectrum  $|\bar{U}(f)|^2$  doing the Fourier transform  $|\bar{U}(f)|$  of the voltage  $U(t)$ .

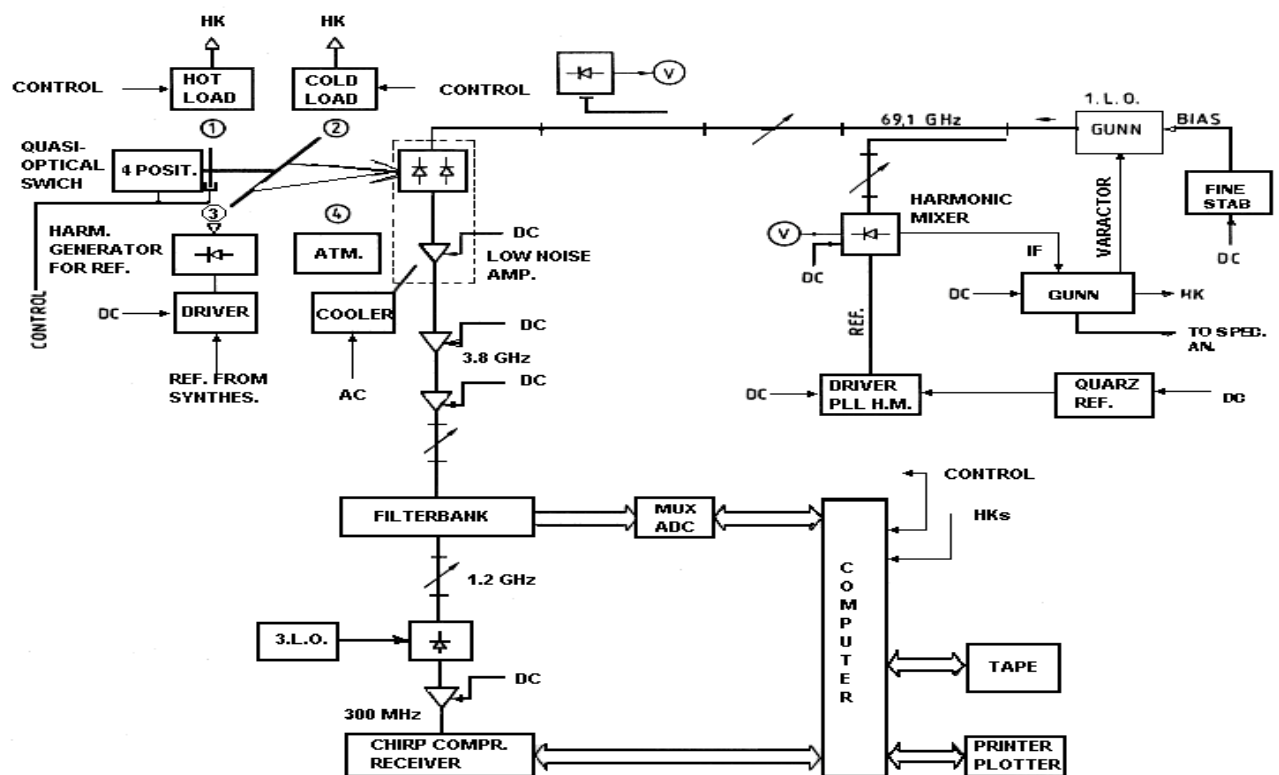


Fig. 2. Block diagram of the 142 GHz radiometer - spectrometer.

The IF signal (3.7 GHz) coming from the ozone radiometer is introduced to the backend, i.e. a filterbank spectrometer, that is divided into nine channels. The offset frequencies and the bandwidths of these nine bandpass filters are indicated in Table I.

## V. STRATOSPHERIC OZONE MEASUREMENTS

Mendoza has normally dry weather conditions, and hence it is possible to measure from ground with an uncooled radiometer, such as the 142 GHz radiometer. But, even though these conditions are present practically all over the year, there are periods of the year, especially during the late spring, summer and early fall, in which the water vapor concentration is high enough to affect the ozone measurements. This higher water vapor concentration is due to the evaporation caused by the strong solar radiation during these periods of the year. Sometimes this water vapor concentration is too high that attempts in retrieving adequately an ozone profile.

### A. Calibration and measurement procedures

By means of the hot and cold load calibration procedure, the receiver noise temperature for each of the nine channel of the filter bank was determined.

A measurement cycle is divided into three steps: hot load - atmosphere - cold load. That is, for a cycle of 12 seconds long, only 4 seconds are of real ozone measurement.

For a measurement of 10 minutes long, the real integration time corresponding to the ozone measurement is of 200 seconds. With this integration time, and the respective noise temperature and bandwidth calculated for each channel, the  $\Delta T$  can be recalculated, yielding the approximated following values given in Table I.

TABLE I  
FILTERBANK CHARACTERISTICS

Channel Number	Offset Freq. [MHz]	Bandwidth [MHz]	$\Delta T$ [K]
0	-350	100	0.1
1	-250	100	0.15
2	-140	40	0.2
3	-60	40	0.2
4	0	2	0.75
5	60	40	0.2
6	140	40	0.2
7	250	100	0.15
8	350	100	0.15

### B. Tropospheric correction

Tropospheric water vapor represents one of the most important constituents to be considered in the tropospheric contribution due to its high variability in time. This contribution affects the shape as well as the line strength of the ozone spectral line. Thus, a tropospheric correction to the measurements may be achieved using the information either from the farthest channel from the center line (ozone spectral line), i.e., channel 0, or from the 92 GHz water vapor radiometer.

### C. Error estimation

The uncertainties in the measurements were estimated according to Puliafito et al [3]. The error sources can be divided in two main categories: the statistical errors or uncertainties and systematic errors. The uncertainties in the tropospheric attenuation (3-7 %) and measurement noise (integration time) (<1 %) are the statistical sources. Systematic errors arises from: sideband suppression and residual baseline structures (1-2%), calibration uncertainties (1-2 %).

Generally, the higher the water vapor concentration is, the larger the difficulty or uncertainty is in retrieving an ozone profile.

## VI. TROPOSPHERIC WATER VAPOR MEASUREMENTS

### A. Methodology

The main task was to observe the daily and monthly variation of the water vapor content over Mendoza along the years. The large amount of data gained permitted us to calibrate this radiometer with radiosondes carried out in Mendoza from 1993 to 1995, showing also a good correlation between the radiosonde and the 92 GHz radiometric data. The radiometric data can be obtained continuously, and hence the daily water vapor content variation can be monitored, with a very low time resolution.

### B. Calibration and measurement procedures.

The water vapor continuum measurement cycle is similar organized as it was explained for the ozone measurement procedure. For a measurement of 10 minutes long, the real integration time corresponding to the water vapor measurement is of 200 seconds. With this integration time, and 600 MHz bandwidth, the  $\Delta T$  can be recalculated, yielding the approximated following value:  $\Delta T \cong 2.89 \times 10^{-4}$  K

### C. Error estimation.

Even though the calculated  $\Delta T$  is extremely low, there are some other main error sources which has to be taken into account, such as calibration uncertainties and baseline structures, in order to evaluate accurately the total uncertainty in our measurements. We can then summarize these sources in: the statistical errors or uncertainties and systematic errors. The measurement noise (integration time) is the main statistical source. Systematic errors arises from: baseline structures and calibration load uncertainties. In this case, the measurement noise is practically neglectible, resting only to evaluate the systematic errors. We assume from 1 to 2% uncertainty due to variation in the calibration load temperatures and reflectivity coming from nearby surfaces. The 92 GHz radiometer do not posses a baseline suppresser. Therefore baseline structures may reach values up to 0.9 K (peak to peak). This translated into percentage could vary from 1 to 2%. Consequently the total amount of uncertainty can vary from 2 to 4%. Since the water vapor content is almost nearly dependent to the brightness temperatures, these errors can be also assumed for the water vapor content, resulting in a range of 0.04 to 0.08 g/cm<sup>2</sup>.

## VII. RESULTS

Figures 3 to 5 show the ozone profiles and tropospheric water vapor carried out in Puente del Inca (2700 m.a.N.s.l) in Nov. 1993. Figure 3 shows the daily mean ozone profiles, with an integration span time of about eight hours. The height resolution is of 4.5 km and from 15 to 45 km altitude approximately, and with a minimal temporal resolution of one hour. Figure 4 represents a running mean of two hours box and 4.5 km height resolution, allowing us to see the relative variations of the ozone volume mixing ratio along the 6 days campaign. The 35 to 37 km layer has normally the lowest error bars, and lays in the maximum of the ozone mixing ratio, varying from 7.5 to 9.3 ppm. The low water vapor concentrations at the site contributed to very low measurement errors. Finally Fig. 5 displays the water vapor variation measured during this campaign using the 92 GHz water vapor radiometer. As it can be seen, Puente del Inca has very low water vapor content and very stable, showing only the diurnal variation, due to temperature and solar radiation. These values correlates very well with the channel 0 of the 142 GHz

radiometer, used as input for the tropospheric water vapor correction.

To retrieve the water vapor content, 3 years of radiosondes from Mendoza were used (1993-1995). Using these data, a climatologic model for Mendoza was developed. A monthly mean from ground up to about 20 km height was also established. From 20 km and above a climatologic CIRA model was selected [4]. This main information became the a priori to retrieve both water vapor content and ozone profiles. Then it is possible to correlate the brightness temperature with the total water vapor content.

Figure 6 shows the correlation between the total water vapor content and the 92 GHz brightness temperature.

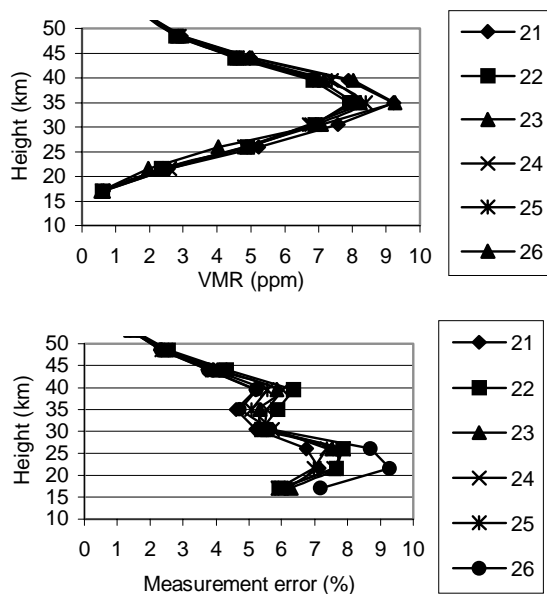


Fig. 3. Daily mean ozone profiles for Nov. 1993 measured at Puente del Inca (Mendoza) (–32.8 S, 68.8W) (above) and respective measurement errors (below).

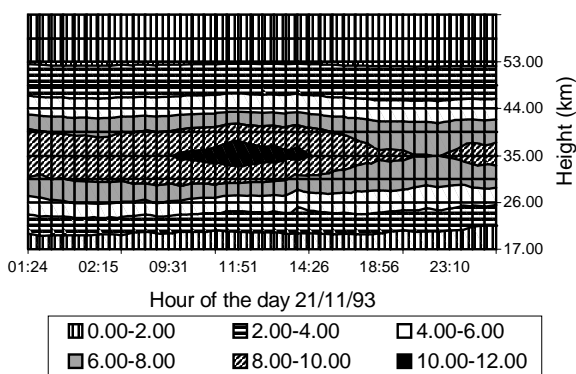


Fig. 4. Running mean of 2 hours box and 4.5 km height resolution for ozone volume mixing ratio (ppm) at Puente del Inca (21/11/93). Maximum reaches values up to 11 ppm around noon for 35 km altitude.

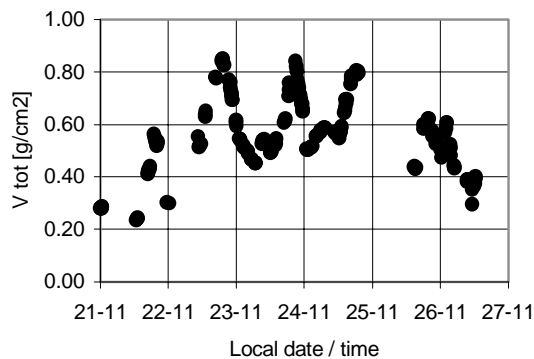


Fig. 5. Water vapor variation during SEAMI at Puente del Inca in 1993.

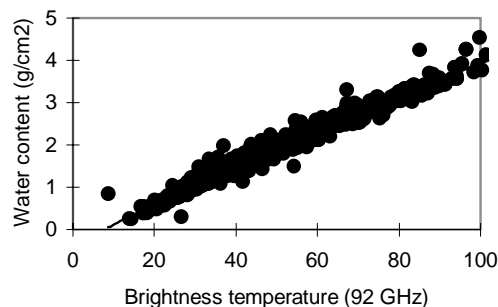


Fig. 6. Correlation between the total water vapor content and the 92 GHz brightness temperature.

#### ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank the University of Mendoza, the Max-Planck-Institut für Aeronomie, and the Argentinean-German Scientific and Technological Cooperation, for their support to Project TROPWA.

#### REFERENCES

1. Rodgers, C.D.: "Characterization and error analyses of profiles retrieved from remote sounding measurements". *J. Geophys. Res.*, 95, 5587-5595, 1990.
2. Rodgers, C.D.: "Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation" *Rev. Geophys.*, 14,609-624, 1976.
3. Puliafito, S.E.; Bevilacqua, R.; Olivero, J.; Degenhardt, W.: "Retrieval error comparison for several inversion techniques used in limb-scanning millimeter wave spectroscopy". *JGR*, Vol 100, Number D7, Pag. 14,257 - 14,268. July 20 1995.
4. Remsberg, E.; Russell III, J.M.; Wu, C.Y.: "An iterim reference model for the variability of the midde atmosphere water vapor distribution". *Advance Space Research*. Vol 10, N° 6 pp (6) 51 - (6) 64, 1990.

# **Modelamento I**

**Coordenador:** João C. W. A. Costa (UFPA)

---

## **Análise pela Matriz Espalhamento da Descontinuidade entre duas Linhas Microstrip**

*Antonio R. Sapienza / Luiz Gustavo H. da Silva Costa*

---

## **Análise de Guias Dielétricos Controlados por Magnetoplasma**

*Licinius Dimitri Sá de Alcantara / Rubem Gonçalves Farias*

---

## **Análise de Linhas Coaxiais de Seção Reta Arbitrária**

*Oscar Hernan Polanco Perez / Luiz Costa Silva*

---

## **Análise Completa em 3-D de Linhas de Lâminas Bilaterais Genéricas**

*Humberto César Chaves Fernandes / Jarbas de Albuquerque Sales Neto*

---

## **Superconductivity in Opened and Closed Microstrip Line With Multilayer Loss Substrates**

*Humberto César Chaves Fernandes / Gustavo Adolfo de Brito Lima /  
Wellton Pires Pereira*

# Análise pela Matriz Espalhamento da Descontinuidade entre duas Linhas Microstrip

Antonio R. Sapienza  
Luiz Gustavo H. da Silva Costa  
Universidade do Estado do Rio de JANEIRO (UERJ)  
Rua : São Francisco Xavier 524  
Departamento de Eletrônica  
2283067-Fax  
E MAIL : SAPIENZA @ ENG.UERJ.BR

## 1) Resumo [1]

O objetivo deste trabalho é a apresentação de uma metodologia adequada ao estudo das descontinuidades das larguras das fitas de linhas microstrip fig-1. Estes tipos de descontinuidades são importantes na análise de muitos componentes, próprios dos circuitos-integrados de micro-ondas. A análise é feita expandindo-se os campos eletromagnéticos nas vizinhanças das descontinuidades por uma base multi-modal. Com auxílio das condições de fronteira obtém-se a matriz de acoplamento dos modos sobre a descontinuidade, e desta, a matriz espalhamento do problema. Analisou-se, neste trabalho, a descontinuidade entre duas linhas com excentricidade nula. Caso em que os modos superiores ímpares estão desacoplados do modo fundamental, o quase-TEM. Para excentricidades não nulas deve-se considera, na formulação, ambos os modos propagantes na estrutura (pares e ímpares). Também, neste estudo, sera mostrado a utilidade prática da fase dos elementos da matriz espalhamento, caracterizando-a como elemento sintonizador da origem dos modos superiores.

## 2) Introdução

As descontinuidades das fitas das linhas microstrip que este trabalho propõe a analisar, com auxílio da expansão multi-modal, baseiam-se no modelo de guias de ondas, fig-2, limitados por duas paredes elétricas e duas magnéticas.

Este modelo equivalente foi apresentado inicialmente por Wheeler [2] em 1964, que o formulou a partir de uma sequência de transformações conformes aplicadas a linha microstrip em regime eletrostático. Em 1971 Mitra e Itoh [3] apresentaram uma técnica (análise espectral) para analisar a dispersão das linhas microstrip. Schneider em 1972 [4] fez medições do modelo da linha com a frequência e Kampa e Mehran em 1975 [5] introduziram o comportamento frequencial ao modelo de Wheeler, apresentando fórmulas em função da frequência para ( $\omega_{ef}$ ,  $\epsilon_{ef}$ ), apropriadas ao modelo equivalente do guia de ondas, fig-2. Em 1990 E.H. Fooks e R.A. Zakarevicius publicaram o livro "Microwave Engineering Using Microstrip Circuits" [6], onde se encontram explanados

claro e objetivamente todas as etapas pertinentes à análise do alargamento de fitas em linhas microstrip.

## 3) Metodologia

A análise do alargamento da fita em linhas microstrip foi efetuada, em sete itens, com auxílio do modelo equivalente do guia de ondas fechado.

Resumindo a metodologia adotada: Expande-se os campos, de ambos os guias, nas vizinhanças da descontinuidade por uma base constituída pelos modos (evanescente e propagantes) existentes nos respectivos guias. Normaliza-se os campos, base da expansão, que passam a ser relacionados às ondas de potência dos respectivos modos. Obtém-se a matriz de acoplamento modal entre os modos, adaptando-se, no plano da descontinuidade, as componentes dos campos elétricos e magnéticos da fronteira. Com auxílio da matriz de acoplamento modal calcula-se a matriz espalhamento da descontinuidade entre as fitas. Portanto, os coeficientes de reflexão e de transmissão procurados.

### 1<sup>o</sup>) Ítem

Transforma-se as linhas microstrip fig. 1, com auxílio das fórmulas de Wheeler [2] e de Kampa e Mehran [5], em guias de ondas fechados por paredes elétricas e magnéticas fig. 2.

### 2<sup>o</sup>) Ítem

Com o modelo do guia fechado, expande-se os campos em cada lado da descontinuidade por uma base constituída pelos modos híbridos, próprios de cada lado da junção. Estes modos são solução da equação de Helmholtz. E se expressam pelas seguintes componentes

$$k_t^2 E_x = -(\omega \mu_0 k_y A + \beta k_x B) \text{sen}(k_x x) \text{sen}(k_y y) e^{-j\beta z}$$

$$k_t^2 E_y = (-\omega \mu_0 k_x A + \beta k_y B) \text{cos}(k_x x) \text{cos}(k_y y) e^{-j\beta z}$$

$$E_z = j B \text{cos}(k_x x) \text{sen}(k_y y) e^{-j\beta z}$$

$$k_t^2 H_x = (\beta k_x A - \omega \epsilon_0 \epsilon_{ef}(f) B) \text{cos}(k_x x) \text{cos}(k_y y) e^{-j\beta z}$$

$$k_t^2 H_y = -(\beta k_y A + \omega \epsilon_0 \epsilon_{ef}(f) B) \text{sen}(k_x x) \text{sen}(k_y y) e^{-j\beta z}$$

$$H_z = j A \text{sen}(k_x x) \text{cos}(k_y y) e^{-j\beta z}$$

Os respectivos números de ondas e constante de propagação nas equações se escrevem:



$$k_x = (p\pi / w_{ef}(f)) \quad k_y = (q\pi / h)$$

$$k_t = \sqrt{K_x^2 + K_y^2} \quad \beta = \sqrt{K_o^2 \epsilon_{ef}(f) - K_t^2}$$

Para (p=0, q=0) o modo é o quase-TEM e os campos

$$E_x = E_z = 0 \quad E_y = -A Z_{EF} e^{-jK_{ef} z} \quad Z_{EF} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o \epsilon_{ef}(f)}}$$

$$H_y = H_z = 0 \quad H_x = A e^{-jK_{ef} z}$$

3º) Ítem

Os modos híbridos do ítem-2, são expressos pela combinação linear de duas famílias de modos: TE(p#0, q=0), TM (p=0, q#0). Mostra-se, sem qualquer dificuldade que, devido os guias terem a mesma dimensão segundo a variável Y, a adaptação dos campos na fronteira independe desta variável. Portanto a solução pode ser encontrada fazendo  $k_y=0$  (q=0) nas equações do ítem-2. Isto equivale a considerar que os modos TM(p=0, q#0) estão desacoplados do fundamental o quase-TEM. Assim, obtém-se as equações apropriadas ao problema proposto, substituindo (p#0, q=0) nas equações do ítem-2. O que origina:

MODOS - TE<sub>p</sub> (p#0, q=0)

$$E_x = H_y = E_z = 0 \quad H_z = j A \text{sen}(k_x x)$$

$$E_y = -A(\omega\mu_o/k_x) \cos(k_x x) e^{-j\beta z} \quad H_x = A(\beta/k_x) \cos(k_x x) e^{-j\beta z}$$

MODOS quase - TEM (p=0, q=0)

$$E_x = E_z = H_y = H_z = 0$$

$$H_x = A e^{-jK_{ef} z} \quad E_y = -A Z_{EF} e^{-jK_{ef} z}$$

4º) Ítem

Neste ítem, normaliza-se na potência os campos de cada lado da junção através da relação

$$\iint (\mathbf{e}_n \wedge \mathbf{h}_m) \cdot \mathbf{a}_z ds = \begin{cases} 0 & n \neq m \\ 1 & n = m \end{cases}$$

A base em que se expandirá os campos em cada lado da descontinuidade torna-se ortonormalizada na potência. E as respectivas amplitudes de cada modo passam a estar relacionadas as potências dos respectivos modos. Os campos eletromagnéticos de cada lado da junção se escreve:

$$E_{yI} = \sum_N (a_N^I e^{-j\beta z} + b_N^I e^{j\beta z}) e(x)_{yN}^I$$

$$H_{xI} = \sum_N (a_N^I e^{-j\beta z} - b_N^I e^{j\beta z}) h(x)_{xN}^I$$

Onde I=1,2, são os respectivos guias de ondas

As funções modais se expressam:

$$e(x)_{yN}^I = -\sqrt{\frac{|Z_I^N| \delta^N}{h W_{EF}^I}} \cos(\gamma)$$

$$h(x)_{xN}^I = \Delta_I^n \sqrt{\frac{|\beta_N^I| \delta^N}{\omega \mu_o h W_{EF}^I}} \cos(\gamma)$$

$$\cos(\gamma) = \cos(N \pi x / w_{ef}^I)$$

Com:

$\delta^N$ : número de Kronecker (1 N=0, 2 N#0)

$|Z_I^N| = |\omega \mu_o / \beta_N^I|$  módulo da impedância do modo TE

$\Delta_I^N = \beta_N^I / |\beta_N^I|$  indicador da natureza do modo

5º) Ítem

As variáveis transversais ( $x_1, x_2$ ) se relacionam entre si com auxílio do parâmetro ( $E_C$ ); excentricidade da descontinuidade. Este parâmetro mede a separação dos centros dos dois guias de ondas. Os guias são referenciados nos sistemas de coordenadas ( $O_1, X_1, Y_1, Z_1$ ) e ( $O_2, X_2, Y_2, Z_2$ ) respectivamente, como mostra a fig-3. E as variáveis transversais são relacionadas através da expressão  $X_1 + X_2 = (W_{EF}^1 - 2E_C + W_{EF}^2)/2$

Onde  $E_C > 0$  ou  $E_C < 0$  dependendo da maneira em que os eixos forem especificados na junção

6º) Ítem

Neste ítem, calcula-se os coeficientes da matriz de acoplamento da junção entre os dois guias.

Pela fig.3 percebe-se que a condição de fronteira sobre a descontinuidade se escreve:

Na interface  $0 \leq x_1 \leq W_{EF}^1, z=0$

$$H(x)_x^1 = -H(x)_x^2, \text{ pois } \mathbf{a}_{x1} = -\mathbf{a}_{x2}$$

$$E(x)_Y^1 = E(x)_Y^2$$

Para  $W_{EF}^1 \leq x_2 \leq W_{EF}^2, z=0$   $H(x)_x^2 = 0$

A condição de fronteira relativa ao campo magnético é discretizada com auxílio da função de peso

$$W(x_2) = \cos\left(\frac{qx_2\pi}{2}\right) \quad q=0,1,2 \dots \infty. \quad \text{Resultando:}$$

$$\sum_{N=0}^{\infty} (a_N^1 - b_N^1) \Delta_I^N \sqrt{\frac{y_1^N \delta_1^N \delta_2^N}{W_{EF}^1 W_{EF}^2}} \frac{I_{Nq}}{h} = -(a_q^2 - b_q^2) \Delta_2^q \sqrt{Y_2^q} \quad (1)$$

A condição de fronteira relativa ao campo elétrico é discretizada com auxílio da função de peso

$$W(x_1) = \cos\left(\frac{qx_1\pi}{W_{EF}^1}\right) \quad q=1,2 \dots \infty. \quad \text{Resultando:}$$

$$\sum_{M=0}^{\infty} (a_M^2 + b_M^2) \sqrt{\frac{Z_2^M \delta_1^M \delta_2^M}{W_{EF}^1 W_{EF}^2}} \frac{I_{Mq}}{h} = (a_1^q + b_1^q) \sqrt{Z_1^q} \quad (2)$$

O sistema discretizado constituído pelas equações (1 e 2) pode ser expresso por uma forma mais simplificada, com auxílio da matriz diagonal  $[K]$ , matriz dos produtos escalares:

$$[K] = \left[ \sqrt{\frac{\delta_1^p \delta_2^q}{W_{EF}^1 W_{EF}^2}} \frac{I_{pq}}{h} \right] \begin{cases} p = 1, 2, \dots \infty \\ q = 1, 2, \dots \infty \end{cases}$$

O sistema discretizado simplificado se escreve:

$$\begin{cases} -\sqrt{Y_1 \Delta_1} [K]^i (a_1 - b_1) = \sqrt{Y_2 \Delta_2} (a_2 - b_2) \\ \sqrt{Z_1 \Delta_1} (a_1 + b_1) = \sqrt{Z_2 \Delta_2} [K] (a_2 + b_2) \end{cases} \quad (3)$$

Onde

$$I_{pq} = \int_{x_2=0}^{W_{EF}^1} \int_{y=0}^h \cos\left(\frac{px_1\pi}{W_{EF}^1}\right) \cos\left(\frac{qx_2\pi}{W_{EF}^2}\right) dx_2 dy$$

$$Y_i = \begin{bmatrix} \beta_i^p \\ \omega \mu_0 \end{bmatrix}; \quad Z_i = [Y_i]^{-1} \quad \begin{cases} i = 1, 2 \\ p = 1, 2, \dots, \infty \end{cases}$$

$$\Delta_i = \begin{bmatrix} \beta_i^p \\ \beta_i^p \end{bmatrix}$$

$(Y_i, Z_i, \Delta_i)$  são matrizes diagonais

$a_i = \begin{bmatrix} a_i \end{bmatrix}$ ;  $b_i = \begin{bmatrix} b_i \end{bmatrix}$  vetores colunas

7<sub>0</sub>) Ítem

Neste ítem obtém-se a matriz espalhamento generalizada da descontinuidade entre os guias de larguras diferentes, com auxílio do sistema de equações-3, expressando as ondas refletidas  $(b_1, b_2)$  em função das incidentes  $(a_1, a_2)$ . A expressão matricial resultante é a seguinte:

$$[S] = I_{d+2} \begin{bmatrix} \sqrt{Y_1 \Delta_1^{-1}} K & 0 \\ 0 & \sqrt{Y_2 \Delta_2^{-1}} \end{bmatrix} U \quad U \begin{bmatrix} K \sqrt{Y_1 \Delta_1} & 0 \\ 0 & \sqrt{Y_2 \Delta_2} \end{bmatrix}$$

Onde:  $I_d \rightarrow$  matriz identidade

$U = (K^t Y_1 K + Y_2)^{-1} \rightarrow$  matriz simétrica

#### 4) Resultados

Este método foi programado em micro-computador em linguagem Fortran. A inversão da matriz  $[U]$  foi efetuada pelo algoritmo de Gauss-Jordan com pivotamento.

Na fig-4 foi analisada uma descontinuidade com excentricidade nula ( $E_c=0$ ) entre duas linhas microstrip gravadas sobre o substrato de alumina ( $\epsilon_r=9.7$ ) com espessura  $h=0.635$  mm. As respectivas larguras das linhas são  $W_1=0.635$  mm,  $W_2=15$  mm. No modelo dos guias de ondas as características efetivas em 30 G.Hz da linha-1 são:  $W_{EF}^1=1.68$  mm,  $\epsilon_{ef}^1=6.49$ , e da linha-2 em 5 G.Hz:  $W_{EF}^2=16.31$  mm,  $\epsilon_{ef}^2=9$ . Como esta estrutura apresenta um plano de simetria, os modos ímpares estão desacoplados dos pares, portanto do modo fundamental o quase-TEM. Então, o primeiro modo superior em ambos os guias é o  $TE_2$ , cujos cortes acontecem em 35 G.Hz no guia 1 e 6.14 G.Hz no guia 2. Atento à fig-4, percebe-se pela curva-1, que a partir de 6.14 G.Hz,  $\begin{pmatrix} S & 00 \\ & 11 \end{pmatrix}$  se comporta de forma não

prevista pela teoria clássica [7]. Pois, leva-se agora em conta o acoplamento entre os modos, o que faz com que se considere, na análise, a estimativa da quantidade de potência do modo quase-TEM que é convertida ao modo superior  $TE_2$ , desprezada pela teoria anterior.

Na fig.5 é mostrado, em função da frequência, o balanço da potência recuperável sobre os modos fundamentais (quase-TEM) nos respectivos guias 1 e 2. Este balanço representa a soma das potências transmitidas e refletidas sobre os modos fundamentais nos dois guias, independentes dos modos superiores eventualmente excitados. Percebe-se que entre 0 e 6.12 G.Hz a potência é unitária, portanto totalmente veiculada pelos modos quase-TEM de ambos os guias. Entre 6.12 e 12.5 G.Hz, ao se injetar uma potência unitária através do modo quase-TEM no guia 1, haverá no guia 2 acoplamento com o modo  $TE_2$ , provocando variação de potência no modo fundamental, curva-1 fig.5. Ao se injetar a mesma potência pelo guia 2, ela se propaga totalmente pelo modo fundamental nos dois guias, curva-2 fig.5. Isto é explicado pelo fato de que a seção da junção é constituída praticamente por muros magnéticos, levando o coeficiente de reflexão  $\begin{pmatrix} S & 00 \\ & 22 \end{pmatrix}$  a se manter

elevado, qualquer que seja a frequência de operação.

Na fig.6 analisou-se, com a frequência, o comportamento da fase dos coeficientes da matriz espalhamento do modo fundamental. Percebe-se uma acentuada perturbação nas curvas (1 e 2), isto é nas fases dos coeficientes  $\begin{pmatrix} S & 00 & S & 00 \\ & 11 & & 12 \end{pmatrix}$ , na frequência de corte do

primeiro modo superior  $TE_2$ . Esses picos podem, portanto, ser utilizados em trabalhos práticos como indicadores das frequências em que se originam acoplamentos entre o modo fundamental e os superiores.

#### 5) Conclusões

Os resultados obtidos por esta análise das descontinuidades da largura das fitas de linhas microstrip evidenciou fortes diferenças com aqueles calculados pela teoria clássica [7]. Pois na última não se leva em consideração o fenômeno do acoplamento entre os modos superiores e o fundamental quase-TEM. Também ficaram claro os seguintes fatos: Os modos superiores têm fundamental importância na análise devido ao fenômeno de acoplamento. A excentricidade é fator essencial na distribuição dos campos eletromagnéticos no plano da descontinuidade. A fase dos elementos da matriz espalhamento é um bom indicador, na prática, para se investigar a origem dos modos superiores. Nos guias multi-modais uma parte da potência injetada, pelo modo fundamental na descontinuidade, é transportada pelos modos superiores.

6) Figuras

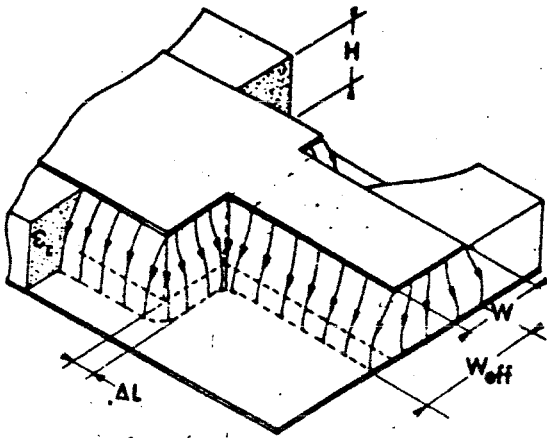


FIG-1 Descontinuidade entre linhas microstrip

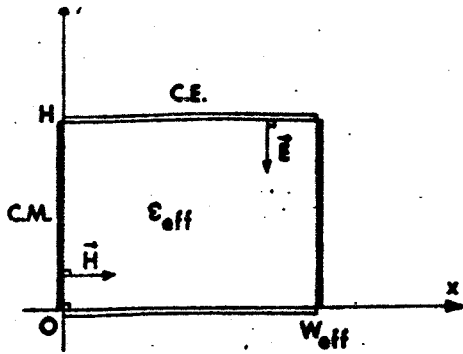


FIG-2 Modelo equivalente de guia de ondas das linhas microstrip

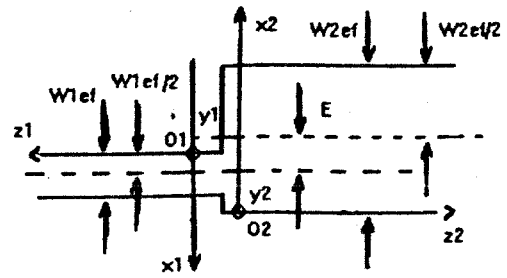


FIG-3 Sistemas de coordenadas das duas linhas na descontinuidade

coef	00	00	00	00	20	20
S	11	21	12	22	21	22
curv.	1	2	3	4	10	12

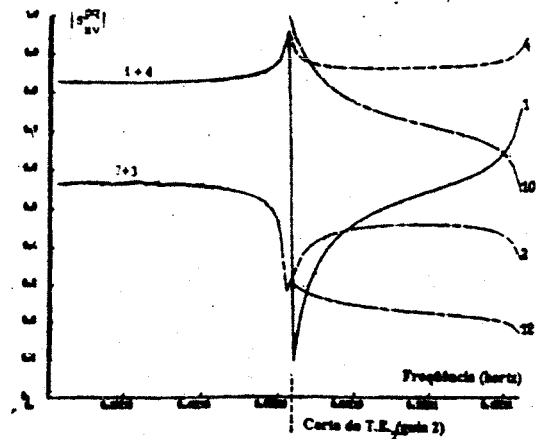
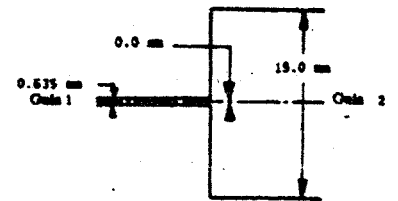


FIG-4 Descontinuidade com excentricidade nula

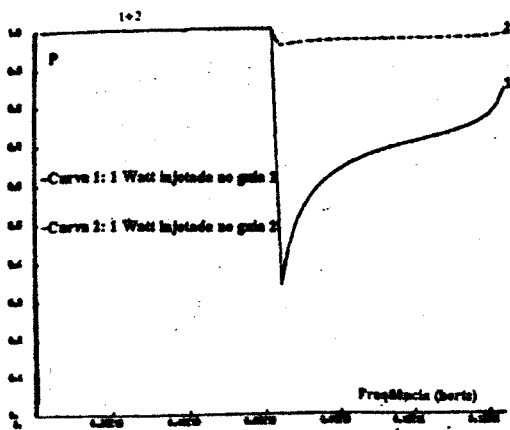


FIG-5 Potência propagada no modo quase-TEM

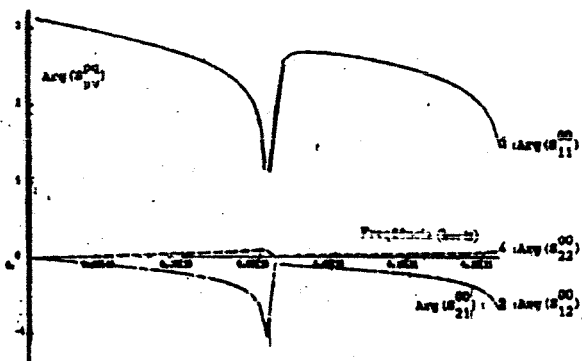


FIG-6 Comportamento da fase dos coeficientes da matriz espalhamento do modo quase-TEM

## 7) Bibliografia

- [1]- Luiz G.H. da Silva Costa  
Análise por Computador de Circuitos de Microondas em Estruturas Microstrip. Mudanças de Seção, Bifurcação e Redes Associada  
Projeto UERJ -1996
- [2]- Wheeler H.A -IEEE.MTT.VOL(12)-64 280-289
- [3]- Mittra R., Itoh T..-IEEE.MTT.VOL(19)-75 47-56
- [4]- Schneider M.V-PROC.IEEE (JAN.72)-144-146
- [5]- Kompa., MehranR-ELEC.LET.VOL(11), Nº19 1975 459-460
- [6]- E.H. Fooks , R.A.Zakarevicius  
Engineering Using Microstrip Circuits -  
Prentice Hall - 1990
- [7]- Collin R. Engenharia de Micro-ondas  
MCGRAWHILL

# Análise de Guias Dielétricos Controlados por Magnetoplasma

Licinius Dimitri Sá de Alcantara e Rubem Gonçalves Farias

UFPA/CT/CMEE, Caixa Postal 8619, CEP 66075-900, Belém-PA

**Resumo** — Uma formulação numérica referente a meios constituídos por magnetoplasma, baseada no método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), é aplicada à análise de guias dielétricos contendo magnetoplasma em semiconductor, onde impõe-se que a direção do campo magnetostático, que controla as características de propagação, é paralela a um dos eixos cartesianos.

**Palavras Chave** — Magnetoplasma, guia dielétrico, método FDTD.

## I. INTRODUÇÃO

O estímulo para a análise de guias dielétricos reside no fato de que, para comprimentos de onda na banda milimétrica, estes guias apresentam melhor desempenho que as estruturas de transmissão constituídas por elementos metálicos [1]. O método FDTD apresenta o melhor compromisso entre simplicidade e eficiência na análise de materiais e estruturas complexas. Através das etapas de discretização temporal e espacial dos campos eletromagnéticos, aplicadas às equações de Maxwell, obtêm-se as soluções numéricas iterativas para os mesmos. Na discretização temporal, a interação entre a onda eletromagnética e o magnetoplasma, representada matematicamente pela convolução entre a susceptibilidade elétrica do magnetoplasma e o campo elétrico, estende o procedimento necessário à obtenção de uma solução recursiva para a evolução temporal do campo elétrico. O emprego da discretização espacial bidimensional (2D-FDTD) apresenta vantagens em relação à tridimensional na análise de guias que apresentam uniformidade ao longo da direção de propagação, pois a estrutura não é dividida em células segundo esta direção, reduzindo a quantidade de memória e de iterações espaciais necessárias, o que implica em um menor tempo de processamento. A interpretação dos resultados obtidos a partir de simulações computacionais utilizando modelos discretizados de guias que operam na banda milimétrica visa auxiliar o projeto de dispositivos voltados ao processamento de sinais a taxas de bits elevadas.

## II. TEORIA

O núcleo do guia é constituído por semiconductor (GaAs), onde a estrutura em análise é o guia canal ilustrado na Fig. 1. O plasma é causado pela dopagem do semiconductor, que deve ser tênue de modo que as perdas se mantenham dentro de níveis aceitáveis. A expressão, no domínio do tempo, para a densidade de fluxo elétrico (normalizada) no semiconductor ( $\bar{D}$ ) é dada por:

$$\bar{D}(t) = \left[ \epsilon_s \bar{I} \delta(t) + \chi(t) \right] \otimes \bar{E}(t), \quad (1)$$

onde  $\epsilon_s$  é a permissividade elétrica (relativa) estática do semiconductor,  $\bar{E}(t)$  é o campo elétrico,  $\bar{I}$  é a matriz identidade,  $\delta(t)$  é o impulso de área unitária,  $\otimes$  é o operador convolução.  $\chi(t)$  é o tensor susceptibilidade elétrica do magnetoplasma, representando a influência dinâmica do comportamento dos elétrons na banda de condução.

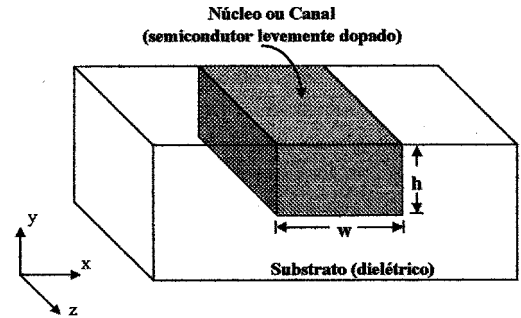


Fig. 1: Guia canal com núcleo contendo magnetoplasma em semiconductor dopado

Para o caso em que a orientação do campo magnetostático ( $\bar{B}_0$ ) é paralela à direção de propagação (eixo z), tem-se

$$\chi(t) = \begin{bmatrix} f(t) & g(t) & 0 \\ -g(t) & f(t) & 0 \\ 0 & 0 & r(t) \end{bmatrix} \quad (2)$$

onde

$$r(t) = \frac{\chi_s}{v} (1 - e^{-vt}) u(t), \quad (3a)$$

$$f(t) = \frac{\chi_s}{v^2 + \omega_c^2} \left[ v - \frac{1}{2} (\hat{\gamma}^* e^{-\hat{\gamma}t} + \hat{\gamma} e^{-\hat{\gamma}^*t}) \right] u(t), \quad (3b)$$

$$g(t) = \frac{\chi_s}{v^2 + \omega_c^2} \left[ \omega_c - \frac{j}{2} (\hat{\gamma}^* e^{-\hat{\gamma}t} - \hat{\gamma} e^{-\hat{\gamma}^*t}) \right] u(t), \quad (3c)$$

$$\hat{\gamma} = v + j\omega_c, \quad (4a)$$

$$\hat{\gamma}^* = v - j\omega_c, \quad (4b)$$

$$\chi_s = \epsilon_s \omega_p^2. \quad (5)$$

Nestas expressões,  $\omega_c$  é a frequência angular ciclotron, diretamente proporcional à intensidade do campo magnetostático,  $\omega_p$  é a frequência angular do plasma,  $v$  é a taxa de colisão dos portadores contra a estrutura do semiconductor e  $u(t)$  é o degrau unitário.

Aplicando o método FDTD às equações de Maxwell e utilizando (1), obtêm-se as soluções iterativas para os campos eletromagnéticos:

$$\overline{H}^{n+1/2} = \overline{H}^{n-1/2} - \overline{Re}^n \quad (6)$$

$$\overline{E}^{n+1} = \left( \overline{\epsilon_s} \overline{I} + \overline{\chi} \right)^{-1} \left( \overline{\epsilon_s} \overline{E}^n + \overline{\psi}^n + \overline{Rh}^{n+1/2} \right) \quad (7)$$

onde

$$\overline{\chi} = \int_0^{\delta t} \chi(t) dt \quad (8)$$

$\delta t$  é o incremento temporal ou período de amostragem. Os sobrescritos em função de  $n$  (número inteiro) são utilizados para explicitar as amostras dos vetores no tempo. Observa-se que os campos elétrico ( $\overline{E}$ ) e magnético ( $\overline{H}$ ) são amostrados de forma intercalada a fim de simular a evolução temporal de uma onda com maior precisão.

O termo  $\overline{\psi}$  é definido como vetor convolução diferença, introduzido por Luebbers et al.[2]. A solução numérica de suas componentes, para  $\overline{Bo}/\delta z$ , é obtida pelo seguinte procedimento:

$$\Psi_x^n = \Psi_{xx}^n + \Psi_{xy}^n \quad (9a)$$

$$\Psi_y^n = \Psi_{yx}^n + \Psi_{yy}^n \quad (9b)$$

$$\Psi_z^n = \Psi_{zz}^n \quad (9c)$$

onde,

$$\Psi_{xx}^n = \Delta f_1^0 \cdot S_{xx_1}^n + \Delta f_2^0 \cdot S_{xx_2}^n \quad (10a)$$

$$\Psi_{xy}^n = \Delta g_1^0 \cdot S_{xy_1}^n + \Delta g_2^0 \cdot S_{xy_2}^n \quad (10b)$$

$$\Psi_{yx}^n = -\Delta g_1^0 \cdot S_{yx_1}^n - \Delta g_2^0 \cdot S_{yx_2}^n \quad (10c)$$

$$\Psi_{yy}^n = \Delta f_1^0 \cdot S_{yy_1}^n + \Delta f_2^0 \cdot S_{yy_2}^n \quad (10d)$$

$$\Psi_{zz}^n = \Delta r_1^0 \cdot S_{zz_1}^n \quad (10e)$$

Nas Equações (10), tem-se:

$$\Delta r_1^0 = -\frac{\chi_s}{v^2} \left( 1 - e^{-v\delta t} \right)^2 \quad (11)$$

$$\Delta f_1^0 = -\frac{\chi_s}{2(v^2 + \omega_c^2)^2} (\hat{\gamma}^*)^2 \left( 1 - e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} \right)^2 \quad (12a)$$

$$\Delta f_2^0 = -\frac{\chi_s}{2(v^2 + \omega_c^2)^2} (\hat{\gamma})^2 \left( 1 - e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} \right)^2 \quad (12b)$$

$$\Delta g_1^0 = -j \frac{\chi_s}{2(v^2 + \omega_c^2)^2} (\hat{\gamma}^*)^2 \left( 1 - e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} \right)^2 \quad (13a)$$

$$\Delta g_2^0 = j \frac{\chi_s}{2(v^2 + \omega_c^2)^2} (\hat{\gamma})^2 \left( 1 - e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} \right)^2 \quad (13b)$$

$$S_{ux_1}^n = E_x^n + e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} S_{ux_1}^{n-1} \quad (14a)$$

$$S_{ux_2}^n = E_x^n + e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} S_{ux_2}^{n-1} \quad (14b)$$

$$S_{uy_1}^n = E_y^n + e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} S_{uy_1}^{n-1} \quad (14c)$$

$$S_{uy_2}^n = E_y^n + e^{-\hat{\gamma}^* \delta t} S_{uy_2}^{n-1} \quad (14d)$$

$$S_{zz_1}^n = E_z^n + e^{-v \delta t} S_{zz_1}^{n-1} \quad (14e)$$

onde  $u = x$  ou  $y$  e  $n = 1, 2, 3, \dots, n_{MAX}$ .

Os vetores  $\overline{Re}$  e  $\overline{Rh}$  são definidos como campos rotacionais auxiliares, dados por:

$$\overline{Rh} = c\delta t \nabla \times \overline{H} \quad (15)$$

$$\overline{Re} = c\delta t \nabla \times \overline{E} \quad (16)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo. Os campos rotacionais auxiliares são parâmetros importantes para a discretização espacial. Expandindo  $\overline{Rh}$  e  $\overline{Re}$  pela discretização espacial bidimensional (2D-FDTD), onde a seção transversal do guia é dividida em células bidimensionais de discretização, obtém-se [3]:

$$\overline{Rh}_x^{n+1/2}(I, J) = \xi_y \left[ H_z^{n+1/2}(I + \frac{1}{2}, J + \frac{1}{2}) - H_z^{n+1/2}(I + \frac{1}{2}, J - \frac{1}{2}) \right] + \xi_z H_y^{n+1/2}(I + \frac{1}{2}, J) \quad (17a)$$

$$\overline{Rh}_y^{n+1/2}(I, J) = -\xi_z H_x^{n+1/2}(I, J + \frac{1}{2}) - \xi_x \left[ H_z^{n+1/2}(I + \frac{1}{2}, J + \frac{1}{2}) - H_z^{n+1/2}(I - \frac{1}{2}, J + \frac{1}{2}) \right] \quad (17b)$$

$$\overline{Rh}_z^{n+1/2}(I, J) = \xi_x \left[ H_y^{n+1/2}(I + \frac{1}{2}, J) - H_y^{n+1/2}(I - \frac{1}{2}, J) \right] - \xi_y \left[ H_x^{n+1/2}(I, J + \frac{1}{2}) - H_x^{n+1/2}(I, J - \frac{1}{2}) \right] \quad (17c)$$

$$\overline{Re}_x^n(I, J) = \xi_y \left[ E_z^n(I, J + 1) - E_z^n(I, J) \right] + \xi_z E_y^n(I, J + \frac{1}{2}) \quad (18a)$$

$$\overline{Re}_y^n(I, J) = -\xi_z E_x^n(I + \frac{1}{2}, J) - \xi_x \left[ E_z^n(I + 1, J) - E_z^n(I, J) \right] \quad (18b)$$

$$\overline{Re}_z^n(I, J) = \xi_x \left[ E_y^n(I + 1, J + \frac{1}{2}) - E_y^n(I, J + \frac{1}{2}) \right] - \xi_y \left[ E_x^n(I + \frac{1}{2}, J + 1) - E_x^n(I + \frac{1}{2}, J) \right] \quad (18c)$$

onde

$$\xi_x = \frac{c \delta t}{\delta x(I, J)} \quad (19a)$$

$$\xi_y = \frac{c \cdot \delta t}{\delta y(I, J)}, \quad (19b)$$

$$\xi_z = jc\delta t\beta, \quad (19c)$$

$\delta x$  e  $\delta y$  são, respectivamente, a largura e a altura da célula de discretização.  $I$  e  $J$  são índices (números inteiros) que indicam a posição da célula ao longo dos eixos  $x$  e  $y$ , respectivamente.

Utiliza-se a interpolação dos valores das componentes de campo elétrico no espaço a fim de aperfeiçoar a representação do acoplamento entre estas componentes no magnetoplasma, determinado por  $\bar{\chi}(t)$ . Isto é feito devido ao fato de que, pelo modelo de discretização espacial, as componentes dos campos são intercaladas no espaço por causa das derivadas espaciais contidas nos rotacionais. Utilizando interpolação é possível obter um valor aproximado para uma componente de campo elétrico numa posição em que a mesma não foi representada no domínio espacial numérico. Para  $\bar{B}_0/\hat{z}$ , são necessárias as interpolações abaixo, referindo-se à Fig 2.

a) Aproximação de  $E_y$  na posição de  $E_x$  (ponto A):

$$E_{yA}^n(I, J) = \frac{1}{4} \left[ E_y^{n-1}(I, J) + E_y^{n-1}(I+1, J) + E_y^n(I, J-1) + E_y^{n-1}(I+1, J-1) \right]$$

b) Aproximação de  $E_x$  na posição de  $E_y$  (ponto B):

$$E_{xB}^n(I, J) = \frac{1}{4} \left[ E_x^{n-1}(I-1, J) + E_x^{n-1}(I, J) + E_x^{n-1}(I-1, J+1) + E_x^{n-1}(I, J+1) \right]$$

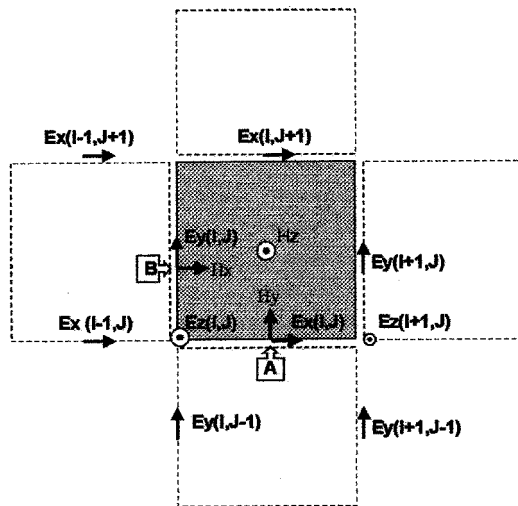


Fig. 2: Célula de Yee (2D-FDTD) e esquema para a interpolação das componentes de campo para  $\bar{B}_0/\hat{z}$  ( $E_x$  no ponto B e  $E_y$  no ponto A)

### III. RESULTADOS

Os principais resultados para a análise da influência do magnetoplasma sobre as características de propagação no guia de ondas são as curvas de dispersão, onde a constante de

fase normalizada ou índice de refração efetivo ( $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ ) é expresso em termos da frequência de operação.

Nas simulações realizadas, a permissividade elétrica relativa do substrato do guia (Fig. 1) vale  $\epsilon_{\text{sub}}=2.25$ , enquanto que a permissividade estática do semiconductor é de  $\epsilon_s=12$ . A altura e a largura do núcleo do guia correspondem a  $h=1\text{mm}$  e  $w=2\text{mm}$ , respectivamente. A Fig. 3 apresenta as curvas de dispersão, para a propagação do modo  $E_{11}^X$  em guia canal contendo magnetoplasma, referentes a três valores distintos de frequência ciclotron ( $f_c$ ), a qual é diretamente proporcional à intensidade do campo magnetostático.

Dessa forma, o conjunto correspondente de curvas da Fig. 3 representa o controle das características de propagação mediante a variação da magnitude do campo magnetostático, onde é importante destacar que a sua orientação ( $\bar{B}_0/\hat{z}$ ) é atribuída perpendicularmente à direção do campo elétrico referente ao modo dominante ( $E_{11}^X$ ), caso em que o efeito do campo magnetostático é mais pronunciado, provocando giroressonâncias as quais dependem fundamentalmente das frequências ciclotron e do plasma ( $f_p$ ) [1]

Tais ressonâncias são representadas pelas transições nas curvas para  $f_c = 60\text{ GHz}$  e  $f_c = 90\text{ GHz}$ . Este efeito sobre a fase é imperceptível para  $f_c = 10\text{ GHz}$  (campo magnetostático de baixa intensidade), pois a ressonância ocorre abaixo da frequência de corte do modo em questão. Para frequências relativamente bem elevadas há a convergência das características de fase, demonstrando que a propagação de ondas eletromagnéticas com frequências acima da ressonância não é influenciada pelo campo magnetostático. Devido aos efeitos atenuantes que ocorrem em torno da frequência de ressonância, faz-se conveniente reservar uma margem entre esta e a frequência de operação. Dessa forma, para fins de controle de fase, deve-se operar o guia em frequências pouco acima à de corte, além de utilizar um campo magnetostático com intensidade alta ou baixa o suficiente para evitar os efeitos indesejáveis da giroressonância.

De uma forma oposta à situação demonstrada acima, na adoção de uma configuração para os campos em que a direção de  $\bar{B}_0$  e a do campo elétrico associado ao modo envolvido coincidem, as giroressonâncias e portanto, as transições de fase, não ocorrem independentemente do grau da intensidade de campo magnetostático aplicado pois, analisando este caso a nível de partículas elementares, o movimento induzido nos portadores devido ao campo elétrico se faz paralelamente a  $\bar{B}_0$ , situação em que este não exerce nenhuma influência na trajetória dos portadores de modo a não realizarem ciclos.

A curva de dispersão para frequência de plasma ( $f_p$ ) nula refere-se a um guia canal cujo núcleo é constituído por material dielétrico comum (onde a presença de campo magnetostático é irrelevante), mantendo a permissividade estática ( $\epsilon_{\text{núcleo}} = \epsilon_s = 12$ ) e o dimensionamento do núcleo originais. Comparando a curva para este caso com a característica de fase para  $f_c = 10\text{GHz}$  (a que mais se aproxima de um plasma isotrópico), observa-se a influência dos portadores livres sobre o aumento da frequência de corte,

devido à diminuição do índice de refração efetivo no núcleo proporcionada pelo plasma.

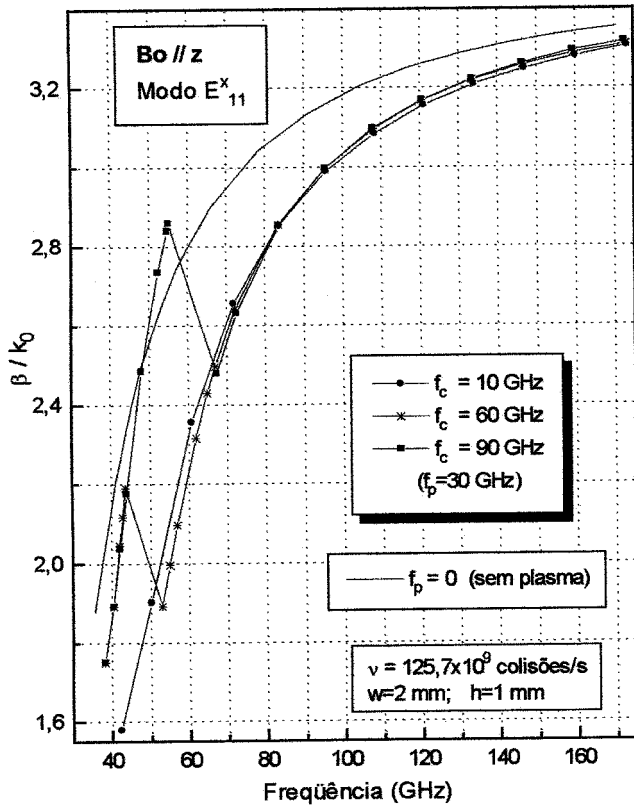


Fig. 3: Influência do módulo do campo magnetostático sobre as características de fase para o modo  $E_{11}^x$

As curvas da Fig. 4 ilustram o comportamento da fase para o modo  $E_{11}^y$ . Para o sistema analisado, este modo possui frequência de corte superior ao modo  $E_{11}^x$ , o que pode explicar o efeito menos acentuado do campo magnetostático sobre a fase de  $E_{11}^y$ .

#### IV. CONCLUSÃO

Através de uma formulação numérica compacta, obtida pela aplicação do método FDTD ao tratamento de meios constituídos por magnetoplasma, pode-se simular a influência deste sobre a propagação de ondas eletromagnéticas em guias dielétricos, onde o controle de fase mediante o ajuste da intensidade do campo magnetostático é demonstrado com o auxílio das curvas de dispersão. Dessa forma é possível, utilizando recursos computacionais adequados, analisar o desempenho de diversos dispositivos propostos para a banda milimétrica e voltados ao processamento de sinais a taxas elevadas, tais como moduladores de fase, por exemplo.

A fim de simplificar o procedimento necessário à obtenção de uma solução recursiva para o campo elétrico, é feita a consideração de que a direção do campo magnetostático de controle deve ser disposta paralelamente a um dos eixos cartesianos. Neste caso, o acoplamento entre as componentes de campo elétrico devido à matriz susceptibilidade do magnetoplasma não será total, pois esta

última apresentará alguns elementos nulos, o que reduz a quantidade de expressões a ser processada, podendo viabilizar ou facilitar a análise de estruturas com geometria mais complexa. Para possibilitar a máxima interação entre o magnetoplasma e o sinal de RF, o campo magnetostático também deve estar orientado perpendicularmente à direção do campo elétrico da onda propagante (modo dominante).

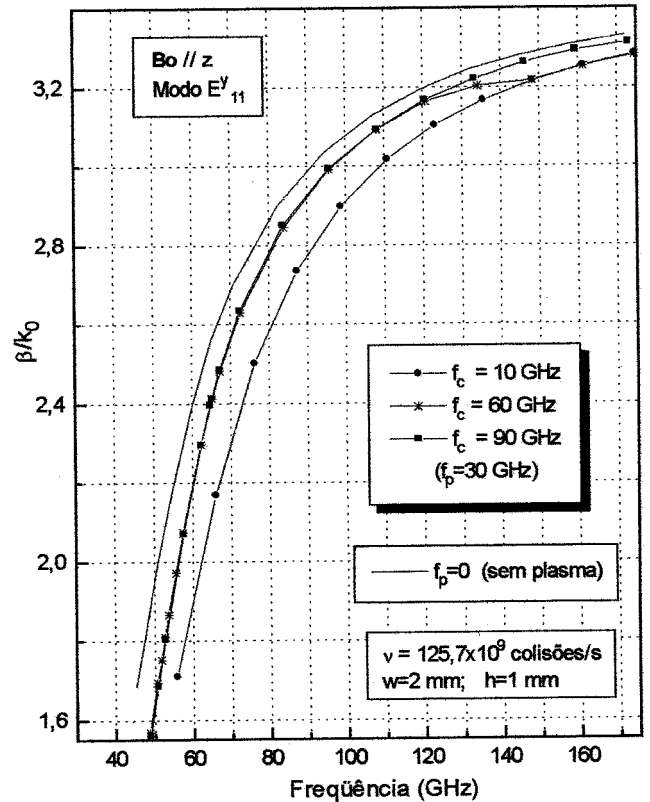


Fig. 4: Influência do módulo do campo magnetostático sobre as características de fase para o modo  $E_{11}^y$

#### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] FARIAS, R. G. and GIAROLA, A. J., "The Use of FDTD for the Analysis of Magnetoplasma Channel Waveguides", IEEE Trans. Microwave Theory and Tech., vol. MTT-46, April 1998.
- [2] LUEBBERS, R. J., HUNSBERGER, F. and KUNS, K., "A Frequency-Dependent Finite-Difference Time-Domain Formulation for Transient Propagation in Plasma", IEEE Trans. Antennas and Propagation, vol. AP-39, pp. 29-34, Jan. 1991.
- [3] CANGELLARIS, A.C., "Numerical Stability and Numerical Dispersion of a Compact 2D-FDTD Method Used for Dispersion Analysis of Waveguides", IEEE Microwave Guided Wave Lett., vol. 3, pp. 3-5, Jan. 1993.



# ANÁLISE DE LINHAS COAXIAIS DE SEÇÃO RETA ARBITRÁRIA

Oscar Hernan Polanco Perez e Luiz Costa da Silva

Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro

CETUC

Rua Marquês de São Vicente 225, Gávea, Rio de Janeiro, RJ

**Resumo:** Apresenta-se um método numérico, baseado em diádicas de Green e no método dos momentos, para determinação da impedância característica e da distribuição de campos eletromagnéticos em linhas de transmissão coaxiais de seção reta arbitrária. O método oferece, como principais vantagens, sua simplicidade, generalidade e precisão dos resultados. Exemplos numéricos, para os casos de cabos coaxiais circulares e retangulares, indicam a precisão desses resultados.

## 1. INTRODUÇÃO

A determinação da impedância característica e dos campos eletromagnéticos em linhas de transmissão de seção arbitrária tem sido objeto de estudo por vários autores, havendo-se empregado diversos métodos, numéricos, analíticos ou semi-analíticos. Tsibuokis [1] aplicou métodos variacionais para a obtenção dos limites superior e inferior da impedância característica. Laura e Luisoni [2] valeram-se de transformações conformes para analisar cabos com condutores poligonais ou circulares. Geyi et al [3] aplicaram o método dos elementos de fronteira na solução do problema. Zhou [4] propôs uma solução aproximada, semi-empírica, baseada em propriedades geométricas da linha.

São ainda disponíveis soluções associadas ao método dos elementos finitos [5] e ao método das diferenças finitas [6].

Para o caso particular de cabos com seção retangular, foram sugeridos métodos envolvendo a solução analítica da equação de Laplace [7] e técnicas de ressonância transversa [8]. No presente trabalho é apresentada uma técnica alternativa baseada em diádicas de Green e no método dos momentos. Resulta um modelo de cálculo simples, preciso e aplicável a cabos coaxiais com qualquer forma de seção transversal.

## 2. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

A linha de transmissão em consideração, que tem uma seção transversal como a mostrada na Fig. 1, para efeitos de análise, é substituída pela estrutura equivalente mostrada na Fig. 2.

A estrutura equivalente é obtida colocando-se um guia de ondas retangular, de dimensões transversais  $a$  e  $b$ , circunscrevendo o condutor externo da linha original, e aproximando-se os perfis dos condutores por dois polígonos.

A introdução do guia de ondas em nada perturba a distribuição dos campos, já que os campos externos ao condutor externo da linha são nulos.

A densidade de corrente induzida nos condutores da estrutura equivalente são determinadas pelo método dos momentos [9]. Uma vez conhecidas essas densidades de corrente, os campos no interior da linha (e, em consequência, a impedância característica) são determinados com o auxílio da diádica de Green do guia retangular.

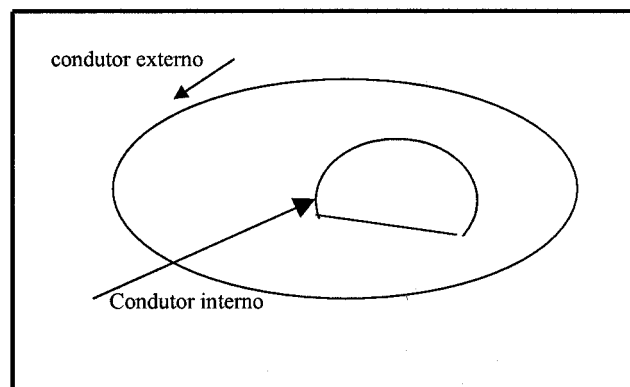


Fig. 1: Linha de transmissão coaxial de seção arbitrária

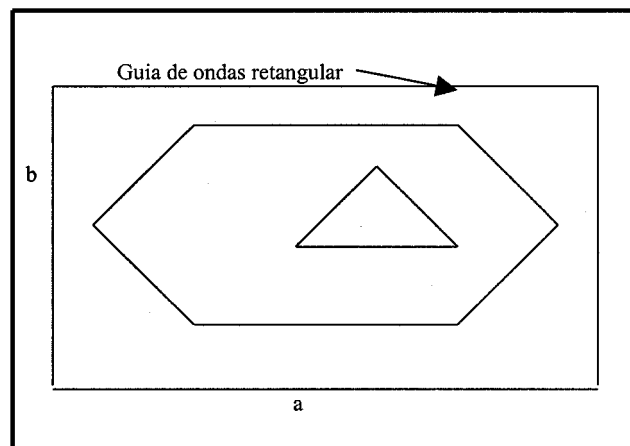


Fig. 2: Estrutura equivalente da linha

A densidade de corrente induzida nos condutores da linha, na estrutura equivalente, é expandida em funções de base da forma:

$$\vec{J} = \sum_{i=1}^{IMAX} \vec{J}_i \quad (1)$$

onde

$$\vec{J}_i = \begin{cases} [\alpha_i \delta(y - y_{1i}) \cos \theta_i - (x - x_{1i}) \text{sen} \theta_i] e^{jk_0 z} \hat{z}, \\ \text{se } x_{1i} \leq x \leq x_{2i} \\ 0 \quad \text{fora do intervalo } [x_{1i}, x_{2i}] \end{cases} \quad (2)$$

sendo  $\vec{J}$  a densidade de corrente total nos dois condutores da linha,  $\vec{J}_i$  a densidade de corrente associada ao lado  $i$  dos polígonos em que foram aproximados os condutores, IMAX o número total de lados dos dois polígonos,  $\alpha_i$  coeficientes a serem determinados,  $\hat{z}$  o vetor unitário ao longo do eixo da linha,  $k_0$  o número de onda para o espaço livre e  $x_{1i}, x_{2i}, y_{1i}, y_{2i}$  e  $\theta_i$  são definidos na Fig. 3, que mostra as coordenadas associadas ao lado  $i$  dos polígonos que definem os condutores da linha.

A variação em  $z$ ,  $e^{jk_0 z}$ , e a direção da corrente, apenas na direção  $z$ , decorrem do pressuposto de existência de uma onda TEM propagando-se na linha.

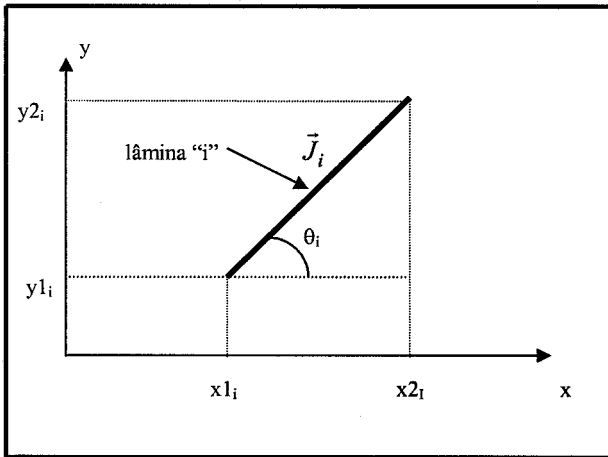


Fig. 3: Coordenadas de uma lâmina condutora

O campo elétrico gerado pela densidade de corrente  $\vec{J}_i$ , em função dos coeficientes  $\alpha_i$ , é determinado com o auxílio da diádica de Green do guia retangular [10], resultando:

$$\begin{aligned} \vec{E}^i = & -\frac{\alpha_i}{|\cos \theta_i|} \frac{4Z_0}{ab} \sum_m \sum_n \frac{(m\pi/a)}{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2} F_{\text{sen}}(m, n, i) \cdot \\ & \cos\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \text{sen}\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_0 z} \hat{x} \\ & -\frac{\alpha_i}{|\cos \theta_i|} \frac{4Z_0}{ab} \sum_m \sum_n \frac{(n\pi/b)}{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2} F_{\text{sen}}(m, n, i) \cdot \\ & \text{sen}\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \cos\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_0 z} \hat{y} \\ & -\frac{\alpha_i}{j\omega \epsilon} \frac{1}{|\cos \theta_i|} \frac{4}{ab} \sum_m \sum_n \left[ \frac{k_{cmm}^2}{2(\beta_{mn} - k_0)\beta_{mn}} + \frac{k_{cmm}^2}{2(\beta_{mn} + k_0)\beta_{mn}} + 1 \right] \\ & F_{\text{sen}}(m, n, i) \text{sen}\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \text{sen}\left(\frac{n\pi}{b} y\right) e^{-jk_0 z} \hat{z} \end{aligned} \quad (3)$$

onde  $\hat{x}$  e  $\hat{y}$  são os vetores unitários ao longo dos eixos  $x$  e  $y$  (mostrados na Fig. 3),  $\beta_{mn}^2 = k_0^2 - k_{cmm}^2$ ,  $k_{cmm}^2 = \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2$ ,

$$Z_0 = \sqrt{\mu/\epsilon},$$

$$e F_{\text{sen}}(m, n, i) = \int_{x_{1i}}^{x_{2i}} \text{sen}\left(\frac{m\pi}{a} x\right) \text{sen}\left(\frac{n\pi}{b} (a_i x + b_i)\right) dx$$

sendo  $a_i = \text{tg}(\theta_i)$  e  $b_i = y_{1i} - x_{1i} \text{tg}(\theta_i)$ , e a integral computada analiticamente.

Verifica-se, em (3), que o coeficiente da série para a componente  $z$  do campo elétrico é:

$$C_{mn} = \left[ \frac{k_{cmm}^2}{2(\beta_{mn} - k_0)\beta_{mn}} + \frac{k_{cmm}^2}{2(\beta_{mn} + k_0)\beta_{mn}} + 1 \right]$$

Tendo em vista a expressão de  $\beta_{mn}$  dada acima, esse coeficiente pode ser colocado na forma:

$$C_{mn} = \left[ \frac{k_{cmm}^2}{2\beta_{mn}(\beta_{mn}^2 - k_0^2)} + 1 \right] = \left[ \frac{k_{cmm}^2}{(\beta_{mn}^2 - k_0^2)} + 1 \right] = 0$$

ou seja, devido à imposição de variação funcional em  $z$ , para a corrente, na forma  $e^{-jk_0 z}$ , a componente longitudinal do campo elétrico resulta identicamente nula, como necessário a uma onda TEM.

Para a determinação dos coeficientes  $\alpha_i$ , impõe-se a condição de contorno sobre a lâmina condutora (componente tangencial de campo elétrico nula). Multiplica-se, a seguir, a equação resultante por funções de teste iguais às funções de base e integra-se os resultados sobre a seção transversal do guia retangular, resultando o sistema de equações lineares:

$$[Y][\alpha] = 0 \quad (4)$$

onde  $[\alpha]$  é um vetor de dimensão IMAX, contendo os coeficientes  $\alpha_i$ , e  $[Y]$  é uma matriz quadrada, IMAX x IMAX, com os elementos  $y_{ij}$  dados por :

$$y_{ij} = \frac{1}{|\cos\theta_i|} \frac{1}{|\cos\theta_j|} \left\{ \cos\theta_i \sum_m \sum_n \frac{(m\pi/a)}{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2} F_{sen}(m,n,j) F1_{cos}(m,n,i) + \right. \\ \left. + \sin\theta_i \sum_m \sum_n \frac{(n\pi/b)}{(m\pi/a)^2 + (n\pi/b)^2} F_{sen}(m,n,j) F2_{cos}(m,n,i) \right\} \quad (5)$$

onde :

$$F1_{cos}(m,n,i) = \int_{x_{1i}}^{x_{2i}} \cos\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \sin\left[\frac{n\pi}{b}(a_i x + b_i)\right] dx$$

$$F2_{cos}(m,n,i) = \int_{x_{1i}}^{x_{2i}} \sin\left(\frac{m\pi}{a}x\right) \cos\left[\frac{n\pi}{b}(a_i x + b_i)\right] dx$$

sendo  $a_i$  e  $b_i$  como definidos anteriormente. As integrais  $F1_{cos}(m,n,i)$  e  $F2_{cos}(m,n,i)$  são computadas analiticamente.

Verifica-se numericamente que o determinante de  $[Y]$  é nulo, e o sistema de equações (5), em consequência, é indeterminado.

Escolhendo-se  $\alpha_1=1$ , os restantes coeficientes  $\alpha_i$  são determinados através de (5).

Conhecidos os coeficientes  $\alpha_i$ , os campos elétricos são computados, utilizando-se mais uma vez a diádica de Green do guia retangular.

A impedância característica da linha,  $Z_c$  é obtida por meio de :

$$Z_c = \frac{V}{I} \quad (6)$$

onde :

$$V = \int_{p_1}^{p_2} \vec{E} \cdot d\vec{l} \quad (7)$$

sendo  $p_1$  um ponto sobre o condutor interno e  $p_2$  um ponto sobre o condutor externo, e  $I$  é a corrente total no condutor interno ou externo.

### 3. EXEMPLOS NUMÉRICOS

Como exemplos de aplicação do método apresentado acima, considerou-se, inicialmente, um cabo coaxial circular, com condutores com raio interno e externo  $r_1$  e  $r_2$ , respectivamente, cujos campos e a impedância característica são conhecidos analiticamente, facilitando a verificação da precisão do método proposto. Utilizou-se, como dimensões do cabo,  $r_1 = 1,00$  mm e  $r_2 = 2,30$  mm ( $Z_c = 50 \Omega$ ). Na Tabela I estão listados os valores obtidos para a impedância

característica, aproximando-se cada quarto de círculo do cabo coaxial em 20 segmentos retilíneos, e variando-se os valores máximos de  $m$  e  $n$  indicados nos somatórios em (5).

Mmax	$Z_c$ ( $\Omega$ )	Erro (%)
50	52,963	+5,92
75	49,791	-0,418
100	49,684	-0,630
150	49,931	-0,136
200	50,029	-0,058
250	49,774	-0,452

Tabela I : Impedância característica vs número de funções modais

A Tabela II mostra os resultados para  $Z_c$ , fazendo-se  $M_{max}=N_{max}=200$ , mas variando-se o número de segmentos retilíneos em que foi dividido cada quarto de condutor de seção circular.

Nº de segmentos	$Z_c$	Erro (%)
10	50,245	+0,490
20	50,029	+0,058
30	49,836	-0,328
40	49,885	-0,230
50	49,779	-0,442
60	49,858	-0,284
70	50,239	+0,478

Tabela II: Impedância característica vs número de segmentos

Como se observa, nas tabelas I e II, um número de segmentos entre 30 e 70 e índice máximo dos modos igual a 200 resulta em um erro menor que 0,5 % para a impedância característica.

Como segundo exemplo, foi determinada a impedância característica de um cabo coaxial retangular, com seção transversal como mostrado na Fig. 4.

As dimensões do cabo em análise são as seguintes :  $a_1 = 2,0$  mm,  $b_1 = 1,0$  mm,  $a_2 = 6,0$  mm,  $b_2 = 3,0$  mm.

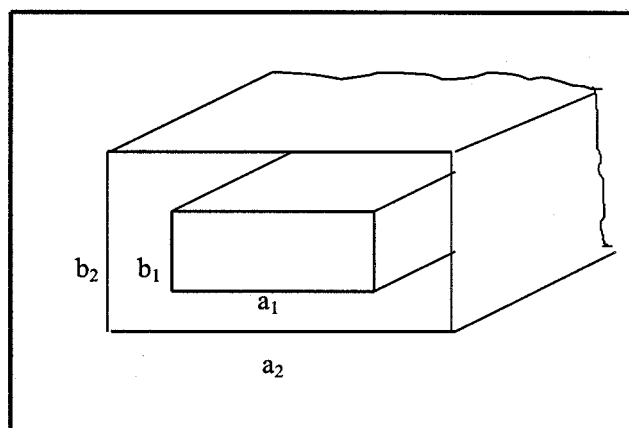


Fig. 4 : Cabo coaxial retangular

Os valores obtidos para a impedância característica, para diversos valores do número de segmentos em que foi dividido um quarto dos condutores interno e externo, estão na tabela III.

Nº de segmentos	$Z_c (\Omega)$
6	50,476
9	49,947
12	50,535
15	50,224
18	50,440
21	50,443

Tabela III : Valor da impedância característica do cabo coaxial retangular para diversos valores de número de segmentos em que foi dividido um quarto do cabo.

A impedância desse cabo, calculada pelo método indicado em [7], resulta em um valor de 50,54 Ohm.

Como se observa na tabela III, uma divisão de um quarto de cabo em 12 a 21 segmentos resulta em um valor de impedância característica com discrepância máxima de 0,35 % em relação a previsto em [7].

#### 4. CONCLUSÕES

Com o auxílio da técnica de diádicas de Green e do método dos momentos, foi construído um modelo para determinação dos campos eletromagnéticos e da impedância característica de cabos coaxiais com seção reta arbitrária. A aplicação a cabos de seção circular e retangular indica a precisão do modelo desenvolvido.

#### REFERÊNCIAS

- [1] Tsiboukis, T. D., "Estimation of the Characteristic Impedance of a Transmission Line by Variational Methods", IEE Proc., Pt. H, vol. 132, pp.171-175, 1985.
- [2] Laura P. and Luisoni, L., " Approximate Determination of the Characteristic Impedance of the Coaxial System Consisting of a Regular Polygon Concentric with a Circle", IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-25, pp. 160-161, 1977.
- [3] Geyi, W., Xueguan, L., Wanchun, W., "Solution of the Characteristic Impedance of an Arbitrarily Shaped TEM Transmission Line Using Complex Variable Boundary Element Method (CVBEM)", IEE Proc., Pt. H, vol. 136, pp.73-75, 1989.
- [4] Zhou, X., "Novel Method of Calculating the Characteristic Impedance of a Coaxial Transmission Line of Arbitrary Cross-Section", IEE Proc.-Microw. Antennas Propag., vol. 141, pp. 423-427, 1994..
- [5] Silvester, P., P., "Finite Elements for Electrical Engineers", Cambridge University Press, third ed., 1996.
- [6] Silvester, P., P., "Modern Elewctromagnetic Fields", MacGraw Hill, 1990.
- [7] Cruzan, O., R. and Garver, R., V., "Characteristic Impedance of Rectangular Coaxial Transmission Lines", IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-12, pp. 488-495, 1964.
- [8] Alessandri, F., Mongiardo, M. ans Sorrentino, R., " Computer-Aided Design of Beam Forming Networks for Modern Satellite Antennas", IEEE Trans. on MTT, vol. MTT-40, pp. 1117-1127, 1992.
- [9] Harrington, R., F., "Field Computation by Moment Methods"Ed. Robert Krieger, 1968

# Análise Completa em 3-D de Linhas de Lâminas Bilaterais Genéricas

Humberto César Chaves Fernandes e Jarbas de Albuquerque Sales Neto

Departamento de Engenharia Elétrica - Centro de Tecnologia-Universidade Federal do Rio Grande do Norte - Cx. Postal: 1583  
CEP 59.072-970 - Natal - RN - Brasil

**RESUMO** - É apresentado um trabalho para se obter simultaneamente a constante dielétrica efetiva, a constante de atenuação e a impedância característica de linhas de lâminas bilaterais genéricas, pela primeira vez. Estas estruturas apresentam ou não a assimetria, tem uso de substrato semiconductor ou com perdas e apresentam espessura da lâmina condutora. Na análise, é utilizado o método de onda completa da Linha de Transmissão Transversa - LTT, e os resultados da constante de propagação complexa e da impedância característica, são obtidos, em 3-D, em função da frequência, de diferentes dimensões e da condutividade do substrato.

**Palavras chaves** - Linha de Lâmina Bilateral, Assimetria, Método LTT.

## I - INTRODUÇÃO

Neste trabalho é dado um enfoque a questão da sensibilidade da estrutura, de linhas de lâminas bilaterais genéricas, que apresentam ou não a assimetria, tem uso de substrato semiconductor ou com perdas e apresentam espessura da lâmina condutora. Na análise, é utilizado o método de onda completa da Linha de Transmissão Transversa - LTT. É estudado o comportamento da constante de propagação complexa, com a inclusão da assimetria e para diferentes espessuras das fendas. Como também, foi realizada uma análise da impedância característica da estrutura. Resultados da constante de propagação complexa e da impedância característica, são obtidos, em 3-D, em função da frequência, de diferentes dimensões e da condutividade do substrato.

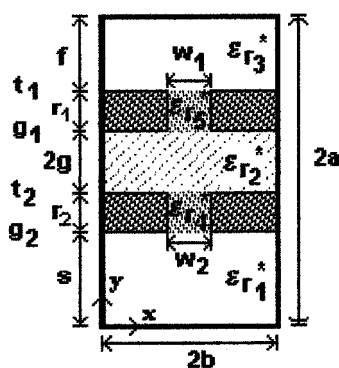


Fig. 1. Seção transversal de uma linha de lâmina bilateral assimétrica com espessura da lâmina condutora e uso de substrato semiconductor.

Manuscrito recebido em 20 de março de 1998. Revisado em 30 de maio de 1998.

H.C.C. Fernandes e J.A. Sales Neto., Tel/Fax 084 2153732; humbeccf@ct.ufm.br.

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq.

## II- DESENVOLVIMENTO

Para o cálculo da constante de propagação e da impedância característica, utiliza-se o método de análise de onda completa da linha de transmissão transversa - LTT [1], que partindo das equações de Maxwell, permite determinar os campos eletromagnéticos da estrutura, em função dos campos transversais às regiões dielétricas no domínio da transformada de Fourier - FTD.

$$\tilde{\mathbf{E}}_i = \tilde{\mathbf{E}}_{xi} + \tilde{\mathbf{E}}_{yi} + \tilde{\mathbf{E}}_{zi} \quad (1)$$

$$\tilde{\mathbf{H}}_i = \tilde{\mathbf{H}}_{xi} + \tilde{\mathbf{H}}_{yi} + \tilde{\mathbf{H}}_{zi} \quad (2)$$

Aplicando-se as condições de contorno para os campos elétricos e magnéticos na estrutura, encontra-se um sistema matricial não-homogêneo.

$$\mathbf{Y} \cdot \tilde{\mathbf{E}} = \tilde{\mathbf{J}} \quad (3)$$

Expandindo-se os campos elétricos nas fendas, em termos de funções de base, como exemplo para o campo  $\mathbf{E}_x$  na fenda  $w_1$  em  $y = t_1$ , temos :

$$\tilde{\mathbf{E}}_{xt_1} = \mathbf{a}_{xt_1} \tilde{\mathbf{f}}_{xt_1} \quad (4)$$

onde,

$$\tilde{\mathbf{f}}_{xt_1} = \tilde{\mathbf{f}}_{xg_1} = 0,5\pi w_1 e^{j\alpha(x_1+0,5w_1)} J_0(0,5\alpha_n w_1) \quad (5)$$

$$\tilde{\mathbf{f}}_{xt_2} = \tilde{\mathbf{f}}_{xg_2} = 0,5\pi w_2 e^{j\alpha(x_2+0,5w_2)} J_0(0,5\alpha_n w_2) \quad (6)$$

e aplicando-se o método dos momentos, é obtido um sistema matricial homogêneo complexo.

$$\begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{13} & A_{14} \\ A_{21} & A_{22} & A_{23} & A_{24} \\ A_{31} & A_{32} & A_{33} & A_{34} \\ A_{41} & A_{42} & A_{43} & A_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{xg_1} \\ a_{xt_1} \\ a_{xg_2} \\ a_{xt_2} \end{bmatrix} = 0 \quad (7)$$

A solução não-trivial deste sistema, gera a equação característica. A raiz complexa desta equação transcendental, fornece a constante de propagação, que é formada pelas constantes de atenuação ( $\alpha$ ), e de fase ( $\beta$ ). A constante dielétrica efetiva é determinada a partir de uma relação entre a constante de fase e o número de onda no espaço livre.

$$\epsilon_{ef} = \left( \frac{\beta}{k_0} \right)^2 \quad (8)$$

A impedância característica é obtida, empregando-se a expressão que relaciona a voltagem na fenda,  $V_x$ , e a potência transportada,  $P$ , através da fenda.

$$Z_C = \frac{V_x^2}{2P} \quad (9)$$

A voltagem na fenda,  $V_x$ , é conhecida pela aplicação da integral do campo elétrico na fenda. Este campo é expandido em termos das funções de base, usadas no cálculo da constante de propagação.

$$V_x = \int_{-w/2}^{+w/2} E_{xg} dx \quad (10)$$

A potência,  $P$ , transportada pela fenda, é dada pela integral do vetor de Poynting complexo.

$$P = \frac{1}{2b} \operatorname{Re} \left[ \sum_{-\infty}^{\infty} \int_0^{2a} (\tilde{E}_x \tilde{H}_y^* - \tilde{E}_y \tilde{H}_x^*) dy \right] \quad (11)$$

Esta potência, é calculada para cada uma das cinco regiões dielétricas, e é fornecida em função dos campos elétricos e magnéticos de cada uma das cinco regiões dielétricas. Esses campos, são os mesmos utilizados no cálculo da constante de propagação.

$$P = \frac{1}{2b} \operatorname{Re} \left[ \sum_{-\infty}^{\infty} (P_1 + P_2 + P_3 + P_4 + P_5) \right] \quad (12)$$

Onde os termos  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $P_3$ ,  $P_4$  e  $P_5$ , são as potências em cada uma das cinco regiões dielétricas.

### III- RESULTADOS

O programa computacional foi desenvolvido na linguagem FORTRAN 77 e executado em um microcomputador pentium. A análise da variação da constante dielétrica efetiva e da constante de atenuação, foi realizada através da variação de parâmetros como a frequência, a dimensão  $s$  (mm) da região 1, a espessura da camada condutora, a condutividade do substrato semiconductor e as espessuras das fendas  $w$  (mm). Os resultados foram comparados satisfatoriamente, com referência em 2-D, onde o substrato é um material sem perdas e a estrutura apresenta simetria, nas Figs. 2 e 3.

Resultados em 3-D, da constante dielétrica efetiva e da constante de atenuação são apresentados nas figuras 4 a) e

b), em função da frequência e da arbitrariedade da dimensão  $s$  (mm), e, nas figuras 5 a) e b), em função das espessuras das fendas, caracterizando assim a tripla assimetria simultânea da estrutura genérica, todos para linhas de lâminas bilaterais assimétricas com uso de substrato semiconductor e com o uso da espessura da lâmina condutora.

Foram considerados para a obtenção dos resultados os seguintes valores, guia de ondas WR-28 ( $2a = 7,112$  mm,  $2b = 3,556$  mm),  $x_1 = x_2 = 1,073$  mm,  $w_1 = w_2 = 0,3$  mm a 0,5 mm,  $\epsilon_{r2} = 12,0$ ,  $2g = 0,254$  mm e  $r_1 = r_2 = 0,01$  mm.

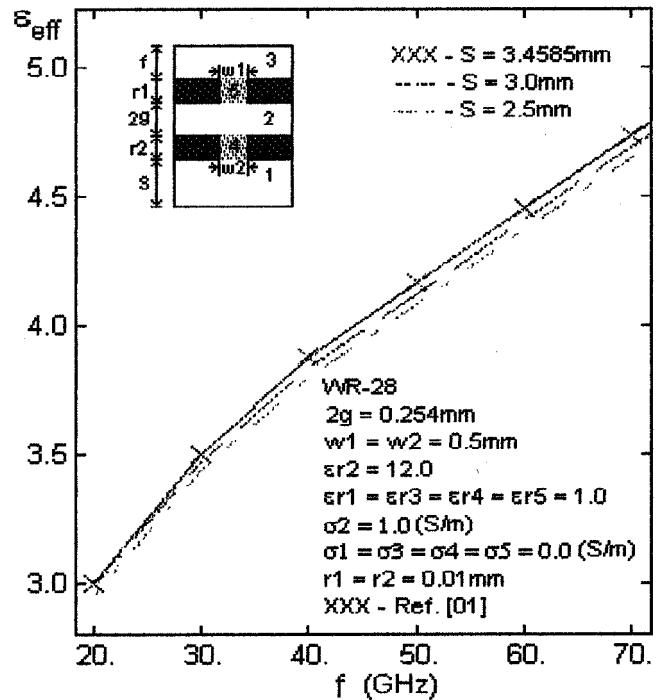


Fig. 2. Curva da constante dielétrica efetiva em função da frequência para linhas de lâminas bilaterais assimétricas com substrato semiconductor com perdas (GaAs), e espessura da lâmina condutora.

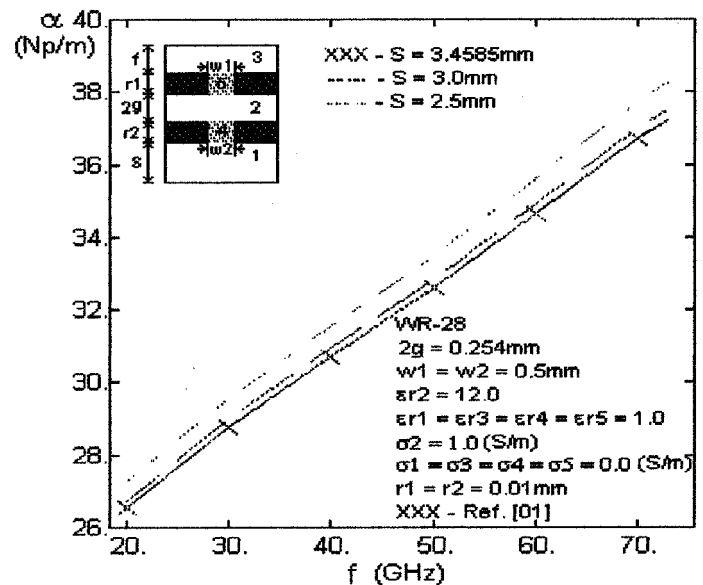


Fig. 3. Curva da constante de atenuação em função da frequência para linhas de lâminas bilaterais assimétricas com substrato semiconductor com perdas (GaAs), e espessura da lâmina condutora.

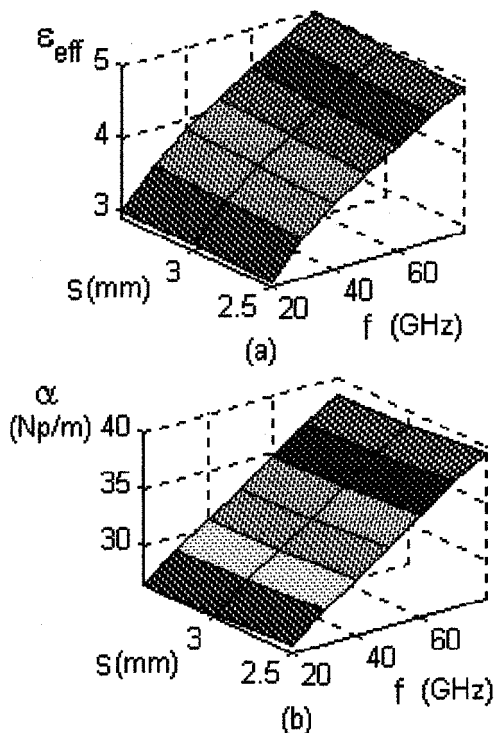


Fig. 4. Curvas da a) constante dielétrica efetiva; e b) da constante de atenuação, ambos em função da frequência e da dimensão  $s$ , para linhas de lâminas bilaterais assimétricas com substrato semiconductor com perdas (GaAs), e espessura da lâmina condutora. WR-28,  $2g = 0,254$  mm,  $w_1 = w_2 = 0,5$  mm,  $r_1 = r_2 = 0,01$  mm,  $\epsilon_{p2} = 12,0$ ,  $\sigma_2 = 1,0$ .

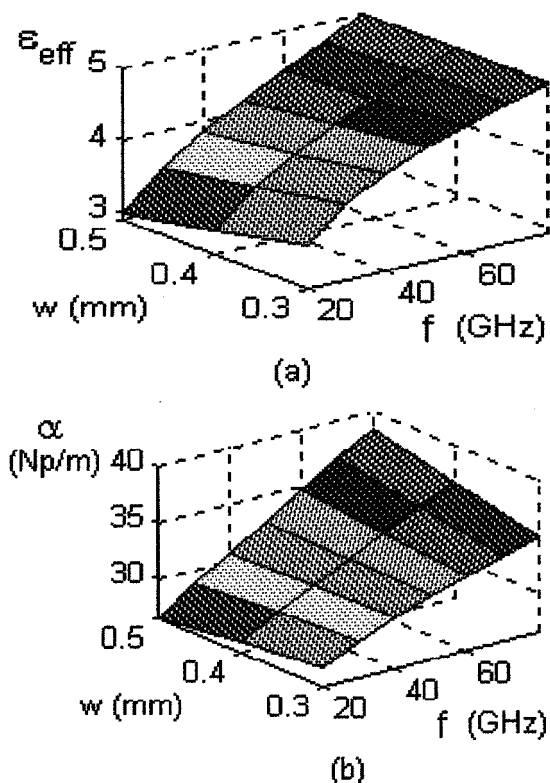


Fig. 5. a) Curvas da constante dielétrica efetiva; e b) da constante de atenuação, ambos em função da frequência e da largura da fenda  $w$ , para linhas de lâminas bilaterais assimétricas com substrato

semiconductor com perdas (GaAs), e espessura da lâmina condutora. WR-28,  $2g = 0,254$  mm,  $r_1 = r_2 = 0,01$  mm,  $\epsilon_{p2} = 12,0$ ,  $\sigma_2 = 1,0$ .

#### IV-CONCLUSÃO

Novos resultados em 3-D, foram apresentados para a propagação complexa em linhas de lâminas bilaterais assimétricas com uso de substrato semiconductor e espessura da lâmina condutora simultaneamente, usando o método LTT. Esses resultados, aumentam a possibilidade da aplicação deste tipo de estrutura em diversos projetos de dispositivos nas frequências de ondas milimétricas. Este trabalho recebeu suporte do CNPq e CAPES.

#### REFERÊNCIAS

- [1] H. C. C. Fernandes, E.A.M.Souza e I.S.Queiroz Jr, "High precision analysis of finlines on semiconductor substrate", International Journal of Infrared and Millimeter Waves, Vol. 16, N° 1, pp.185-200, Jan. 1995.
- [2] T. Kitazawa e R. Mitra, "Analysis of finline with finite metallization thickness", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-39, pp. 70-74, Jan. 1991.
- [3] Bharathi Bhat e Shibani K. Koul, "Analysis, design and applications of fin lines", Artech House, 1987.
- [4] H. C. C. Fernandes, "A Direct Method (TTL) Applied to General Planar Devices and Structures of Millimeter Waves", Int. Conf. on Millimeter and Submillimeter Waves and Applications III, part of the SPIE'96, Int. Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation; Denver-Colorado Conf. Proc. p. 5-10, USA, Agosto, 1996.
- [5] H. C. C. Fernandes, "Attenuation and Propagation in Various Finline Structures", International J. of Infrared and Millimeter Waves, USA, Vol. 17, N°8, p. 823-835., Agosto, 1996.
- [6] K. Guillouard, M. F. Wong, V. Fouad Hanna e J. Citerne, "Diakoptics using finite element analysis", IEEE MTT-S Vol. 1, p. 363-366, Jun. 1996.
- [7] J. Tan e G. Pan, "A general functional analysis to dispersive structures", IEEE MTT-S, USA, Vol. 2, p. 1027-1030, Jun.1996.
- [8] Z. Fan e S. R. Pennock, "Analysis of asymmetrical multilayer ferrite-loaded finlines by the extended spectral domain approach", IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-44, p. 407-504, Abril. 1996.
- [9] J. A. Sales Neto e H. C. C. Fernandes, "Analysis in 3-D of the Complex and Arbitrary Bilateral Finline", 1997 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference, Natal - RN, agosto de 1997.
- [10] J. A. Sales Neto e H. C. C. Fernandes, "Caracterização em 3-D de Linhas de Lâminas Bilaterais Genéricas", XV Simpósio Brasileiro de Telecomunicações, Recife - PE, p. 617-619, setembro de 1997.

# SUPERCONDUCTIVITY IN OPENED AND CLOSED MICROSTRIP LINE WITH MULTILAYER LOSS SUBSTRATES

Humberto César Chaves Fernandes, Gustavo Adolfo de Brito Lima and Wellton Pires Pereira  
 Department of Electrical Engineering - Technological Center-Federal University of Rio Grande Norte P.O.Box 1583  
 59.072-970 - Natal - RN - Brazil

**Summary** – The theory of multilayer shielded and opened superconducting microstrip lines is presented. The Transverse Transmission Line method is used. The superconductor effect is included with the surface impedance. Applying the moment method, the complex propagation constant of the structure is obtained. Results are presented for this constant versus frequency and various parameter.

**Index Terms** – Microstrip, TTL Method, Superconductivity.

## I. INTRODUCTION

The microstrip line is a structure normally utilized in Microwave Monolithic Integrated Circuits-MMIC. The utilization of high-Tc superconductor films in the structures has practical applications [1] and permits a reduction of losses and low dispersion. Different methods have been proposed in the Fourier transform domain (FTD) and other schemes [2]-[8], for the microstrip and stripline characterization. In this work is used the full wave analysis of the Transverse Transmission Line (TTL) method, developed by the author recently with success [2], [8].

This TTL method permits an exact and concise analysis to obtain the dyadic Green matrix impedance of the structure. For microstrip with the superconductor film thickness, as shown in the Fig. 1., much thinner than the effective penetration depth, the introduction of this superconductor can be analyzed by considering a Complex Resistive Boundary Condition [4]. The conductivity of the superconductor film is complex and is given by the Two Fluid Theory [4]. The superconductor effect is included with the boundary condition of the surface impedance, that is related to the complex conductivity of the material, calculated from an advanced two- fluid model [2],[4]. In the TTL method the electromagnetic fields in  $\hat{x}$  and  $\hat{z}$  directions ( $\hat{z}$  is the direction of propagation with complex constant  $\Gamma = \alpha + j\beta$ ) are obtained as functions of the transverse electromagnetic fields.

Applying the magnetic boundary condition with the surface impedance is obtained a matrix system that relates the tangential electric fields with the surface current densities resulting the impedance matrix. In the sequence, the moment method is used conducting to characteristic equation, such that their roots are numerically calculated to given the complex propagation constant, including the phase constant and the attenuation constant.

Manuscript received on March 20, 1998. Revised on May 30, 1998.

H.C.C. Fernandes e G.A.B. Lima and W.P. Pereira., Tel/Fax 084 2153732;  
 humbeccf@ct.ufm.br.

This work was supported in part by CNPq.

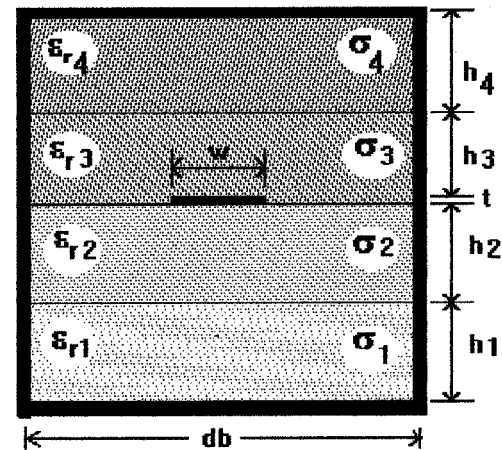


Fig. 1: Cross section of the overlay shielded superconducting microstrip line on double substrate with losses.

## II. THEORY

In the TTL method, applying the Maxwell equations, a set of equations that represent the electromagnetic fields, in the  $\hat{x}$  and  $\hat{z}$  directions in the regions of the structure are given as a function of the fields in the  $\hat{y}$  direction, transverse to the interfaces, in the Fourier transform domain (FTD), as follow:

$$\vec{E}_T = \frac{1}{K^2 + K_y^2} \left[ \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_T \vec{E}_y) - j\omega\mu (\nabla_T \times \vec{H}_y) \right] \quad (1)$$

$$\vec{H}_T = \frac{1}{K^2 + K_y^2} \left[ \frac{\partial}{\partial y} (\nabla_T \vec{H}_y) + j\omega\epsilon (\nabla_T \times \vec{E}_y) \right] \quad (2)$$

Where,  $k_i$  is the wave number,  $\gamma_i$  is the propagation constant in y direction,  $\Gamma = \alpha + j\beta$  is the propagation constant,  $\alpha_n$  is the spectral variable, and  $i = 1, 2, 3$  and  $4$  are the considered regions.

Applying the boundary conditions and the Helmholtz equations, the electromagnetic fields of the microstrip line are obtained.



$$y=0: \tilde{\mathbf{E}}_{x1} = \tilde{\mathbf{E}}_{x1} = 0 \quad (3.1)$$

$$y=s: \tilde{\mathbf{E}}_{x1} = \tilde{\mathbf{E}}_{x2}, \tilde{\mathbf{E}}_{z1} = \tilde{\mathbf{E}}_{z2}, \tilde{\mathbf{H}}_{x1} = \tilde{\mathbf{H}}_{x2}, \tilde{\mathbf{H}}_{z1} = \tilde{\mathbf{H}}_{z2} \quad (3.2)$$

$$y=h: \tilde{\mathbf{E}}_{x2} = \tilde{\mathbf{E}}_{xg}, \tilde{\mathbf{E}}_{z2} = \tilde{\mathbf{E}}_{zg}, \tilde{\mathbf{E}}_{x3} = \tilde{\mathbf{E}}_{xg}, \tilde{\mathbf{E}}_{z3} = \tilde{\mathbf{E}}_{zg} \quad (3.3)$$

$$y=2.a: \tilde{\mathbf{E}}_{z3} = \tilde{\mathbf{E}}_{z3} = 0 \quad (3.4)$$

As an example at the region (1) this field is:

$$\tilde{\mathbf{E}}_{x1} = \frac{1}{K_1^2 + \chi^2} \left[ \left( \alpha_n^2 \frac{\chi}{B} - \Gamma^2 \frac{1}{A} \right) \tilde{\mathbf{E}}_{xg} - j \alpha_n \Gamma \left( \frac{\chi}{B} - \frac{1}{A} \right) \tilde{\mathbf{E}}_{zg} \right] \cdot \sinh(\chi y) \quad (4)$$

Where,

$$A = \sinh(\gamma_1 s) \cosh(\gamma_2 g) + \frac{\gamma_1}{\gamma_2} \cosh(\gamma_1 s) \sinh(\gamma_2 g) \quad (4.1)$$

$$B = \gamma_1 \sinh(\gamma_1 s) \cosh(\gamma_2 g) + \gamma_2 \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cosh(\gamma_1 s) \sinh(\gamma_2 g) \quad (4.2)$$

After application of the magnetic boundary conditions the matrix equation is obtained relating the fields and the current densities,

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{Z}}_{xx} & \tilde{\mathbf{Z}}_{xz} \\ \tilde{\mathbf{Z}}_{zx} & \tilde{\mathbf{Z}}_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{J}}_{xg} \\ \tilde{\mathbf{J}}_{zg} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{xg} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{zg} \end{bmatrix} \quad (5)$$

Where  $[\tilde{\mathbf{Z}}]$  represents the dyadic Green impedance matrix in the FTD, obtained by the TTL method.

After to obtain this matrix, the Complex Resistive Boundary Conditions model [2-4] is applied to include the superconducting characteristic of the microstrip structure. The tangential components of the electric field on the plane  $y = g$  ( $h_1 + h_2$ ) are given as

$$\begin{cases} \tilde{\mathbf{E}}_{xg} = \tilde{\mathbf{E}}_{xg}^{\text{in}} + \tilde{\mathbf{E}}_{xg}^{\text{o}} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{zg} = \tilde{\mathbf{E}}_{zg}^{\text{in}} + \tilde{\mathbf{E}}_{zg}^{\text{o}} \end{cases} \quad (6)$$

Where  $\tilde{\mathbf{E}}_{xg}^{\text{o}}$  and  $\tilde{\mathbf{E}}_{zg}^{\text{o}}$  are the electric fields out of the superconductor, and,  $\tilde{\mathbf{E}}_{xg}^{\text{in}}$  and  $\tilde{\mathbf{E}}_{zg}^{\text{in}}$  are the electric fields in the superconductor. These last fields are related with the current densities by the presence of the impedance surface, since the superconducting film thickness is much thinner than  $\lambda_{\text{eff}}$  [2], [4]. This impedance surface is given as,

$$Z_s = \frac{1}{t_{sc} \sigma_{sc}} \quad (7)$$

where  $\sigma_{sc}$  is the conductivity of the superconductor and is obtained of the Two Fluid theory [4]:

$$\sigma_{sc} = \sigma_n \left( \frac{T}{T_c} \right)^4 - j \left( \frac{1}{\omega \mu \lambda_{\text{eff}}^2(0)} \right) \left( 1 - (T/T_c) \right)^4 \quad (8)$$

$\sigma_n$  Is the conductivity of the superconductor,  $T_c$  is the critical temperature of the superconductor, and,  $\lambda_{\text{eff}}(0)$  is the penetration effective depth when  $T = 0$  K. The Two Fluid theory is used for high-temperature materials with success at the present time, appears of the originally applied in low-temperature materials [4]. The "enhanced" Two Fluid theory is used by others authors for corrections in materials parameters obtained experimentally [7].

After the inclusion of the superconducting impedance, considering the algebraic modifications, the matrix equation (5) is changed for:

$$\begin{bmatrix} (\tilde{\mathbf{Z}}_{xx} - Z_s) & \tilde{\mathbf{Z}}_{xz} \\ \tilde{\mathbf{Z}}_{zx} & (\tilde{\mathbf{Z}}_{zz} - Z_s) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{J}}_{xg} \\ \tilde{\mathbf{J}}_{zg} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{E}}_{xg} \\ \tilde{\mathbf{E}}_{zg} \end{bmatrix} \quad (9)$$

where  $[\mathbf{J}]$  is the surface current density in the superconductor strip,  $[\mathbf{E}]$  is the tangential electrical field in the lateral of the superconducting strip, and  $[\mathbf{Z}]$  is the impedance matrix.

The Moment method is applied at the equation (9), resulting in the matrix equation. (10),

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathbf{K}}_{xx} & \tilde{\mathbf{K}}_{xz} \\ \tilde{\mathbf{K}}_{zx} & \tilde{\mathbf{K}}_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_x \\ a_z \end{bmatrix} = 0 \quad (10)$$

In this matrix the surface current densities was expanded in terms of basis functions, where  $[a]$  are the unknown coefficient of these functions. The complex root of the determinant of  $[\mathbf{K}]$  is the complex propagation constant,  $\Gamma = \alpha + j\beta$ , where  $\alpha$  is the attenuation constant and  $\beta$  is the phase constant.

### III. RESULTS

Using a Pentium, 133 MHz microcomputer, programs in the FORTRAN 77 language were created to calculate the complex propagation constant of the shielded overlay superconducting microstrip line including multilayer substrates with losses. The numerical results are presented

for the effective dielectric constant and attenuation constant as a function of the frequency to various temperature and conductivity.

In all the figures the superconducting material used is the (YBCO), where the effective penetration depth at temperature of 0 K is  $\lambda_{\text{eff}}(0) = 150$  nm, the conductivity at normal temperature ( $T > T_c$ ) is  $\sigma_n = 2 \times 10^5$  S/m and the critical temperature  $T_c = 90$  K.

In the fig. 2 and 3 are shown numerical results of the effective dielectric constant and attenuation constant as function of the frequency. In these figures are used a WR-28 ( $d_a = 7.112$  mm,  $d_b = 3.556$  mm),  $s = 0.154$  mm,  $g = 0.1$  mm,  $r = 10.0$  nm and  $w_1 = 0.4$  mm. The substrates used have  $\epsilon_r = 2.22$ , and  $\epsilon_r = 10.5$  to substrate with losses. The temperature used is  $T = 70$  K.

In the Fig. 3 are used,  $w_1 = 0,4$  mm ;  $2b = 3,556$  mm ;  $\epsilon_{R1} = 2,22$  ;  $\epsilon_{R2} = 10,5$  ;  $\epsilon_{R3} = \epsilon_{R4} = 1,0$  ;  $\sigma_1 = \sigma_2 = \sigma_3 = \sigma_4 = 0,0$  S/m ;  $T / T_c = 0,9889$  ( ratio of the operation variable and critical temperature ) ;  $\sigma_n = 2,0 \times 10^5$  S/m ;  $\lambda_{\text{eff}} = 150$  nm (specific penetration deep) ;  $t_{SC} = 10$  nm ; 100 spectral variables ;  $\alpha_0 = 40,0$  Np / m (initial value of the attenuation constant )  $\beta_0 = 3078$  rad (initial value of the effective dielectric constant) ;  $f_{\text{ini}} = 60$  GHz (initial frequency).

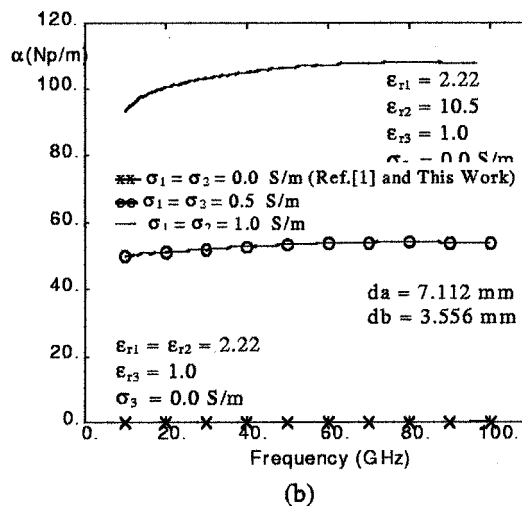
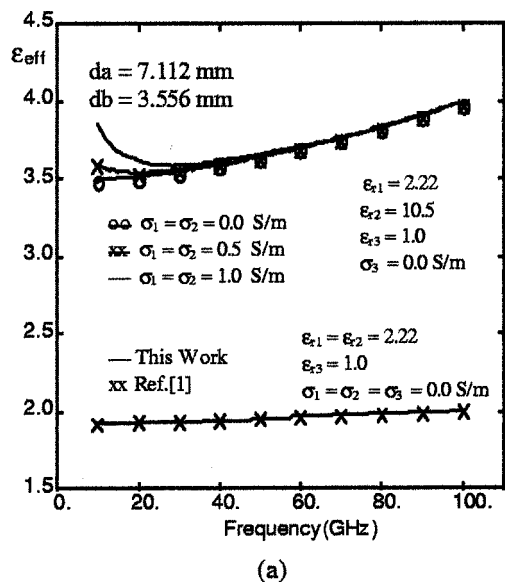


Fig. 2: Effect of conductivity of the substrate on the propagation constant for (a) effective dielectric constant, and (b) attenuation constant, versus frequency of the shielded microstrip line with two layers substrate.

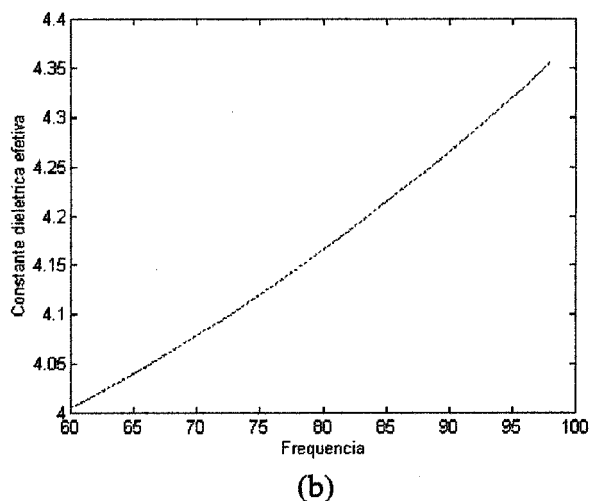
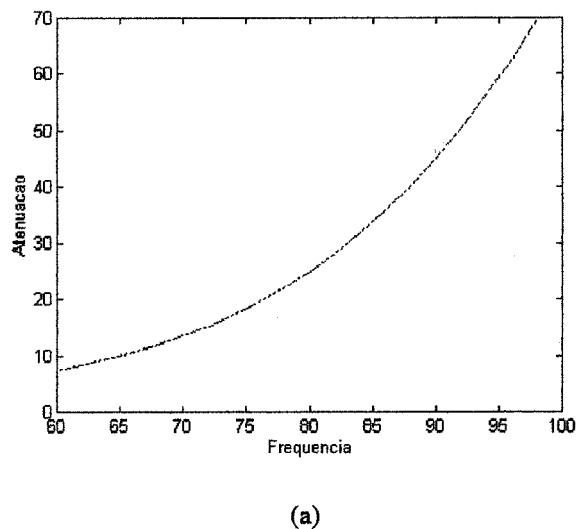


Fig. 3 : a) Effective dielectric constant and b) attenuation constant as function of the frequency (GHz), of the superconducting shielded microstrip line with :  $h_1 = 0,154$  mm ;  $h_2 = 0,1$  mm ;  $h_3 = 0,01$  mm ;  $h_4 = 0,01$  mm .

#### IV. CONCLUSIONS

In conclusions the utilization of superconducting film in microwave devices, as microstrip, open a variety of new applications. The advantages include low attenuation, low distortion and the propagation of slow waves. The comparisons realized show these advantages. The inclusion of the semiconductor substrate with the complex variables, permit the use of these superconducting microstrip line in solid state devices. A new conjunction of methods was utilized for the characterization of these structures that use high-Tc superconducting: the TTL — Transverse Transmission Line, and the Complex Resistive Boundary Condition model. The analysis have been concise and objective, producing excellent results, that were compared with that obtained in another works. This work was supported by CNPq.

#### REFERENCES

- [1] S. M. El-ghazaly, R. B. Hammond and T. Itoh, "Analysis of Superconducting Microwave Structures: Application to Microstrip Lines", *IEEE Trans. Theory and Tech.*, vol. 40, n<sup>o</sup> 03, pp. 499-508, mar. 1992.
- [2] H.C.C.Fernandes, "Shielded and Open Two-layer Superconducting Microstrip Lines", *SPIE's 1995 International Symposium on Optical Science, Engineering and Instrumentation*, in the Conference, High-Temperature Microwave Superconductors and Applications, San Diego , CA, USA, Conf. Proc. pp. 22-29, Jul. 1995.
- [3] J.M.Schellenberg, "CAD Models for Suspended and Inverted Microstrip", *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. 43, n<sup>o</sup> 6, pp. 1247-1252, Jun. 1995.
- [4] J.M.Pond, C.M.Crowne and W.L.Carter, "On the Application of Complex Resistive Boundary Conditions to Model Transmission Lines Consisting of Very Thin Superconductors", *IEEE Trans. on MTT.*, vol. 37, n<sup>o</sup> 1, pp. 181-190, Jan. 1989.
- [5] Z. Cai and J. Bornemann, "Generalized Spectral Domain Analysis for Multilayered Complex Media and High-Tc Superconductor Applications", *IEEE Trans. Theory and Tech.*, vol. 40, n<sup>o</sup> 12, pp. 2251-2257, Dec. 1992.
- [6] D. Nghiem, J. T. Williams and D. R. Jackson, "A General Analysis of Propagation along Multiple-Layer Superconducting Stripline and Microstrip Transmission Lines", *IEEE Trans. Theory and Tech.*, vol. 39, n<sup>o</sup> 9, pp. 1553-1565, Sept. 1991.
- [7] O. R. Baiocchi, K. Kong and T. Itoh, "Pulse Propagation in Superconducting Coplanar Striplines", *IEEE Trans. Theory and Tech.*, vol. 40, n<sup>o</sup> 03, pp. 509-513, Mar. 1992.
- [8] H.C.C.Fernandes, E.A.M.Souza and I.S.Queiroz Jr., "High precision analysis of finlines on semiconductor substrate", *International Journal of Infrared and Millimeter Waves*, Vol. 16, N<sup>o</sup> 1 pp.185-200, Jan. 1995.

# Fotônica III

Coordenador: Hypolito J. Kalinowski (CEFET-PR)

---

## **A Long-Distance Optical Analog SCM AM-VSB CATV LINK Using Nine EDFAs**

*Aberaldo Podcameni / Luiz F. M. Conrado / Marbey M. Mosso / Rodolfo A. A. Lima*

---

## **Power Limits at 2.5 Gbit/s Unrepeated Transmission without Dispersion Compensation**

*A. Paradisi / S. Celaschi / J. S. Pereira*

---

## **Geração de Sinais de Microonda Utilizando Efeitos Não-Lineares de Amplificadores Ópticos Semicondutores para a Mistura de Portadoras Ópticas Moduladas**

*Aldário Chrestani Bordonalli / Adriano Domingos Neto /  
Cláudio Ribeiro Lima / Evandro Conforti*

---

## **Wavelength-Tunable Split-Contact Semiconductor DFB Laser for a High-Resolution Fibre Bragg Grating Characterization**

*Mônica de L. Rocha / Raman Kashyap / Rui F. Souza*

---

## **Análise da Depleção Causada por SRS em WDM (2x2,5 Gb/s) Usando Fibras DS**

*Shirley P. Neves / Renato T. R. de Almeida / Márcio Freitas /  
Moisés R. N. Ribeiro / Luiz C. Calmon*

---

## **Análise dos Modos Longitudinais em um Laser em Anel a Partir da Comunicação de Dois Filtros Ópticos: um Elétrico e outro Mecânico**

*M. J. Pontes / M. J. D. Santos / Hypolito J. Kalinowski / M. T. M. Rocco Giraldi*

# A LONG-DISTANCE OPTICAL ANALOG SCM AM-VSB CATV LINK USING NINE EDFAs

Abelardo Podcameni, Luiz F. M. Conrado, Marbey M. Mosso and Rodolfo A. A. Lima  
CETUC / PUC - RJ - Telecommunications Center of the Rio de Janeiro Catholic University  
Rua Marques de São Vicente 225 - Rio de Janeiro, RJ 22453-900, Brazil  
E-mail: abelardo@mamao.cetuc.puc-rio.br - FAX: (021) 294-5748

**Abstract** - Long-distance TV systems are more likely to use microwave and satellite solutions. Whenever the optical fiber is used, the adopted solutions are based on digital video format, carrying the pertinent costs of the digital converter equipments at both ends. Here, it is shown that the transmission using conventional analog format is becoming now a feasible option. Recent improvements in optical amplifiers, together with careful link design, may render to an acceptable analog solution. A 450 km long-distance TV link is focused, using standard monomode optical fibre and nine equally-spaced EDFAs. Two cases, the first with 40 and the second with 80 channels, are examined. All the performance evaluations are carried out using a rigorous numerical model and assuming that the lightwave systems are using the AM-VSB format, together with a DFB laser diode followed by a linearized external modulator.

**Index Terms** - CATV by optical fiber, EDFA, SCM AM-VSB long-distance TV system, lightwave TV system design.

## I. INTRODUCTION

In a number of countries, telephone and cable TV companies are vigorously competing to increase their share in the CATV distribution market. For distances up to 40 km, the fiber-coaxial hybrid arrangement (FCH) is becoming the present dominant solution, using the economical AM-VSB format. Additionally, a deep effort in reaching economical methods for conveying long-distance TV signals by optical fiber is being observed. The availability of this sort of long-distance TV transmission is gaining importance as the main networks are offering nationwide programs. Satellites and microwaves links are still the traditional way for providing this service. Meanwhile, optical fiber techniques have become quite economical, and consequently, a great number of fiber links have been deployed [1].

Regrettably, the optical fiber AM-VSB solution is limited to relatively short distances (less than 200 km), depending on whether or not EDFAs are used, and how many [2-4].

Whenever the necessity for greater distances should exist, it is customary to convert the video signal to the digital format and use an optical digital link, with a chain of electrical regenerators [5], or periodic optical amplification.

The digital video codification equipment, placed at both ends of the link, is indeed expensive. Although impressive progress has been reported in the digital video area [6], analog alternatives are also being pursued, for the sake of lower costs.

In practice, the problem of transmitting long-distance TV is not only limited to the choice of the best technical solution. It is very unlikely that an optical link will be launched for the sole purpose of carrying TV, for economical reasons. In fact, an optical link is usually deployed for carrying digital data. Furthermore, when a multi-fiber optical cable is launched, it is quite common to left some fibers idle as spares. If supplementary TV traffic is desired, a practical solution is to use these spare fibers for the additional service.

These last practices affect long-distance optical TV strategy: the design parameters of a suppletive TV link must then conform with the major limitations already existing in prior physical plants.

A relevant parameter for long-distance analog TV transmission relates to the interval between two successive optical amplifiers. In a standard digital optical link the repeaters are placed in housings, typically 50 km apart. This interval may not be the ideal one for long-distance analog TV. However, as the TV needs are not the mandatory ones, this last figure must then be the one employed for TV. No extra housings, for TV optical amplifiers, would be allowed.

The purpose in the present paper is to describe - by using simulation - an acceptable solution for carrying TV traffic, in the analog AM-VSB format, over 450 km of optical fiber. The basic assumption is that the TV traffic has been added to any spare fiber prior existing in a digital optical link. In other words: a fixed 50 km distance between optical amplifiers should exist.

## II. GENERAL LINK DESIGN GUIDELINE

It is known that an analog optical TV link calls for a high optical modulation index (OMI), to reach a satisfactory noise performance level [7]. However, when heavily driven, a direct modulated laser is quite prone to present high levels of nonlinear distortions (NLD) [8]. This excess of NLD, quite often will render an unacceptable performance. A solution for this situation is to use an external modulator [9].

Additionally, the utilization of optical amplifiers, will lead to an unavoidable high level of noise. For the sake of compensating total impairments, the designer must keep NLD level very low. This condition strongly suggests the use of an external modulator *with a high degree of linearization* [9]. By doing so, the design guideline for the present long-distance optical analog link will be one which is *basically limited by noise*.

## A. Acceptable Performance Criteria

A long-distance optical fiber link does not directly reach the final user. Rather, it usually reaches a head-end. From there, the TV signals are customarily introduced in a conventional CATV system.

Final user CATV noise performance level is governed by FCC regulations 76.605 (a) (7) and FCC 609 (e). There, it is specified that carrier to noise ratio (CNR) should be better than 43 dB [10]. However, the cable industry is capable of offering a CNR figure above 45 dB.

To reach this last figure, the optical link must provide a degradation safety margin within the CATV section. It will be then assumed that the required video CNR, obtained from the optical link, after detection, is 52 dB.

The CNR value will be computed here by considering as noise all kind of impairments such as: intensity noise (IN), shot noise (ShN), thermal noise (ThN), EDFAs amplified spontaneous emission noise (ASE) and also the NLD. The NLD components - mainly consisting of second-order non-linear distortions (CSO) and the third-order ones (CTB) - are not customarily included in the noise budget by cable experts. Rather, they are presented as a separate figure. However, it might be interesting to include the NLD within the CNR figure. By doing so, the link performance level may be evaluated by a single figure, allowing some useful comparisons to be easily performed. Additionally, the present use of a linearized external modulator would lead to a NLD level quite low. In this way, the total CNR will be barely affected by the aforementioned NLD addition.

Hence, CNR is put as follows:

$$\text{CNR} = [(C/\text{IN})^{-1} + (C/\text{ShN})^{-1} + (C/\text{ThN})^{-1} + (C/\text{ASE})^{-1} + (C/\text{NLD})^{-1}]^{-1} \quad (1)$$

## III. LINK COMPONENT DESCRIPTION

The basic long-distance optical link components will now be described. Whenever some specific component characteristic should assume any distinctive value, it will be pointed out and discussed.

### A. Optical Transmitter

A CW semiconductor monomode laser diode is used as a light source, followed by an external modulator with a linearization mechanism. The relevant features that the laser and the modulator must possess are now discussed.

As already mentioned, the link noise budget will show to be indeed tight. Consequently, the laser parameters must present two special features: (i) - very low intensity noise, together with: (ii) - high power level. Realistically, with respect to price and availability, the laser, which is followed by an isolator, is said to present a relative intensity noise RIN = -160 dB / Hz, with a CW power, launched into the fiber, of ~ 6 mW (+7.5 dBm).

As far as the modulator is concerned, several linearized commercial modulators were investigated. Among these, one individual has been chosen. The modulator manufacturer states that when applying 60 SCM AM-VSB TV channels, with an OMI of 3.6 % per channel, this device allows for -72 dBc for CSO and -68 dBc for CTB. These figures are satisfactorily low for the purposes of this work. Additional operational situations are described by the manufacturer. The obtained data set was then used to achieve - iteratively - a suitable numeric expression, describing the transfer characteristic of the modulator. For doing so, typical expressions, from other linearized modulators [11], were used. Within the practical working range of the chosen modulator, the following expression was adopted to describe the modulator transfer characteristic:

$$P_{\text{out}} = 10^{-[\text{Loss}(\text{dB})/10]} \{2 [1 - (V_{\text{bias}}/V_{\pi}) + V_{\text{Sig}} + 0.002 V_{\text{Sig}}^2 + 0.1 V_{\text{Sig}}^3]\} P_{\text{in}} \quad (2)$$

where  $P_{\text{out}}$  and  $P_{\text{in}}$  stand for output and input light power, respectively; Loss(dB) is the intrinsic modulator loss at the operational point  $V_{\text{bias}}$  (in the present case this loss is 3.5 dB).  $V_{\text{bias}}/V_{\pi}$  is the ratio between the bias voltage and the cutoff voltage (in the present case this ratio is 0.5) and  $V_{\text{Sig}}$  is the applied modulation voltage.

### B. Optical Amplifiers

There will be nine equally-spaced EDFAs. The first one has an input level of +4 dBm; which is 3.5 dB below the +7.5 dBm level launched into the fiber by the laser, as given by (2). This first EDFA, that acts a booster, has a 14 dB gain, launching +18 dBm into the fiber.

It has been postulated that the EDFAs are placed at each 50 km. Considering the 1550 nm fiber attenuation and also providing some additional losses for connections and splices, it will be shortly seen that a 12 dB loss exists for each 50 km fiber sector. The power input level for the next eight EDFAs will be +6 dBm. Their gain will be 12 dB; with all of them also launching +18 dBm into the fiber.

Fifty kilometers apart from the ninth EDFA, the fiber will have traversed a 450 km total distance. The power level at this edge will be +6 dBm. In Fig. 1 it is shown the power level diagram across this link. Additionally, considering that the EDFA's input power level is 4-6 dBm, it is assumed that their noise figures are all equal to 6 dB.

### C. Optical Receiver

In Fig. 1, it is seen that the power level reaching the receiver is +6 dBm. This may seem to be an unusually high level for an optical receiver. However, those who are familiar with optical TV are aware that detecting this sort of optical level is already a commonplace in this application field. A number of linearized photodetectors, able to handle optical

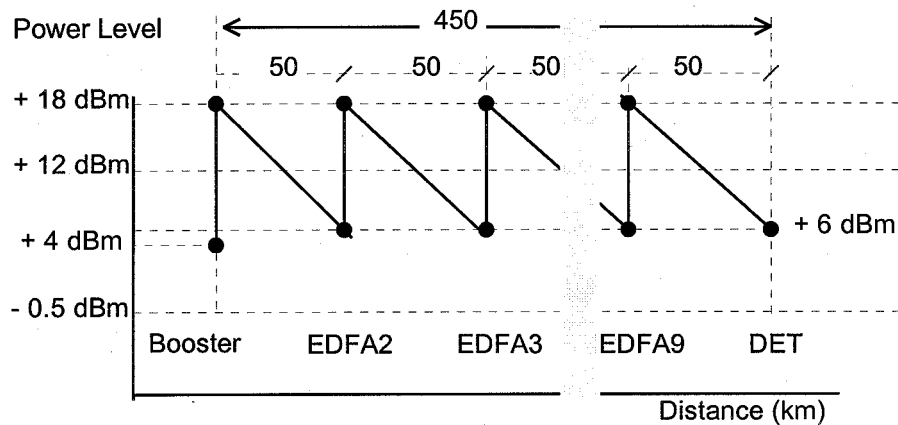


Fig. 1 - Power level diagram across a 450 km optical link using 09 EDFAs

power levels up to +10 dBm, without introducing significant nonlinear distortions, are now easily available.

#### IV. SIMULATION

The investigation is carried out by simulation, using a rigorous numerical method previously described [12]. Standard monomode optical fiber is used throughout. The software takes into account the effects of  $\beta_1$  (GV or group velocity),  $\beta_2$  (GVD or group velocity dispersion) and  $\beta_3$  (DS or dispersion slope). It also considers the fiber attenuation, which is of 0.22 dB/km, for the specific case described here, at 1550 nm. For considering impairments due to reflections, a -60 dB splice return loss, at every 2 km is taken into account. In average, considering connectors and splices, the attenuation assumes the value of 0.25 dB/km. The GVD is taken as 17 ps/(km.nm).

The NLD is basically generated by the modulator and a part of it - CSO - is somewhat enhanced along the fiber. This enhancement was observed to be indeed small, as the laser chirp is absent and that one from the modulator is small [13]. The EDFA's contribution to NLD degradation is also insignificant.

The noise generated by the laser consists basically of  $I_N$ . Its level increases by ~3.5 dB while transversing the modulator. Next, when the signal reaches the EDFAs, it is degraded by thermal noise and by the ASE contribution. As the observation point proceeds through the link, the noise level increases and the CNR progressively deteriorates. At the detector level, the contribution of the thermal noise and the detector shot noise are considered. The electrical available signal is then compared with the existing noise [12,14] yielding the final CNR, as given by (1).

#### V. RESULTS

Two simulations were carried out. The first one used 40 TV channels, arbitrarily starting at the channel 7 position (175.25 MHz), and thereafter, each one 6 MHz apart. The second experiment used 80 channels, similarly positioned.

For the first experiment, several trials were performed, searching for the specific OMI which would lead to the best CNR. This was found to be 7% per channel.

With the above OMI level, an accurate test was performed. This was to evaluate the level of the impairments, due to fiber nonlinearities, those last generated at the +18 dBm level, occurring at the EDFA's output. The four-wave mixing (FWM) is the only phenomenon to be considered. The correspondent FWM level was -70 dBc. It was then decided to compute the FWM only at the fiber section that runs between first and second EDFAs. Shortly, it will become apparent that this assumption is a satisfactory one, as the FWM influence after the second EDFA output is indeed small.

The simulation results for 40 channels are depicted in Fig. 2. There, it may be observed how the CNR evolves along the link. For clarity, the impairments are divided in two parts: (i) total noise and (ii) NLD. Total noise evaluation starts at the modulator output, where a level of -63 dBc is observed. Just after the first EDFA, the CNR suffers its most important degradation, falling from -63 dBc to -61 dBc. The subsequent degradations are progressively smaller. As the CNR decreases, the degradation effect of the FWM (at -70 dBc) becomes less significant. The NLD evaluation shows a level that is kept practically constant, at -57 dBc, over the entire link. The composition between those two parcels, at the detector level - whose contribution, incidentally, is also very small - will yield a final CNR = 51.8 dB. This last result may be considered as acceptable, with respect to 52 dB, previously adopted.

A similar task was conducted to reach the right OMI value, which would lead to best operational condition [7], concerning the 80 channels experiment. The right OMI value was found to be 6% per channel, leading to a final CNR = 49.6 dB. This last value, strictly speaking, is not acceptable with respect to the 52 dB previously adopted figure. However, in some critical cases, this result may still be useful if some quality degradation is tolerated.

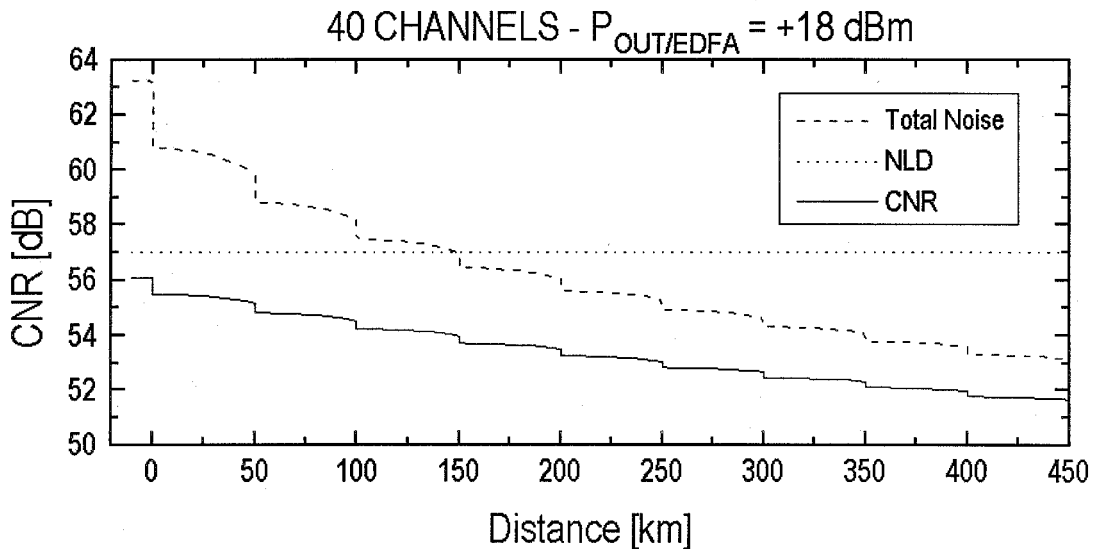


Fig. 2 - Carrier-to-noise ratio along the 40 channel optical TV link, showing the contribution due to the total noise, nonlinear distortions and the final achieved performance.

## VI. DISCUSSION

By observing Fig. 2, it is seen that this link is definitively dominated by noise. To reach this condition, an external modulator, with a quite small NLD level, was used. If a direct laser modulation had been used instead, and, the simulation done again, using realistic parameters, the obtained NLD would have been circa - 54 dBc. In this last condition, the 40 channels link would have reached the CNR = 52 dB condition within a 150 km range, confirming the need of such linear modulator.

It is worth mentioning that the ASE noise is spread over the whole EDFA passband. Its integration may lead to a power value high enough to drive the last EDFA(s) into partial saturation. In a practical implementation, filtering may be needed. Additionally, as double-Raleigh backscattering has not been considered, isolators may be needed in the EDFA cascade.

## VII. CONCLUSIONS

By using a linearized external modulator, and exercising extreme care in choosing the right OMI, the feasibility of a long-distance CATV optical link, up to 450 km, has been demonstrated by a rigorous simulation experiment. This trial used the conventional SCM AM-VSB format, circumventing expensive digital video converter equipment, at both ends.

An experiment with 40 channels has lead to quite satisfactory results. An experiment with 80 channels has shown that improvements are still needed. These, are mostly related with decreasing the EDFA noise.

Substantial effort is presently being drawn towards decreasing the EDFA noise, specifically while operating at high

power levels [15]. Shortly, less noisy EDFAs would become available. A satisfactory result, for the above mentioned 80 channels experiment will then be possible.

In conclusion, the main contribution of this paper was to suggest that long-distance CATV optical transmission links, using the economical SCM AM-VSB format, are already feasible for medium capacity. The high capacity links are expected to be feasible in a quite near future.

## REFERENCES

- [1] - W. S. Ciciora - " An Introduction to Cable Television in the United States", **IEEE LCS Magazine**, Feb. 90, pp.19-25.
- [2] - C. J. Chung and I. Jacobs - "Practical TV Channel Capacity of Lightwave Multichannel AM SCM Systems Limited by the Threshold Nonlinearity of Laser", **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 4, No. 3, March 92, pp. 289-292.
- [3] - P. M. Gabla, V. Lemaire, H. Krimmel, J. Otterbach, J. Augé and A. Dursin - "35 AM-VSB TV Channels Distribution with High Quality Using a 1480 nm Diode-Pumped Erbium-Doped Fiber Postamplifier", **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 3, No. 1, Jan. 91, pp. 56-58.
- [4] - W. Muys, J. C. van der Plaats, F. W. Willems, H. J. van Dijk, J. S. Leong and A. M. Koonen - "A 50-Channel Externally Modulated AM-VSB Video Distribution System with Three Cascaded EDFAs Providing 50-dB Power Budget Over 30 km of Standard Single-Mode Fiber", **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 7, No. 6, Jun. 95, pp. 691-693.
- [5] - G. P. Agrawal - **Fiber-Optic Communication Systems**, John Wiley & Sons, New York, 1992, Chapters 5 and 7; ISBN 0-471-54286-5.
- [6] - P. Chiang and W. Way - "Ultimate Capacity of a Laser Diode in Transporting Multichannel M-QAM Signals", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, Vol. 15, No. 10, Oct 97, pp. 1914-1924.
- [7] - L. F. M. Conrado, A. Podcameni, M. C. R. Carvalho and M. M. Mosso - "Maximizing Channel Capacity and Covered Distance for Optical Analog TV Systems with the Use of the SCM AM-VSB Format", **John Wiley Microwave and Optical Technology Letters**, Vol. 14, March 97, pp. 252-255.
- [8] - A. A. M. Saleh - "Fundamental Limit on the Number of Channels in a Subcarrier-Multiplexed Lightwave CATV System", **IEEE Electronics Letters**, Vol. 25, 1989, pp.776-777.



- [9] - M. Nazarathy, J. Berger, A. J. Ley, I. M. Levy and Y. Kagan - "Progress in Externally Modulated AM CATV Transmission Systems", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, Vol. 11, No. 1, Jan 93, pp. 82-105.
- [10] - J. L. Thomas - Cable Television Proof-of-Performance, Hewlett-Packard Professional Books Serie, **Prentice Hall**, Englewood Cliffs, New Jersey, 1995, ISBN: 0-13-306382-8.
- [11] - G. C. Wilson, T. H. Wood, M. Gans, J. L. Zyskind, J. W. Sulhoff, J. E. Johnson, T. Tanbun-Ek and P. A. Morton - "Predistortion of Electroabsorption Modulators for Analog CATV Systems at 1.55  $\mu\text{m}$ ", **IEEE Journal of Lightwave Technology**, Vol. 15, No. 9, Sept. 97, pp. 1654-1661.
- [12] - M.C.R. Carvalho, L.F.M. Conrado, M.M.Mosso and A. Podcameni - "Optical Analog CATV System Conveying 100 Channels in a 1.5 GHz Subcarrier with the Use of the AM-VSB Format" - **John Wiley Microwave and Optical Technology Letters** - Vol. 11, March 96, pp. 215-221.
- [13] - E. E. Bergman, C. Y. Kuo and S. Y. Huang - "Dispersion-Induced Composite Second- Order Distortion at 1.5  $\mu\text{m}$ ", **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 3, Jan. 1991, pp. 59-61.
- [14] - R. A. Lima, M.C. R. Carvalho and L. F. M. Conrado, "On the Simulation of Digital Optical Links with EDFA's: An Accurate Method for Estimating BER Through Gaussian Approximation", **IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics**, Vol. 3, No. 4 Aug 97, pp 1037-1044.
- [15] - S. Ovadia - "CNR Limitations of Er-Doped Optical Fiber Amplifiers in AM-VSB Video Lightwave Trunking Systems", **IEEE Photonics Technology Letters**, Vol. 9, No. 8, Aug. 1997, pp. 1152-1154.

# Power Limits at 2.5 Gbit/s Unrepeated Transmission without Dispersion Compensation

A. Paradisi, S. Celaschi, and J.S. Pereira  
CPqD/TELEBRÁS, 13.088-061, Campinas - SP.

**ABSTRACT:** We theoretically investigated the system performance based on numerical results on the unrepeated transmission at 2.5 Gbit/s through commercial fibres without dispersion compensation techniques. System performance, dictated by fibre nonlinearities, is quantified for different types of fibres in terms of the launched power into the fibre. NZD positive (+3 ps/nm.km), negative (-3 ps/nm.km) and SM (+17 ps/nm.km) fibres have shown slightly different performance for fibre links between 200 and 250 km (practical distances in terms of power budget), with 1-dB-penalty launched powers varying between 17 and 19-dBm.

## 1. INTRODUCTION

Development of high capacity transmission links for international networks, as well as for national communications in continental countries represents a major accomplishment. As unrepeated systems enlarge in distance, applications such as festoon systems become a useful choice [1]. Intensive research has been focused on such TDM repeaterless systems employing commercial fibres and using Erbium Doped Fiber Amplifiers (EDFA) as post- and pre-amplifiers. With the advance of EDFA's, the transmission limitation imposed by fibre loss in the 1550 nm wavelength region has been eliminated. Instead, the limitation imposed by fibre nonlinearities and dispersion has become the main obstacle in increasing the system capacity. System applications based on dispersion-shifted fibre (DSF) and external modulation of the optical source present a comfortable linear dispersion limit. In these applications, the signal wavelength is placed close to the transmission fibre's zero-dispersion wavelength so that fibre distortion might not degrade system performance. Unfortunately, at high optical spectral powers density levels, signal degradation caused by fibre nonlinearities may limit the repeaterless span. These nonlinearities are self-phase modulation (SPM) and modulation instability (MI). SPM would not by itself cause distortion of the pulse envelopes, but it does so in conjunction with a significant vestigial fibre dispersion. MI is the result of a phase-matched interplay between SPM and anomalous group velocity dispersion (GVD) [2]. It induces parametric amplification of spectral components in the vicinity of the signal wavelength. The overall result is the broadening of the signal spectrum, signal distortion and optical depletion, as well as four wave mixing (FWM) from amplified spontaneous emission (ASE) of the EDFA's and signal power [3]. Without a proper dispersion management, MI sets an upper limit to the transmitted optical power. In order to reduce systems impairments due to these nonlinear effects, fibre manufactures have developed DS fibres with finite dispersion in the EDFA transmission window. These fibres are referred to as nonzero dispersion-shifted (NZD). Although the FWM nonlinearity is alleviated using these fibres, they still set the transmitted power upper limit. Finally, new system applications based on standard single-

mode fibre (SMF) have achieved improved performances with the use of practical techniques for dispersion compensation. In these systems, fibre nonlinearities are not as severe as in the case of DSF and NZD. The larger effective area of SMF reduces the buildup of nonlinearities, giving an extra margin to system applications.

The objective of this paper is to establish the power limits at 2.5 Gbit/s transmission through commercial fibres without the employment of dispersion compensation techniques.

## II. THE LIGHTWAVE DESIGNER

The transmission system under consideration consists of an optically amplified transmitter, a spool of commercial single-mode fibre, and an optically pre-amplified receiver. Signal propagation in the single-mode fibre is described by the nonlinear Schrödinger equation (NLSE), which is numerically analyzed by means of the split-step Fourier method [4] in a proprietary CAD and Testing software named "The Lighwave Designer" (LightD) developed by CPqD-TELEBRÁS. The LightD is a computer evaluation tool for analysis and optimization of broadband optical systems. It supports the physical level simulation with a module library containing approximately 40 components. As platform for LightD, the simulation environment Ptolemy [5] is used, and which can run on UNIX-powered PC's or workstations. Taking into account fibre linear coefficients for GVD and attenuation, and the nonlinear coefficient for SPM, FWM, etc., the NLSE is written following reference [6] as a library module in LightD.

External Intensity modulation (IM) and direct-detection (DD) is used throughout this paper. The input data sequence is a 16-bit pattern of "0101111001101000". The EDFA's are assumed to be spectrally gain flat. Real and imaginary parts of ASE spectral components are assumed to be independent Gaussian random variables. As usual, the variance of the random variables produces the average noise [3]. The optically amplified (NF = 7 dB) pin receiver is followed by a low-pass fourth-order Butterworth filter having a 3-dB bandwidth of 1.5 GHz. In the pre-amplifier configuration,

ASE dominates the receiver performance, giving an overall back-to-back sensitivity of -39 dBm at  $10^{-10}$  BER in good agreement with our experiments. Eye penalty is determined by the maximum opening of the worst eye trace at the receiver.

### III. EXPERIMENTAL SETUP AND RESULTS

In the experimental setup, eye penalties were observed after 180 km of SMF. The cw laser (1550 nm) was thermally stabilized ( $\Delta v = 30$  MHz), and externally modulated using a LiNbO<sub>3</sub> modulator (extinction ratio of approximately 10 dB), by a 2.488 Gbit/s NRZ pseudo-random bit sequence (PRBS  $2^{23} - 1$ ). The saturated optical output power of the post-amplifier is adjustable up to + 24 dBm. Fibre attenuation of 0.25 dB/km was used as the transmission medium. At the receiver, the signal was pre-amplified by a low noise EDFA, and filtered by 0.4 nm bandwidth (-3 dB) filter. The light was detected by a pin-transimpedance low noise receiver. The back-to-back amplified receiver sensitivity is -39 dBm at  $10^{-10}$  BER, measured at the input of the optical pre-amplifier.

Figure 1 shows the system penalty, at 2.5 Gbit/s with external modulation, against the fibre input power for three different types of fibre, all having the same length of 180 km. The theoretical results were obtained using the split-step Fourier method with a PRBS pattern. At low input powers, say 10 dBm, the system performs mostly in the linear regime, and presents essentially penalty free transmission. The negative NZD (- 3 ps/nm.km) fibre shows transmission impairments for launched powers above 10 dBm. These eye penalties, caused mainly by SPM, raise continuously increasing the input power and reach 1 dB at +19 dBm. The vestigial dispersion of the NZD fibres eliminates the FWM. Since this system operates in the normal dispersion regime, MI does not show up, and the GVD can not compensate for the broadening of the pulse spectrum. At 1550 nm, systems based on SM and positive NZ fibres operate in the anomalous dispersion regime where the spectral broadening caused by SPM may be compensated by a large GVD as in the case of SMF. This improvement of system performance holds up to the power threshold of MI, where the degradation of eye opening becomes catastrophic. In short, for positive NZD (+ 3 ps/nm.km), negative NZD (- 3 ps/nm.km), and SM (+ 17 ps/nm.km) fibres, the eye penalty of 1 dB occurs at powers of +18, +19 and +19.5 dBm, respectively. The agreement between theory and experiment for the case of SMF is within 0.5 dB for the hole power range covered by the experiments. Additional measurements on NZD fibres are still under way.

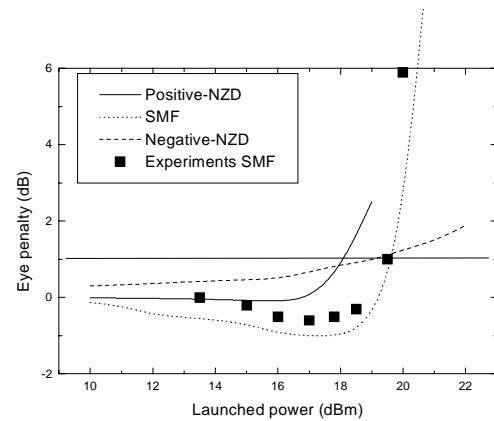


Fig. 1. Eye penalty as a function of launched power for the main commercial fibres.

Figure 2 shows the theoretical values for input power required for 1 dB eye penalty, at 2.5 Gbit/s with external modulation, as a function of the vestigial dispersion  $D$  for DS fibres. The upper launched power limit in the anomalous transmission regime ( $0 < D < 1.5$  ps/nm.km) is once more limited by MI. Due to phase matching, the maximum MI efficiency occurs in the vicinity of zero<sup>+</sup> dispersion. At this particular wavelength, the input power can not exceed +15 dBm. On the other hand, in the normal dispersion regime, at the vicinity of zero<sup>-</sup> dispersion, the FWM from ASE and the signal power sets the upper power limit. For optical carriers just 1.5 nm below  $\lambda_0$ , within practical power levels, the system based on DSF is neither limited by nonlinearities nor linear dispersion. The insets in Fig. 2 show pulse spectra, after propagation through 180 km of DSF, for two different  $D$ -values ( $\pm 1$  ps/nm.km), confirming the presence of MI in the anomalous regime. Since, according to the manufactures, the zero-dispersion wavelength of different spools of DSF can vary all over the gain spectrum of EDFA, without any dispersion management and/or  $\lambda_0$  especification, +15 dBm is the ultimate input power for the applications studied here.

The threshold input power of 1 dB eye penalty as a function of fibre length is shown in Fig. 3 for positive NZD (+ 3 ps/nm.km), negative NZD (- 3 ps/nm.km), and SM (+ 17 ps/nm.km) fibres.

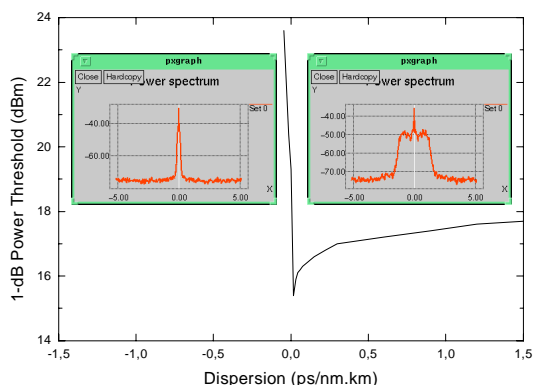


Fig. 2. 1-dB power threshold as a function of the residual dispersion of DSF. The insets show power spectra at  $\pm 1$  ps/nm.km with +20 dBm of launched power.

As can be observed in Fig. 3, the positive NZD fibre has a constant threshold of +18 dBm independent of the transmission length. This can be explained by the fact that the buildup of MI occurs only in the effective nonlinear fibre length, which is approximately 20 km. The residual +3 ps/nm.km is not enough to disperse the pulses at 2.5 Gbit/s after 300 km of transmission. On the other hand, the SPM is the main nonlinear effect occurring in the negative NZD fibre. Eye degradation in this system is the result of conversion of PM into IM, mediated by the accumulated linear dispersion across the optical path. Short fibre lengths do not convert PM into IM and the threshold power goes above practical values, whereas, a small amount of SPM is enough to produce IM after a long length of fibre. Finally, MI sets the threshold input power for short lengths of SMF, additional transmission lengths will tend to compress the pulses as shown in Fig. 1. The overall effect on fibre length shows a reduction of roughly 2.5 dB on input power threshold.

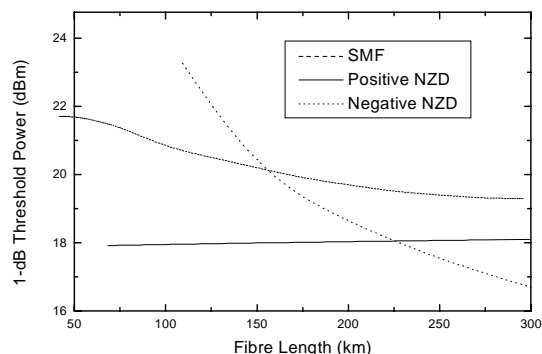


Fig. 3. 1 dB power threshold versus the length of the main commercial fibres.

#### IV. CONCLUSION

In conclusion, from simulated results on the transmission through commercial fibres at 2.5 Gbit/s using external modulation, it has been investigated the ultimate system performance without dispersion compensation elements. The performance is dictated by fibre nonlinearities. In short, for positive NZD (+ 3 ps/nm.km), negative NZD (- 3 ps/nm.km), and SM (+ 17 ps/nm.km) fibres, the 1 dB eye penalty occurs at powers between +17 and +19 for practical fiber lengths between 200 and 250 km. In the case of DSF, without any dispersion management and/or  $\lambda_0$  especification, +15 dBm is the ultimate launched power for the applications studied here.

#### V. REFERENCES

- [1] J.S. Pereira, R.Y. Nakamura, and S. Celaschi, Proc. *SubOptics'97*, sponsored by AT&T Submarine Systems, S. Francisco, CA May 1997, paper YHP1-G.
- [2] R. Hui, Maurice O'Sullivan, A. Robinson, and M. Taylor, *IEEE J. Lightwave Tech.*, 15(7), 1071 (1997).
- [3] D. Marcuse, *IEEE J. Lightwave Technol.*, 9, 356 (1991).
- [4] G.P. Agrawal, "*Nonlinear Fiber Optics*", N.Y. Academic, 1989.
- [5] J. Buck, S. Ha, E. A Lee, and D. G. Messerschmitt, "Ptolemy: a framework for simulating and prototyping heterogeneous systems, *Int. Journal of Computer Simulation*, January 1994.
- [6] A. Naka and S. Saito, *IEEE J. Lightwave Tech.*, 12(2), 280 (1994)

# Geração de Sinais de Microonda Utilizando Efeitos Não-Lineares de Amplificadores Ópticos Semicondutores para a Mistura de Portadoras Ópticas Moduladas

Aldário Chrestani Bordonalli, Adriano Domingos Neto, Cláudio Ribeiro Lima e Evandro Conforti  
Departamento de Microonda e Óptica, Faculdade de Engenharia Elétrica e de Computação  
Universidade Estadual de Campinas, Caixa Postal 6101, Campinas, SP, Brasil, 13083-970

**Resumo** — Neste trabalho, algumas das propriedades dos amplificadores ópticos semicondutores foram observadas experimentalmente. Além de proporcionar amplificação para os sinais que se propagaram por uma fibra óptica ( $> 10$  dB), o dispositivo produz, devido a suas características não-lineares, a mistura de duas portadoras ópticas, distantes de 8nm e moduladas em 700 MHz e 1 GHz. Após filtragem de uma das portadoras e fotodeteção, o sinal resultante apresenta as frequências de soma, 1,7 GHz, e subtração, 300 MHz, das duas frequências modulantes.

**Palavras-Chave** — geração de sinais de microonda, sistema opto-eletrônico, misturadores ópticos

## I. INTRODUÇÃO

Recentemente, a utilização de sistemas opto-eletrônicos para a geração de sinais de microonda após fotodeteção tem sido amplamente estudada. Isto pois este tipo de técnica permite, além da transmissão através de fibras ópticas até o ponto de transmissão, a obtenção de sinais estáveis sob uma vasta gama de frequências na faixa de microonda, com aplicações em comunicações por satélite [1] e em sistemas multiplexados utilizando sub-portadoras [2]. Dentre os métodos já investigados para a geração de portadoras de microonda por métodos opto-eletrônicos, destacam-se aqueles que utilizam enlaces de travamento de fase óptica (optical phase-lock loops) [3]-[5], travamento por injeção (injection locking) [6] e travamento de modos (mode-locking) [7].

A maioria dos métodos relacionados acima envolve uma complexidade considerável na elaboração de seus sistemas, que vão desde a sua montagem óptica até os projetos eletrônicos. Neste trabalho, uma técnica simples de geração de portadoras de microonda, baseado em uma modificação de [8], utiliza amplificadores ópticos semicondutores (semiconductor optical amplifier, SOA) como um misturadores (mixers) ópticos antes da fotodeteção. Foi demonstrado experimentalmente que as não linearidades dos dispositivos permitem a mistura de duas portadoras óptica moduladas em frequências distintas e espaçadas de 8 nm. O resultado, após filtragem óptica, foi um sinal, na saída do

fotodetector, que possuía as frequências de soma, 1,7 GHz, e subtração, 300 MHz, das duas frequências modulantes. Uma filtragem conveniente deste sinal após a detecção pode separar estas frequências para serem amplificadas e radiadas, se necessário.

## II. SISTEMA

A Fig. 1 ilustra o mecanismo de mistura das portadoras ópticas moduladas em amplitude. Dois sinais chegam ao SOA, um oriundo do laser considerado como oscilador local (LO) e modulado com uma frequência  $f_{LO}$  e um outro proveniente do transmissor óptico (TO) e modulado com uma frequência  $f_{TO}$ . Normalmente, num enlace de campo, a potência óptica do sinal LO é maior que àquela de TO. Se a potência de pelo menos um dos sinais ópticos for suficiente para saturar o amplificador óptico semiconductor, o coeficiente de ganho do SOA,  $g(t)$ , e, portanto, o ganho do amplificador  $G(t)$ , é simultaneamente modulado na frequências fundamentais (portadoras) e harmônicas (devido a modulação) dos dois sinais ópticos. Desta forma, as flutuações na população de portadores (eletrons) devido a variação da potência óptica dos dois sinais acoplados ao SOA passa a ser indistinguível para o amplificador e para o processo de amplificação, ou seja, o SOA não consegue separar e manter a modulação do LO apenas com o LO e a modulação do TO apenas com TO. Assim, na saída do amplificador, tanto o sinal operando na frequência da portadora do LO quanto o sinal operando na frequência da portadora do TO passam a ser modulados por  $f_{LO}$  e  $f_{TO}$  simultaneamente. Esse efeito é chamado de saturação cruzada de ganho e é o mecanismo que rege o efeito de misturador do amplificador óptico semiconductor saturado.

Portanto, se o sinal do LO for filtrado por um filtro óptico colocado após o SOA e o sinal resultante, TO, for acoplado a um fotodetector, o efeito quadrático deste dispositivo irá produzir um sinal com harmônicas nas frequências  $(f_{LO} + f_{TO})$  e  $(f_{LO} - f_{TO})$ . Se  $f_{LO}$  e  $f_{TO}$  forem convenientemente escolhidas, tanto o sinal convertido para cima  $(f_{LO} + f_{TO})$  quanto o sinal convertido para baixo  $(f_{LO} - f_{TO})$  podem resultar em sinais de microonda. A utilização do SOA como misturador juntamente com um laser de oscilador local pode garantir a saturação do ganho óptico, e, portanto,

Manuscrito recebido em 30 de março de 1998.

A. C. Bordonalli, +55-19-788-3704, fax +55-19-289-1395; aldario@dmo.fee.unicamp.br, <http://dmo.fee.unicamp.br>.

Agradecimentos ao CNPq e a FAPESP pelo apoio financeiro.

o efeito de saturação cruzada de ganho, mais rapidamente que por meio da modulação da corrente do SOA.

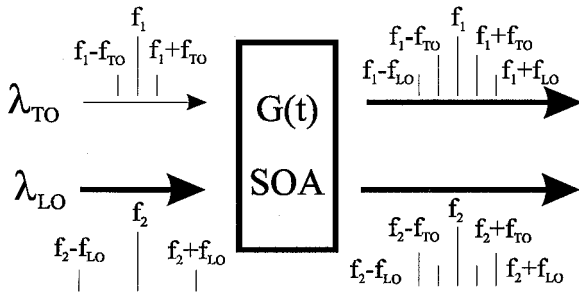


Fig. 1 - Diagrama de bloco mostrando o efeito de mistura do SOA

A Fig. 2 mostra o diagrama de bloco da montagem experimental. O sinal do laser TO é modulado diretamente na frequência TO através de sua corrente de polarização. Este sinal passa por um acoplador óptico direcional e é injetado na região ativa do SOA1. Já o sinal do laser LO é modulado externamente na frequência TO e também é injetado na cavidade do SOA1, após passar pelo mesmo acoplador direcional. O sinal misturado na saída do SOA 1 é acoplado ao SOA2 para um novo processo de amplificação e mistura. A saída do SOA2 passa por um filtro óptico centrado no comprimento de onda da portadora do TO e fotodetetada. O sinal do fotodetector é, então, observado em um analisador de espectro. Os controles de polarização são utilizados para maximizar os efeitos de amplificação e mistura nos SOA's e, indiretamente, para garantir um casamento dos estados de polarização das duas frentes de onda após o acoplador direcional. Os isoladores são colocados para evitar o acoplamento de retro-reflexões nos lasers, bem como acoplamento óptico entre os SOA's. A modulação direta do laser do TO e a inclusão do SOA2 diferem do tratamento original de [8]. No caso, procurou-se investigar se a modulação direta de TO poderia causar algum problema ao efeito de mistura. Já a adição de mais um amplificador óptico visava, entre outros, observar e comparar o efeito de uma amplificação extra sobre os sinais  $(f_{LO} + f_{TO})$  e  $(f_{LO} - f_{TO})$  em relação aos próprios sinais nas frequências  $f_{LO}$  e  $f_{TO}$ .

A fonte TO foi um laser semiconductor em cavidade externa (E-Tek Ind.) operando em  $\lambda_1 = 1.5496$  nm. Esta cavidade é encapsulada e seu sinal de saída é acoplado internamente a um fibra monomodo. O laser foi polarizado com 125 mA, e a potência óptica na saída da fibra foi de, aproximadamente, -5 dBm. A corrente do laser foi modulada diretamente, num primeiro experimento, com um sinal de 250 MHz. A fonte LO foi um laser semiconductor em cavidade externa sintonizável (Photonetics), operando em  $\lambda_2 = 1.5416$  nm. Da mesma forma que para a fonte TO, a cavidade de LO é encapsulada, com saída através de uma fibra monomodo. Sua corrente de polarização foi de 40 mA,

produzindo por volta de -9,5 dBm de potência óptica na saída da fibra. O sinal TO foi modulado por um modulador externo (Sumitomo Inc.) com uma frequência de 400 MHz. Os SOA's utilizados (E-Tek Ind.) foram polarizados com cerca de 120 mA. O fotodetector é um HP 83440B com largura de banda de DC a 6 GHz. O filtro óptico tem largura de banda de 6 nm e é centrado em 1.550 nm.

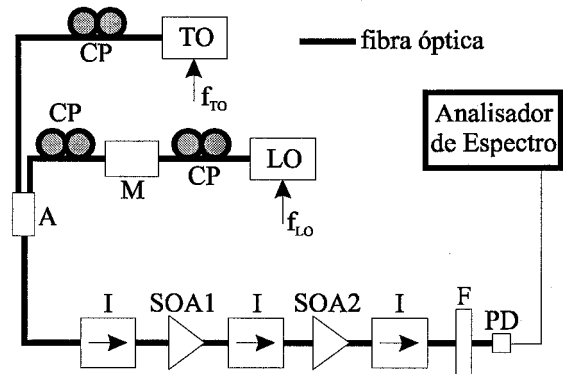


Fig. 2 - Diagrama de bloco da montagem experimental. TO: laser transmissor; LO: laser oscilador local; M: modulador óptico; RF1 e RF2: geradores de sinal; CP: controlador de polarização; A: acoplador direcional; SOA1 e SOA2: amplificadores ópticos semicondutores; I: isolador; F: filtro óptico; PD: fotodetector.

A Fig. 3(a) mostra o espectro óptico dos sinais de LO e TO sem filtragem, antes do fotodetector. O comprimento de onda do LO foi sintonizado de maneira a ficar a cerca de 8 nm distante do sinal de TO. Verificou-se que a associação em série dos amplificadores proporcionou um ganho óptico de aproximadamente 10 dB (6 dB para o SOA1 e 4 dB para o SOA2). O filtro óptico na entrada do fotodetector tem como função eliminar o sinal do LO do sistema de maneira a evitar qualquer contribuição indesejada (como extra RIN – "relative intensity noise") na geração dos sinais após fotodeteção. A Fig. 3(b) mostra o sinal óptico filtrado antes do detector.

De forma a poder comparar as vantagens e desvantagens da utilização de dois amplificadores no sistema, o experimento foi primeiramente realizado apenas com o SOA1. Num primeiro esforço, os sinais de TO e LO foram modulados com 250 MHz e 400 MHz, respectivamente. Fig. 4 mostra o espectro do sinal na saída do fotodetector. Cinco componentes em diferentes frequências podem ser identificadas. As harmônicas de maior potência correspondem as frequências de modulação de TO e LO (-60 dBm e -65 dBm, respectivamente) em 250 e 400 MHz. Uma segunda harmônica do sinal de modulação de TO aparece em 500 MHz (-75 dBm), devido a, primeiro, a baixa qualidade da fonte de modulação e, segundo, a própria modulação direta de TO. As componentes nas frequências convertida para baixo, em 150 MHz, e convertida para cima, em 650 MHz, possuem valores de potência consideravelmente menores (aproximadamente -92 dBm para ambas as

componentes) quando comparadas com os valores em  $f_{LO}$  e  $f_{TO}$ , ou seja, cerca de 30 dB a menos. A razão principal para isto é baixa potência óptica na entrada do SOA, que impede que o dispositivo sature em níveis que permitam que as portadoras ópticas se misturem propriamente. O efeito de mistura no SOA pode ser comprovado através da remoção do SOA 1. Neste caso, os sinais na saída do acoplador óptico são filtrados diretamente. Dessa forma, o espectro apresentou apenas a componente na frequência de modulação de TO, provando que apenas a portadora óptica de TO e suas bandas laterais de modulação  $f_1 \pm f_{TO}$ , onde  $f_1 = c / \lambda_1$  e  $c$  é a velocidade da luz, passaram pelo filtro.

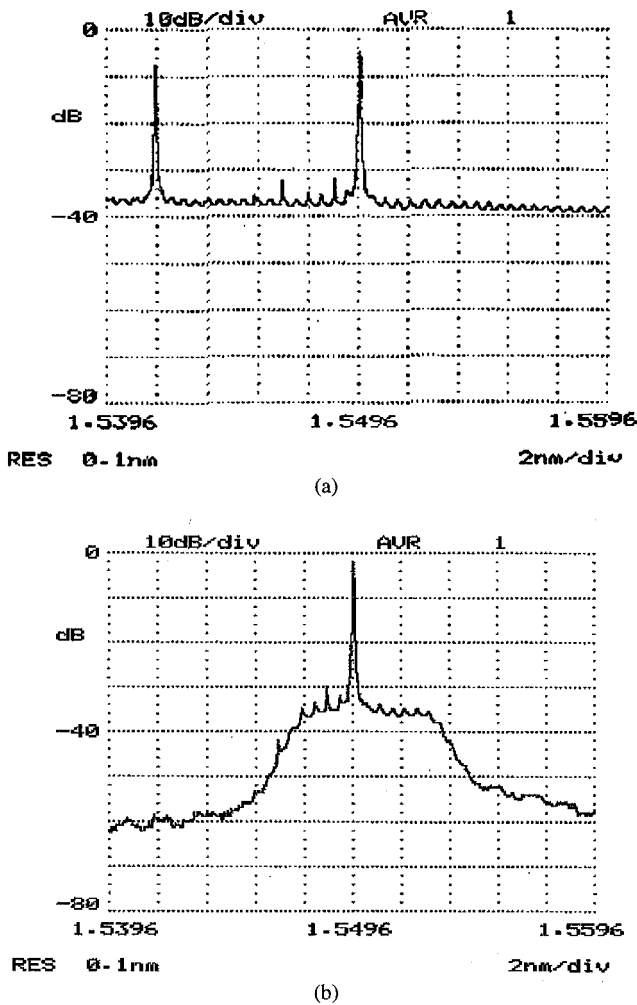


Fig. 3 - Espectro óptico dos sinais de TO (1.5416 nm) e LO (1.5496 nm) após o acoplador óptico (a) e filtro (b).

Na seqüência, o SOA2 foi introduzido entre o SOA1 e o filtro óptico. A Fig. 5 mostra o espectro do novo sinal na saída do fotodetector. A adição de um novo SOA melhora o efeito de mistura em relação ao conseguido anteriormente, pois, agora, a potência óptica já amplificada pelo SOA1 é acoplada ao SOA2, garantindo-lhe melhores condições para

sua saturação. Desta forma, o segundo amplificador atua mais dinamicamente nas frequências laterais de modulação, ou seja, nas componentes ópticas  $f_1 \pm f_{TO}$  e  $f_2 \pm f_{LO}$ , onde  $f_2 = c / \lambda_2$ . Como essas bandas laterais são menos intensas que as portadoras ópticas, o modulador tende a amplificar mais nestas frequências do que nas frequências das portadoras devido a saturação. Observa-se na Fig. 5 que os níveis de potência das componentes do sinal na saída do fotodetector nas frequências fundamentais e convertidas para cima e para baixo, em comparação com os resultados apresentados na Fig. 4, aumentaram. Porém, como previsto, enquanto que o ganho para as componentes fundamentais foi aproximadamente menor que 20 dB, o ganho para as componentes  $(f_{LO} + f_{TO})$  e  $(f_{LO} - f_{TO})$  foi ligeiramente maior que 25 dB. Desta forma, a inclusão de mais um amplificador tende a aumentar mais significativamente a potência dos sinais convertidos para baixo e para cima, com destaque para o sinal convertido para cima, que é de maior interesse nas aplicações visando a geração de sinais de microonda.

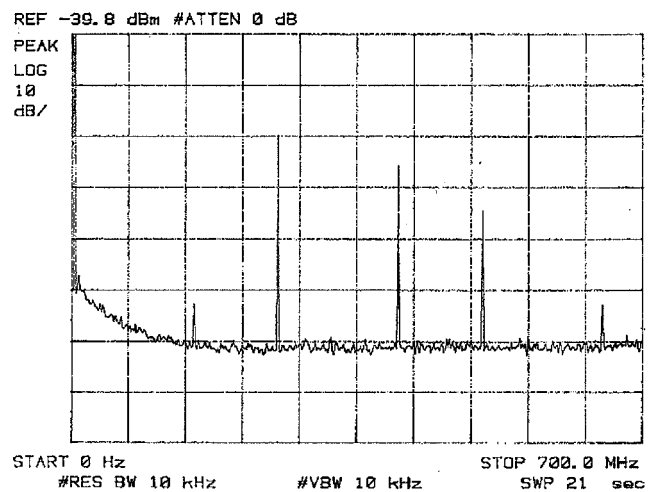


Fig. 4 - Espectro do sinal na saída do fotodetector para apenas um SOA.

De maneira a comprovar esta afirmação, as frequências de modulação de TO e LO foram ajustadas em novos valores,  $f_{LO} = 1$  GHz e  $f_{TO} = 700$  MHz. Conseqüentemente, têm-se  $(f_{LO} + f_{TO})$  e  $(f_{LO} - f_{TO})$  iguais a 1,7 GHz e 300 MHz, respectivamente, demonstrando a eficácia do método em produzir uma componente (na frequência convertida para cima) cuja a frequência se encontra mais no interior da faixa de microonda que um dos sinais de modulação que a gerou. A Fig. 6 mostra os níveis de potência das componentes do sinal na saída do fotodetector, nas frequências fundamentais e convertidas para cima e para baixo. Nota-se, pela escala, que estes valores, -63 dBm, -57 dBm e -78 dBm para as componentes em  $f_{TO}$ , em  $f_{LO}$  e convertidas, respectivamente, são inferiores àqueles da Fig. 5. A explicação para isto vem do fato de que o laser em cavidade externa do TO foi modulado acima de sua frequência máxima de corte,

ocasionando a queda bastante acentuada no nível da componente na frequência  $f_{TO}$  e, conseqüentemente de  $(f_{LO} + f_{TO})$  e  $(f_{LO} - f_{TO})$ . A solução para este problema requer a utilização de um segundo modulador óptico em vez da modulação direta da corrente do laser. A filtragem adequada de  $(f_{LO} + f_{TO})$  e posterior amplificação podem proporcionar um sinal livre de frequências laterais espúrias e com níveis de potência aceitáveis para sua utilização em sistemas de microondas.

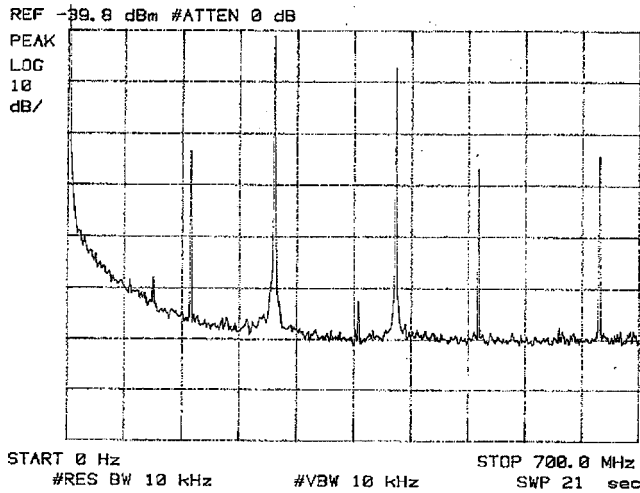


Fig. 5 - Espectro do sinal na saída do fotodetector com a adição de um segundo amplificador óptico.

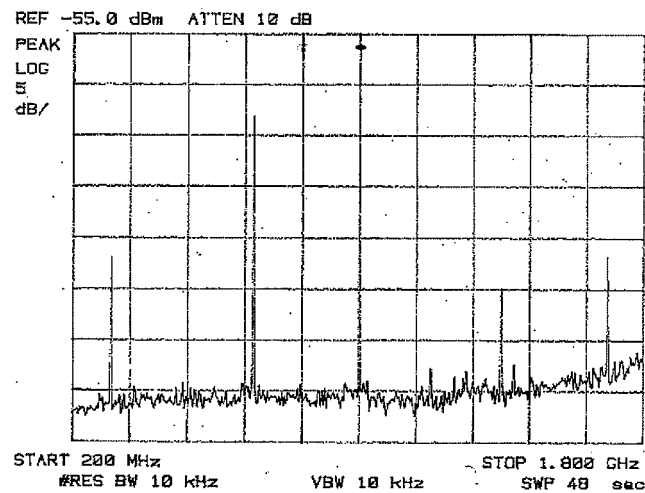


Fig. 6 - Espectro do sinal na saída do fotodetector para  $f_{LO} = 1$  GHz,  $f_{TO} = 700$  MHz e dois amplificadores ópticos.

### III. CONCLUSÕES

Este trabalho demonstrou que é possível melhorar os resultados da mistura de frequências de modulação de duas portadoras ópticas em um único amplificador óptico através da inclusão, no sistema, de outros amplificadores ópticos em

casca. Foi comprovado que apenas um amplificador adicional pode melhorar o nível das componentes do sinal detetado nas frequências convertidas para cima e para baixo em cerca de 25 dB. Demonstrou-se também que, apesar do problema com a resposta em frequência do laser TO, foi possível a geração de sinais convertidos para baixo e para cima em 300 MHz e 1,7 GHz, respectivamente.

Pelos resultados apresentados, num sistema onde a distância entre o TO e o SOA for muito grande, pode-se esperar que o sinal na saída do fotodetector possua um efeito de mistura consideravelmente pobre, já que a atenuação da fibra se encarrega de degradar a potência óptica do sinal TO. A menos que a potência óptica de LO seja bem alta, a saturação profunda do dispositivo só pode ser alcançada com o cascadeamento de amplificadores. Um dos inconvenientes desta última opção é o atual preço dos dispositivos. Um outro atenuante é o fato de o próprio SOA não poder receber potências ópticas muito altas sob pena de ter a camada anti-refletora de sua face de entrada deteriorada. O barateamento dos dispositivos e o aperfeiçoamento de camadas anti-refletoras que possam aceitar, sem degradação, potências ópticas mais altas são soluções de longo prazo. Desta forma, apesar da simplicidade do sistema, a técnica de geração de sinais de microonda pelo efeito de mistura do SOA requer um projeto cuidadoso de maneira a obter um máximo valor de potência para  $(f_{LO} + f_{TO})$  e  $(f_{LO} - f_{TO})$  com um menor custo e uma maior eficiência, sem por em risco o funcionamento de seus componentes.

### REFERÊNCIAS

- [1] J. E. Bowers, A. C. Chipalovsky, and S. Boodaghians, "Long-distance fiber-optic transmission of c-band microwave signals to and from a satellite antenna", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 5, no. 12, pp. 1733-1741, 1987
- [2] R. Olshansky, V. Lanzisera, and P. Hill, "Subcarrier multiplexed lightwave systems for broad-band distribution", *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 7, no. 9, pp. 1329-1342, 1989
- [3] R. T. Ramos, and A. J. Seeds, "Fast heterodyne optical phase-lock loop using double quantum well laser diodes", *Electron. Lett.*, vol. 28, no. 1, pp. 82-83, 1992
- [4] U. Gliese, N. T. Nielsen, M. Bruun, E. L. Christensen, K. E. Stubkjaer, S. Lindgren, and B. Broberg, "A wideband heterodyne optical phase-locked loop for generation of 3-18 GHz microwave carriers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 4, no. 8, pp. 936-8, 1992
- [5] C. Walton, A. C. Bordonalli, and A. J. Seeds, "High Performance Heterodyne Optical Injection Phase-Lock Loop Using Wide Linewidth Semiconductor Lasers", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no. 3, pp. 427-429, 1998
- [6] L. Goldberg, H. F. Taylor, and J. F. Weller, "FM sideband injection locking of diode lasers", *Electron. Lett.*, vol. 18, no. 23, pp. 1019-1020, 1982
- [7] A. C. Bordonalli, B. Cai, A. J. Seeds, and P. J. Williams, "Generation of microwave signals by active mode locking in a gain bandwidth restricted laser structure", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 8, no. 1, pp. 151-153, 1996
- [8] W. Shieh, S. X. Yao, G. Lutes, and L. Maleki, "An all-optical microwave mixer with gain", *OFC'97 Technical Digest, ThG1*, pp. 263-264, 1997



# Wavelength-Tunable Split-Contact Semiconductor DFB Laser for a High-Resolution Fibre Bragg Grating Characterisation

Mônica de L. Rocha,  
CPqD / Telebrás, Campinas, Brazil

Raman Kashyap  
BT Labs, Ipswich, UK

Rui F. Souza  
DMO / FEEC / Unicamp, Campinas, Brazil

**Abstract** – A continuous electronic tuning over a ~2 nm range, of a split-contact semiconductor DFB laser, is described. By means of a current sweeping, applied to one of the electrodes, whereas the laser temperature and the other electrode driven current are constant, a wavelength tuning with resolution of ~ 1 pm is obtained. A set of five lasers is used to cover a band of ~10 nm, with a power level close to 1 dBm and a relatively stable operation. The application of these low cost devices as tunable sources for a high resolution fibre Bragg gratings characterisation is presented.

## I. INTRODUCTION

Semiconductor tunable lasers have a variety of applications in optical communication. During the last decade, they emerged as important devices for coherent detection systems [1], and recently reappeared as attractive components for high-capacity wavelength division multiplexing (WDM) [2] and photonic switching systems [3]. The simplest kind of tunable semiconductor lasers makes use of an external cavity formed by placing a grating at some distance from a multimode laser. Such lasers can be tuned over a wide range (up to 80 nm) by simply rotating the grating. However, their use in practical lightwave systems is limited because of their nonmonolithic design [4]. For this reason there has been a considerable amount of interest in developing other kind of tunable structures, such as multielectrode semiconductor DFB (distributed feedback) or DBR (distributed Bragg) lasers. The advantage of tunable DBR lasers is their large ultimate tuning range (typically, 30 - 40 nm). On the other hand, they are relatively hard to fabricate, have a more limited tuning rate and require special wavelength stabilization circuits [5], [6]. Although with a tunable range

not very large (typically 2-4 nm), among other advantages of the multisection DFB lasers are their relative ease of fabrication and high-speed tuning capability [7].

In this paper, the operation of two-segment DFB lasers, also known as tunable twin-guide or split-contact DFB lasers, is described. The method is quite simple: the lasing frequency is tuned by introducing carrier density nonuniformity in the DFB laser cavity, and that tunable device is used on a highly precise characterisation of fibre Bragg gratings, where stable tunable sources are required. Originally, the grating characterisation set-up used commercial external cavity lasers of high resolution (1 pm). Its replacement by the split-contact DFB lasers demonstrated a comparable performance, in terms of tuning resolution, wavelength stability and output optical power level. This paper also presents the tunability and power level measurements, as a function of the current applied to the electrodes, for a given constant temperature.

## II. PRINCIPLE OF OPERATION

In a typical semiconductor single-mode laser, the optical feedback is provided by the cleaved facets (partially reflective plane mirrors) that form a Fabry-Perot cavity, in other words, an optical oscillator with a gain mechanism. The main function of those mirrors are to provide a direction selectivity for the process of stimulated emission and a wavelength selectivity, since the feedback is strongest for wavelengths corresponding to the longitudinal modes of the FP cavity. The only longitudinal-mode discrimination in such a laser is provided by the gain spectrum itself, usually much wider than the longitudinal-mode spacing, thus resulting in a poor mode discrimination. One way of improving the mode selectivity is to make the feedback frequency-dependent, so that the cavity loss is different for different longitudinal modes [4]. A well known mechanism useful in this respect is the distributed feedback where, as the name implies, the feedback is not located at the cavity facets but is distributed throughout the cavity length. This can be achieved by the use of a grating etched so that the thickness of one layer varies

Manuscript received on March 20, 1998.

M.L. Rocha, +55-19-7056501, fax +55-19-7056734, [monica@cpqd.com.br](mailto:monica@cpqd.com.br), R. Kashyap, +44-1473-645363, fax +44-1473-646865, [raman.kashyap@bt-sys.bt.co.uk](mailto:raman.kashyap@bt-sys.bt.co.uk), R.F. Souza, +55-19-7883797, fax +55-19-2892395, [rui@dmo.fee.unicamp.br](mailto:rui@dmo.fee.unicamp.br).

This work was supported in part by CNPq.

periodically along the cavity length. The resulting periodic perturbation of the refractive index provides feedback by means of backward Bragg scattering, which couples the forward- and backward-propagating waves. Mode selectivity of the DFB mechanism results from the Bragg condition, from which coherent coupling between counterpropagating waves occurs only for wavelengths related to the grating period by  $\Lambda = m\lambda_B/2 n_{eff}$ , where  $\Lambda$  is the grating period,  $\lambda_B$  is the corresponding wavelength inside the laser medium, the integer  $m$  is the order of the Bragg diffraction induced by the grating, and  $n_{eff}$  is the guided mode effective refractive index. By choosing  $\Lambda$  properly, the device can be made to provide feedback only at selected wavelengths.

The basic idea behind the tunability of DFB lasers, performed purely by electronic effects, is relatively simple. The operating wavelength of such lasers is determined by the etched grating through the Bragg wavelength. Even though the grating period is fixed during the grating fabrication, the laser wavelength can be changed by changing the mode index,  $n_{eff}$ . A simple way to achieve that is to change the material index by injecting current into the grating region, since the refractive index depends on the injected carrier density. A continuous wavelength tuning can be achieved by changing the round-trip phase condition in the laser cavity. Shift of the mode wavelength changes the position of the mode relative to the gain window of the wavelength selective device, eventually causing a mode hop. Thus, to accomplish wide continuous tuning of a single-mode laser, one has to provide for independent tuning of the round-trip phase and wavelength selective element [4], [7].

DFB lasers with two separated electrodes, as illustrated in Fig. 1, have demonstrated their ability as wavelength tunable sources. Tunability is obtained by injecting different amount of current from each electrode, thus inducing a spatial distribution in carrier density, refractive index and gain.

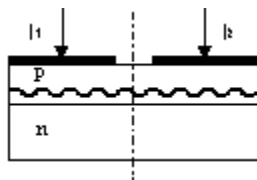


Fig. 1. Schematic structure of a two-section DFB laser.

To analyze the structure of a split-contact DFB laser, which has a uniform grating throughout the device, it is useful to divide the device mentally into two parts, as shown in Fig. 1. This way, the two independent contacts control carrier injection into the two segments. Tuning mechanisms of this kind of laser follows from fundamental phase and amplitude reflection properties of the waveguide gratings, as described in details by M. Kuznetsov in [7].

### III. EXPERIMENTAL RESULTS

A total of five split-contact DFB lasers, each with a different tuning range, were packaged (DIP 14) and used in a set-up for fibre Bragg grating characterisation. Besides the two electrode connections, each device provides typical

connection, i.e. electrical output for a photodiode, a thermistor and a cooler. The two electrodes, named 'front' and 'rear', correspond to the tuning and constant current sections, respectively. That means, in order to guarantee the nonuniformity of the injected carrier density, the laser is tuned by keeping constant its temperature and the rear electrode current,  $I_r$ , whereas the frontal electrode current,  $I_f$ , sweeps in small steps.

The experimental configuration for the characterisation of the split-contact DFB lasers is shown in Fig. 2: an optical isolator, placed at the laser output, prevents feedbacks that could damage the device. The two electrodes are driven independently by two current sources, both with a resolution of 0.05 mA. The temperature controller provides thermal

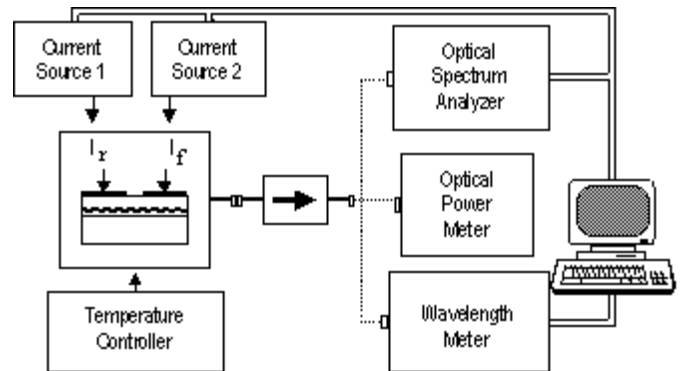


Fig. 2. Experimental configuration for characterizing the split-contact DFB lasers.

stability to the laser, during its operation. The laser output power and spectrum can be monitored and visualised by the power meter and the optical spectrum analyzer, OSA, (resolution of 0.1 nm), respectively. The high resolution (1 pm) wavemeter is used in the wavelength tunability measurements and as a reference for the spectrum analyzer.

For the application of a semiconductor laser in high capacity systems, the longitudinal side modes of a semiconductor laser are undesirable because they can cause pulse spreading in the presence of fibre dispersion. A useful parameter that describes the spectral purity of a semiconductor laser is the mode suppression ratio, MSR, defined as the ratio between the main-mode power to the power carried by the most intense side mode. At the 1550 nm window, MSR values exceeding 30 dB are generally desirable and distributed-feedback and coupled-cavity mechanisms are typically used to increase the MSR [4]. For the five split-contact DFB lasers, a MSR superior to 40 dB was estimated, as it can be inferred from Fig.3, for the laser labelled as 'number 1'.

For simplicity, without losing generality, the total current applied to the laser is assumed to be the sum of both currents applied to the electrodes, i.e.  $I_t = (I_r + I_f)$ . A more careful analysis should consider the exact combination of the current densities (in general, the resistance between the electrodes is high, if compared to the electrode-substrate resistance,  $\sim 200 \Omega$  and  $9 \Omega$ , respectively [5]). The threshold

current  $(I_r + I_f)_{th}$ , for the five lasers evaluated here are, nearly, the same and equal to  $\sim 60$  mA. The maximum total current, allowed without damaging the devices, should not exceed  $\sim 160$  mA. Since the tuning range of each laser is about 2 nm, a set of measurements provided the conditions for ordering them in terms of tuning range, output optical power and applied current.

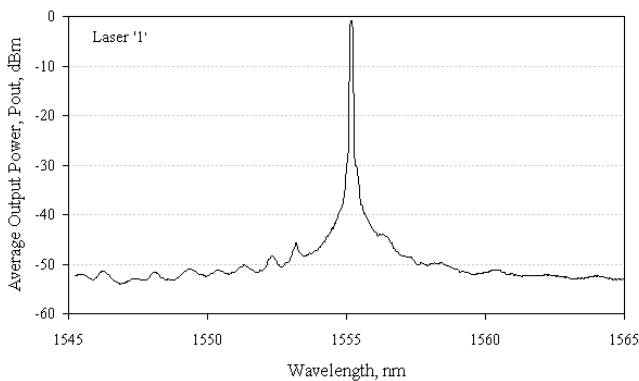
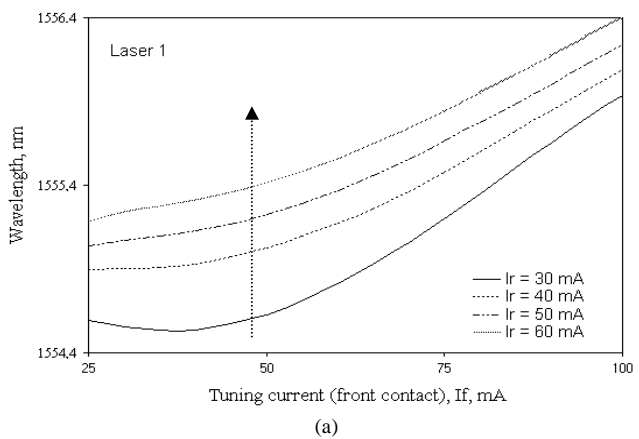
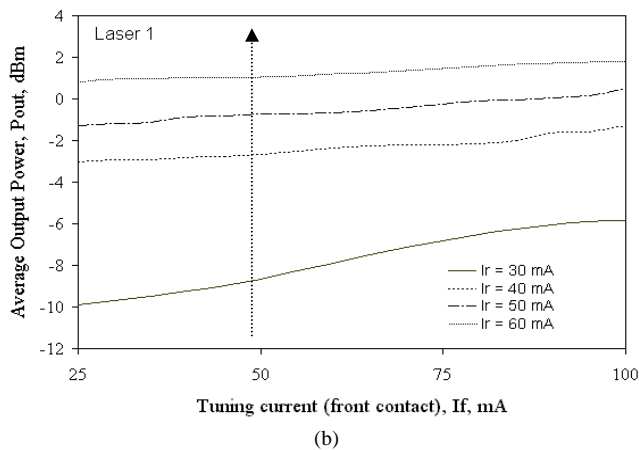


Fig. 3. Output optical spectrum for  $I_r=I_f=50,7$ mA,  $T=20^\circ\text{C}$  (laser n. 1).



(a)



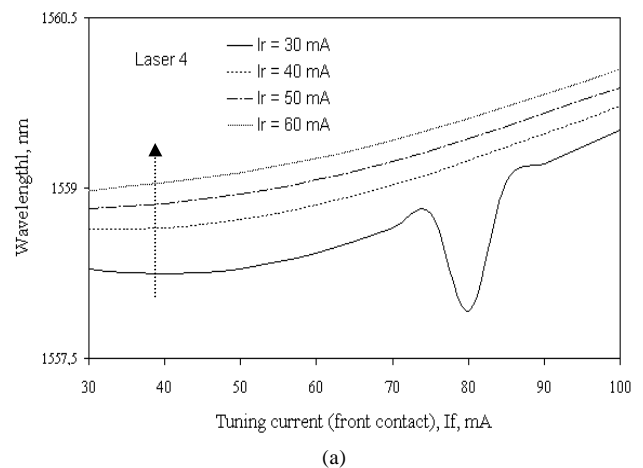
(b)

Fig. 4. Laser '1': (a) tunability and (b) output power variation, as a function of the tuning current, applied on to the front electrode ( $I_f$ ), for four values of constant rear electrode current ( $I_r$ ).

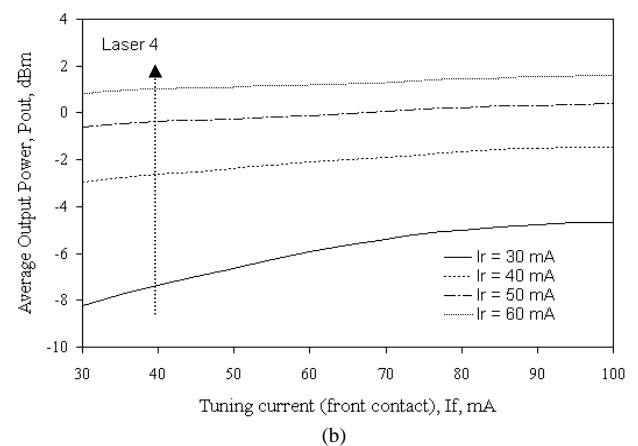
All the results presented here were obtained for an operation with the laser temperature set to  $20^\circ\text{C}$ , but, eventually, for bandwidth matching, as in the case of fibre grating characterisation, the laser temperature can be

adjusted. The tunability and output power characteristics exhibited similar behaviour for all lasers. Typical results are illustrated by Fig. 4, for the case of laser # 1. However, a few mode hops could be observed during the tunability process, as seen in Fig. 5, for laser n. 4, although those few mode hops occurred just when the rear current was adjusted to 30 mA, i.e. when the total current was close to the laser threshold. All measurements were accomplished by sweeping the tuning electrode in 0.05 mA steps.

The results confirmed that, by increasing the carrier density in one section, and consequently by changing the refractive index of that medium, a continuous wavelength shift to the right (towards the red) occurred. Note that the laser operation is more stable, in wavelength and power, for the configuration described in Fig. 1, i.e. the front contact being driven by a sweeping current and the rear contact under constant current. In fact, although a similar tuning effect was observed in the opposite situation, the noise level of the optical signal increased with this change of the tuning electrode.



(a)



(b)

Fig. 5. Laser '4': (a) tunability and (b) output power variation, as a function of the tuning current, applied on to the front electrode ( $I_f$ ), for four values of constant rear electrode current ( $I_r$ ).

Furthermore, as an estimate, since the result would be limited by the OSA resolution, the lasers linewidth were predicted to be less than  $\sim 13$  GHz. The tuning resolution was imposed by the current source resolution (0.05 mA). However, the results indicate that a very accurate and precise tuning step has been obtained, as inferred from the wavemeter

readings, corresponding to steps around 1 - 2 pm, which is quite similar to the resolution of the majority of the precise commercial external cavity lasers. The configuration for characterizing fibre Bragg gratings, where that kind of commercial source is normally used, is described elsewhere [8],[9], and can measure the spectral response of any filter, either in the reflection or in the transmission mode, besides the group delay response of the reflected or transmitted signal. Since the continuous tuning range of each laser, ~2 nm, is wide enough to cover the bandwidth of the majority of fibre gratings, including the chirped ones, they are ideal for such a highly precise measurement, as described in [8]. For a comparison, Fig. 6 illustrates two characterisations of the same step-chirped fibre grating, fabricated at BT Labs: the first measurement was made by using, as tunable source, one of the split-contact DFB lasers (Fig. 6(a)) and the second was obtained from a commercial external cavity laser with resolution of 1 pm (Fig. 6(b)). It is clear that non practical differences between the two measurements can be detected. One may notice that the reflectivities are given in dBe, and that is due to the fact that

the method of characterisation relies on the readings of a vector voltmeter, working in the electric domain.

#### IV. CONCLUSION

A simple method for continuously tuning and controlling a split-contact semiconductor DFB laser has been demonstrated. By means of a current sweeping, whereas the temperature is kept constant, a wavelength tuning with resolution of 1 pm was obtained. A set of five lasers were assembled to cover a band of ~ 2 nm/laser, in the 1550 nm window. These low cost devices are relatively easy to fabricate (just one grating throughout the whole laser). They present a high mode suppression ratio (> 40 dB), reasonably stable operation in terms of wavelength and are capable of generating a signal with a high power level (up to ~ 2 dBm). With this performance, the split-contact DFB lasers proved to be alternative tunable sources for applications such as a highly precise fibre Bragg grating characterisation, although there are still problems to be solved for their application in communication systems as, for example, tuning without mode hop and a more flat response (it was estimated a variation of 1 dB throughout the tuning band).

#### ACKNOWLEDGMENT

The authors would like to acknowledge Dr. Horward Wickes, from BT Labs, for providing the split contact DFB lasers.

#### REFERENCES

- [1] G. Destefanis and M. Meliga, "Multisection lasers for optical communications", *CSLET Technical Reports*, Vol. XIX, N. 4, pp. 233-236, 1991
- [2] T. Farrel et al., "Low cost wavelength and power settable source for deployment in WDM networks", *ECOC 97, Conference Publication No. 488*, 1997.
- [3] H. Shoji, Y. Arakawa e Y. Fujii, "Fast bistable wavelength switching characteristics in two-electrode distributed feedback laser", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 2, N. 2, pp. 109-110, 1990.
- [4] G.P. Agrawal and N.K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, Van Nostrand Reinhold, 1993.
- [5] F. Delorme et al., "Widely tunable DBR lasers with wavelength drift lower than 0.009 nm/yr over all addressable wavelength channels", *ECOC 97, Conference Publication No. 488*, 1997.
- [6] H. Ishii, F. Kano and Y. Yoshikuni, "Wavelength stabilization of a superstructure-grating DBR laser for WDM networks", *ECOC 97, Conference Publication No. 488*, 1997.
- [7] M. Kuznetsov, "Theory of wavelength tuning in two-segment distributed feedback lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 24, N. 9, pp. 1837-1844, 1988.
- [8] G. Keiser, *Optical Fiber Communications*, McGraw-Hill, Inc. International Edition, 1991.
- [9] M.L. Rocha and R. Kashyap, "Characterisation of Fibre Bragg Gratings: A Study of Accuracy and Repeatability", *OFMC97 Conference Digest*, pp.14-17, 1997.
- [10] M.L. Rocha, R. Kashyap and R.F. Souza, "Reflectivity and Group Delay Characterisation of Chirped Fibre Bragg Gratings", *Proceedings of SLA'97*, pp. 32-35, 1997.

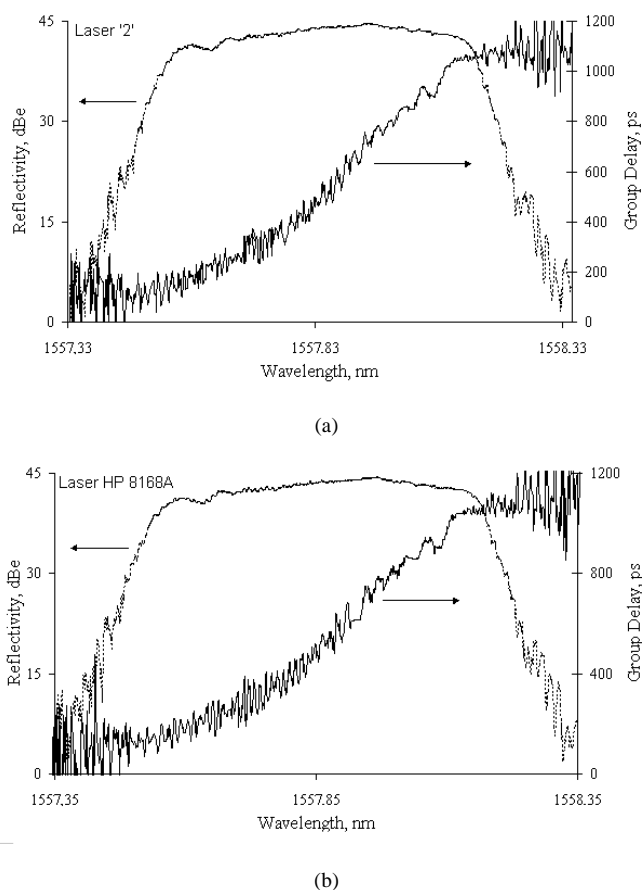


Fig. 6. High resolution step-chirped fibre Bragg grating characterisation by using: (a) a split-contact DFB laser (n. '2') and (b) a comercial tunable laser (HP 8168A).

# Análise da Depleção Causada por SRS em WDM (2x2,5Gb/s) Usando Fibras DS

Shirley P. Neves, Renato T.R. de Almeida, Márcio Freitas, Moisés R. N. Ribeiro, Luiz C. Calmon  
Dept. Eng. Elétrica - Universidade Federal do Espírito Santo (UFES) CEP 29060-970, Cx. Postal 01-9011, Vitória, ES, BRASIL

**Resumo**—O presente estudo analisa os efeitos de desgarramento (walk-off) de pulsos na interferência cruzada causada pelo espalhamento estimulado de Raman (SRS) entre dois canais em sistemas WDM com fibras de dispersão deslocada (DS), procurando linhas gerais para um posicionamento dos canais na banda disponível. Nesta investigação, levamos em consideração a atenuação da fibra, a dispersão por velocidade de grupo e o efeito não linear de auto modulação de fase (SPM). Verificamos que o efeito de depleção é sensivelmente reduzido para o caso do posicionamento dos canais na região de dispersão anômala, e que a estimativa CW comumente utilizada na literatura para calcular a degradação é excessivamente otimista na maioria dos casos.

**Palavras chave**—Espalhamento Estimulado de Raman (SRS), Multiplexação por Divisão de Comprimento de Onda (WDM), Interferência Cruzada.

## I. INTRODUÇÃO

O desempenho de sistemas de comunicações óticas multiplexados em comprimento de onda (WDM) pode ser degradado por não linearidades das fibras óticas[1]. Através de esquemas especiais podemos reduzir substancialmente os efeitos não lineares tais como a modulação cruzada de fase, a mistura de quatro ondas, e o espalhamento estimulado de Brillouin. Com isto, o espalhamento estimulado de Raman permanece como limitador último do desempenho dos sistemas WDM.

A degradação do desempenho de sistemas WDM causada pelo espalhamento estimulado de Raman tem sido estudado em vários artigos [2]-[3]. Entretanto, os efeitos de desgarramento entre os diversos canais tem sido ignorados na maior parte das análises. Quando estes efeitos foram considerados [4]-[5], as soluções propostas incluíram somente a dispersão (GVD) da fibra, e desprezaram efeitos importantes como a auto modulação de fase e o ganho não linear obtido pelos canais de maior comprimento de onda no processo Raman. É de nosso entendimento que estes efeitos sob condições de potências óticas mesmo não muito elevadas em fibras DS (dispersão deslocada) não devem ser desprezados.

O presente estudo obtém, através de análise numérica rigorosa, a depleção sofrida pelo canal de menor comprimento de onda, denominado de bombeio, no processo de espalhamento estimulado de Raman em sistemas óticos pulsados, para o caso de dois canais WDM em fibras de

dispersão deslocada. Nesta investigação levamos em consideração o desgarramento (walk-off) entre os canais devido a diferentes velocidades de grupo, a atenuação da fibra, a dispersão por velocidade de grupo e o efeito não linear de auto modulação de fase. Resultados foram obtidos para separação entre canais de 100nm (condição de ganho de Raman máximo) e 30nm (banda aproximada do amplificador ótico dopado com érbio), posicionando os canais imediatamente à direita, ou à esquerda, ou ainda centralizando-os em relação ao comprimento de onda de dispersão zero.

A seção II trata do modelo matemático utilizado. A seção III apresenta os resultados obtidos e faz comparações com resultados advindos de análise analítica simplificada. A seção IV discute os resultados e apresenta as conclusões.

## II. MODELO MATEMÁTICO

A teoria CW (onda contínua) do espalhamento estimulado de Raman (SRS) necessita de modificação quando pulsos óticos são utilizados como bombeamento. A interação mútua entre os pulsos é então governada por um conjunto de duas equações de amplitude acopladas que incluem os efeitos do ganho de Raman, da depleção do bombeamento, da atenuação da fibra, da auto modulação de fase (SPM), e da dispersão por velocidade de grupo (GVD).

Se utilizarmos os subscritos p (bombeamento) e s (Stokes) para representar as ondas de menor e de maior comprimento de onda respectivamente, e colocarmos a referência de tempo se movendo com o pulso de menor comprimento de onda, as equações acopladas das amplitudes se tornam [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{j}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial T^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p &= j\gamma_p |A_p|^2 A_p - \frac{g_p}{2} |A_s|^2 A_p \\ \frac{\partial A_s}{\partial z} - d \frac{\partial A_s}{\partial T} + \frac{j}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial T^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s &= j\gamma_s |A_s|^2 A_s + \frac{g_s}{2} |A_p|^2 A_s \end{aligned} \quad (1)$$

onde  $T = t - z/v_{g_p}$ ,  $d = v_{g_p}^{-1} - v_{g_s}^{-1}$

e  $g_s = g_R / A_{eff}$ ,  $g_p = (\omega_p / \omega_s) g_s$

Nestas equações,  $A_{p,s}(z,T)$  são as amplitudes complexas dos pulsos de bombeamento e Stokes respectivamente,  $z$  é a coordenada longitudinal, e  $T$  é o tempo medido em um sistema de coordenadas que se move com a velocidade de grupo dos pulsos de bombeamento. Os parâmetros de GVD de primeira e segunda ordem são respectivamente  $\beta_{2j}$  e  $\beta_{3j}$  com  $j = p$  ou  $s$ . O parâmetro de não linearidade é  $\gamma_j =$

Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998

Shirley P. Neves, shirley@ele.ufes.br; Renato T.R. de Almeida, tannure@ele.ufes.br; Márcio Freitas, mfreitas@ele.ufes.br; Moisés R. N. Ribeiro, moises@ele.ufes.br; Luiz C. Calmon, calazans@ele.ufes.br, Tel. (027) 335-2644, Fax (027) 335-2650, http://www.ele.ufes.br/labtel.htm

$2\pi N_2/\lambda_j A_{\text{eff}}$ , com  $N_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ , e  $\alpha$  é o coeficiente de atenuação. Os coeficientes de ganho de bombeamento e de Stokes ( $j = p$  ou  $s$ ) são diferentes para os pulsos de bombeamento e de Stokes. O parâmetro de desgarramento  $d$  leva em conta o descasamento entre as velocidades de grupo dos pulsos de bombeamento e dos pulsos de Raman. Os coeficientes de ganho  $g_s$  e  $g_p$  se relacionam com o fator de ganho de Raman  $g_R$  (m/Watt) que depende de  $\lambda_s$  e  $\lambda_p$  [2]. Para uma fibra de dispersão deslocada operando em torno de 1550nm os seguintes parâmetros são assumidos: área efetiva ( $A_{\text{eff}}=50\mu\text{m}^2$ ), e atenuação ( $\alpha = 0.2 \text{ dB/km}$ ).

As amplitudes de entrada para os pulsos de bombeamento e de Stokes, sob a condição que os dois canais estejam carregados igualmente, podem ser escritas como:

$$A_{p,s}(0,T) = \sqrt{P_0} \sum a_k^{p,s} B(T - kT_b) \quad (2)$$

Onde  $P_0$  é a potência de pico transmitida por canal,  $T_b$  é a duração do bit (NRZ 2,4 Gb/s),  $a_k^{p,s}$  é a seqüência de bits para os canais de bombeamento e de Stokes respectivamente, e  $B(T)$  é o formato do pulso. No presente caso, a seqüência de bits (sem chirp) injetada foi de 16 bits com formato de pulso retangular com tempo de subida e descida igual a  $T_b/4$ . As seqüências foram:

Bombeamento: [1 0 1 1 0 0 1 0 1 1 0 1 1 1 0 1]  
 Stokes : [1 0 0 1 0 1 1 0 1 1 1 0 0 1 0 1]

A solução de (1) pode ser obtida pelo método “split-step” [6] para um conjunto de parâmetros de interesse. Em relação ao SRS em CW, a nova propriedade mais importante é o descasamento de velocidade de grupo que limita o processo de SRS para a duração enquanto os pulsos de bombeamento e de Stokes se sobreponham.

A solução analítica para a depleção obtida por [2] assume sinais CW para o bombeamento e Stokes, e despreza o ganho não linear obtido pelo canal de Stokes.

$$\text{Depleção [dB]} = \frac{10\lambda_s g_R L_{\text{eff}} P_s}{\ln(10)\lambda_p A_{\text{eff}}} \quad (3)$$

onde  $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$

### III. RESULTADOS

As seqüências de pulsos para bombeamento e Stokes mostradas acima foram lançadas na fibra DS com diversas potências transmitida de pico de 2.5, 10, 25, 50, 62.5, 100, 150, 200, e 250mWatts sobre um enlace de 100 Km. Foram estudadas as separações ( $\Delta\lambda$ ) entre os comprimentos de onda de bombeamento e de Stokes de 100nm (condição de ganho máximo de Raman) e 30nm (banda útil do amplificador dopado com érbio). Investigamos ainda estas separações nas seguintes situações: i) canais centralizados em relação ao comprimento de onda de dispersão zero ( $\lambda_0=1550\text{nm}$ ), ii)

ambos à direita de  $\lambda_0$  ( $\lambda_1=1570\text{nm}$ ) e finalmente iii) ambos os canais ligeiramente à esquerda de  $\lambda_0$  ( $\lambda_2=1530\text{nm}$ ).

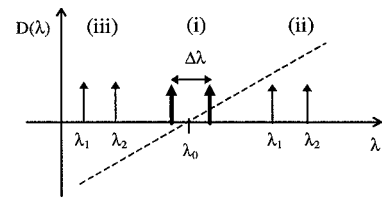
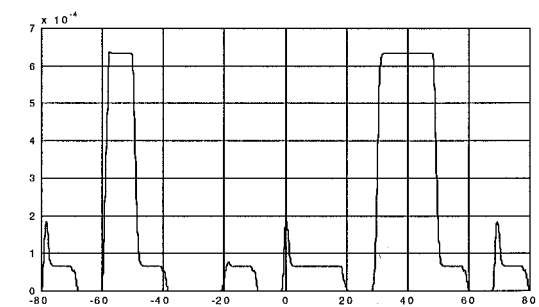


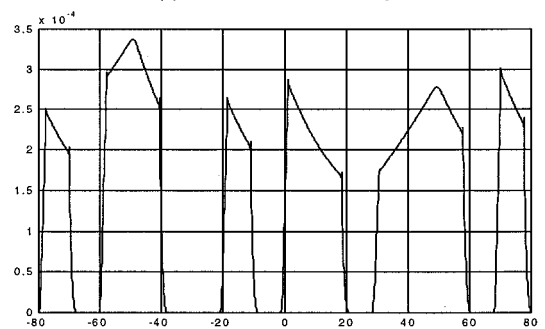
Fig. 1 Disposição das alocações investigadas para os dois canais WDM

#### A. Resultados para $\Delta\lambda = 100 \text{ nm}$

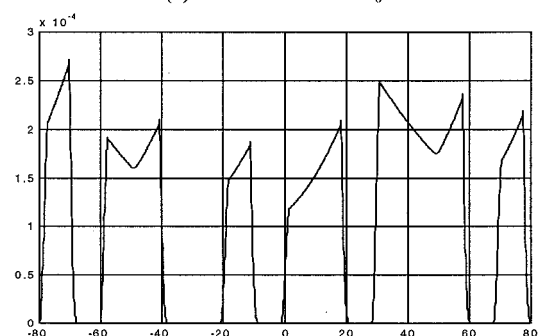
As Figs. 2 (a), (b) e (c) mostram o comportamento temporal dos pulsos de bombeamento após 100km de fibra para a separação entre canais de 100nm, com os canais centralizados, a direita, e a esquerda de  $\lambda_0$  respectivamente, com potência de pico de 62.5mW.



(a) Canais centrados em  $\lambda_0$



(b) Canais à direita de  $\lambda_0$



(c) Canais à esquerda de  $\lambda_0$

Fig. 2. Pulsos de bombeamento após 100 km de fibra para a potência de entrada de 62.5 mWatts, e canais separados de 100nm

A Fig. 3 apresenta a variação da depleção do canal de bombeamento contra a potência de entrada para o conjunto dos três posicionamentos de canais analisados na Fig. 2.

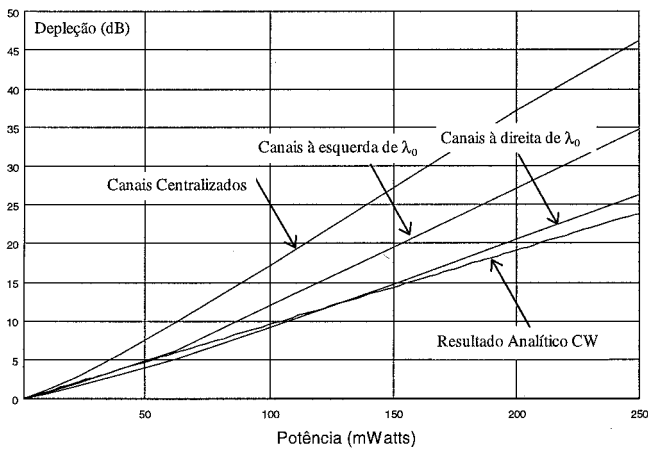
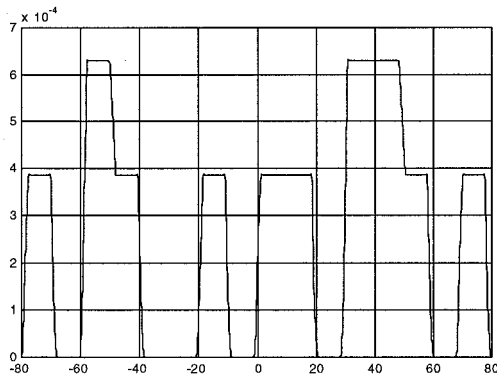


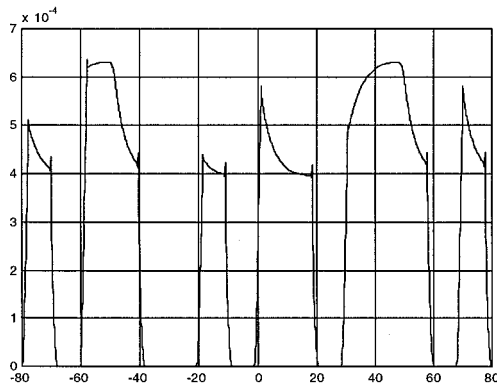
Fig. 3. Comparação dos valores da depleção versus potência de pico transmitida para separação entre canais de 100nm.

**B. Resultados para  $\Delta\lambda = 30 \text{ nm}$**

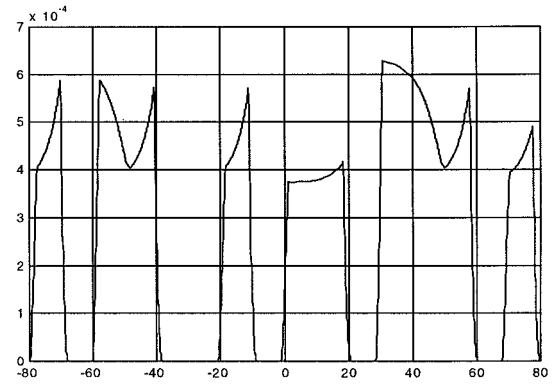
As Figs. 4 (a), (b), e (c) mostram o comportamento temporal dos pulsos de bombeamento após 100km de fibra para a separação entre canais de 30nm, com os canais centralizados, a direita, e a esquerda de  $\lambda_0$  respectivamente, com potência de pico de 62.5mW



(a) Canais Centrados em  $\lambda_0$



(b) Canais a direita de  $\lambda_0$



(c) Canais a esquerda de  $\lambda_0$

Fig. 4. Pulsos de bombeamento após 100 km de fibra para a potência de entrada de 62.5 mWatts e canais separados de 30nm.

A Fig. 5 apresenta a variação da depleção do bombeamento contra a potência de entrada para o conjunto dos três posicionamentos de canais analisados na Fig.4.

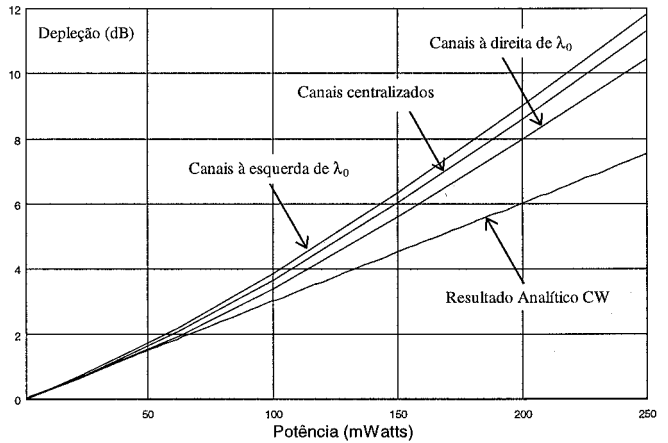


Fig. 5 Comparação dos valores da depleção versus potência de pico transmitida para separação entre canais de 30nm.

**IV. CONCLUSÕES**

Foi feita uma análise dinâmica rigorosa do espalhamento de Raman estimulado para dois canais WDM excitados por seqüências de 16 bits, e verificou-se que a estimativa CW de [2] para a degradação do desempenho do sistema WDM (mostrada nas Figs. 3 e 5) é excessivamente otimista quando comparada com a formulação dinâmica. Verifica-se em valores absolutos que esta estimativa é tanto pior quanto maiores forem as separações entre os canais e os níveis de potência transmitidos. A razão principal da diferença está na inclusão na nossa formulação do ganho obtido pelo canal de Stokes (que aumenta com a potência) causando uma maior depleção do bombeamento. O desgarramento entre os canais age como um supressor de depleção.

Além disto verificou-se que não há desgarramento significativo entre os canais WDM (vide Figs. 2.(a) e 4(a)) quando os mesmos são centralizados em torno de  $\lambda_0$ , ao

passo que quando os canais WDM são posicionados à direita de  $\lambda_0$  (região anômala) os efeitos de desgarramento são significativos e conduzem a uma menor degradação do sistema. Das Figs 3 e 5 vemos que estes efeitos se tornam mais significativos à medida que aumentamos a separação entre os canais.

A análise feita neste trabalho é preliminar, e embora algumas tendências de comportamento de desempenho dos sistemas WDM quanto à degradação pelo efeito Raman possam ser inferidas, faz-se necessário estender esta análise para um maior número de canais e seqüências mais longas de bits, além do uso de comparações com expressões analíticas mais completas, como a apresentada recentemente em [5]. Tal proposta é objeto de futuras investigações.

- [1] A.R.Chraplyvy, "Limitations on lightwave communications imposed by optical-fiber nonlinearities," *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 8, pp.1548-1557, 1990
- [2] A.R.Chraplyvy, "Optical power limits in multichannel wavelength-division multiplexed systems due to stimulated Raman scattering", *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 58-59, 1984
- [3] D.N. Christodoulides and R. B. Jander , "Evolution of stimulated Raman crosstalk in wavelength division multiplexed systems" , *IEEE Photon. Technol. Letters*, vol. 8, pp. 1722-1724, 1996
- [4] D. Cotter and A.M. Hill, "Stimulated Raman crosstalk in optical transmission: Effects of group velocity dispersion", *Electronics Letters*, vol. 20, pp. 185-187, 1984
- [5] J. Wang, X. Sun, and M. Zhang, "Effect of group velocity dispersion on stimulated Raman crosstalk in multichannel transmission systems", *IEEE Photonics Technol.*, vol.10, pp.540-542, 1998
- [6] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd Ed., San Diego, CA, Academic Press, 1995.



# Análise dos Modos Longitudinais em um Laser em Anel a Partir da Combinação de Dois Filtros Ópticos: um Elétrico e outro Mecânico

M. J. Pontes, M. J. D. Santos, H. J. Kalinowski  
Centro Federal de Educação Tecnológica do Paraná - CEFET-PR  
Av. Sete de Setembro, 3165 - Centro - Curitiba - PR - Brasil - 80230-901  
Tel.: + 55 41 322-4445 r. 664 - FAX: + 55 41 224-5170  
E-mail: zeze@cpgei.cefetpr.br

M. T. M. Rocco Giraldi  
Instituto Militar de Engenharia - IME - DE/3  
Praça General Tibúrcio, 80 - Centro - Rio de Janeiro - RJ - Brasil - 22290-270  
Tel.: + 55 21 295-3232 r. 295 - FAX: + 55 21 542-0999  
E-mail: d3rocco@epq.ime.eb.br

**Abstract** – Neste trabalho apresenta-se a limpeza espectral de um laser a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel através da supressão de seus modos longitudinais. A influência de dois filtros ópticos inseridos na cavidade e o comprimento da mesma no desempenho do laser em anel são discutidos.

**Index Terms** – Laser em anel, fibra dopada com érbio, dispositivos em fibra, comunicações ópticas.

## 1. INTRODUÇÃO

Lasers a fibra dopada com érbio têm se desenvolvido rapidamente nos últimos anos [1, 2]. Há um grande número de aplicações para essas fontes de sinal devido a apresentarem extensa região de sintonia na janela de 1550 nm, utilizada em comunicações ópticas. No que se refere à aplicação como fontes de sinal para caracterização de outros dispositivos a fibra, dentro de um laboratório, é vital que estes lasers apresentem elevada pureza espectral [3], diretamente relacionada ao número de modos longitudinais da fonte óptica.

Na Referência [4], implementou-se um laser a fibra dopada com érbio na configuração em anel. Aquele dispositivo consistia de 18 m de fibra dopada ligada a um acoplador WDM que permitia a introdução do bombeio na fibra, acoplador óptico para a emissão do sinal, isolador óptico para propagação unidirecional e filtro óptico que permitiu a sintonia do laser de 1530 a 1562 nm[4]. De acordo com os resultados obtidos naquele trabalho [4], o longo comprimento da cavidade leva a um pequeno espaçamento entre seus modos longitudinais tornando-o extremamente multimodo. Naquele caso[4], a fibra dopada com érbio somada aos trechos de fibra na saída de outros elementos do anel como filtro óptico, isolador, WDM e acoplador de saída, fizeram com que

o comprimento total da cavidade fosse de 25 m, o que levou a um espaçamento de 8 MHz entre seus modos longitudinais, caracterizando aquele laser como altamente multimodo[4].

Neste trabalho, combinamos o funcionamento de dois filtros ópticos – um mecânico e o outro elétrico – com a finalidade de reduzir os modos longitudinais oscilantes e aumentar a pureza espectral de um laser a fibra dopada com érbio na configuração em anel.

## 2. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

A faixa de frequência em que devemos observar os modos propagantes do laser em anel pode ser calculada a partir da expressão  $c = \lambda \times f$ , onde  $c$  é a velocidade da luz no meio livre,  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $f$  é a frequência da radiação.

Considerando a largura do sinal ( $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ ) produzido pelo laser em anel e medido no analisador de espectro óptico, podemos escrever a relação entre a variação de frequência ( $\Delta f = f_1 - f_2$ ) e do comprimento de onda ( $\Delta\lambda$ ) como sendo:

$$\Delta\lambda = c \times \frac{\Delta f}{f_1 \times f_2} \quad (1)$$

Como a separação em frequência é pequena quando comparada a cada uma delas, podemos considerar  $f_1 \approx f_2$  e a expressão para  $\Delta\lambda$  passa a ser:

$$\Delta\lambda \approx \frac{\lambda^2 \times \Delta f}{c} \quad (2)$$

que descreve formalmente o espaçamento entre os modos longitudinais.

O espaçamento entre os modos longitudinais do laser em anel pode ser calculado em função do comprimento da cavidade e do índice de refração da fibra dopada com Érbio<sup>3+</sup>, da seguinte forma:

$$\Delta f \approx \frac{c}{nL} \quad (3)$$

### 3. DESENVOLVIMENTO EXPERIMENTAL

No trabalho experimental utilizou-se o laser a fibra dopada com érbio na configuração em anel, um fotodetector de InGaAs com largura de banda de 2,0 GHz polarizado e um analisador de espectro elétrico que opera na região de 0 a 1,8 GHz, em um arranjo mostrado na Fig. 1.

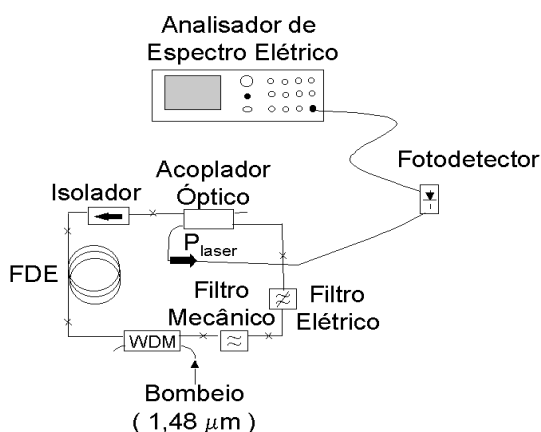


Fig. 1: Arranjo experimental utilizado na avaliação dos modos longitudinais do laser com cavidade em anel.

Como pode ser observado na Fig. 1, este laser em anel consiste de 17 m de fibra dopada com érbio (FDE), um acoplador WDM para a introdução do bombeio em 1480 nm, um isolador óptico para impedir propagação bidirecional na cavidade, dois filtros ópticos - um mecânico e outro elétrico - para sintonia (de 1530 a 1561 nm) e limpeza espectral do dispositivo e um acoplador óptico para a emissão do sinal. Devido a todos os trechos de fibra óptica dos componentes do anel, o comprimento total da cavidade deste laser é de aproximadamente 25 m.

O filtro mecânico é um filtro passa-banda sintonizável comercial que permite sintonia entre 1,530 μm a 1,561 μm e que possibilita a seleção precisa (*FWHM*: 1,6 nm @ 1,530 μm e 1,2 nm @ 1,561 μm) do comprimento de onda da luz de saída do laser em anel. Sua perda de inserção é de 2,10 dB em 1,530 μm e 1,55 dB em 1,561 μm; a variação do comprimento de onda é efetuada através de um posicionador multivolta contido no filtro, com variação contínua.

O outro filtro óptico utilizado é um filtro elétrico do tipo *Fabry-Perot*, também comercial, e com intervalo de sintonia variando entre 1,51 μm e 1,57 μm. Esse filtro apresenta 4 raias de transmissão igualmente espaçadas e com largura de banda (largura à meia altura) igual a 0,67 nm. A variação da tensão de 0 a 30 volts aplicada nos terminais do filtro permite sintonizar uma das quatro raias possíveis, como mostra a Fig. 3, em medida realizada com monocromador com resolução de 3 nm.

O espectro óptico medido para o laser e mostrado na Fig. 2, apresenta largura de linha inferior a 0,1 nm. Este valor está limitado pela resolução do analisador de espectro óptico utilizado.

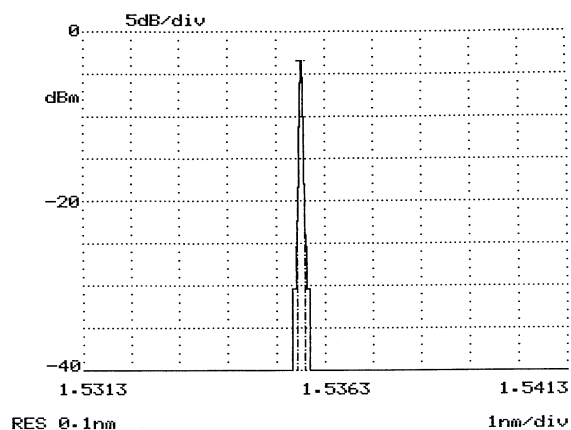


Fig.2: Espectro medido para o laser em anel.

O intervalo de frequência correspondente à largura de linha do espectro óptico medido (Fig. 2) para o laser em anel (inferior a 0,1 nm) será, aproximadamente, igual a 12,7 GHz (Eq. 2 @ 1536 nm).

A sintonia do laser é efetuada pela alimentação do filtro elétrico, escolhendo-se uma das quatro raias mostradas na Fig. 3. O posicionador multivolta do filtro mecânico é então girado até que o comprimento de onda desejado para a luz de saída do laser seja

alcançado. Deve-se, no entanto, operar simultaneamente, os ajustes dos dois filtros, para que a potência de saída do laser seja maximizada.

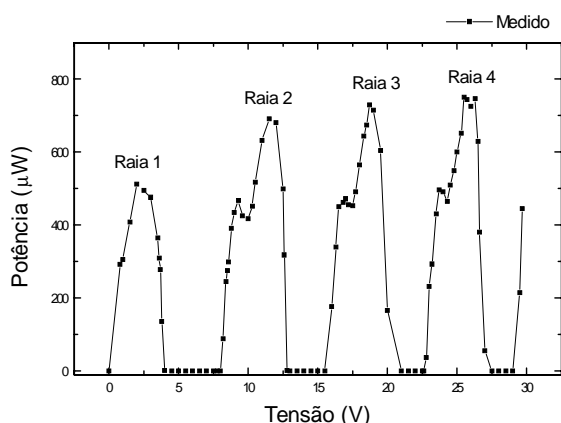


Fig. 3: Raias de transmissão na saída do laser em anel a partir da variação da tensão do filtro elétrico.

#### 4. RESULTADOS

Comparando-se a potência emitida pelo laser em anel apresentado na Fig. 2, sintonizado na raia 1 do filtro elétrico, com as potências obtidas pela sintonia do filtro elétrico na Fig. 3, nota-se que há raias que maximizam a potência óptica de saída do laser. A potência óptica emitida, na Fig. 2, está em torno de  $-3$  dBm, correspondendo portanto, aos  $500 \mu\text{W}$  apresentados na Fig. 3 para a raia 1. Porém, se o laser em anel for sintonizado nas outras raias permitidas pelo filtro elétrico, o nível de potência deverá aumentar de acordo com o aumento observado para a potência nas raias 2, 3 e 4 (Fig. 3). Portanto, em termos de nível de potência óptica emitida, observou-se que o laser em anel apresenta melhor desempenho quando sintonizado na raia 4 do filtro elétrico. Além disto, como as figs. 2 e 3 foram obtidas com um mês de diferença uma da outra, e a potência óptica emitida pelo laser se manteve, pode-se concluir que este laser em anel é estável a longo prazo.

A estrutura de batimento entre os modos longitudinais do laser em anel pode ser observada na Fig. 4. Vê-se claramente, nesta figura, que os picos estão igualmente espaçados, com separação de aproximadamente 8 MHz. Este valor está muito próximo da estimativa teórica de 8,16 MHz (Equação (3)), para o comprimento total da cavidade igual a 25 metros. Tem-se em torno de 14 picos a cada 100 MHz, e pode-se afirmar que a largura de cada pico à meia altura é inferior a 2 MHz. Os picos com menor intensidade observados entre 90 e 95 MHz se devem a

ondas de rádio de FM, ou seja, são ruídos que interferiram nas medidas.

Observa-se ainda que a intensidade dos picos sofre variações e ocorre a repetição do padrão observado a cada 50 MHz. Nota-se ainda, que a envoltória da variação de intensidade obedece um padrão senoidal. Esse comportamento foi observado para medidas realizadas para diferentes tensões de alimentação do filtro elétrico. Observou-se também, que esta variação na intensidade praticamente desaparece quando somente o filtro mecânico está presente.

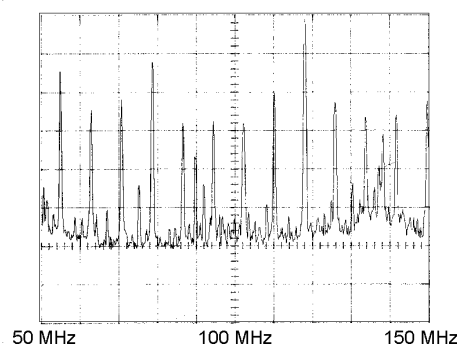


Fig.4: Estrutura de batimento entre os modos longitudinais do laser a fibra dopada, com tensão de alimentação do filtro elétrico correspondente à raia 3 ( $V = 17,58$  volts). Escala vertical: 10 dB/div; Escala horizontal: 10 MHz/div.

As oscilações em intensidade observadas na Fig.4 não podem ser atribuídas a instabilidades no funcionamento da cavidade, pois tomou-se o cuidado de se trabalhar com potências de saída superiores ao valor da potência de limiar e de se esperar a estabilização do sinal de saída.

Como a observação experimental está limitada pela largura de banda do analisador de espectro elétrico utilizado, a 1,8 GHz, não é possível determinar a largura de linha do laser que estima-se estar em torno de 12,7 GHz.

Comparando-se a estrutura de batimento deste laser em anel, que utiliza a combinação dos dois filtros ópticos com um laser, que utiliza somente um filtro mecânico[4], mostrado na Fig. 5 [4], vê-se imediatamente, a diferença na largura dos picos. Tem-se em torno de 5 picos a cada 100 MHz, com largura à meia altura de aproximadamente 10 MHz (Fig. 5). A intensidade dos picos se mantém constante, neste caso.

O que se observa é que a combinação dos dois filtros ópticos provocou o aumento do número de raias

correspondentes aos modos medidos, mas houve um forte estreitamento (10 MHz para 2 MHz) na largura à meia altura desses picos, quando se compara os espectros da Fig. 4 e Fig. 5.

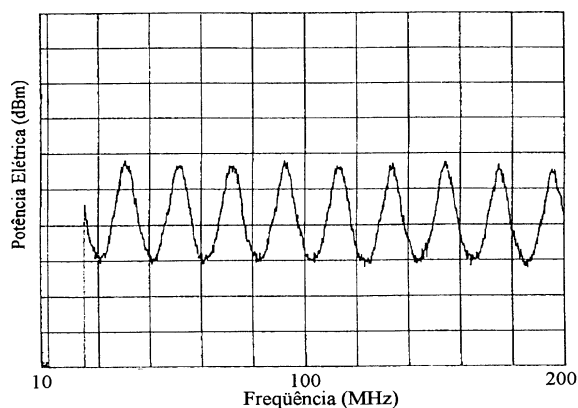


Fig. 5: Estrutura de modos do laser em anel da Referência [4]. Escala vertical = 3 dB/divisão e Escala horizontal = 20 MHz/divisão [4].

Analisando-se a evolução do espectro elétrico de saída do laser em função da variação da tensão do filtro elétrico, observa-se uma pequena variação (cerca de 50 KHz) do espaçamento entre os modos, como mostra a Fig. 6. As maiores oscilações estão mesmo relacionadas à intensidade do sinal, onde a razão entre o maior e o menor pico aumenta proporcionalmente com o aumento da potência de sinal de saída do laser.

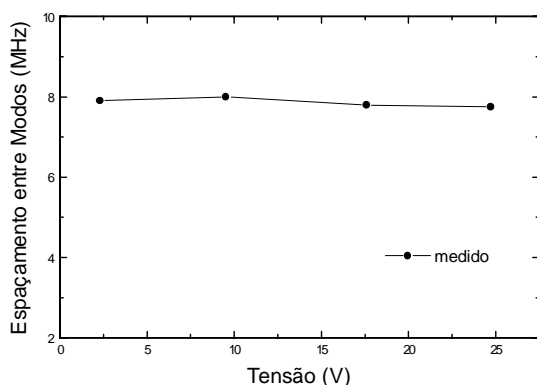


Fig. 6: Variação observada no espaçamento entre os modos longitudinais do laser em anel, com a variação da tensão no filtro elétrico.

## 5. CONCLUSÕES

Apresentamos, neste trabalho, os resultados sobre a análise do funcionamento de dois filtros ópticos – um mecânico e o outro elétrico – em um

laser a fibra dopada com Érbio<sup>+3</sup> na configuração em anel e a estrutura de batimento dos modos longitudinais observados. A finalidade era a de reduzir os modos longitudinais oscilantes e aumentar a pureza espectral do laser.

Foi possível determinar a estrutura dos modos oscilantes e comparar os resultados obtidos com um laser utilizando somente um filtro mecânico.

A envoltória da seqüência de picos observada se assemelha a um padrão senoidal evidenciando o batimento entre raios referentes aos modos longitudinais do laser. Isto só ocorre quando se tem o filtro elétrico operando no laser em anel. Com este filtro desligado, este padrão senoidal não se verifica.

Uma vez que a observação experimental está limitada pelo equipamento de medida a 1,8 GHz, é importante a realização de medidas para regiões de mais altas frequências para se obter uma completa caracterização da estrutura de modos deste laser. Estas medidas serão realizadas assim, que se conseguir um fotodetector e um analisador de espectro elétrico que operem na faixa necessária.

## Agradecimentos

Os autores agradecem ao Eng. Fábio Swarovski da Siemens/Curitiba, pela possibilidade de utilização do analisador de espectro óptico e ao CNPq, à CAPES e à FAPERJ pelo suporte financeiro.

## Referências Bibliográficas

1. M. J. F. Digonnet, "Rare Earth Doped Fiber Lasers and Amplifiers", Marcel Dekker, Inc., New York, 1993.
2. E. D. Jungbluth, "Optical-fiber lasers and amplifiers move ahead", *Laser Focus World*, págs. 81-84, Dezembro, 1994.
3. J. S. Lee, Y. C. Cheng, and D. J. DiGiovanni, "Spectrum-sliced fibre amplifier light source for multichannel WDM applications", *IEEE Photon. Techn. Lett.*, Vol. 5, No. 12, págs. 1458 - 1460, Dezembro, 1993.
4. M. T. M. Rocco Giralardi, "Laser Sintonizável a Fibra Dopada com Érbio<sup>+3</sup> na Configuração em Anel: Estudo, Projeto e Implementação", Tese de Doutorado apresentada à Faculdade de Engenharia Elétrica, Universidade Estadual de Campinas, Junho, 1995.

# **Modelamento II**

**Coordenador:** Laércio M. de Mendonça (UFRN)

---

## **Análise de Guia Óptico Não-linear Tipo Rib pelo Método do Índice Efetivo**

*Rafael Vieira de Sousa / Amílcar Careli César*

---

## **Frequency-Selective Properties of Arrays of Rectangular Dielectric Waveguides**

*Ivan Torres Lima Jr. / Atílio José Giarola*

---

## **Análise de Superfícies Seletivas de Frequências sobre Substratos Anisotrópicos Uniaxiais**

*Antônio Luiz P. S. Campos / Laércio Martins de Mendonça / Adaildo Gomes d'Assunção*

---

## **Modelagem do Acoplamento de Uma Onda Eletromagnética com Um Fio Condutor no Interior de Uma Cavidade Metálica**

*Walter Pereira Carpes Júnior / Lionel Pichon*

---

## **Condições de Contorno Transparentes Aplicadas na Simulação de Sólitons Ópticos**

*C. E. Rubio Mercedes / Hugo Enrique Hernández Figueroa / M. Lyra Brandão*

---

## **New Adaptive Refinement Strategy for Triangular Element Meshes**

*Hugo Enrique Hernández Figueroa / E. Baude*

# Análise de Guia Óptico Não-linear Tipo *rib* pelo Método do Índice Efetivo

Rafael Vieira de Sousa e Amílcar Careli César

Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, Depto. de Engenharia Elétrica

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465, 13560-250 São Carlos, SP

Fone: (016) 273-9356, Fax: (016) 273-9372, e-mail: [amilcar@sel.eesc.sc.usp.br](mailto:amilcar@sel.eesc.sc.usp.br)

**Resumo** — O método do índice efetivo é empregado na análise das características de propagação de luz em guia óptico não-linear do tipo *rib*. O método consagrado é simples e a precisão obtida é adequada às aplicações práticas. Curvas de dispersão e de distribuição do campo eletromagnético são apresentadas.

**Palavras-chaves** — óptica integrada, óptica não-linear, guia *rib*, método do índice efetivo.

## I. INTRODUÇÃO

A propagação de luz em guias que utilizam materiais ópticos não-lineares tem despertado muito interesse nos últimos tempos, uma vez que tais guias projetam um grande potencial de aplicação em processamento óptico de sinais para telecomunicações e computação óptica. As chaves ópticas, controladas pelo nível de sinal, podem se tornar dispositivos essenciais nas futuras redes totalmente ópticas. No presente, a propagação não-linear tem sido utilizada em redes ópticas que operam em altas taxas de transmissão [1].

Um meio óptico não-linear exhibe permissividade elétrica que varia de acordo com o fator  $\varepsilon \propto |E|^{\delta}$ , onde  $\bar{E}$  é campo elétrico e  $\delta$  é um número real e arbitrário que depende da estrutura do material.

O guia planar com material não-linear suporta modos TE e TM, da mesma forma que o guia linear. Entretanto, o tratamento dado aos dois tipos de modos é bem distinto do caso linear. Na análise dos modos TM, as duas componentes de campo elétrico são acopladas por intermédio de elementos do tensor permissividade elétrica, e métodos numéricos devem ser empregados para resolver a equação característica [2]. No caso dos modos TE, soluções analíticas podem ser obtidas mais facilmente. No entanto, grande parte das análises publicadas tratam de guias do tipo planar [3]-[5], que contam apenas com uma única direção de confinamento. Guias do tipo *rib* são mais interessantes para aplicações práticas porque apresentam duas direções de confinamento, limitando a região do espaço no qual a energia eletromagnética é transportada. Chrostowski e Chelkowski [6] já analisaram guia *rib* com substrato anisotrópico, por intermédio de procedimento baseado no método do índice efetivo modificado, uma extensão do método padrão utilizado em guia canal linear com índice gradual. Entretanto, a análise só envolveu meios do tipo Kerr ( $\delta = 2$ ), embora alguns meios não-lineares (semicondutores, por exemplo) possam exhibir permissividade que variam com potências diferentes de 2 [5].

Neste trabalho, o método do índice efetivo é utilizado para analisar as características de propagação em guias ópticos do tipo *rib* com substrato de material não-linear. As outras duas camadas são de material linear. O procedimento de análise e projeto de guia típico são descritos, e resultados numéricos em forma de curvas de dispersão e de distribuição de campo são apresentados para alguns valores típicos de  $\delta$ . Curvas e resultados numéricos para guias lineares equivalentes são mostrados para efeito de comparação. Tais guias podem ser utilizados para fabricar acopladores, estrutura básica de uma chave óptica não-linear [7].

## II. TEORIA

A Fig. 1 mostra a estrutura do guia *rib* analisado e o sistema de coordenadas. Os materiais são considerados sem perdas e os campos são proporcionais ao fator  $\exp[j(\omega t - \beta z)]$ , onde  $\omega$  é a

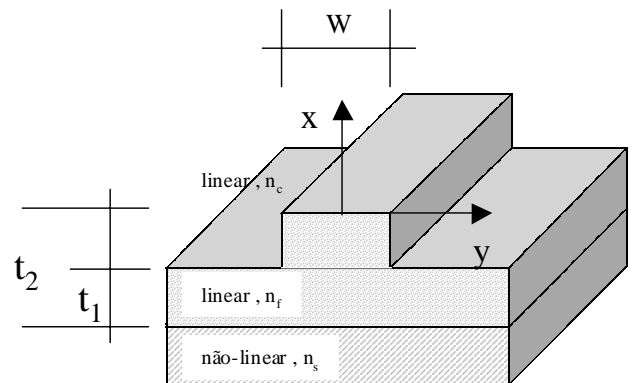


Fig. 1. Guia *rib* com substrato não-linear e sistema de coordenadas.

freqüência angular do sinal de excitação e  $\beta$  é a constante de propagação. O índice de refração do filme é  $n_f$  e o da cobertura é  $n_c$ . O substrato é de material não-linear, caracterizado pela permissividade elétrica, dada por:

$$\varepsilon_s = \varepsilon_0 \left( n_s^2 + \alpha |E|^{\delta} \right) \quad (1)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permissividade do vácuo,  $n_s$  é o índice de refração do material para  $|E| = 0$  e  $\alpha$  é uma constante arbitrária. As equações de onda para  $E_y$  nas 3 regiões do guia são dadas por [5]:

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - \left( \beta^2 - k_0^2 n_c^2 \right) E_y = 0 \quad , \quad x \geq 0 \quad (2)$$

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - (k_0^2 n_f^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad , \quad -t \leq x \leq 0 \quad (3)$$

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} - \left( \beta^2 - k_0^2 n_c^2 - k_0^2 \alpha |E_y|^\delta \right) E_y = 0 \quad , \quad x \leq -t \quad (4)$$

Considerando-se somente ondas guiadas, as soluções de (2)-(4) são dadas por [5]:

$$E_y = \begin{cases} \frac{A \cosh^{-2/\delta} \left[ \frac{\delta}{2} k_3 (x - x_0) \right] e^{-k_1 x}}{\cos(k_2 d) + \frac{k_1}{k_2} \sin(k_2 d)} \quad , \quad x \geq 0 \\ A \cosh^{-2/\delta} \left[ \frac{\delta}{2} k_3 (x - x_0) \right] \frac{\cos(k_2 x) - \frac{k_1}{k_2} \sin(k_2 x)}{\cos(k_2 d) + \frac{k_1}{k_2} \sin(k_2 d)} \quad , \quad -t \leq x \leq 0 \\ A \cosh^{-2/\delta} \left[ \frac{\delta}{2} k_3 (x - x_0) \right] \quad , \quad x \leq -t \end{cases} \quad (5)$$

onde

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}, k_1 = \sqrt{n_{xef}^2 - n_c^2} k_0, k_2 = \sqrt{n_f^2 - n_{xef}^2} k_0,$$

$k_3 = \sqrt{n_{xef}^2 - n_s^2} k_0$ . O índice efetivo  $n_{xef}$  corresponderá aos índices  $n_{1ef}$  e  $n_{2ef}$  das estruturas equivalentes no plano  $x$ - $z$ , descritas na Sec. III. Por conveniência,  $n_{ef} = \beta/k_0$ . O parâmetro  $x_0$  é dado pelas condições iniciais de excitação, e a amplitude  $A$  depende dos parâmetros do material e do guia [5]. A correspondente relação de dispersão dos modos TE é dada por [5]:

$$k_2 t = m\pi + tg^{-1} \left( \frac{k_1}{k_2} \right) + tg^{-1} \left( \frac{k_3}{k_2} \right) \quad (6)$$

onde  $m=0,1,2,\dots$  é a ordem da raiz,  $t=t_1, t_2$  e

$$k_3' = k_3 tg h \left[ \frac{\delta}{2} k_3 (t - x_0) \right] \quad (7)$$

### III. RESULTADOS NUMÉRICOS

A Fig. 2 mostra a decomposição da estrutura mostrada na Fig. 1 em três regiões distintas no plano  $x$ - $z$ . Em cada uma delas, determina-se o índice efetivo referente ao modo TE de uma estrutura planar assimétrica.

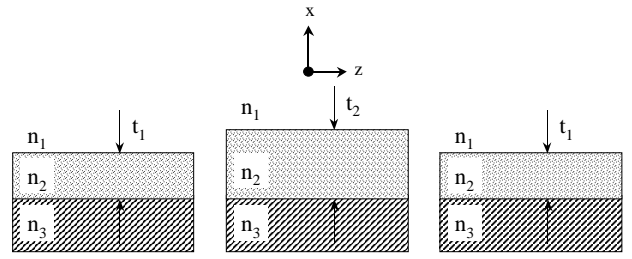


Fig. 2. Decomposição da estrutura da Fig. 1 para a determinação do índice efetivo do modo TE.

A Fig. 3 mostra o diagrama de dispersão dos modos TE determinados para as estruturas da Fig. 2, para alguns valores de  $\delta$ . A partir da curva para  $\delta=2$ , adotam-se os valores para  $t_1$  e  $t_2$ , de acordo com [6] e  $\lambda_0=0,85 \mu\text{m}$ . A Tabela I resume os valores adotados.

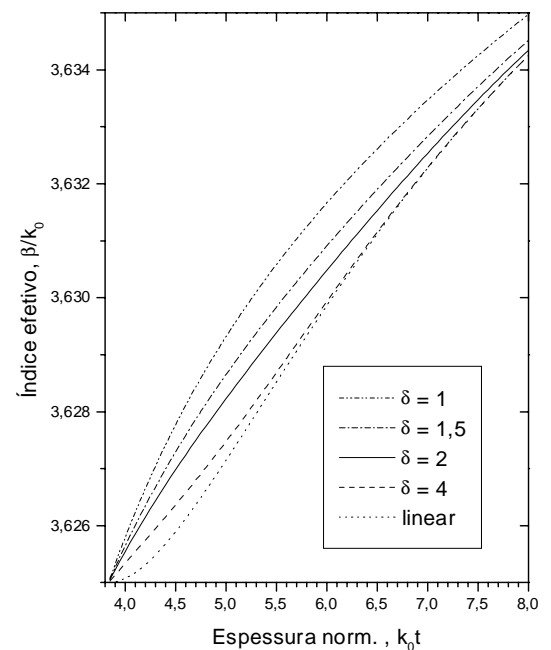


Fig. 3. Variação do índice efetivo com a espessura normalizada para alguns valores de  $\delta$ . A curva para o caso linear é mostrada para efeito de comparação. Os parâmetros do guia são:  $n_s=3,625$ ;  $n_f=3,645$ ;  $n_c=1$ .

TABELA I. Dimensões adotadas para o guia e parâmetros de onda.

$t_1$ ( $\mu\text{m}$ )	0,9
$t_2$ ( $\mu\text{m}$ )	1,0
$k_0 t_1$	6,65
$k_0 t_2$	7,39
$n_{1ef}$	3,36184
$n_{2ef}$	3,63327

A Tabela II mostra os valores dos índices efetivos  $n_{1ef}$  e  $n_{2ef}$  para os valores de  $\delta=1; 1,5; 2; e 4$ . Os valores de  $t_1$  e  $t_2$  são os mesmos indicados na Tabela I.

**TABELA II.** Valores dos índices efetivos para os valores de  $\delta$  mostrados na Fig. 3. Os valores de  $t_1$  e  $t_2$  estão indicados na Tabela I.

$\delta$	$n_{1ef}$	$n_{2ef}$
1,0	3,63288	3,63409
1,5	3,63219	3,63352
2,0	3,63184	3,63327
4,0	3,63150	3,63310

Os valores dos índices efetivos diminuem à medida que o valor de  $\delta$  aumenta, conforme indica a Fig. 3. A partir destes valores pode-se determinar o valor de  $W$ . A Fig. 4 mostra a redução do guia tridimensional a uma

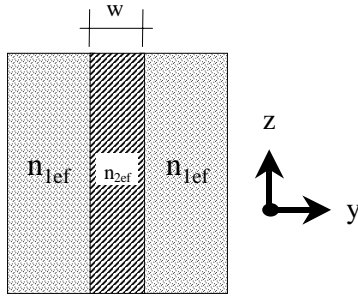


Fig. 4. Estrutura planar equivalente à da Fig. 2 para cálculo do índice efetivo do modo TM.

estrutura planar e simétrica no plano  $y$ - $z$  que será utilizada para determinar o índice efetivo referente ao modo TM. Neste plano, a estrutura reduzida é composta por três regiões constituídas por materiais lineares. Os valores de  $n_{1ef}$  e  $n_{2ef}$  passam a constituir os valores dos índices de refração dos materiais que compõem a estrutura planar simétrica mostrada na Fig. 4, cuja dimensão,  $W$ , deve ser projetada.

A equação característica dos modos TM que se propagam na estrutura planar mostrada na Fig. 4 é dada por:

$$k_4 W = \operatorname{tg}^{-1} \left( \frac{k_5^2 n_{2ef}^2}{k_4^2 n_{1ef}^2} \right) + n\pi \quad (8)$$

onde  $n=0,1,2,\dots$  é a ordem da raiz e  $k_4 = \sqrt{n_{2ef}^2 - n_{yef}^2} k_0$

e  $k_5 = \sqrt{n_{yef}^2 - n_{1ef}^2} k_0$ .  $n_{yef}$  é o índice efetivo resultante de toda a estrutura.

A Fig. 5 mostra o diagrama de dispersão dos modos TM para um guia planar simétrico como aquele mostrado na Fig. 4. O valor de  $W$  deve ser escolhido de tal maneira que o guia opere na condição monomodo. O valor escolhido é  $W=3 \mu\text{m}$ , que corresponde a  $k_0 W=22,18$  e  $n_{ef}=3,63295$ . A inspeção da Fig.5 mostra que a variação do índice efetivo é pequena. Isto ocorre porque o guia planar que está sendo projetado é do tipo que propaga onda fracamente guiada. Os valores de  $W$  e dos índices efetivos  $n_{1ef}$  e  $n_{2ef}$  são utilizados para determinar os parâmetros da função gaussiana que é adotada para modelar a distribuição de

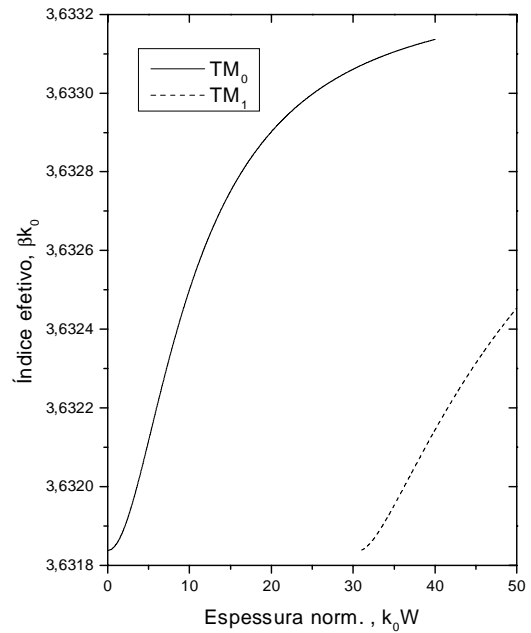


Fig. 5. Diagrama de dispersão dos 2 modos TM de ordem mais baixas para o guia planar simétrico mostrado na Fig.4.

campo eletromagnético na direção  $y$ . A distribuição gaussiana é dada por

$$G(y) = \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{y}{y_0} \right)^2 \right] \quad (6)$$

onde

$$y_0 = \frac{W}{2} \sqrt{\frac{1}{\ln(v^2)}} \quad \text{e} \quad v = \frac{W}{2} k_0 \sqrt{n_{2ef}^2 - n_{1ef}^2}$$

As expressões da componente  $E_y$  em todas as regiões, dadas por (5) passam a ser multiplicadas pela função dada por (6), conforme ilustra a Fig. 6, que mostra a distribuição tri-dimensional de campo da componente  $E_y$ .

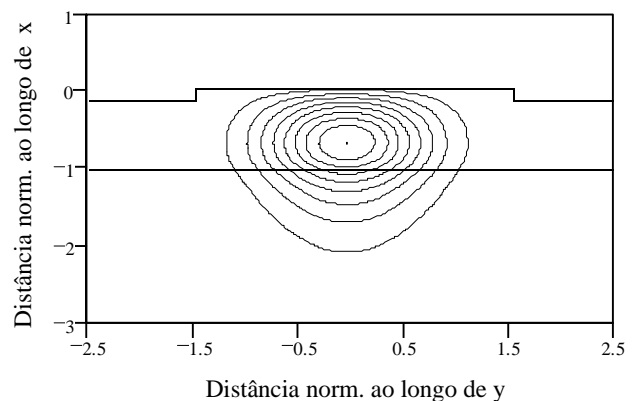


Fig. 6. Distribuição de campo da componente  $E_y$  na região do rib.



#### IV. CONCLUSÕES

O método do índice efetivo é utilizado para determinar as características de propagação de luz em guias ópticos do tipo *rib* com substrato não-linear. O método é de simples aplicação e o procedimento de projeto e os resultados numéricos indicam que a sua aplicação prática é adequada.

#### REFERÊNCIAS

- [1] K. Uchima *et al.*, “100 Gbit/s to 6.3 Gbit/s demultiplexing experiment using polarization-independent nonlinear optical loop mirror”, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, no. 11, pp. 873-875, maio 1994.
- [2] K. Ogusu, “TM waves guided by nonlinear planar waveguides”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.37, pp. 941-946, junho 1989.
- [3] Jian-Guo Ma e I. Wolff, “TE wave properties of slab dielectric guide bounded by nonlinear non-Kerr-like media”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.44, pp. 730-738, maio 1996.
- [4] Jian-Guo Ma e I. Wolff, “Nonlinear surface waves on the interface of two non-Kerr-like nonlinear media”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.43, pp. 790-794, abril 1995.
- [5] Jian-Guo Ma e Z. Chen, “Propagation characteristics of TE-waves guided by thin films bounded by nonlinear media”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.45, pp. 924-930, junho 1997.
- [6] J. Chrostowski e S. Chelkowski, “Analysis of an optical rib waveguide with a nonlinear substrate”, *Optics Letters*, vo. 12, no. 7, pp. 528-530, julho 1987.
- [7] Y. Silberberg e G. I. Stegeman, “Nonlinear coupling of waveguide modes”, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 50, no. 13, pp. 801-803, 30 de março 1987.

#### AGRADECIMENTOS

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq (proc. no. 522767/95-8), PRONEX/FINEP (proc. no. 41/96.0921/00) e FAPESP.

# Frequency-Selective Properties of Arrays of Rectangular Dielectric Waveguides

Ivan Torres Lima Jr. and Atílio José Giarola

School of Electrical and Computer Engineering, State University of Campinas  
Cidade Universitária "Zeferino Vaz", P.O. Box: 6101  
13083-970, Campinas-SP, Brazil

**Abstract**—This work analyzes the propagation characteristics of electromagnetic waves and the frequency selectivity of dielectric gratings with periodicity in two dimensions, having in mind their application as dichroic surfaces in the millimeter wave band.

The moment method and the Green's functions, along with the volume equivalence theorem are used. Particular cases were analyzed to compare with results available in the specialized literature and agreement was observed. This work gives evidence that the inclusion of the periodicity along a second dimension allows an additional adjusting parameter of the frequency selective characteristics for the design requirements of dielectric gratings.

**Index Terms**—Dielectric gratings, dichroic surfaces, periodic structures, diffraction.

## I. INTRODUCTION

Dielectric gratings are structures consisting of one or more dielectric layers, with a periodic refraction index variation, inserted among other uniform dielectric layers. The structure's periodicity is responsible for the appearance of anomalies, characterized by abrupt variation of the diffraction characteristics. These anomalies allow very high frequency selectivity, such that these structures may be used for the construction of several devices operating in the microwave and optical frequency bands, such as, beam dividers, filters, antireflective surfaces and lasers [1]-[5].

The periodic dielectric structures were initially proposed by Bertoni *et al.* [6] for use as dichroic surfaces in the millimeter wave band, due to their frequency selective characteristics and their potentially lower losses, when compared with periodic arrays of printed dipoles in this frequency band [7]-[9].

The study of dielectric gratings includes typical guided wave problems, in the directions longitudinal and transverse to the periodicity. For its analysis, various methods were used, particularly the one presented by Peng *et al.* [2], [10], which was extended by Costa and Giarola [11]-[13] for periodic cells with multiple layers, using a rigorous modal theory and the one presented by Glitsys and Gaylord [14]-[15], using a rigorous coupled wave theory.

In all of these studies, the gratings presented periodicity along one direction only. Yang *et al.* [16] developed one of the first works on the propagation characteristics in dielectric structures with periodicity in two dimensions. They

I.T.Lima Jr., [torres@dmo.fee.unicamp.br](mailto:torres@dmo.fee.unicamp.br); A.J.Giarola, Tel.: +55-19-7883704, Fax: +55-19-2891395, [giarola@dmo.fee.unicamp.br](mailto:giarola@dmo.fee.unicamp.br), <http://www.dmo.fee.unicamp.br>.

This work was supported in part by the Brazilian agencies: CAPES, CNPq, TELEBRÁS and FAPESP.

consisted of a two-dimensional periodic array of rectangular isotropic dielectric waveguides. The moment method was used and only the natural modes were analyzed.

In this work the integral equation analysis with the moment method, presented by Yang *et al.* [16], has been improved and extended, with the objective of obtaining the field distribution and modes that may propagate in a two-dimensional array of rectangular dielectric anisotropic waveguides, with an arbitrary incidence along the  $xz$  plane (see Fig. 1). The structure is then limited in the region  $0 < z < -h_p$ , as shown in Fig. 1, and homogeneous dielectric layers above and below are added. The diffraction in the resulting structure is then obtained as a boundary value problem.

## II. CHARACTERIZATION OF FIELDS IN THE PERIODIC STRUCTURE

The periodic layer of the dielectric grating analyzed here, consists of an array of rectangular dielectric waveguides, as shown in Fig. 1.

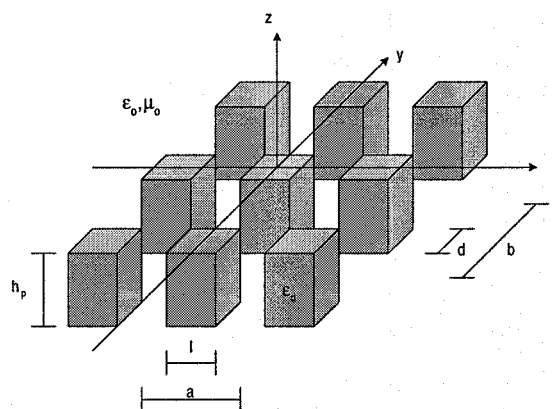


Fig. 1. Dielectric layer, consisting of a two dimensional periodic array of rectangular anisotropic dielectric waveguides.

Due to the structure's periodicity, if the electromagnetic fields are known inside a rectangular cell, having a width  $a$  and a height  $b$ , shown in Fig. 1, the fields in any other place in space may be deduced. The Maxwell's equations, for fields inside the periodic cell, are

$$\nabla \times \vec{E} = -j\omega\mu_0\vec{H}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J}_e + j\omega\epsilon_0\vec{E}, \quad (2)$$

where  $\vec{J}_e$  is the induced equivalent volume current density that may be written as

$$\vec{J}_e = \begin{cases} j\omega\epsilon_o (\overline{\overline{\epsilon_r}} - \overline{\overline{I}}) \cdot \vec{E}, & \text{inside the dielectric;} \\ 0, & \text{outside the dielectric;} \end{cases} \quad (3)$$

where  $\overline{\overline{I}} = \hat{x}\hat{x} + \hat{y}\hat{y} + \hat{z}\hat{z}$  is the unit tensor and  $\overline{\overline{\epsilon_r}}$  is a diagonal tensor, with components  $\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy}$  and  $\epsilon_{zz}$ , that expresses the relative permittivity of the rectangular anisotropic dielectric waveguides.

The fields are assumed to have a time dependence  $e^{j\omega t}$  and to propagate along the  $\hat{z}$  direction as  $e^{-j\beta z}$ . For the solution of (1) and (2) the Hertz electric vector potential,  $\overline{\overline{\Pi}}_e$ , may be used, which is the solution of the following inhomogeneous Helmholtz equation [18]

$$\nabla_t^2 \overline{\overline{\Pi}}_e + (k_o^2 - \beta^2) \overline{\overline{\Pi}}_e = -\vec{J}_e. \quad (4)$$

The electric and magnetic fields are obtained from  $\overline{\overline{\Pi}}_e$  from

$$\vec{E} = -j\omega\mu_o \overline{\overline{\Pi}}_e + \frac{1}{j\omega\epsilon_o} \nabla (\nabla \cdot \overline{\overline{\Pi}}_e), \quad (5)$$

$$\vec{H} = \nabla \times \overline{\overline{\Pi}}_e. \quad (6)$$

The solution of the partial differential equation (4) may be written in an integral form as

$$\overline{\overline{\Pi}}_e = \iint G(x, x', y, y') \overline{\overline{I}} \cdot \vec{J}_e dx' dy', \quad (7)$$

where the Green's function,  $G(x, x', y, y')$ , is the solution of (4) when the absolute value of the excitation current is replaced by a Dirac delta function, and is given by

$$G(x, x', y, y') = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{-e^{-jk_{xn}(x-x')} f_n(y-y')}{2a}, \quad (8)$$

where

$$k_{xn} = k_{xo} + \frac{2\pi n}{a}, \quad (9)$$

$$f_n(y-y') = \frac{\cos[k_{yn}|y-y'| - k_{yn}\frac{b}{2}]}{k_{yn} \sin(k_{yn}\frac{b}{2})}, \quad (10)$$

$$k_{yn} = \pm \sqrt{k_o^2 - \beta^2 - k_{xn}^2}. \quad (11)$$

Using (5) and (7), the following integrals may be obtained,

$$E_x^d = \iint_d (G_{xx} E_x^d + G_{xy} E_y^d + G_{xz} E_z^d) dx' dy', \quad (12)$$

$$E_y^d = \iint_d (G_{yx} E_x^d + G_{yy} E_y^d + G_{yz} E_z^d) dx' dy', \quad (13)$$

$$E_z^d = \iint_d (G_{zx} E_x^d + G_{zy} E_y^d + G_{zz} E_z^d) dx' dy', \quad (14)$$

where  $E^d$  is the electric field inside the dielectric and the functions  $G_{ij}$ , with  $i, j = x, y, z$ , are obtained from (7) and (3).

In order to use the moment method, the electric field is expanded in terms of two sets of orthogonal functions, satisfying the divergence theorem and the structure's periodicity. For the group 1 they are given by

$$E_x^d = \sum_{k=-K}^K A_k e^{-jk_{xk}x} \cos(k_{ak}^x y), \quad (15)$$

$$E_y^d = \sum_{k=-K}^K B_k e^{-jk_{xk}x} \sin(k_{ak}^y y), \quad (16)$$

$$E_z^d = \frac{1}{j\beta\epsilon_{zz}} \left( \epsilon_{xx} \frac{\partial E_x^d}{\partial x} + \epsilon_{yy} \frac{\partial E_y^d}{\partial y} \right), \quad (17)$$

and for group 2 they are given by

$$E_x^d = \sum_{k=-K}^K A_k e^{-jk_{xk}x} \sin(k_{ak}^x y), \quad (18)$$

$$E_y^d = \sum_{k=-K}^K B_k e^{-jk_{xk}x} \cos(k_{ak}^y y), \quad (19)$$

$$E_z^d = \frac{1}{j\beta\epsilon_{zz}} \left( \epsilon_{xx} \frac{\partial E_x^d}{\partial x} + \epsilon_{yy} \frac{\partial E_y^d}{\partial y} \right), \quad (20)$$

where

$$k_{xk} = k_{xo} + \frac{2\pi k}{a}, \quad (21)$$

$$k_{ak}^x = \pm \sqrt{\epsilon_{xx} k_o^2 - \beta^2 - k_{xk}^2}, \quad (22)$$

$$k_{ak}^y = \pm \sqrt{\epsilon_{yy} k_o^2 - \beta^2 - k_{xk}^2} \quad (23)$$

and  $k_{xo}$  is the incident wavenumber component along the  $\hat{x}$  direction. If an incident plane wave is exciting the structure, its incident angle will be

$$\theta = \sin^{-1} \left( \frac{k_{xo}}{k_o} \right). \quad (24)$$

The use of the expansion functions (15)-(17) for group 1 and (18)-(20) for group 2 in (12)-(14) transforms the integral equations into a system of linear equations in terms of the coefficients  $A_k$  and  $B_k$ , for each group of expansion functions. The  $y$  dependence is resolved by integrating the equations from  $y = 0$  to  $y = d/2$ . In order to obtain the number of equations equal to the number of unknowns, a principle is used such that, if two functions, dependent of the same variable, are equal, their Fourier coefficients are also equal. However, contrary to the procedure followed by Yang *et al.* [16], that forced to be equal the Fourier coefficients with a period  $a$  in the terms of the integral equations (12)-(14), the present work forced the equality of the Fourier coefficients of the terms of the integral equations only in the domain of validity of the integral equations:

$x = -l/2$  to  $x = l/2$ . Therefore, the present formulation is more rigorous than that presented by Yang *et al.* [16].

The convergence of the solution depends only on the amount of the used expansion and the Green's function. From the divergence theorem, only two of the three integral equations (12)-(14) are orthogonal. The system of equations may, therefore, be written in the following matrix form,

$$\begin{bmatrix} K_{v,k}^{11} & \cdots & K_{v,k}^{12} & \cdots \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots \\ K_{v,k}^{21} & \cdots & K_{v,k}^{22} & \cdots \\ \vdots & \ddots & \vdots & \ddots \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_k \\ \vdots \\ B_k \\ \vdots \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ \vdots \end{bmatrix}, \quad (25)$$

where the subscript  $v$  represents the  $v$ -th Fourier coefficient with a period  $l$  and the subscript  $k$  is associated with the coefficients  $A_k$  and  $B_k$ , to be determined. They characterize a system of  $2K + 1$  order. For the existence of non-trivial solutions, it is necessary that the determinant of the coefficient matrix be equal to zero. It is known that the coefficients  $K_{v,k}$  depend on the structure's parameters, on the incident wave and on the propagation constant  $\beta$ , which is to be determined. The result is the following characteristic equation

$$\text{Det}[M(\beta)] = 0. \quad (26)$$

The solutions of this equation are the eigenvalues, which are the propagation constants of the modes that may propagate in the structure. Once the eigenvalues are determined, the values of  $A_k$  and  $B_k$  may be obtained. They characterize the eigenfunctions when their values are substituted in (15)-(17). Consequently, the field distribution in the whole cell may be obtained from (3) and (4).

### III. SCATTERING IN THE DIELECTRIC GRATING

The periodic structure analyzed in the previous section was invariant along the  $\hat{z}$  direction. As a result, it was possible to obtain the phase constant  $\beta_{gm}$  associated with the  $m$  modes of groups 1 and 2, propagating along the  $\hat{z}$  direction. With the limitation of the height of the periodic layer from  $z = 0$  to  $z = -h_p$ , the modes and corresponding values of  $\beta_{gm}$  are still valid in the region  $-h_p \leq z \leq 0$ .

In order to have the boundary conditions satisfied in  $z = 0$  and  $z = -h_p$ , the electric Hertz vector potential in the periodic region may be expanded as a linear combination of the totality of these modes, as follows,

$$\vec{\Pi}_g(x, y, z) = \sum_{\substack{m=0 \\ n=-N \\ r=-R}}^{M, N, R} P_{gm}^{\pm} \vec{\Pi}_{gmnr}^{\pm} e^{\mp j\beta_{gm}z} e^{-jk_z x}, \quad (27)$$

where  $g$  is used to identify the group 1 or 2,  $\beta_{gm}$  is the eigenvalue, numbered with  $m$ , and  $n$  and  $r$  are used to number the Floquet modes along the  $\hat{x}$  and  $\hat{y}$  directions, respectively. The  $y$  dependence of  $\vec{\Pi}_g(x, y, z)$  is expanded in a Fourier series.

As a result, the field expansions in the periodic layer are obtained by replacing (27) into (5) and (6). With the use of the continuity condition of the electric and magnetic fields, given by (5) and (6) at the interfaces of the homogeneous and periodic regions at  $z = 0$  and  $z = -h_p$ , a system of equations is obtained for each group. They consist of  $8(2N + 1)(2R + 1)$  equations and  $4[(M + 1) + (2N + 1)(2R + 1)]$  unknowns. By considering  $M = 2N$ , the number of equations is larger than the number of unknowns. Therefore, only  $4(2N + 1)[1 + (2R + 1)]$  equations are chosen from the available ones, as long as they include all variables to be determined with coefficients different from zero. They are  $P_{1m}^+$ ,  $P_{1m}^-$ ,  $P_{2m}^+$  and  $P_{2m}^-$ , that characterize the field distribution in the periodic layer and  $A_{\tau nr}^{+TE}$ ,  $A_{\tau nr}^{-TE}$ ,  $A_{\tau nr}^{+TM}$  and  $A_{\tau nr}^{-TM}$ , that characterize the field distribution in the homogeneous layers, where  $\tau = c$  in the upper region and  $\tau = s$  in the lower region. The + and - signs are used to indicate forward and backward components of the waves.

Due to the form of the expansion functions (15)-(17) it is noted that a TE-wave incidence excites only the group of expansion functions with  $E_y$  having a cosine function and a TM-wave incidence excites only the group of expansion functions with  $E_x$  having a cosine function. This is because the sine function does not have a Fourier coefficient of zero order. As a consequence, the system of equations obtained with the application of the boundary conditions at the interfaces, for purely TE- or TM-wave incidences, is reduced to a  $4(2N + 1)(2R + 1)$  order.

### IV. RESULTS AND DISCUSSIONS

The characteristic equation (26) was solved by using a modified implementation of a bisection algorithm to obtain the modes and field distribution in the structure. The precision depends primarily on the number of expansion functions in the rectangular dielectric waveguide, given by  $2K + 1$ , on the number  $2N + 1$  of terms of the Green's function, on the number  $M + 1$  of modes along the  $\hat{z}$  direction and on the number  $2R + 1$  of the Fourier coefficients along the  $\hat{y}$  direction. In the simulations presented here, the following relations were assumed,  $M = 2K$  and  $R = K$ .

Because the periodic layer is responsible for the excellent selective characteristics of dielectric gratings, the periodic gratings explored here are immersed in free space, for which  $\varepsilon = \varepsilon_0$  and  $\mu = \mu_0$ .

Since the main objective of this work is to focus into the frequency selectivity of dielectric gratings, it is convenient to have the energy of the diffracted plane waves in the homogeneous region contained only in the fundamental mode ( $n = 0, r = 0$ ). As a result, the diffraction coefficients may be reduced to only one transmission coefficient,  $T_{o,o}$ , and one reflection coefficient,  $R_{o,o}$ . Nevertheless, the formulation provides the remaining diffraction coefficients, either for propagating or evanescent modes, that is, either for modes radiating or not energy from the structure. This condition may be written only for the mode ( $n = 0, r = 0$ ),

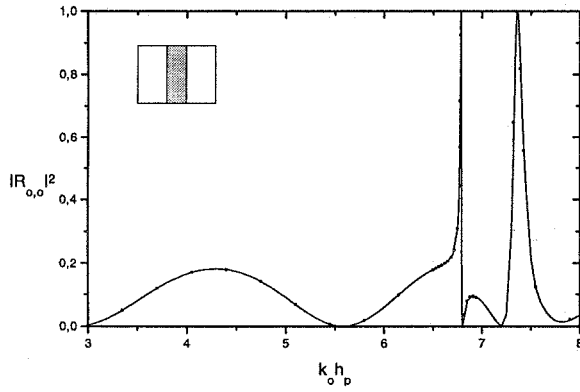


Fig. 2.  $|R_{0,0}^{TE}|^2$  as a function of  $k_0 h_p$  for a TE-wave incidence in a dielectric grating, with a one dimensional periodicity, for  $K = 2$ ,  $N = 4$ ,  $\theta = 45^\circ$ ,  $\epsilon_r = 2.56$ ,  $a = 2.142$  cm,  $b = 0.7$  cm,  $l = 0.926$  cm,  $d = 0.7$  cm and  $h_p = 4.363$  cm. The dots are results obtained from Costa and Giarola [12].

in the form

$$k_0 h_p \leq \frac{2\pi}{(\sqrt{\epsilon_{\max}} + \sqrt{\epsilon_{cNC}} \sin \theta)} \frac{h_p}{a}, \quad (28)$$

$$\epsilon_{\max} = \max(\epsilon_{cNC}, \epsilon_{sNS}). \quad (29)$$

where  $\epsilon_{cNC}$  is the electric relative permittivity of the last upper layer, where the incidence occurs, and  $\epsilon_{sNS}$  is the electric relative permittivity of the last lower layer. It is considered that the mode next to the fundamental is the mode ( $n = -1, r = 0$ ), that applies to the configurations explored in this work.

If (28) is valid, then

$$|R_{0,0}|^2 + |T_{0,0}|^2 \cong 1. \quad (30)$$

In Fig. 2, results are shown to compare the present theory with that presented by Costa and Giarola [12], for a TE wave incidence. A very good agreement is observed for the  $|R_{0,0}|^2$ , of the ( $n = 0, r = 0$ ) TE mode, as a function of the normalized wavenumber  $k_0 h_p$ , for the particular case of a grating consisting of a periodic array of dielectric slabs. The parameters  $\epsilon_r$ ,  $h_p$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $l$  and  $d$  represent the relative permittivity and the dielectric layer dimensions, of the periodic cell and of the waveguide, as shown in Fig. 1.

In Fig. 3, results are shown to compare the present formulation with that presented by Silva *et al.* [19], for a TM-incident wave to the same structure considered in Fig. 2 but with a uniaxial anisotropic dielectric:  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 2.56$  and  $\epsilon_{zz} = 1.3\epsilon_{xx}$ . Note again the agreement observed with the curves of  $|R_{0,0}|^2$  as functions of  $k_0 h_p$  for the particular case of a periodic array of dielectric slabs. For convenience, the results from the structure with an isotropic dielectric grating were also shown in this figure and the difference between results may be examined.

It has been observed, in all structures analyzed, the occurrence of a few anomalies in the reflection coefficient curves as functions of normalized frequency. Each one of these bands of total reflection, occurs when one of the

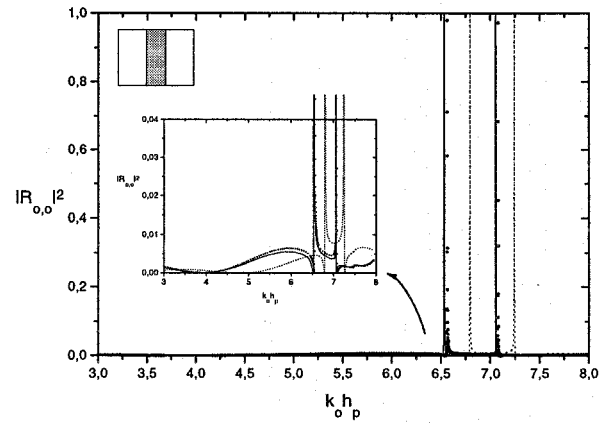


Fig. 3.  $|R_{0,0}^{TM}|^2$  as a function of  $k_0 h_p$  for a TM-wave incidence, in a grating similar to that of Fig. 2. The dotted line is for an isotropic dielectric with  $\epsilon_r = 2.56$ . The solid line is for a uniaxial anisotropic dielectric with  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 2.56$  and  $\epsilon_{zz} = 1.3\epsilon_{xx}$ . The dots are results obtained from Silva *et al.* [19] for a uniaxial anisotropic dielectric.

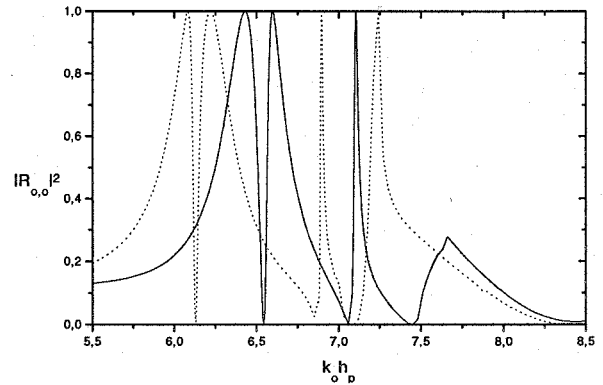


Fig. 4.  $|R_{0,0}^{TE}|^2$  as a function of  $k_0 h_p$  for a TE-wave incidence, in a grating having periodicity in two dimensions, for  $K = 2$ ,  $N = 12$ ,  $\epsilon_r = 2.56$ ,  $a = 4.284$  cm,  $b = 2.5$  cm,  $l = 1.852$  cm,  $d = 2.0$  cm and  $h_p = 8.726$  cm. Solid line is for  $\theta = 45^\circ$  and dotted line is for  $\theta = 50^\circ$ .

higher spatial harmonics, excited by the incident wave, matches the propagation constant of a guided mode.

Fig. 4 is used to illustrate the effect of varying the incident angle  $\theta$  of a TE wave. It is noted that, as  $\theta$  is varied from  $45^\circ$  to  $50^\circ$ , the values of the normalized wavenumber,  $k_0 h_p$ , of the anomalies, are reduced, with a consequent increase of the values of  $k_{x0}$ , when compared with the corresponding values of  $k_0$ . Consequently, the resonances, responsible for the anomalies, should exist now at lower  $k_0$  values. Note also in Fig. 4 the appearance of an anomaly at  $k_0 h_p \cong 7.5$ , for  $\theta = 50^\circ$  that did not exist at  $\theta = 45^\circ$ . This is because, above  $k_0 h_p \cong 7.5$ , where the anomaly should occur for  $\theta = 45^\circ$ , the  $n = -1$  mode starts to propagate in the homogeneous layers, radiating part of the incident plane wave energy into a direction defined by  $k_{x,-1}$ .

Fig. 5 illustrates the effect of the introduction of

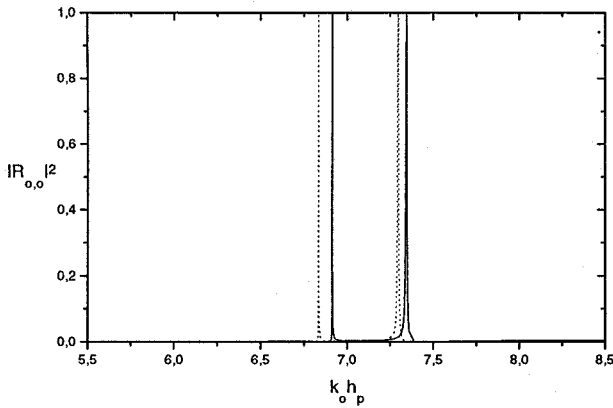


Fig. 5.  $|R_{o,o}^{TM}|^2$  as a function of  $k_0 h_p$  for a TM-wave incidence, in a grating similar to that of Fig. 4, except that  $N = 6$ , and  $\theta = 45^\circ$  and is shown with a solid line. Also shown with a dotted line are results for an anisotropic dielectric with  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = 2.56$  and  $\epsilon_{zz} = 1.1\epsilon_{xx}$ .

anisotropy in the periodic structure with an TM-incident wave. In this case, one of the layers presents uniaxial anisotropy, with  $\epsilon_{zz} = 1.1\epsilon_{xx}$ ,  $\epsilon_{yy} = \epsilon_{xx}$ . Since the diagonal relative permittivity tensor of the anisotropic grating, has at least one of the three components higher than the relative permittivity of the isotropic grating, the expected reduction of the frequencies for the occurrence of the anomalies is observed in Fig. 5.

## V. CONCLUSIONS

The propagation and diffraction characteristics were analyzed in this work, for the oblique incidence of electromagnetic waves to dielectric gratings consisting of an array of rectangular anisotropic dielectric waveguides, periodic along the  $\hat{x}$  and  $\hat{y}$  directions and invariant along the  $\hat{z}$  direction. The moment method and the Green's function were used in conjunction with the volume equivalence theorem. Besides being an extension to the Yang *et al.* formulation [16], the present analysis is original, applies to anisotropic dielectrics with arbitrary propagation along the  $xz$  plane and avoids the approximation that was introduced in the formulation by Yang *et al.* [16].

A few dielectric grating configurations were analyzed and the dependence of the frequency selective characteristic of the periodic grating was verified with respect to a few parameters of the structure and of the incident plane wave. In these configurations, various frequency bands, where the dielectric gratings with periodicity in two dimensions present good selective characteristics, were examined, giving evidence of their applicability in the fields of microwaves and optics.

The results obtained with the proposed formulation were compared with other formulations available in the literature, for some particular cases and a good agreement was observed.

Contrary to the dielectric structures, with periodicity in one dimension only, the dielectric structures with periodicity in two dimensions are still almost unexplored, par-

ticularly with respect to their propagation and diffraction characteristics. The inclusion of the periodicity along a second dimension, provides another adjusting parameter for the frequency selective characteristics in new designs.

## REFERENCES

- [1] T.K. Gaylord and M.G. Moharam, "Analysis and application of optical diffractions by gratings", *Proceedings IEEE*, vol. 73, pp. 894-938, May, 1985.
- [2] S. T. Peng, T. Tamir and H. L. Bertoni, "Theory of periodic dielectric waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-23, pp. 123-133, Jan. 1975.
- [3] C. Elachi, "Waves in active and passive periodic structures. - A review", *Proceedings IEEE*, vol. 64, pp. 1666-1698, Dec. 1976.
- [4] "Grating diffraction", Ed. T. K. Gaylord and E. N. Glytsys, *Journal Opt. Soc. America A*, vol. 7, n. 8, pp. 1357-1566, Aug. 1990.
- [5] "Grating diffraction", Ed. T. K. Gaylord and E. N. Glytsys, *Journal Opt. Soc. America A*, vol. 7, n. 9, pp. 1661-1800, Sept. 1990.
- [6] H. L. Bertoni, L. S. Cheo and T. Tamir, "Frequency selective reflection and transmission by a periodic layer", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 37, pp. 78-83, Jan. 1989.
- [7] R. Mitra, C. H. Chan and T. Cwik, "Techniques for analysing frequency-selective surface - A review", *Proceedings IEEE*, vol. 76, pp. 1593-1615, Dec. 1988.
- [8] C. H. Chan and Raj Mitra, "On the analysis of frequency-selective surfaces using subdomain basis functions", *IEEE Trans. Antennas and Propagation*, vol. 38, pp. 78-83, Jan. 1990.
- [9] E. A. Parker, A. N. A. El Sheikh and A. C. de C. Lima, "Convolution frequency-selective array elements derived from linear and crossed dipoles", *IEE Proceedings-H*, vol. 140, n. 5, pp. 378-380, Oct. 1993.
- [10] S. T. Peng, "Rigorous formulation of scattering and guidance by dielectric gratings waveguides: general case of oblique incidence", *Journal Opt. Soc. America A*, vol. 6, pp. 1869-1883, Dec. 1989.
- [11] J. C. W. Albuquerque Costa and A. J. Giarola, "Electromagnetic wave propagation in multilayer dielectric periodic structures", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.41, pp. 1432-1438, Sept. 1996.
- [12] J. C. W. Albuquerque Costa and A. J. Giarola, "Analysis of dielectric grating waveguides for the design of dichroic structures", *International Journal of Microwave and Millimeter-Wave Computer-Aided Engineering*, vol.6, n. 2, pp. 128-145, Oct. 1993.
- [13] J. C. W. Albuquerque Costa, "Analysis of the frequency selective behavior of dielectric grating waveguides." (in Portuguese). Ph.D. Thesis, State University of Campinas, Campinas, SP, Brazil, April 1994.
- [14] E. N. Glytsys and T. K. Gaylord, "Tree-dimensional vector coupled-wave analysis of planar grating diffraction", *Journal Opt. Soc. America A*, vol. 73, pp. 1105-1112, Aug. 1983.
- [15] E. N. Glytsys and T. K. Gaylord, "Tree-dimensional (vector) rigorous coupled-wave analysis of anisotropic grating diffraction", *Journal Opt. Soc. America A*, vol. 7, pp. 1399-1420, Aug. 1990.
- [16] H. Y. Yang, J.A. Castaneda, and N.G. Alexopoulos, "An integral equation analysis of an infinite array of rectangular dielectric waveguides", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.38, pp. 873-880, July 1990.
- [17] C. T. Tai, *Dyadic Green Functions in Electromagnetic Theory*, New York, NY: IEEE PRESS Series on Electromagnetic Waves, 2nd ed., 1994.
- [18] C. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*, New York, NY: John Wiley, 1989.
- [19] N. F. L. da Silva, J. C. W. Albuquerque Costa and A. J. Giarola, "Multilayer anisotropic dielectric grating waveguides", *Proc. 1997 SBMO/IEEE Microwave Theory and Techniques International Microwave and Optoelectronics Conference*, Natal-RN, Brazil, pp. 425-430, Aug. 1997.

# Análise de Superfícies Seletivas de Frequências sobre Substratos Anisotrópicos Uniaxiais

Antônio Luiz P. S. Campos, Laércio Martins de Mendonça e Adaildo Gomes d'Assunção  
Universidade Federal do Rio Grande do Norte  
Departamento de Engenharia Elétrica  
59.072-970 - Natal -RN - Brasil

**Resumo** – Apresenta-se a análise do espalhamento de ondas eletromagnéticas em superfícies seletivas de frequências sobre substratos anisotrópicos. Em particular, investiga-se o efeito produzido pela utilização de dielétricos anisotrópicos nas características de reflexão e transmissão em estruturas seletivas de frequência com um patch condutor depositado sobre uma camada dielétrica uniaxial. São apresentados resultados para a frequência de ressonância da FSS.

**Palavras Chaves** – Superfícies seletivas, espalhamento, FSS.

## I. INTRODUÇÃO

As superfícies seletivas de frequências, ou Frequency Selective Surfaces (FSS), com patches condutores e/ou aberturas em superfícies condutoras, encontram aplicações em microondas e antenas [1]-[8]. As antenas refletoras multibandas, consideradas em [1], que empregam elementos passivos impressos sobre substratos dielétricos isotrópicos, correspondem a uma dessas aplicações. Outras aplicações foram consideradas em trabalhos recentes, em que foram estudadas estruturas: com elementos ativos sobre dielétricos isotrópicos [2]-[4], com substratos ferrimagnéticos magnetizados [5],[6] e com substratos líquidos [7].

O propósito deste trabalho é investigar o efeito produzido pela utilização de substratos dielétricos anisotrópicos nas características de espalhamento de ondas eletromagnéticas em superfícies seletivas de frequência, constituídas por patches condutores retangulares (Fig. 1).

O modelo matemático de análise usado emprega o método da imitância no domínio da transformada de Fourier. Como resultados teóricos, foram obtidas as expressões das componentes da função diádica de Green, da estrutura considerada, além das expressões dos campos incidentes e refletidos. Também foram obtidas as expressões para os coeficientes de reflexão e transmissão, para a estrutura.

Para fins de comparação e comprovação dos resultados analíticos obtidos, foi realizada uma convergência, a partir das expressões obtidas neste trabalho, para o caso particular de superfícies seletivas sobre substratos dielétricos isotrópicos, obtendo-se resultados em concordância com os apresentados por outros autores [8].

Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998.

Os autores agradecem ao CNPq pelo apoio financeiro.

A.L.P.S. Campos, Tel./Fax: +55-84-215-3731, L.M. Mendonça e A.G. d'Assunção: [adaildo@truenetrn.com.br](mailto:adaildo@truenetrn.com.br).

## II. TEORIA

Nesta análise de superfície seletiva de frequência (FSS), considera-se a estrutura com um patch retangular, que pode corresponder a um célula, em uma superfície constituída por um arranjo planar [8].

A Fig. 1(a) mostra a geometria da seção transversal da superfície seletiva de frequência considerada, que é constituída por um patch condutor retangular montado sobre uma camada dielétrica anisotrópica uniaxial. A Fig. 1(b) mostra a vista superior dessa estrutura. O patch retangular é constituído de um material condutor perfeito. As perdas dielétricas são desprezadas. O substrato é constituído de um material dielétrico com anisotropia uniaxial, representada pelo tensor permissividade elétrica, dado por [9]

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \epsilon_0 \underline{\underline{\epsilon}}_r = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{xx} \end{bmatrix} \quad (1)$$

onde  $\epsilon_{xx}$  e  $\epsilon_{yy}$  são as componentes da permissividade relativa nas direções x e y, respectivamente, e  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo.

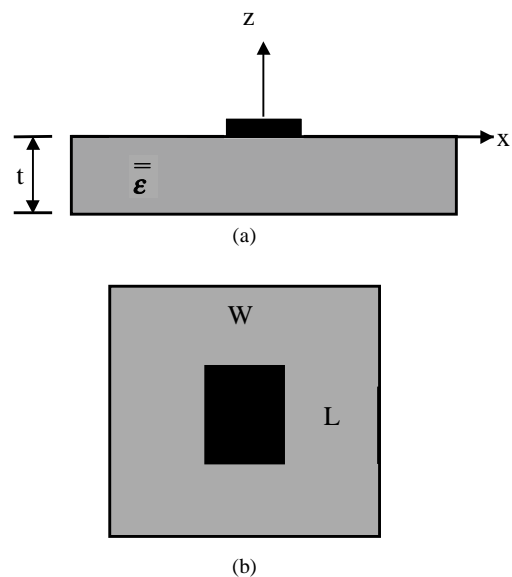


Fig. 1 - Geometria de uma superfície seletiva de frequências: (a) seção transversal do patch retangular sobre camada dielétrica. (b) Vista superior.

Neste trabalho, é empregado o método da imitância no domínio espectral [9], na determinação da função diádica de Green da estrutura considerada. Além deste método, considera-se a utilização do método de Galerkin [9], para a análise da ressonância, da reflexão e da transmissão. A análise é efetuada em quatro etapas distintas, descritas abaixo.

Inicialmente, determina-se a relação, no domínio espectral, entre o campo elétrico espalhado e a densidade de corrente no patch retangular (Fig. 1), expressa por [8]

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_x^s \\ \tilde{E}_y^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx} & \tilde{Z}_{xy} \\ \tilde{Z}_{yx} & \tilde{Z}_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_x \\ \tilde{J}_y \end{bmatrix} \quad (2)$$

determinando-se a função diádica de Green cujas componentes são obtidas como

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\alpha^2 \tilde{Z}^{TM} + \beta^2 \tilde{Z}^{TE}] \quad (3)$$

$$\tilde{Z}_{xy} = \tilde{Z}_{yx} = \frac{\alpha\beta}{\alpha^2 + \beta^2} [\tilde{Z}^{TM} - \tilde{Z}^{TE}] \quad (4)$$

$$\tilde{Z}_{yy} = \frac{1}{\alpha^2 + \beta^2} [\beta^2 \tilde{Z}^{TM} + \alpha^2 \tilde{Z}^{TE}] \quad (5)$$

sendo as impedâncias para os modos TM e TE,  $\tilde{Z}^{TM}$  e  $\tilde{Z}^{TE}$ , respectivamente, obtidas de

$$\tilde{Z}^{TM,TE} = \frac{1}{Y_+^{e,h} + Y_-^{e,h}} \quad (6)$$

onde  $Y_+^{e,h}$  e  $Y_-^{e,h}$  são determinadas aplicando-se a teoria das linhas de transmissão ao circuito equivalente, mostrado na Fig. 2, obtido da estrutura considerada (Fig. 1).

Em seguida, determinam-se as expressões dos campos incidentes, para as polarizações TM e TE, usando-se os potenciais incidentes,  $\Psi$ , na direção z, conforme mostrado na Fig. 3. Estes campos são calculados na presença da estrutura dielétrica, na ausência dos patches condutores.

O potencial de cada região i (i = 0, 1, 2) é definido como

$$\Psi_0^{TM,TE} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} + \text{Re} e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{-\gamma_0 z} \quad (7)$$

$$\Psi_1^{TM,TE} = e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} [c_{11} \cosh(\gamma_{e,h} z) + c_{12} \sinh(\gamma_{e,h} z)] \quad (8)$$

$$\Psi_2^{TM,TE} = T e^{j\alpha_0 x} e^{j\beta_0 y} e^{\gamma_0 z} \quad (9)$$

As componentes tangenciais, dos campos elétrico e magnético, nas interfaces da estrutura considerada, são expressos em termos dos potenciais dados em (7) a (9).

Aplicando-se as condições de contorno e continuidade dos campos incidentes, determinam-se os coeficientes

desconhecidos dos potenciais incidentes e, com isso, as expressões dos campos incidentes para os modos TM e TE.

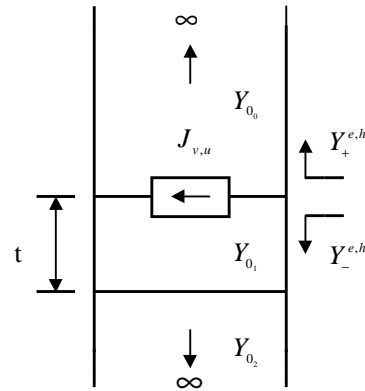


Fig. 2 - Circuito equivalente para os modos TM e TE.

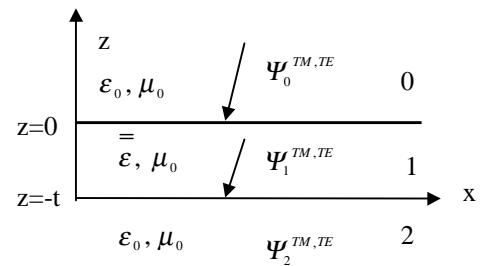


Fig. 3 - Campos incidentes no patch retangular sobre substrato anisotrópico uniaxial.

Na etapa seguinte, determinam-se as expressões dos campos refletidos e transmitidos. Essas expressões são dadas, para os modos TE, por [8]

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 R; \quad \tilde{E}_y^r = j\alpha_0 R \quad (10)$$

$$\tilde{E}_x^t = -j\beta_0 T e^{-\gamma^t z}; \quad \tilde{E}_y^t = j\alpha_0 T e^{-\gamma^t z} \quad (11)$$

e para os modos TM por

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} R; \quad \tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} R \quad (12)$$

$$\tilde{E}_x^t = \frac{\alpha_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma^t z}; \quad \tilde{E}_y^t = \frac{\beta_0 \gamma_0}{\omega \epsilon_0} T e^{-\gamma^t z} \quad (13)$$

Com as expressões dos campos incidentes, determinam-se os coeficientes desconhecidos, R e T; obtendo-se, assim, as expressões dos campos refletidos e transmitidos.

Na última etapa, determinam-se os coeficientes de reflexão e transmissão na estrutura. Em (14)-(17), os campos refletidos e transmitidos são conhecidos.



$$R_{mn}^{TE} = \frac{j(\beta_n(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn}) - \alpha_m(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}))}{\alpha_m^2 + \beta_n^2} \quad (14)$$

$$R_{mn}^{TM} = \frac{-j(\alpha_m(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn}) + \beta_n(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}))}{(\alpha_m^2 + \beta_n^2)\gamma_{mn} / \omega\epsilon_0} \quad (15)$$

$$T_{mn}^{TE} = \frac{j(\beta_n(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn}) - \alpha_m(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}))}{(\alpha_m^2 + \beta_n^2)} \quad (16)$$

$$T_{mn}^{TM} = \frac{-j(\alpha_m(\tilde{E}_x^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_x^r \delta_{mn}) + \beta_n(\tilde{E}_y^s(\alpha_m, \beta_n) + \tilde{E}_y^r \delta_{mn}))}{(\alpha_m^2 + \beta_n^2)\gamma_{mn} / \omega\epsilon_0} \quad (17)$$

Portanto, para a completa determinação dos coeficientes de reflexão e transmissão, resta determinar os campos espalhados, que são obtidos numericamente, a partir das componentes da função diádica de Green, com a escolha adequada de funções de base para a corrente no patch considerado.

### III. RESULTADOS E DISCUSSÃO

A função diádica de Green, obtida no domínio espectral, para o caso de um patch condutor sobre uma camada dielétrica anisotrópica, tem as componentes expressas em termos das admitâncias para os modos TM e TE, de acordo com (2) a (6), que são dadas por

$$Y_{0i}^{TE} = \frac{\gamma_{hi}}{j\omega\mu_0} \quad (18)$$

$$Y_{0i}^{TM} = \frac{j\omega\epsilon_0\epsilon_{ixx}}{\gamma_{ei}} \quad (19)$$

Na região com dielétrico anisotrópico, as constantes de propagação são obtidas como

$$\gamma_e = \sqrt{\frac{\epsilon_{xx}}{\epsilon_{yy}}(\alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_{zz})} \quad (20)$$

$$\gamma_h = \sqrt{\alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_{xx}} \quad (21)$$

Usando-se (18) a (21) em (6), determinam-se as expressões para  $\tilde{Z}^{TM}$  e  $\tilde{Z}^{TE}$ , para o caso de substrato dielétrico anisotrópico. Essas expressões também são válidas para o caso particular de estruturas com substratos dielétricos isotrópicos, desde que se imponha que  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_r$ .

Assim, as expressões para  $\tilde{Z}^{TM}$  e  $\tilde{Z}^{TE}$  são determinadas como

$$\tilde{Z}^{TM} = \frac{\gamma_0\gamma[\gamma + \gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t)]}{j\omega\epsilon_0[\gamma^2 + 2\gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t) + \gamma_0^2\epsilon_r^2]} \quad (22)$$

$$\tilde{Z}^{TE} = \frac{j\omega\mu_0[\gamma_0 + \gamma \coth(\gamma t)]}{\gamma^2 + 2\gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t) + \gamma_0^2} \quad (23)$$

com

$$\gamma_0 = \sqrt{\alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0} \quad (24)$$

$$\gamma = \sqrt{\alpha_m^2 + \beta_n^2 - \omega^2\mu_0\epsilon_0\epsilon_r} \quad (25)$$

para o caso isotrópico, e como

$$\tilde{Z}^{TM} = \frac{\gamma_0\gamma_e[\gamma_e + \gamma_0\epsilon_{xx} \coth(\gamma_e t)]}{j\omega\epsilon_0[\gamma_e^2 + 2\gamma_0\epsilon_{xx} \coth(\gamma_e t) + \gamma_0^2\epsilon_{xx}^2]} \quad (26)$$

$$\tilde{Z}^{TE} = \frac{j\omega\mu_0[\gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h t)]}{\gamma_h^2 + 2\gamma_h\gamma_0 \coth(\gamma_h t) + \gamma_0^2} \quad (27)$$

para o caso anisotrópico.

As componentes dos campos refletidos e transmitidos são então determinadas, para o caso isotrópico, como

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma^2}{\gamma^2 + \gamma_0^2 + 2 \coth(\gamma t)} \quad (28)$$

$$\tilde{E}_y^r = j\alpha_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma^2}{\gamma^2 + \gamma_0^2 + 2 \coth(\gamma t)} \quad (29)$$

$$\tilde{E}_x^i = -j\beta_0 \frac{2\gamma_0\gamma / \sinh(\gamma t)}{\gamma^2 + \gamma_0^2 + 2 \coth(\gamma t)} \quad (30)$$

$$\tilde{E}_y^i = j\alpha_0 \frac{2\gamma_0\gamma / \sinh(\gamma t)}{\gamma^2 + \gamma_0^2 + 2 \coth(\gamma t)} \quad (31)$$

para os modos TE, e como

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma_0^2\epsilon_r^2 - \gamma^2}{\gamma^2 + \gamma_0^2\epsilon_r^2 + 2\gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t)} \quad (32)$$

$$\tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma_0^2\epsilon_r^2 - \gamma^2}{\gamma^2 + \gamma_0^2\epsilon_r^2 + 2\gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t)} \quad (33)$$

$$\tilde{E}_x^i = 2\gamma_0\epsilon_r \frac{\alpha_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma / \sinh(\gamma t)}{\gamma^2 + \gamma_0^2\epsilon_r^2 + 2\gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t)} \quad (34)$$

$$\tilde{E}_y^i = 2\gamma_0\epsilon_r \frac{\beta_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma / \sinh(\gamma t)}{\gamma^2 + \gamma_0^2\epsilon_r^2 + 2\gamma_0\epsilon_r \coth(\gamma t)} \quad (35)$$

para os modos TM.

No caso da FSS sobre material dielétrico anisotrópico, as componentes dos campos refletidos e transmitidos são obtidos como

$$\tilde{E}_x^r = -j\beta_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \gamma_0^2 + 2\gamma_0\gamma_e \coth(\gamma_e t)} \quad (36)$$

$$\tilde{E}_y^r = j\alpha_0 \frac{\gamma_0^2 - \gamma_e^2}{\gamma_e^2 + \gamma_0^2 + 2\gamma_0\gamma_e \coth(\gamma_e t)} \quad (37)$$

$$\tilde{E}_x^t = -j\beta_0 \frac{2\gamma_0\gamma_e / \sinh(\gamma_e t)}{\gamma_e^2 + \gamma_0^2 + 2\gamma_0\gamma_e \coth(\gamma_e t)} \quad (38)$$

$$\tilde{E}_y^t = j\alpha_0 \frac{2\gamma_0\gamma_e / \sinh(\gamma_e t)}{\gamma_e^2 + \gamma_0^2 + 2\gamma_0\gamma_e \coth(\gamma_e t)} \quad (39)$$

para os modos TE, e como

$$\tilde{E}_x^r = \frac{\alpha_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma_0^2\epsilon_{xx}^2 - \gamma_h^2}{\gamma_h^2 + \gamma_0^2\epsilon_{xx}^2 + 2\epsilon_{xx}\gamma_h\gamma_0 \coth(\gamma_h t)} \quad (40)$$

$$\tilde{E}_y^r = \frac{\beta_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma_0^2\epsilon_{xx}^2 - \gamma_h^2}{\gamma_h^2 + \gamma_0^2\epsilon_{xx}^2 + 2\epsilon_{xx}\gamma_h\gamma_0 \coth(\gamma_h t)} \quad (41)$$

$$\tilde{E}_x^t = 2\gamma_0\epsilon_{xx} \frac{\alpha_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma_h / \sinh(\gamma_h t)}{\gamma_h^2 + \gamma_0^2\epsilon_{xx}^2 + 2\gamma_h\gamma_0\epsilon_{xx} \coth(\gamma_h t)} \quad (42)$$

$$\tilde{E}_y^t = 2\gamma_0\epsilon_{xx} \frac{\beta_0\gamma_0}{\omega\epsilon_0} \frac{\gamma_h / \sinh(\gamma_h t)}{\gamma_h^2 + \gamma_0^2\epsilon_{xx}^2 + 2\gamma_h\gamma_0\epsilon_{xx} \coth(\gamma_h t)} \quad (43)$$

para os modos TM.

As expressões obtidas para esta estrutura foram confrontadas com as correspondentes obtidas para a mesma estrutura com substratos isotrópicos, tendo sido observada concordância entre elas.

A Fig. 4 mostra resultados obtidos para a frequência de ressonância da FSS em função da razão de anisotropia do substrato dielétrico,  $\eta$  ( $\eta = \sqrt{\epsilon_{xx} / \epsilon_{yy}}$ ), para incidência normal.

Observa-se que a anisotropia dielétrica altera a frequência de ressonância da FSS, não podendo ser desconsiderada em seus projetos.

#### IV. CONCLUSÃO

A análise do espalhamento de ondas eletromagnéticas em superfícies seletivas de frequência sobre substratos anisotrópicos uniaxiais, para patches retangulares, foi realizada no domínio espectral, com a determinação das expressões para os coeficientes de reflexão e transmissão.

Na análise efetuada, foi usado o método da linha de transmissão equivalente, no domínio espectral. O método de Galerkin também foi usado, permitindo determinar as características de ressonância da FSS considerada (Fig. 1). Como esperado, observou-se, numericamente, que os valores

das frequências de ressonância da FSS (Fig. 1) e de um patch retangular de microfita suspenso (com as mesmas dimensões e materiais) se aproximam, à medida que, na antena de microfita, a distância entre o substrato e o plano de terra é aumentada [10], [11].

As expressões obtidas para a estrutura da Fig. 1 foram confrontadas, com as correspondentes obtidas para a mesma estrutura com substratos isotrópicos, tendo sido observada concordância entre as mesmas.

$F_r$  (GHz)

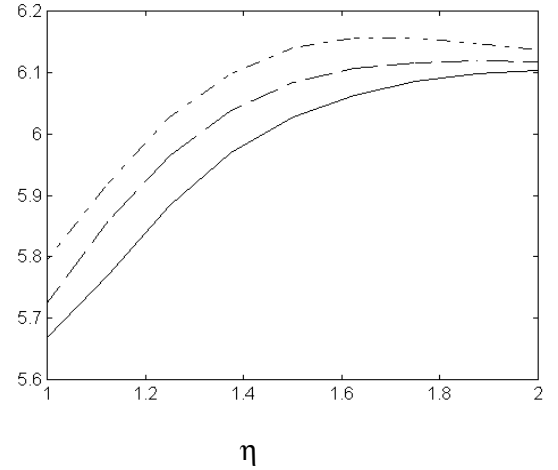


Fig. 4 – Frequência de ressonância da FSS em função da razão de anisotropia do substrato dielétrico. Dados:  $t = 0,158$  cm,  $L = 1$  cm e  $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = 2,35$ ; para  $w = 0,2$  cm (—);  $w = 0,4$  cm (- - -) e  $w = 0,6$  cm (-•-•-).

#### REFERÊNCIAS

- [1] T.-K. Wu e S.-W. Lee, "Multiband frequency selective surface with multiring patch elements", *IEEE Trans.*, 1994, AP-42, pp. 1484-1490.
- [2] R. J. Langley e E. A. Parker, "An equivalent circuit study of a PIN diode switched active FSS". Report to British Aerospace plc, 1990.
- [3] N. V. Schuley, "Diode loaded frequency selective surfaces", Proceedings of JINA92 International Conference on Antennas, Nice, France, 1992, pp. 313-316.
- [4] B. Philips, E. A. Parker e R.J. Langley, "An active FSS in an experimental horn antenna switchable between two beamwidths", *Electron.Lett.*, 1995, 31, (1), pp. 1-2.
- [5] T. K. Chang, R. J. Langley e E. A. Parker, "Frequency selective surfaces on biased ferrite substrates", *Electron. Lett.*, 1994, 30, (15), pp. 1193-1194.
- [6] D. M. Pozar, "Radiation and scattering characteristics of microstrip antennas on normally biased ferrite substrates", *IEEE Trans.*, 1992, AP-40, (9), pp. 1084-1092.
- [7] A. C. C. Lima, E. Parker e R. J. Langley, "Tunable frequency selective surfaces using liquid substrates", *Electron. Lett.*, 1994, 30, pp. 281-282.
- [8] T. K. Wu, *Frequency Selective Surface and Grid Array*, Wiley, 1995.
- [9] N. G. Alexopoulos, "Integrated-circuit structures on anisotropic substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-33, No. 10, pp. 847-881, 1985.
- [10] R. M. Nelson, D. A. Rogers e A. G. d'Assunção, "Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial layers", *IEEE Trans.*, Vol. AP-38, No. 7, pp. 973-981, 1990.
- [11] J. R. S. Oliveira, A. G. d'Assunção e F. J. V. Sousa, "Microstrip patch antennas on uniaxial anisotropic substrates with several optical axis orientations", *Proc. 1997 SBMO/IEEE MTT-S Int. Microwave and Optoelectronics Conf.*, Natal, RN, Brasil, Vol. 1, pp. 297-302, 1997.

# Modelagem do Acoplamento de Uma Onda Eletromagnética com Um Fio Condutor no Interior de Uma Cavidade Metálica

Walter Pereira Carpes Junior\* e Lionel Pichon

Laboratoire de Génie Electrique de Paris – URA 127 CNRS – Universités Paris 6 e Paris 11, SUPELEC  
Plateau de Moulon – 91192 Gif-sur-Yvette CEDEX France

\* Professor do Departamento de Engenharia Elétrica – UFSC – Bolsista da CAPES

**Resumo** — Este artigo apresenta um método numérico baseado em elementos finitos para a modelagem do acoplamento de uma onda incidente com um fio condutor no interior de uma cavidade metálica que possui uma pequena abertura. A consideração dos efeitos do fio é feita através de um termo suplementar na formulação variacional de modo a reduzir o custo computacional envolvido. São apresentados vários resultados que validam o método proposto.

**Palavras-chave** — Compatibilidade Eletromagnética, acoplamento onda-cabo, elementos finitos.

## I. INTRODUÇÃO

Durante a concepção de um sistema elétrico ou eletrônico, as restrições de compatibilidade eletromagnética devem ser consideradas desde o início do projeto de modo a definir as arquiteturas mais apropriadas e menos sensíveis às perturbações. Um dos aspectos mais importantes é a quantificação dos possíveis acoplamentos dos campos parasitas com o sistema.

Neste trabalho, um método numérico para a análise do acoplamento de uma onda incidente com um fio condutor no interior de uma cavidade metálica possuindo uma pequena abertura é apresentado. A Fig. 1 mostra a configuração estudada.

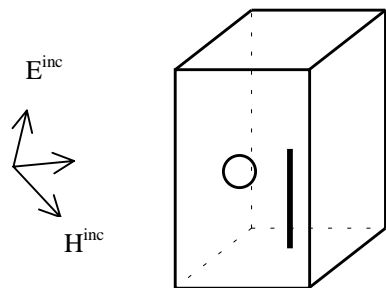


Fig. 1: Fio condutor no interior de uma cavidade metálica.

Este problema já foi objeto de um estudo numérico (via método dos momentos) e experimental feito por outros autores [1]. O objetivo do presente trabalho é mostrar as potencialidades de uma aproximação por elementos finitos. Pretende-se dispor de um modelo que permita a análise de estruturas com geometrias complexas e que possam incluir materiais heterogêneos.

Na maior parte dos casos práticos, as aberturas são pequenas perante o comprimento de onda do campo incidente. Nesta situação, como a presença da abertura não modifica o acoplamento eletromagnético externo, é possível resolver o problema em duas etapas (exterior e interior), o que permite uma redução considerável no tratamento numérico. A resolução do problema exterior permite substituir a abertura por uma distribuição equivalente de fontes do campo que penetra na cavidade. Aqui, utilizam-se as expressões apresentadas em [2] para calcular as componentes tangenciais do campo numa pequena abertura iluminada por um campo incidente. Sammi e Mittra calculam o campo numa abertura circular sobre um plano condutor infinito através de um método baseado na expansão em séries de potência de  $k$  (número de onda). Para a cavidade, esta aproximação apresenta bons resultados desde que a abertura não esteja próxima de uma aresta e que as dimensões da parede da cavidade sejam grandes perante o comprimento de onda do campo incidente [1]. O problema interior consiste em calcular a tensão induzida no fio pelo campo criado por esta distribuição equivalente dentro da cavidade fechada.

## II. MÉTODO DE CÁLCULO

Neste estudo, interessa-se em resolver o problema interior. A abertura é substituída por uma distribuição equivalente de fontes de campo. De modo a calcular a tensão induzida no fio, a equação de onda é resolvida em termos do campo elétrico no interior da cavidade através do método de elementos finitos. A motivação principal para a utilização deste método é sua capacidade de analisar estruturas com geometrias complexas e que possam conter materiais heterogêneos ou não-lineares, permitindo obter uma boa precisão.

### 2.1. Formulação Variacional

Seja a equação de onda homogênea em regime harmônico:

$$\frac{1}{j\omega} \nabla \times \frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} + (\sigma + j\omega\epsilon)\mathbf{E} = 0 \quad (1a)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad \text{em } \Gamma_e \quad (1b)$$

$$\mathbf{n} \times \nabla \times \mathbf{E} = 0 \quad \text{em } \Gamma_h \quad (1c)$$

onde  $\mathbf{E}$  representa o vetor campo elétrico,  $\mu$ ,  $\sigma$ , e  $\epsilon$  são as características físicas do meio dentro da cavidade,  $\omega$  é a pulsação,  $\Gamma_e$  e  $\Gamma_h$  representam, respectivamente, as paredes elétricas e magnéticas e  $\mathbf{n}$  é o vetor normal correspondente.

Fazendo o produto escalar de (1a) com uma função teste  $\mathbf{v}$  e integrando no volume de estudos  $\Omega$ , obtém-se a formulação variacional do problema:

$$\int_{\Omega} \frac{1}{j\omega\mu} \mathbf{v} \cdot (\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}) d\Omega + \int_{\Omega} (\sigma + j\omega\epsilon) \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} d\Omega = 0. \quad (2)$$

Utilizando uma identidade vetorial, (2) pode ser reescrita como:

$$\int_{\Omega} \frac{1}{j\omega\mu} (\nabla \times \mathbf{v}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) d\Omega + \int_{\Omega} (\sigma + j\omega\epsilon) \mathbf{v} \cdot \mathbf{E} d\Omega = 0. \quad (3)$$

De maneira a resolver numericamente o problema, o volume de estudos é discretizado através de elementos tetraédricos e o vetor campo elétrico é escrito em termos de funções de base associadas às arestas destes elementos [3,4].

$$\mathbf{E} = \sum_{i=1}^N \mathbf{W}_i e_i \quad (4)$$

onde  $N$  é o número total de arestas,  $\mathbf{W}_i$  é a função (vetorial) de base associada à aresta  $i$  e  $e_i$ , incógnita do problema, é a circulação do vetor campo elétrico sobre a aresta  $i$ . Para os elementos de aresta tetraédricos de primeira ordem (do tipo Whitney-1), a função de base relativa à aresta dirigida do nó  $m$  ao nó  $n$  do tetraedro é dada por [4]

$$\mathbf{W}_{mn} = \lambda_m \nabla \lambda_n - \lambda_n \nabla \lambda_m \quad (5)$$

onde  $\lambda_m$  é a coordenada baricêntrica associada ao nó  $m$ .

A utilização deste tipo de elemento, cujos graus de liberdade são associados às arestas, apresenta uma série de vantagens em relação à utilização de elementos nodais, dentre as quais podem ser destacadas [4,5,6]:

- eles impõem apenas a continuidade tangencial dos vetores de campo, o que é coerente com as características físicas destes vetores. Conseqüentemente, a consideração de fronteiras entre materiais com propriedades físicas diferentes é trivial. Além disso, isto evita a aparição de soluções não físicas ou modos espúrios em problemas de cavidades ressonantes;

- as condições de Dirichlet são facilmente impostas. Por exemplo, para descrever um condutor elétrico perfeito, basta igualar a zero as circulações  $e_i$  associadas a todas as arestas pertencentes ao condutor;

- o tratamento de singularidades (vértices e arestas) é mais simples;

- o número de operações necessárias à resolução iterativa do sistema, para uma mesma precisão, é menor que na aproximação via elementos nodais. Isto deve-se ao fato que, apesar do maior número de incógnitas, as matrizes obtidas são mais esparsas em uma aproximação baseada em elementos de aresta.

## 2.2. Consideração do Fio Delgado

Visto que o diâmetro do fio é pequeno perante as dimensões da cavidade, sua discretização em volume aumentaria enormemente o custo computacional envolvido. Assim, faz-se o fio corresponder a uma ou várias arestas da malha e um termo suplementar é adicionado diretamente na formulação variacional de modo a considerar seus efeitos. Em (3), fazendo  $\mathbf{v} = \mathbf{E}^*$  (o complexo conjugado de  $\mathbf{E}$ ), constata-se que esta equação corresponde ao balanço energético no interior da cavidade. Assim, adiciona-se em (3) o seguinte termo, correspondente à potência dissipada pelo fio [7]:

$$P_{\lambda} = \int_{\lambda} \frac{1}{Z_{\lambda}} \mathbf{E}_{\tau} \cdot \mathbf{E}_{\tau}^* d\lambda. \quad (6)$$

Em (6), onde a integração é feita ao longo do fio,  $\mathbf{E}_{\tau}$  representa a componente tangencial de  $\mathbf{E}$  e  $Z_{\lambda}$  é a impedância por unidade de comprimento ( $\Omega/m$ ) do fio.

A partir de (3), (4) e (6) e utilizando como funções de teste as mesmas empregadas como funções de base, obtém-se o seguinte sistema de equações:

$$\{[\mathbf{S}] - k_0^2 [\mathbf{T}] + j\omega\mu_0 [\mathbf{F}]\} \mathbf{e} = 0 \quad \text{com} \quad k_0 = \omega \sqrt{\mu_0 \epsilon_0} \quad (7)$$

onde  $[\mathbf{F}]$  representa a contribuição do fio na formulação,  $\mu_0$  e  $\epsilon_0$  são as características físicas do espaço livre e  $\mathbf{e}$  é o vetor de incógnitas. Os termos matriciais são dados por

$$[\mathbf{S}]_{ij} = \int_{\Omega} \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{W}_i) \cdot (\nabla \times \mathbf{W}_j) d\Omega \quad (8a)$$

$$[\mathbf{T}]_{ij} = \int_{\Omega} \epsilon_r \mathbf{W}_i \cdot \mathbf{W}_j d\Omega \quad \text{com} \quad \epsilon_r = \frac{1}{\epsilon_0} \left( \epsilon - j \frac{\sigma}{\omega} \right) \quad (8b)$$

$$[\mathbf{F}]_{ij} = \int_{\lambda} \frac{1}{Z_{\lambda}} \mathbf{W}_{\tau i} \cdot \mathbf{W}_{\tau j} d\lambda \quad (8c)$$

onde  $\mu_r$  é a permeabilidade relativa e  $\epsilon_r$  a permissividade relativa do meio considerado.

### III. RESULTADOS

A fim de validar o modelo descrito, foi calculada a tensão induzida num fio retilíneo de 23,4cm situado sobre o eixo de uma cavidade retangular de dimensões 29,7cm x 29,7cm x 49,8cm. A abertura circular, centrada na parede, tem raio de 2cm. No cálculo numérico, as paredes da cavidade e a quase totalidade do fio são considerados condutores perfeitos. Uma impedância distribuída sobre um pequeno segmento do fio modela a impedância de entrada do analisador de redes (50Ω) usado para obter experimentalmente os valores de tensão induzida. Todos os resultados apresentados correspondem a campos externos incidindo normalmente sobre a face da cavidade que contém a abertura.

Primeiramente, estudou-se o caso de um campo externo polarizado verticalmente ( $\theta=0^\circ$ , ver Anexo). A Fig. 2 mostra os valores de tensão (em dBs relativos à amplitude do campo incidente) calculados conforme a metodologia aqui apresentada e os valores recolhidos experimentalmente na base do fio, segundo [1]. Observa-se que o modelo numérico reproduz fielmente o padrão da curva experimental, apresentando níveis de tensão bastante similares e evidenciando perfeitamente as ressonâncias e anti-ressonâncias, o que atesta sua precisão. A título de comparação, os resultados obtidos por Lecoite [1] através do método dos momentos são também apresentados.

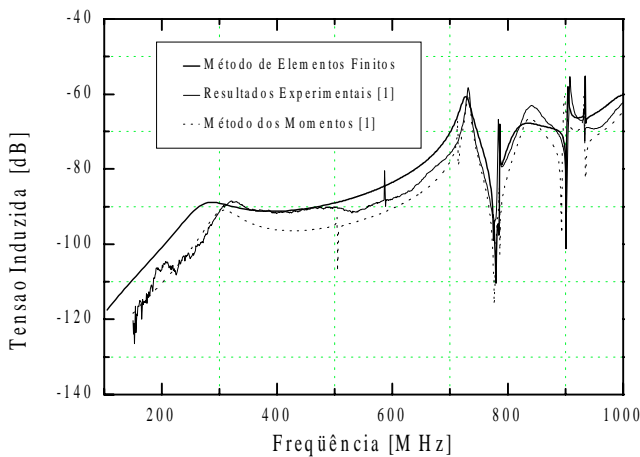


Fig. 2: Tensão induzida em função da frequência:  $\theta=0^\circ$ .

Durante o cálculo numérico, a resolução do sistema de equações em (7) é feita através do método do bigradiente conjugado com pré-condicionamento pela diagonal. A Fig. 3 mostra o número de iterações necessárias à obtenção da solução em função da frequência. Pode ser observado que este número aumenta nas vizinhanças das frequências de ressonância pois a matriz do sistema é menos bem condicionada nestas regiões. Como a concentração de ressonâncias aumenta com a frequência, o número de iterações segue a mesma tendência.

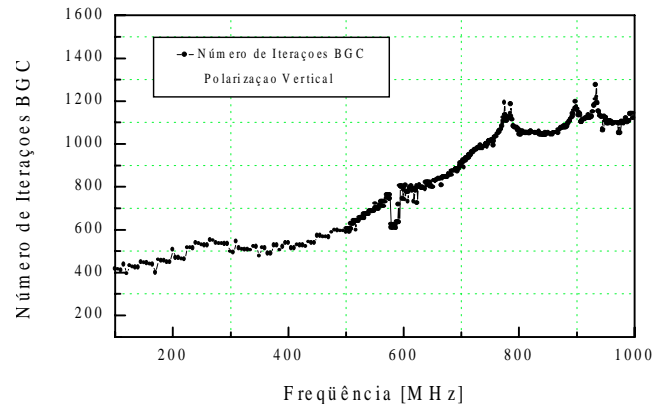


Fig. 3: Número de iterações BGC em função da frequência:  $\theta=0^\circ$ .

De maneira a avaliar a importância de cada componente do campo elétrico na abertura e de suas distribuições, duas variações do caso precedente foram analisadas.

A Fig. 4 mostra os resultados obtidos considerando apenas a componente do campo na abertura paralela ao campo incidente ( $E_x^{ouv}$  conforme (A2) e  $E_y^{ouv}=0$ ).

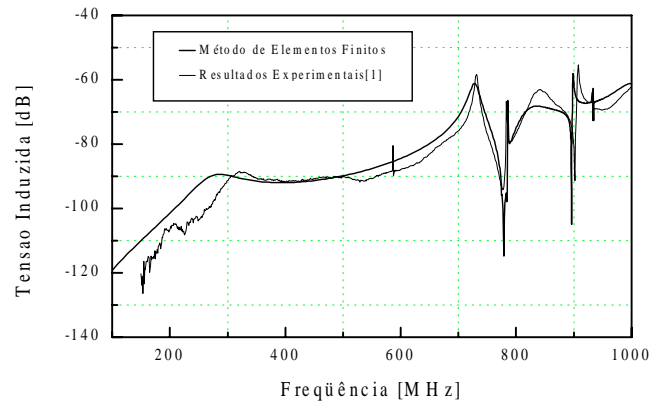


Fig. 4: Tensão induzida em função da frequência:  $E_y^{ouv}=0$ .

A Fig. 5 apresenta os resultados obtidos através da utilização de uma distribuição uniforme de  $E_x^{ouv}=0$  na abertura (ver Anexo), com  $E_y^{ouv}=0$ .

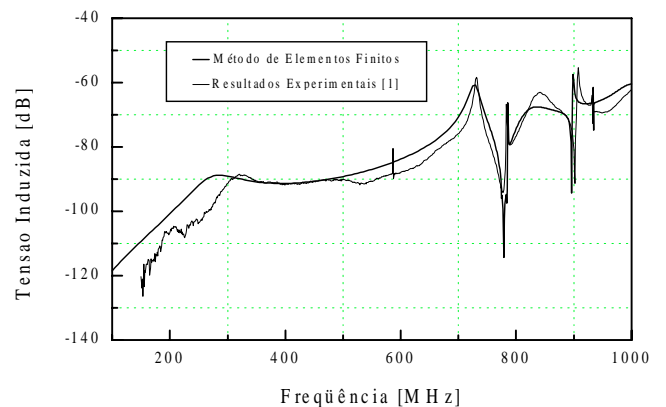


Fig. 5: Tensão induzida em função da frequência: distribuição uniforme.

Nas curvas precedentes, onde os resultados experimentais segundo [1] são utilizados como referência, verifica-se que os resultados numéricos apresentados são bastante próximos uns dos outros. Conclui-se, portanto, que a componente do campo na abertura paralela ao campo incidente é preponderante. A componente transversal pode ser desprezada sem perda de precisão nos resultados. Além disso, a distribuição da componente de campo dominante na abertura tem uma importância menor no cálculo. O aspecto mais importante é sua proporcionalidade com a amplitude e com a frequência do campo incidente.

Observando a curva experimental, vê-se uma pequena ressonância em 588MHz que não aparece nos resultados numéricos. Possivelmente, esta ressonância deve-se à falta de pureza de polarização do campo incidente utilizado na manipulação experimental. Em outras palavras, o campo incidente possui uma pequena componente horizontal que excita um modo próprio da cavidade e produz esta ressonância na tensão induzida. Para verificar esta hipótese, o problema é analisado utilizando um campo externo com uma pequena componente horizontal (ângulo de polarização  $\theta=2^\circ$ ). A Fig. 6 mostra os resultados obtidos, onde vê-se claramente a ressonância em 588MHz, o que confirma a hipótese inicial.

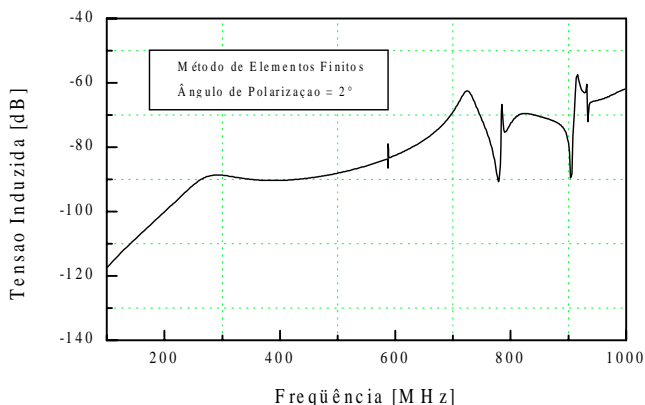


Fig. 6: Tensão induzida em função da frequência:  $\theta=2^\circ$ .

Finalmente, um caso com polarização horizontal foi analisado e os resultados são mostrados na Fig. 7.

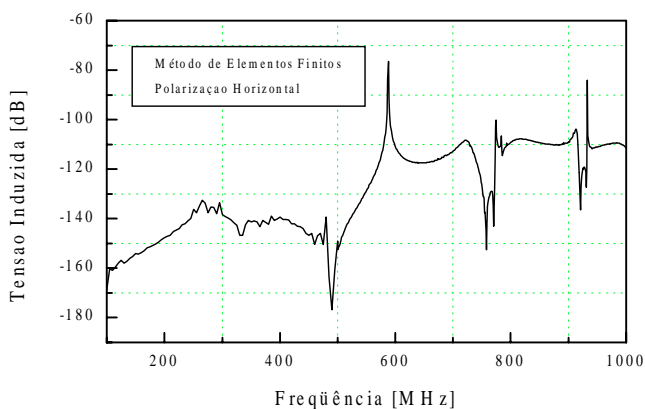


Fig. 7: Tensão induzida em função da frequência:  $\theta=90^\circ$ .

Observa-se que os níveis de tensão induzida são bem mais baixos que nos casos analisados anteriormente. Adicionalmente, diferentes ressonâncias são evidenciadas. É importante ressaltar que, para induzir tensão, o campo elétrico deve ter uma componente tangente a uma parte do fio. Além disso, os modos próprios da cavidade são excitados conforme o campo na abertura (cuja componente principal é paralela ao campo incidente). Assim, a polarização da onda incidente determina quais modos serão excitados e com quais níveis de energia. Com uma polarização horizontal, a componente dominante de campo na abertura é perpendicular ao fio e os modos que induzem tensão são excitados com níveis mais baixos de energia.

### Malhas

Duas malhas diferentes foram utilizadas para a discretização espacial do volume de estudos. Nos casos com polarização vertical, a geometria e o campo na abertura são simétricos em relação a um plano que passa pelo fio. Assim, somente metade da cavidade é malhada, o que permite uma redução na memória e no tempo de cálculo necessários à resolução do problema. A Fig. 9 mostra a malha correspondente. É importante frisar que, nestes casos, como somente metade da energia da cavidade é considerada, o termo correspondente ao fio na formulação variacional deve ser dividido por dois.

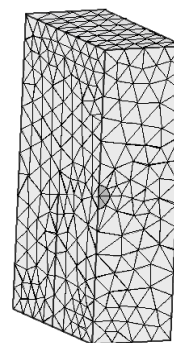


Fig. 9: Malha para os casos com polarização vertical (meia cavidade).

Para os casos sem polarização vertical, o campo na abertura e a cavidade não têm o mesmo plano de simetria. Assim, a totalidade da cavidade deve ser malhada, como mostra a Fig. 10.

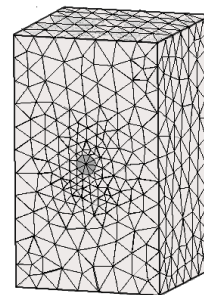


Fig. 10: Malha para os casos sem polarização vertical (cavidade inteira).

Em todos os casos estudados, a impedância de  $50\Omega$  foi modelada através de um segmento do fio com 2cm de comprimento conectado à base da cavidade. Testes numéricos foram realizados com outros valores de modo a avaliar a influência deste parâmetro no cálculo. Foi verificado que o comprimento do segmento não é um parâmetro crítico.

#### IV. CONCLUSÃO

Um método numérico para a análise do acoplamento de uma onda incidente com um fio no interior de uma cavidade possuindo uma abertura foi apresentado. A tensão induzida no fio foi calculada através de uma formulação baseada em elementos finitos de aresta. De maneira a evitar a discretização do volume do fio, este foi incluído no cálculo via um termo suplementar na formulação variacional. É importante ressaltar que um método baseado em elementos finitos permite analisar, de um maneira simples, estruturas com geometrias complexas e que possam incluir materiais heterogêneos. O modelo proposto foi examinado e validado através de vários testes numéricos cujos resultados foram apresentados.

#### ANEXO

Neste anexo são apresentadas as expressões do campo elétrico tangencial na abertura obtidas a partir de [2]. A Fig. A1 descreve a geometria do problema. Trata-se de uma superfície metálica infinita (sobre o plano  $xy$ ) que possui uma abertura circular de raio  $a$  cujo centro coincide com a origem do sistema de coordenadas.

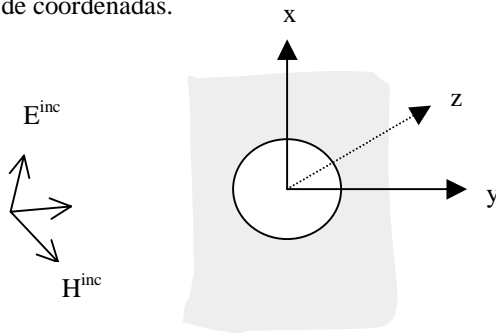


Fig. A1 : Onda incidente num plano metálico que possui uma abertura.

O campo elétrico em incidência normal é dado por

$$\mathbf{E}^{\text{inc}} = \left( E^{\text{inc}} \cos\theta \hat{\mathbf{x}} + E^{\text{inc}} \sin\theta \hat{\mathbf{y}} \right) e^{-jkz} \quad (\text{A1})$$

onde  $E^{\text{inc}}$  é a amplitude do campo incidente,  $k = k_0 \sqrt{\mu_r \epsilon_r}$  é o número de onda do meio e  $\theta$  é o ângulo de polarização (polarização vertical :  $\theta=0^\circ$  ; polarização horizontal :  $\theta=90^\circ$ ). Como todos os campos são harmônicos no tempo, o termo  $e^{j\omega t}$  é subentendido.

O campo tangencial na abertura é dado por

$$\mathbf{E}^{\text{ouv}} = E_x^{\text{ouv}} \hat{\mathbf{x}} + E_y^{\text{ouv}} \hat{\mathbf{y}} \quad (\text{A2})$$

com

$$E_x^{\text{ouv}} = \frac{4jk E^{\text{inc}}}{3\pi\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}} \left[ (2a^2 - x^2 - 2y^2) \cos\theta + xy \sin\theta \right] \quad (\text{A3})$$

$$E_y^{\text{ouv}} = \frac{4jk E^{\text{inc}}}{3\pi\sqrt{a^2 - x^2 - y^2}} \left[ xy \cos\theta + (2a^2 - 2x^2 - y^2) \sin\theta \right] \quad (\text{A4})$$

A partir de (A3) e (A4) constata-se que as componentes do campo elétrico na abertura são proporcionais à amplitude e à frequência do campo incidente ( $k$  é proporcional à frequência para um meio sem perdas).

#### Distribuição Uniforme

Os resultados numéricos mostrados na Fig. 5 foram obtidos utilizando uma distribuição uniforme (para cada frequência) da componente dominante de campo na abertura dada por :

$$E_y^{\text{ouv}} = \frac{4jk E^{\text{inc}}}{3\pi K} \quad \text{com} \quad K=22,5. \quad (\text{A5})$$

#### REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] D. Lecoine, "Détermination du Couplage d'une Onde Electromagnétique avec un Câble Situé dans une Cavité Métallique." *Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, LSS-SUPELEC*, 1995.
- [2] Y.A. Rahmat-Samii and R. Mittra, "Electromagnetic Coupling through Small Apertures in a Conducting Screen." *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, vol. AP-25, n° 2, pp. 180-187, mar. 1977.
- [3] J.C. Nédélec, "Mixed Finite Elements in  $R^3$ ." *Numer. Math.*, vol. 35, pp. 315-341, 1980.
- [4] A. Bossavit, "A Rationale for Edge-Elements in 3-D Fields Computations." *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, n° 1, pp. 74-79, jan. 1988.
- [5] J.P. Webb, "Edge Elements and What They Can do for You." *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 29, n° 2, pp. 1460-1465, mar. 1993.
- [6] A. Bossavit and I. Mayergoyz, "Edge-Elements for Scattering Problems." *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 25, n° 4, pp.2816-2820, jul. 1989.
- [7] F. Bocquet, L. Pichon, G. Tanneau et A. Razek, "Prise en Compte de l'Itération Onde-Câble dans une Modélisation par Eléments Finis Tridimensionnels". *Anais das Dixièmes Journées Nationales Microondes*, Saint-Malo, pp. 102-103, mai 1997.

# Condições de Contorno Transparentes Aplicadas na Simulação de Sólitons Ópticos

C. E. Rubio-Mercedes e H. E. Hernández-Figueroa  
UNICAMP-FEEC-DMO, C. P. 6101, 13083-970 Campinas – SP, Brasil

M. Lyra Brandão  
UFMA-DEE, São Luís – MA, Brasil

**Resumo** – Neste trabalho, a simulação numérica da propagação de sólitons ópticos é apresentada levando-se em conta condições de contorno transparentes. As implementações numéricas foram baseadas no método dos elementos finitos. Os exemplos mostram a eficácia da presente técnica.

**Palavras chave** – Elementos Finitos, condições de contorno transparentes, sólitons ópticos, meios não lineares.

## I. INTRODUÇÃO

Para problemas de propagação no domínio espacial, a técnica numérica mais utilizada é o chamado método de propagação de feixes (beam propagation method, BPM) [1]. Já no domínio temporal usa-se métodos análogos ao BPM, que passaremos a chamar de PPM (pulse propagation method). O PPM mais utilizado é o de Fourier de passo particionado (*split-step Fourier method*, SSFM) [2], [8]. Tanto o BPM como o PPM, resolvem a correspondente equação de onda usando esquemas do tipo passo a passo (step-by-step), simulando a propagação dos feixes ou pulsos em questão ao longo da coordenada (espacial) de propagação. O método de Fourier é implementado em geral, através do uso do algoritmo da transformada rápida de Fourier (*fast Fourier transform*, FFT). Este método impõe condições de contorno periódicas, as quais no caso de forte radiação, requerem janelas computacionais muito grandes para minimizar as interações não desejadas entre a solução numérica e a radiação proveniente da periodicidade. Para resolver esse problema, alguns autores tem incluído filtros virtuais nas fronteiras, ou termos absorventes no modelo [7]. Em geral, estas técnicas dependem de parâmetros ajustáveis para cada situação analisada, e portanto, sua aplicabilidade é altamente restrita.

Para resolver as equações de onda não-lineares através do método de elementos finitos (FEM), método das diferenças finitas (FDM), ou outros métodos numéricos; tem-se utilizado condições de contorno de Dirichlet Homogêneas, Neumann

Homogêneas, ou periódicas. Neste trabalho, utilizamos as condições de contorno transparentes (*transparent boundary condition*, TBC) [3], [5], juntamente com o FEM para resolver as equações de onda não-lineares, para de esse modo reduzir a radiação não desejada nas fronteiras do domínio numérico.

As TBC baseiam-se na suposição de que os feixes/pulsos comportam-se como ondas plana monocromática na vizinhança da fronteira truncada. Neste trabalho, aplicamos as TBC às equações de onda não-lineares tanto no domínio espacial como no temporal.

## II. O MODELO

Para utilizar as TBC nas equações não-lineares de onda, consideraremos primeiramente a equação de onda paraxial,

$$\frac{\partial u}{\partial \xi} = \alpha \frac{\partial^2 u}{\partial \zeta^2} + F(u)u \quad (1)$$

onde, de acordo com [2], para a propagação de pulsos de largura  $T_0$ , da ordem de 100 fsec, em fibras ópticas monomodo, (1) é chamada de Equação Generalizada de Schrödinger (GNLS), com  $\alpha = \pm i/2$  e,

$$F(u) = i|u| - \tau_R \frac{\partial(|u|^2)}{\partial \tau}, \quad (2)$$

aqui,  $i = (-1)^{1/2}$ ;  $u$  representa a envoltória do modo  $LP_{01}$ ,  $\xi$  e  $\zeta = \tau$ , são respectivamente, a coordenada de propagação normalizada e o tempo de referência com relação à velocidade de grupo; + (-) especifica se a fibra é de dispersão anômala (normal);  $\tau_R$  leva em conta o efeito do intrapulso por espalhamento estimulado Raman (ISRS).

Para pulsos de largura  $T_0 < 1$  psec. precisa-se incorporar termos dispersivos e não-lineares de alta ordem em (1), conforme discutido em [8], o ISRS é significativo somente para  $T_0$  na faixa de 100 fsec a 1psec. Para pulsos de largura  $T_0 > 1$  psec,  $\tau_R$  pode ser fixado zero e a equação (1) é chamada de equação não-linear de Schrödinger (NLS). Pulsos robustos chamados de sólitons são soluções da equação NLS. Estes sólitons podem ser brilhantes ou escuros, dependendo se a dispersão da fibra é anômala ou normal, respectivamente.

Artigo recebido em 20 de março de 1998.

C. E. Rubio-Mercedes, Tel. +55-19-2894693, Fax +55-19-2391395, [cosme@dmo.fee.unicamp.br](mailto:cosme@dmo.fee.unicamp.br), <http://www.dmo.fee.unicamp.br/~cosme/>; H. E. Hernández-Figueroa, Tel. +55-19-7883735, Fax +55-19-2391395, [hugo@dmo.fee.unicamp.br](mailto:hugo@dmo.fee.unicamp.br), <http://www.dmo.fee.br/~hugo/>; M. L. Brandão, Tel. +55-98-2178219, Fax +55-98-2178241.

Os autores agradecem à CAPES pelo apoio financeiro.



Para a propagação de ondas TE na frequência  $\omega$ , a equação (1), na aproximação de envoltória de variação lenta, é definida com  $\alpha = i/ak_0\beta$ , e,

$$F(u) = \frac{ik_0}{2\beta} \left[ n^2(x, |u|^2) - \beta^2 \right], \quad (3)$$

aqui, tem-se considerado o campo homogêneo na direção  $y$ ,  $u$  representa a envoltória de variação lenta do campo elétrico,  $k_0$  é o número de onda,  $\beta$  é a constante de propagação de referência,  $\xi = z$  é a coordenada axial de propagação do guia,  $\zeta = x$  a coordenada transversal, ambas  $z$  e  $x$ , em unidades de  $c/\omega$ . Considerando não-linearidades do tipo Kerr, o índice de refração é dado por,

$$n^2(x, |u|^2) = n_i^2 + \alpha_i |u|^2, \quad i = c, f, s \quad (4)$$

onde,  $c, f$ , e  $s$  referem-se à casca ( $x < -d$ ), filme ( $-d \leq x \leq d$ ) e substrato ( $x \geq d$ ), respectivamente; e os coeficientes  $\alpha_i$  estão relacionados aos coeficientes não-lineares [8]-[10], para o caso considerado aqui,  $\alpha_f = \alpha_s = 0$ . Neste caso, a equação (1) é chamada de equação não-linear de Schrödinger [8]-[10].

### III. ESQUEMA DE APROXIMAÇÃO FEM-TBC

Aplicando a formulação de Galerkin a (1), obtemos o seguinte problema integral: achar  $u \in H^1(a, b)$ , tal que,  $\forall w \in H^1(a, b)$ , temos,

$$\int_a^b \frac{\partial u}{\partial \xi} w d\xi = -\alpha \int_a^b \frac{\partial u}{\partial \zeta} \frac{\partial w}{\partial \zeta} d\zeta + \frac{1}{2} \left[ \frac{\partial u}{\partial \zeta} w \right]_a^b + \int_a^b F(u) u w d\zeta, \quad (5)$$

onde  $H^1(a, b)$  representa o espaço de Sobolev de primeira ordem. Logo, de acordo com as TBC, nas fronteiras  $\zeta = a, b$ , podemos escrever,

$$\left( \frac{\partial u}{\partial \zeta} - k_{a,b} u \right)_{a,b} = 0 \quad (6)$$

onde  $k_{a,b}$  são constantes a ser determinadas posteriormente. Aplicando a discretização de EF às equações (5) e (6), chegamos a uma equação diferencial matricial de primeira ordem, a qual pode ser resolvida utilizando as técnicas de operador completo ou operador particionado, [4]-[6], em combinação com

esquemas de diferenças finitas implícitos ou explícitos. Conforme [6] as constantes  $k_{a,b}$  são calculadas através de:

$$k_a = -(i / \Delta_a) \ln \left[ u(\zeta_1) / u(\zeta_2) \right] \quad (7a)$$

$$k_b = -(i / \Delta_b) \ln \left[ u(\zeta_M) / u(\zeta_{M-1}) \right] \quad (7b)$$

onde,  $\Delta_a = \zeta_2 - \zeta_1$ , e  $\Delta_b = \zeta_M - \zeta_{M-1}$ , e os índices  $1, 2 \dots M-1, M$  são associados com a partição da janela numérica ( $W = b - a$ ) em  $M-1$  intervalos.

Seguindo a procedimento convencional de elementos finitos, a equação (5), usando (6) e (7), pode ser transformado numa equação diferencial matricial de primeira ordem,

$$A dv/d\xi = B(v)v, \quad (8)$$

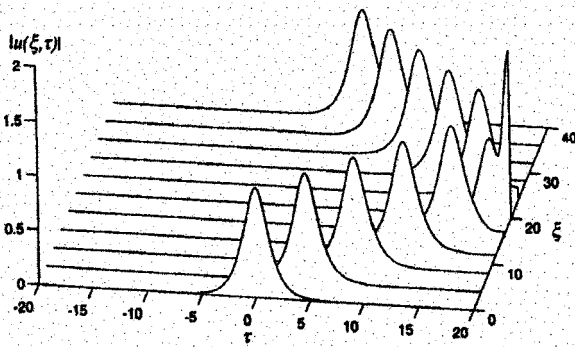
onde, as matrizes  $A$  e  $B(v)$  representam os correspondentes discretizações dos operadores dados em (1), e  $v$  denota o vetor que contém as incógnitas de  $u$  definidas nos nós da partição.

Existem dois métodos gerais para resolver (7): o método de operador particionado (SOM) e o método de operador completo (FOM). Os detalhes desses métodos e seus esquemas associados, são dados em [4] e [6]. Neste trabalho, foi considerado o algoritmo FOM em conjunto com o esquema de Crank-Nicolson com iterações, chamado aqui simplesmente de CN-FEM.

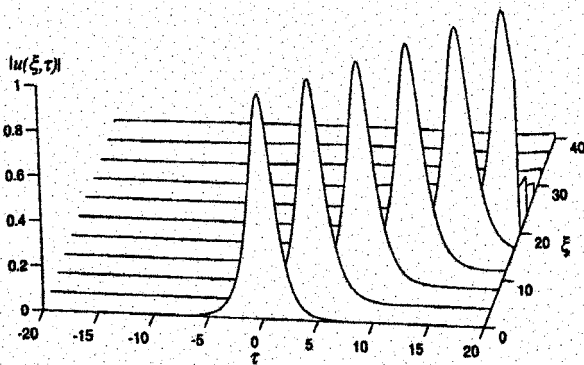
### IV. RESULTADOS

Os seguintes dois exemplos mostram a solução da equação NLS. Esses exemplos foram obtidos utilizando-se o CN-FEM com 200 elementos quadráticos em  $\tau$ , e o comprimento de passo em  $\xi$  é de 0.02. A Fig. 1, mostra a propagação de um sóliton brilhante com amplitude unitária, e viajando com uma velocidade unitária [2]. Devido ao ângulo de incidência ser diferente de zero, o sóliton colide com a fronteira truncada. Na Fig. 1(a), observamos reflexão total na fronteira, quando aplicamos condições de contorno de Neumann homogêneas (NBC). Quando consideramos as TBC não ocorre reflexão, Fig. 1(b). Devemos mencionar que a solução numérica representada na Fig. 1(b) coincide com a solução analítica [2].

Na Fig. 2, observamos a formação do sóliton brilhante de amplitude unitária a partir de um pulso quadrado, considerado como entrada. Durante o processo de formação as componentes de radiação que se originam são expelidas para fora da janela numérica quando utilizamos as TBC, como pode-se observar na Fig. 2(b). No entanto, quando utilizamos as NBC, a radiação é refletida interferindo com a solução numérica, como observa-se na Fig. 2(a).



(a)

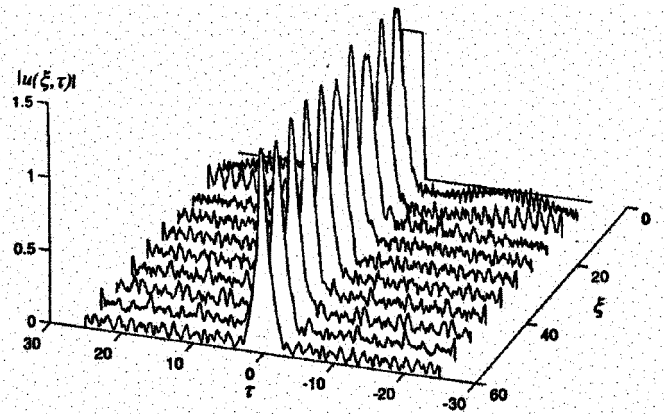


(b)

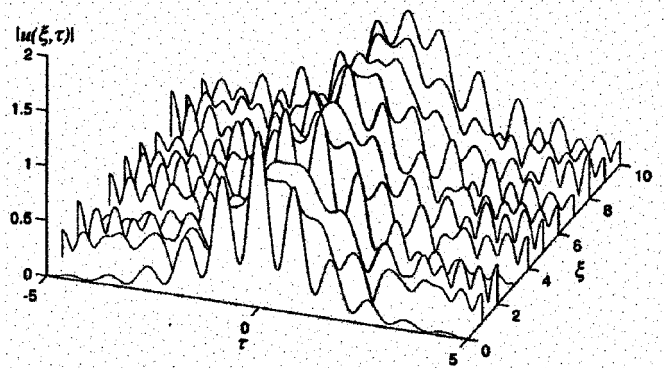
Fig. 1. Sóliton brilhante com velocidade unitária. Solução com FO-FEM e (a) NBC e (b) com TBC.

No seguinte exemplo, observamos o efeito de ISRS na qualidade da compressão do pulso, que ocorre no regime de dispersão anômala [8]. Na ausência de ISRS, um pulso inicial N-soliton sofre um estreitamento no pico central do pulso. O pico corresponde ao pulso comprimido, mas a qualidade da compressão do pulso não é tão boa, pois uma grande parte da energia do pulso inicial aparece sem ser comprimida. Quando levamos em conta o efeito ISRS, a técnica da compressão solitônica pode ser melhorada, qualitativa e quantitativamente. Em particular, o pulso comprimido separa-se da parte central, pois ele viaja a velocidade mais lenta do que o resto do pulso. O deslocamento à direita é chamado de deslocamento auto-induzido na frequência do sóliton, iniciada pelo processo de ISRS [2], [8].

Segundo [8], aqui consideramos como entrada, o sóliton de ordem 10 expresso por,



(a)

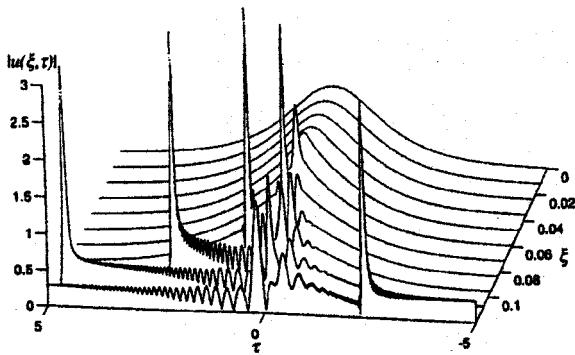


(b)

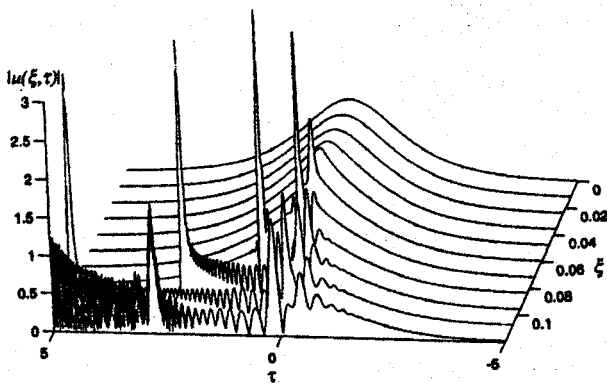
Fig. 2. Formação do sóliton brilhante a partir de um pulso inicial quadrado. CN-FEM com NBC (a), e com TBC (b).

$$u(\tau, 0) = 10 \operatorname{sech}(\tau) \quad (9)$$

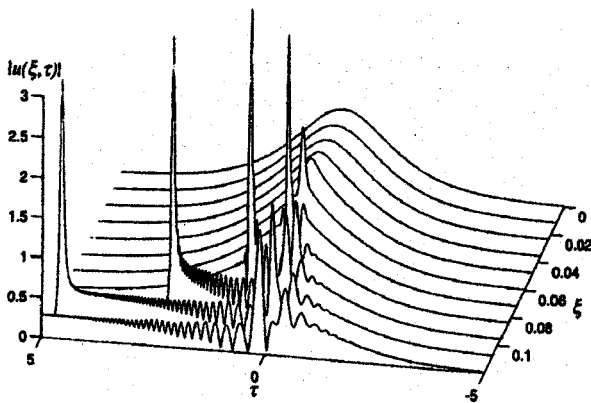
onde a largura do pulso corresponde a 1 psec. Fixando o parâmetro  $\tau_R$  como 0.01, o fator de compressão foi calculado como sendo 90. Nossos resultados numéricos coincidem com os resultados mostrados em [8], onde foi utilizado o SSFM. Para esse exemplo, todos os resultados numéricos foram obtidos utilizando os seguintes parâmetros:  $W=10$ , o comprimento de propagação normalizado foi de 0.12, o passo de propagação foi de  $10^{-4}$  e o número de incógnitas,  $M=1024$ . Temos considerado elementos quadráticos para o FO-FEM e duas iterações por passo para resolver a não-linearidade. Tem-se checado as propriedades de convergência e estabilidade, variando  $M$  e a largura de passo em  $\xi$ .



(a)



(b)



(c)

Fig. 3 Propagação de sóliton brilhante sob o efeito ISRS. (a) Solução com SSFM. CN-FEM com NBC (b), e com TBC (c).

Na Fig. 3(a) mostramos os resultados obtido utilizando SSFM. Podemos observar que para abordar a influência das condições periódicas, requer-se de uma janela numérica bastante larga. Isso pode afetar a exatidão do método. Com o algoritmo CN-FEM/TBC, a largura da janela numérica pode ser fixada como precisarmos, sem afetar o sentido físico. Na Fig. 3(c) ilustramos esta observação. Aqui o pulso deslocado passa através da fronteira truncada sem ser perturbado. Mantendo-se a mesma janela numérica, na Fig. 3(b) observa-se como o efeito das NBC pode deteriorar o pulso.

Na segunda parte dos exemplos, consideramos a equação NLS espacial (1) para ondas TE na frequência  $\omega$  ao logo de guias de onda planares não-lineares, cuja geometria é dada na Fig. 4 [9]-[11]. Para os resultados apresentados aqui, consideramos  $d=8c/\omega$ ,  $n_c=n_s=1,55$ ,  $n_f=1,57$ ,  $\alpha_f=\alpha_s=0$ , e  $\alpha_c=0,01$ , que corresponde auto-focamento não-linear do tipo Kerr na casca.

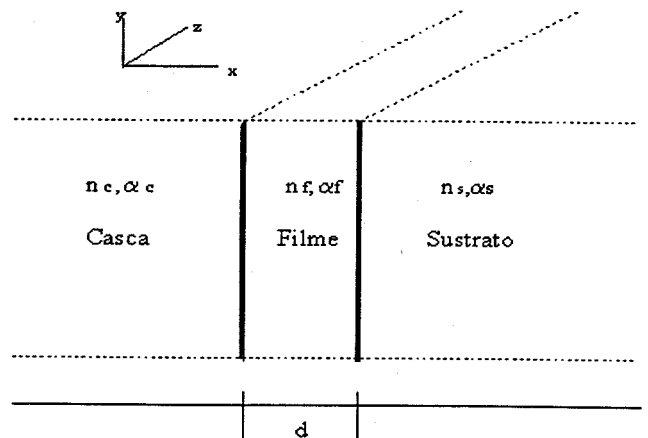


Fig. 4 Geometria e guia de onda planar não-linear.

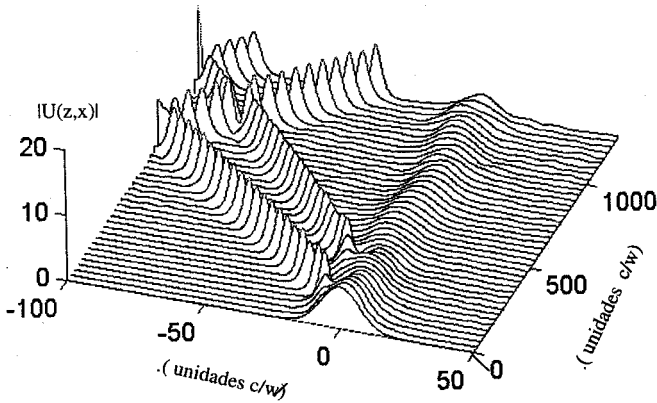
o perfil de entrada considerado é gaussiano com amplitude  $A=6,32$ , largura  $\sigma=10$ , centrado em  $x_0=0$ , com ângulo de incidência  $\theta=0$ , dado por,

$$u(0, x) = A \exp \left[ -\frac{1}{2} \left( \frac{x - x_0}{\sigma} \right)^2 + i \sin(\theta) \right] \quad (10)$$

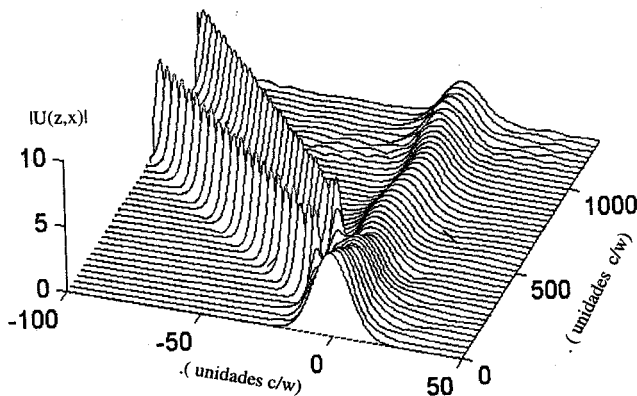
o perfil de entrada é o modo linear  $TE_0$ . Por outro lado, o fluxo de entrada,  $S_{in}$ , foi avaliado através de  $[\beta/(2Z_0k_0)] \int |u(0, x)|^2 dx$ , com  $Z_0=377\Omega$  [12]. Porém, para  $S_{in} \geq 0,4$ , sabe-se que existe emissão de dois sólitons brilhantes espaciais, do filme para a casca, [9]-[11].

A janela computacional foi  $W=[-100, 50]$  em unidades  $c/\omega$ , com número de nós  $M=651$ ; a distância de propagação em  $z$  foi de 1280 unidades  $c/\omega$  (o seja 203,72 comprimentos de onda), com passo de propagação  $\Delta z = 0,4$  (0,064 comprimentos de onda). Os resultados obtidos, via FO-FEM, estão ilustrados na

Fig. 5. Também tem-se verificado a convergência e estabilidade da solução diminuindo o comprimento do passo de propagação  $\Delta z$ , e aumentando o número de nós,  $M$ , em  $W$ . A janela computacional foi dividida em três sub-intervalos  $[-100, -8]$ ,  $[-8, 8]$ , e  $[8, 50]$ , divididos em 500 50 e 100 elementos lineares, ou 300, 30 e 50 elementos quadráticos, respectivamente.



(a)



(b)

Fig. 5. Emissão solitônica para pulso incidente gaussiano. (a) CN-FEM com NBC, e (b) com TBC.

## REFERENCIAS

- [1] A. C. Newell and J. V. Moloney, *Nonlinear Optics*, Addison-Wesley Publishing Co., New York, 1992.
- [2] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York, 1995.
- [3] R. Hadley, "Transparent boundary condition for beam propagation", *Opt. Lett.*, vol. 16, pp. 624-626, May 1991.
- [4] H. E. Hernández-Figueroa, "A new finite element scheme for optical temporal soliton analysis", *International Conference on Computation in Electromagnetics*, London, UK, IEE Conference Publication No. 350, pp. 167-170, Nov. 1991.
- [5] Y. Arai, Maruta, and M. Matsuhara, "Transparent boundary for the finite-element beam-propagation method", *Opt. Lett.*, vol. 10, pp. 765-766, May 1993.
- [6] H. E. Hernández-Figueroa, "Improved split-step scheme for nonlinear-optical propagation", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 11, pp 798-803, May 1994.
- [7] F. If, P. Berg, P. L. Christiansen, and ° Skovgaard, "Split-step spectral method for nonlinear Schrödinger equation with absorbing boundary", *J. Comput. Phys.*, vol72, pp. 501-503, 1987.
- [8] G. P. Agrawal, "Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fibers", *Opt. Lett.*, vol. 15, pp. 224-226, February 1990.
- [9] M. A. Gubels, E. M. Wright, G. I. Stegeman, and C. T. Seaton, "Numerical Study of Soliton Emission from a Nonlinear Waveguide", *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 4. No. 11, pp. 1837-1842, November 1987.
- [10] E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, J. V. Moloney, and A. D. Boardman, "Multisoliton emission from a nonlinear waveguide", *Phys. Rev. A*, vol. 34, No. 5, pp. 442-444, November 1986.
- [11] H. E. Hernández-Figueroa, F. Di Pasquale, R. D. Ettinger, F. A. Fernández, and J. B. Davies, "Controlled spatial bright soliton emission from a nonlinear waveguide", *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 326-328, March 1994.
- [12] Dietrich Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguide*, Academic Press, San Diego, 1991.
- [13] H. E. Hernández-Figueroa and C. E. Rubio Mercedes "Transparent Boundary for the finite-element simulation of temporal soliton propagation", *IEEE Transactions on Magnetics*, September 1998, in press.
- [14] H. E. Hernández-Figueroa and Marcelo Lyra Brandão, "Eficient 3D split-operator finite element algorithm for scalar-integrated optics", *IEEE Photonics Technology Letters*, vol 9, No 3, pp. 351-353, March 1997.

# New Adaptive Refinement Strategy for Triangular Element Meshes

H. E. Hernández-Figueroa and E. Baude  
State University of Campinas  
Faculty of Electrical and Computer Engineering  
Department of Microwaves and Optics  
PO Box 6101, 13083-970 Campinas - SP, Brazil

**Abstract** — This paper describes a new efficient algorithm for the automatic adaptive refinement of triangular element meshes. This novel algorithm is based on a carefully tailored combination of the bisection and Delaunay techniques. Several examples, including the switching behavior of a nonlinear waveguide, are presented to illustrate the effectiveness of the present scheme.

**Index terms** — Adaptive mesh generation, triangular element mesh, finite elements, optical waveguide, microwave guides, nonlinear waveguides.

## I. INTRODUCTION

Numerical analysis has proved to be an important and necessary tool for the reliable design of microwaves and optical devices. The increase of complexity of these devices have created a necessity for numerical techniques more accurate and efficient. One of the more powerful numerical methods for the modeling of guiding structures is the Finite Element Method (FEM). However, the performance of this method is highly dependent on the quality of the mesh used to discretize the corresponding problem domains.

A large number of subdivision algorithms for the adaptive refinement of triangular meshes has been reported in the literature [1]-[3]. Among these algorithm we point out two refinement strategies, which can be regarded as the most widely used. The first algorithm [1], and perhaps the simplest, generates an internal node (normally, the barycentre) in each primary element and connects it to its vertices, thus the refinement is not extended to other elements; the use of reshaping procedures (Delaunay or similar) are used to avoid degeneracies. However, since the internal elements are divided into three elements irrespective of how far or close their weights are above a given threshold, a maximum ratio of 3:1 could be obtained in the final weight distribution. This causes the appearance of "fronts" in the generated mesh, as shown in [1], which corresponds to bands of elements of approximately the same size exhibiting a rather abrupt transition between them. This of course, may affect the accuracy and reliability of the

solutions. This problem can be overcome by introducing smoothing strategies, although at extra cost in computing time

The second algorithm, is that reported in [2], where additional nodes are only added at the midside of the longest edge of an element (bisection algorithm). Here no "fronts" appear, however, this requires a time consuming special search process to repair any incompatibilities which may be generated, between the existing and new elements in the mesh. To avoid that incompatibility, a very robust algorithm was proposed in [3]. Here, a book-keeping procedure, based on the introduction of a list of elements with refinement ratios greater than a given threshold, is introduced. This list is sorted in the order of increasing length of the longest edge of each element. Despite its robustness, this algorithm is highly time consuming due to the sorting process, which is constantly applied during the refinement. This becomes quite critical when a large number of triangles is required (over 2500), in which situation the list reaches also a large number of elements. Other disadvantage of the schemes reported in [2] and [3], is that the initial mesh is continuously subdivided by keeping its original shape. So, the quality of the final mesh is highly dependent on the quality of the initial mesh. This may become crucial for geometries with large aspect ratios.

The motivation of this work was, therefore, to build a hybrid algorithm capable to take advantage of the virtues of these two strategies. The present technique reaches that aim through a well balanced combination of the bisection subdivision and the Delaunay reshaping process.

## II. THE MESH REFINEMENT ALGORITHM

Starting from a very coarse mesh and giving a suitable density function to monitor the refinement, a final refined mesh is readily obtained. That density function may be defined by the user or may represent an *a posteriori* error measure. Initially a list of triangles, whose weights are above a given threshold, is created. This list is never sorted during the refinement process. As in [3], once the longest edge of the last element of the list is determined, the neighbor element which shares the common longest edge is immediately bisected along with the first element. However, if that condition does not holds, and that neighbor triangle is also in the list, the positions in the list between the neighbor

Manuscript received on March 20, 1998.

H. E. Hernández-Figueroa, +55-19-7883735, fax +55-19-2890930, [hugo@dmo.fee.unicamp.br](mailto:hugo@dmo.fee.unicamp.br), <http://www.dmo.fee.unicamp.br/~hugo>, E. Baude, [emir@dmo.fee.unicamp.br](mailto:emir@dmo.fee.unicamp.br), <http://www.dmo.fee.unicamp.br/~emir>

This work was supported by FAPESP under Project No. 96/3075-4.

and the first element are exchanged and the subdivision process continues. So, this search process continues until we find an element with the longest edge in the adjacency. Thus, the search of the element with the longest edge is made locally, and no more globally as in the bisection-sorting list method. In Fig. 1 we show a simple example of this local search. Let us assume that initially the element 1 was marked for subdivision, but its neighbor (which shares the element 1's longest edge) has a greater edge. Then, we swap their positions in the list. This process continues until one reaches element 4, which has the longest edge in this region, and proceed with the bisection of elements 4 and 5. If on the other hand, the neighbor triangle is not in the list, then it and the first element are bisected. After reaching the end of the list, a Delaunay reshaping process is performed, and next, a new list is created. If this list is empty the refinement stops, otherwise it continues.

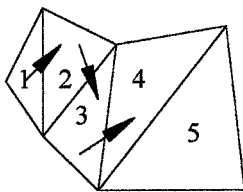


Fig. 1. Simple example of local searching. We start with element 1 and end up reaching element 4, which has the longest edge in this region.

The present strategy has proved to be as robust as that of [3], however much faster because no sorting procedure is needed. Due to the Delaunay technique the dependence on the initial mesh is drastically reduced.

### III. RESULTS

In Fig. 2, we show an adaptive refinement of a typical microstrip waveguide, which due to the thin strip exhibits large aspect ratios. The initial mesh used had only 14 elements. The density mesh used in this case, required a very dense refinement around the strip, and particularly, on the corners.

In Fig. 3 we performed an adaptive refinement of a fused fiber coupler [4], which also exhibits large aspect ratios, due to the two small fiber cores. The initial mesh used in this case had 84 elements. The refinement process was monitored by the error density function associated to the computation of the fundamental transverse electric (TE) mode. An overall maximum error of 0.5% was imposed to the modal TE electric field component.

In Figs. 4 we compare the execution times between the present algorithm (bisection + Delaunay) with the bisection-sorting list technique [3], for the geometry given in Fig. 3. For the same geometry, we compare the execution times between our algorithm and the barycentric technique [1] in Fig. 4(b). A Pentium 166 MHz was used for all the results

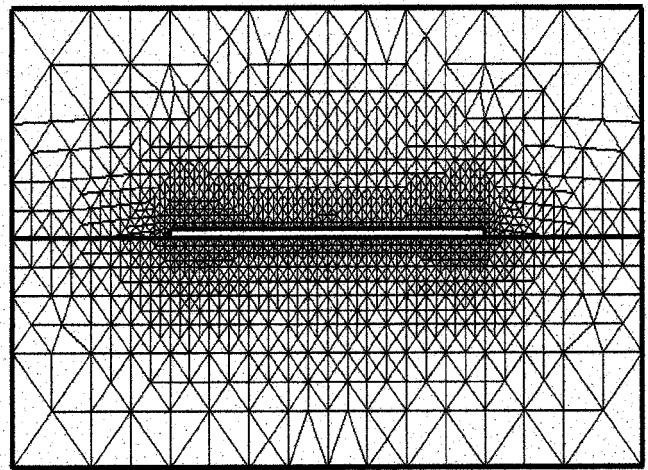


Fig. 2. Final mesh of an adaptive refinement of a microstrip waveguide, with 2750 elements.

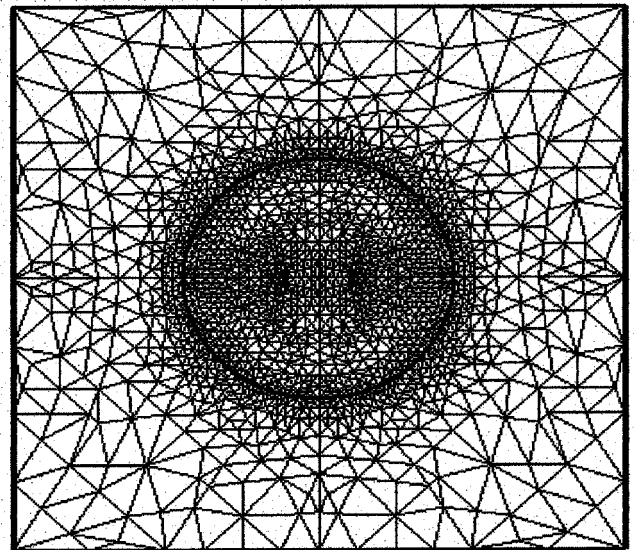
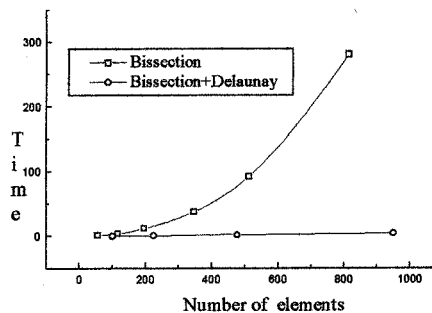
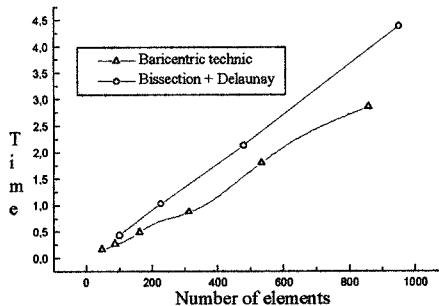


Fig. 3. Final mesh of an adaptive refinement of a fused fiber coupler, with 3200 elements.

shown in this work. It is clear from Fig 4(a) the drastic reduction of execution time obtained with the present approach. This becomes more evident when the number of elements increases. As mentioned in the introduction, this gain in speed is mainly due to the elimination of the sorting process in the bisection-sorting list technique [3]. On the other hand, Fig. 4(b) shows that, our scheme is a bit slower than the barycentric approach [1] however, the difference is almost constant when the number of elements increases. The advantage in this case is the natural elimination of the undesirable "fronts" which may appear when the barycentric approach is used. The small difference in the execution time is due to the search process described in section II.

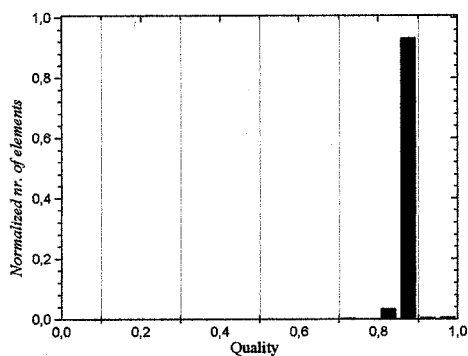


(a)

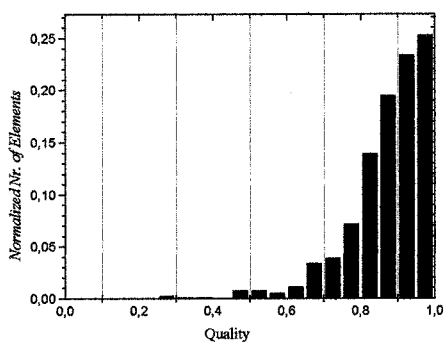


(b)

Fig.4 - Comparison of execution times: (a) between the present algorithm and the bisection-sorting list technique [3]; and (b) between the present algorithm and the barycentric-Delaunay technique [1].



(a)

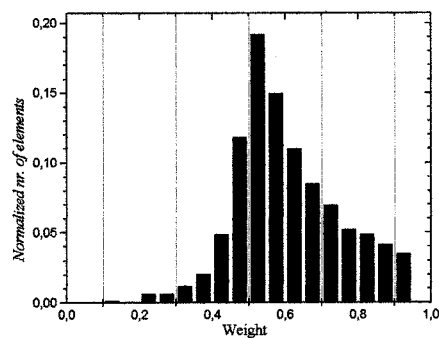


(b)

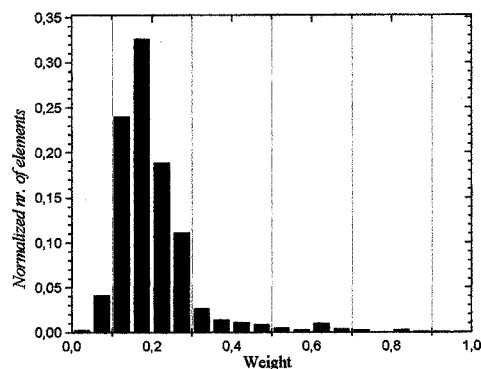
Fig. 5. The quality of the mesh shown in (a) Fig. 2 and (b) Fig. 3 as function of the normalized number of elements.

In order to quantify the quality of the resultant meshes we measure the quality of the triangles generated, as described in reference [3], linked to some extent to the eccentricity criterion described in [1]. The value of the quality of an equilateral triangle is 1.0 (best situation), and degenerates until it reaches zero for a sliver. The quality and the weight distribution of elements of the two final meshes are shown in Figs. 4 and 5. The results obtained show a large number of elements near to the maximum of quality and a very little number of triangles with poor quality, see Fig. 5. Here, the weight distribution of elements is highly concentrated around a certain value, indicating that undesirable "fronts" do not appear in the final mesh [1].

As a last example, we apply our approach to the modal analysis of nonlinear waveguides [5]. In this situation the modes are computed through an iterative process (which we call inverse) aiming the computation of the power,  $P$ , for a given effective propagation constant  $\beta$ . In this scheme,  $P$  corresponds to the eigenvalue of the nonlinear eigenvalue matrix problem, which arises from the finite element solution of the corresponding TE modal equation. The eigenvectors being the corresponding modal TE field. The direct approach [6], computes  $\beta$  for a given  $P$ . Here  $\beta^2$  is the unknown eigenvalue.



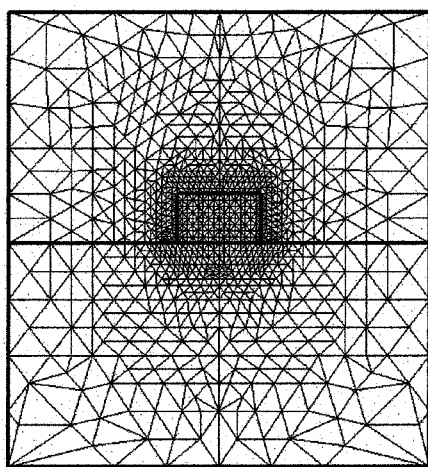
(a)



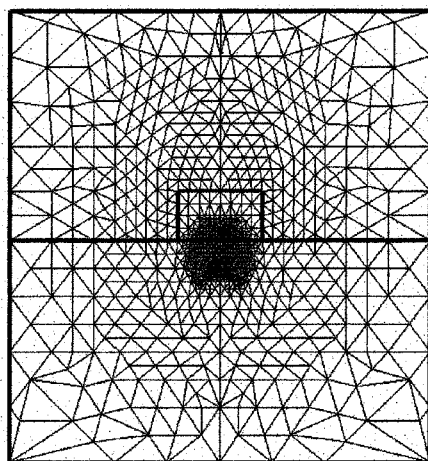
(b)

Fig. 6. The weight distribution of the elements of the mesh shown in (a) Fig. 2 and (b) Fig. 3 as function of the normalized number of elements.

The example illustrated in Figs. 7, 8 and 9, corresponds to a channel of  $2 \mu\text{m} \times 1.2 \mu\text{m}$ , buried over a nonlinear substrate (bottom layer). The material data are given in [5]. For a very small power, which corresponds practically to the linear case, the fundamental mode is found using the direct scalar finite element approach. This situation is displayed in Figs. 7(a), 8(a) and 9(a). Next, we applied the iterative inverse process to compute  $P$  for a given  $\beta = 1.6$ , starting from the linear solution previously obtained. The result, shown in Figs. 7(b), 8(b) and 9(b), was obtained by imposing a maximum error of 0.5% over the TE field component. Convergence was reached after 10 iterations.  $P$  was found to be  $120 \mu\text{W}$ , as expected [6]. The effect simulated here characterizes a beam switching behavior from the channel to the substrate of this nonlinear waveguide. This can be clearly observed from Figs. 7(b), 8(b) and 9(b).

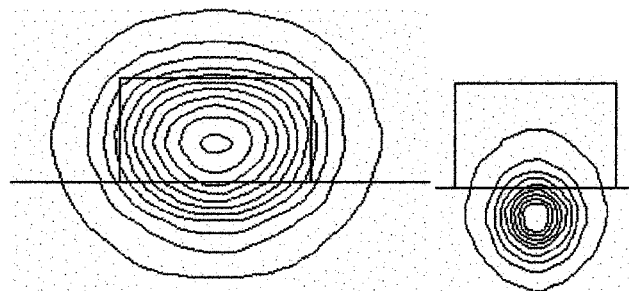


(a)

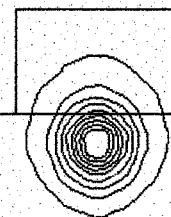


(b)

Fig. 7. (a) Final mesh for the linear case: 1868 elements. (b) Final mesh after the inverse nonlinear iteration process: 1886 elements.

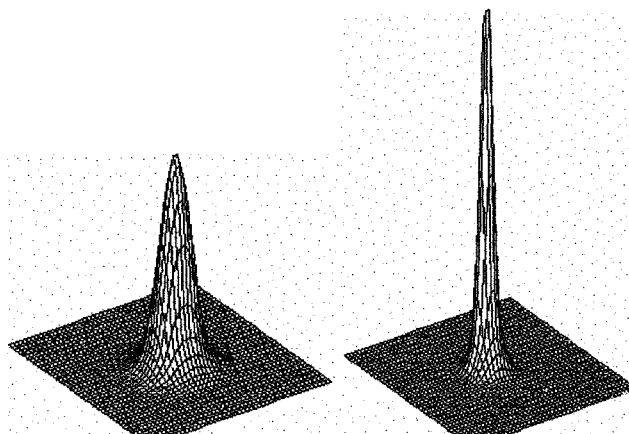


(a)

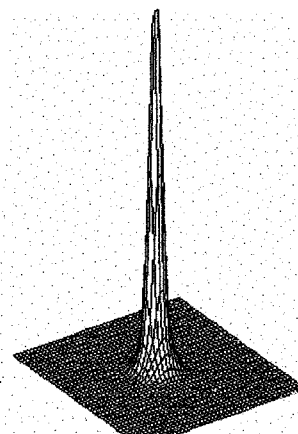


(b)

Fig. 8. (a), (b) Field contours computed using the meshes shown in Figs. 7(a) and 7(b), respectively.



(a)



(b)

Fig. 9. (a), (b) Field distribution using the meshes shown in Figs 7(a) and 7(b), respectively.

## REFERENCES

- [1] F. A. Fernandez, Y. C. Yong and D. Ettinger. "A Simple Mesh Generator for 2-D Finite Element Calculations", *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 29, pp. 1882-1885, March 1993.
- [2] M. C. Rivara, "Selective refinement/derefinement algorithms for sequences of nested triangulations", *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 28, pp. 2889-2906, 1989.
- [3] R. V. Nambiar, R. S. Valera, L. Lawrence, R. B. Morgan, and D. Amil. "An Algorithm for Adaptive Refinement of Triangular Element Meshes", *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, vol. 36, pp. 499-509, March 1993.
- [4] H. E. Hernández-Figueroa and M. Silveira, "Finite-Element Modelling of 2x2 Fused Fiber Couplers", Proceedings of the *IEEE LEOS'96* (Lasers and Electro-Optics Society-1996 Annual Meeting), Boston, Massachusetts, USA, pp. 42-43, November 18-21 1996.
- [5] Q. Y. Li, R. A. Sammut, and C. Pask, "Variational and finite element analyses on nonlinear strip optical waveguides", *Optics Comm.*, vol. 94, pp. 37-43, November 1992.
- [6] K. Hayata, M. Nagai, and M. Koshiba, "Finite-element formalism for nonlinear slab-guided waves", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. 36, pp. 1207-1215, July 1988.



# **Circuitos e Componentes II**

**Coordenador:** Fátima S. Correra (USP)

---

## **Estudo da Desequalização nos Níveis de Sinais ao Longo da Faixa do MMDS**

*Eduardo M. Medeiros / Luís A. Bermudez*

---

## **Estudo de Dispositivos de Filtragem Microondas à Lacunas em Tecnologia Micro-Fita**

*Ronald Augusto Corisco / Horacio Tertuliano Filho / Pierre Jarry / Eric Kerherve*

---

## **Projeto de um Conversor de Frequências Resistivo em Tecnologia MMIC**

*Cláudia C. A. Aparício / Denise Consonni*

---

## **Caracterização de um Ressonador Aberto em 35 GHz**

*Pedro J. Castro / Joaquim J. Barroso / Rafael A. Corrêa*

# ESTUDO DA DESEQUALIZAÇÃO NOS NÍVEIS DE SINAIS AO LONGO DA FAIXA DO MMDS

Eduardo M. Medeiros, Luís A. Bermúdez

Departamento de Engenharia Elétrica  
Universidade de Brasília

**Abstract** - The MMDS (Multichannel Multipoint Distribution Service) system uses free space transmission, good propagation conditions are required.

This work presents the study of a real MMDS transmission system, with the inherent problems of propagation in an urban environment. The major problem is the flatness of the signal levels in the 200 MHz bandwidth allocated for the service, 2.5 through 2.7 GHz.

Theoretic work, computing simulation and field measurements are used here to state that the two major causes for this problem are frequency selective fading, due to multipath interference, and variations in the broadcast antenna radiation pattern over the frequency band.

**Palavras chave** - antenas, propagação, multipercurso, desqualificação, desvanecimento, televisão, reflexão

## I - INTRODUÇÃO

O MMDS é um sistema de transmissão multicanal, usualmente 31 canais de áudio e vídeo analógicos, multiplexados em frequência e irradiados pelo espaço livre em frequências entre 2,5 GHz e 2,7 GHz, para a distribuição dos sinais do provedor aos assinantes do serviço [1]. O cenário típico de propagação é o meio urbano onde a diversidade de obstáculos e fatores interferentes na potência do sinal é elevada. A influência de cada obstáculo à propagação [2-4] deve ser modelada e equacionada de forma a se ter instrumentos úteis ao projeto de operadoras, expansão das áreas atendidas, além da solução dos problemas detectados após a implantação.

O objeto deste estudo é a desqualificação [3][5-7] nos níveis de sinais recebidos em certas áreas das cidades servidas pelo MMDS. Como todos os canais são transmitidos com os mesmos níveis de potência, o ideal seria que, em toda a área de cobertura do sistema, fosse possível receber níveis de sinais iguais em todos os canais. Isto, em geral, não acontece, principalmente nas proximidades da estação transmissora e, às vezes, em alguns pontos específicos mais distantes.

## II - ASPECTOS TÉCNICOS DO MMDS

O MMDS utiliza, em caráter primário, a faixa de frequência de 2500 a 2686 MHz, dividida em 31 canais de 6 MHz. No caso da distribuição de televisão, os sinais devem ter a portadora de vídeo modulada em amplitude com banda lateral vestigial (AM-VSB) e a portadora de áudio modulada em frequência, como os canais de televisão aberta em VHF. A portadora de vídeo situada 1,25 MHz da extremidade inferior do canal, a portadora de croma multiplexada a 3,58

MHz da extremidade inferior do canal e a portadora de áudio a 4,5 MHz da portadora de vídeo, isto é, a 5,75 MHz da extremidade inferior do canal.

A fim de possibilitar a recepção dos sinais de MMDS pelos receptores de televisão domésticos, são utilizados, como um passo intermediário, conversores de frequência da faixa de microondas para as super e hiperbandas de VHF.

Os padrões de azimute das antenas utilizadas na transmissão podem ser omnidirecionais ou cardióides [7], os padrões de elevação são normalmente diretivos, fornecendo maiores ganhos na direção das regiões mais distantes. Por características construtivas, estas antenas apresentam lóbulos secundários de emissão, nos seus diagramas de elevação. A topologia dessas antenas é constituída de matrizes de dipolos, ou de fendas em guias de ondas ou linhas de transmissão. Conforme se utiliza mais elementos (dipolos ou fendas) na construção da antena, maior será o número de lóbulos laterais e maior será o ganho apresentado no seu diagrama de radiação em elevação. Entre um lóbulo e outro, existem os pontos denominados de nulos de radiação. Estes, não são nulos efetivos, e sim, pontos onde a radiação da antena está a muitos decibéis abaixo da radiação do lóbulo principal. A Fig. 1 exibe um diagrama de elevação, em coordenadas polares, típico de antenas de MMDS. As Fig. 2 e 3, apresentam outros diagramas típicos em coordenadas retangulares para antenas de 8 e 24 elementos, com polarização horizontal. Para melhor visualização, a Fig. 4 exibe uma representação tridimensional sem escala da radiação dessas antenas.

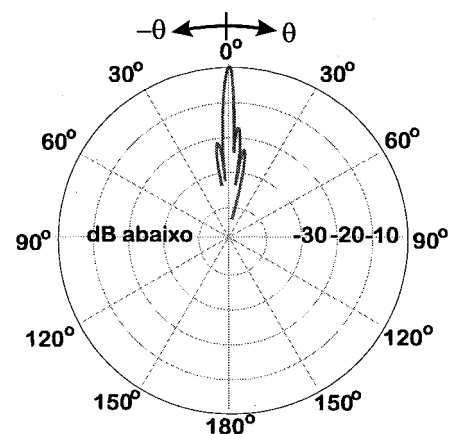


Fig. 1 - Diagrama de elevação em coordenadas polares, típico de uma antena de MMDS com 16 elementos

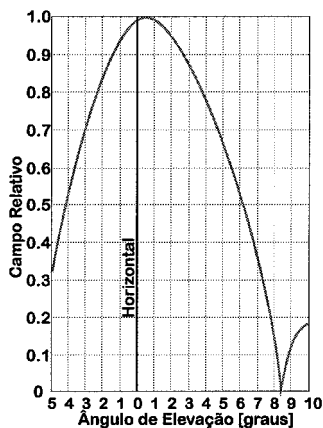


Fig. 2 - Diagrama de elevação em coordenadas retangulares , típico de uma antena de MMDS com 8 elementos

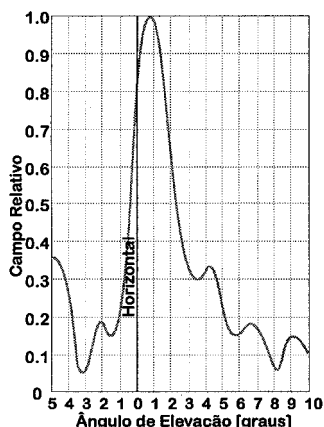


Fig. 3 - Diagrama de elevação em coordenadas retangulares , típico de uma antena de MMDS com 24 elementos

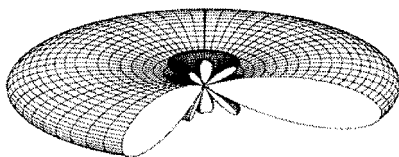


Fig. 4 - Diagrama de radiação 3D em coordenadas polares, típico de uma antena de MMDS (ilustrativo, sem escala)

## II - A DESEQUALIZAÇÃO NO MMDS

A desqualificação nos níveis de sinais recebidos foi detectada, inicialmente, pelos técnicos de instalação e manutenção do sistema. Como procedimento rotineiro adotado pelos instaladores, o nível de sinal da portadora de um canal vai sendo medido, enquanto a antena receptora vai sendo apontada, até que se consiga o maior nível de sinal possível naquela localidade. Em seguida, o instalador verifica, no televisor, a imagem de cada canal. Se algum canal apresentar problema de granulação, fantasma ou saturação, o instalador mede o nível de sinal de cada um. Com esse procedimento, os instaladores concluíram que, em certas

áreas, as diferenças de níveis eram elevadas, superando os 20 decibéis entre as amplitudes dos canais.

Instalações do tipo condomínio utilizam-se de amplificadores de distribuição para elevar os níveis de sinais, compensando as perdas no cabo e a divisão entre os diversos usuários. Como alguns canais apresentam níveis bem inferiores a outros, tentativas de se elevar os níveis de sinais têm sido feitas, aumentando-se o ganho do amplificador de distribuição. Sendo a diferença de níveis muito grande, a faixa dinâmica do amplificador não suporta a variação necessária, e acaba levando o amplificador a operar na condição de não-linearidade. Assim, problemas de intermodulação vão ocorrer.

Algumas hipóteses de causas dos problemas de desqualificação foram levantadas.

- A primeira delas seria que a antena transmissora, por características construtivas, possuía divergências na profundidade e localização dos nulos e lóbulos laterais do diagrama de elevação, conforme a frequência do canal transmitido.

- A segunda hipótese seria que estaria ocorrendo o desvanecimento seletivo em frequência ocasionado por multipercurso de propagação.

Uma campanha de medições em campo foi iniciada, visando a detecção dos locais problemáticos e ensaios de tentativas de soluções. Como o local de desenvolvimento do trabalho foi a cidade de Brasília, utilizou-se a operação da TV Filme nessa cidade, como laboratório e campo de provas. Para o levantamento dos diagramas de radiação da antena transmissora, utilizou-se o Laboratório de Integração e Testes - LIT do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE. A estratégia de medidas compreendeu o levantamento:

1. dos padrões de desqualificações nas áreas afetadas;
2. dos padrões da resposta em frequência do sistema na região "iluminada" por nulos e lóbulos laterais;
3. dos padrões da resposta em frequência do sistema em pontos da região servida pelo lóbulo principal sob suspeita de reflexão especular;
4. dos diagramas de radiação (elevação) medidos por observação em campo na torre de televisão de Brasília;
5. da caracterização completa da antena transmissora Andrew HMD16 HO, com medidas em laboratório e câmara anecóica semi-aberta, no LIT-INPE.

Durante a campanha de medidas em campo foram também realizados testes de aplicação das técnicas de diversidade espacial e angular.

## III - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Diversas simulações computacionais preliminares foram realizadas para o levantamento teórico dos padrões de recepção esperados numa dada localidade. Os modelos matemáticos levaram em consideração os fenômenos de propagação comuns, com a devida relevância em cada um dos casos.

Considerações de potência recebida (1) foram feitas levando em conta as perdas no espaço livre (2).

$$P_R = D_T(\varphi_T, \theta_T) D_R(\varphi_R, \theta_R) P_T \left( \frac{\lambda}{4\pi d_T} \right)^2, \quad (1)$$

onde  $D_T$  e  $D_R$  são os ganhos direcionais das antenas transmissora e receptora, respectivamente,  $P_T$  é a potências total transmitida,  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $d_T$  é a distância da transmissão à recepção.

$$L = 32,44 + 20 \log_{10} d_T (km) + 20 \log_{10} f (MHz) + G_T + G_R, \quad (2)$$

onde  $L$  é a perda no espaço livre [2],  $f$  a freqüência,  $G_T$  é o ganho da antena transmissora e  $G_R$  o da receptora, em decibéis.

Também foi considerada a interferência de raios refletidos e difratados no sinal recebido por linha de visada direta. As amplitudes e as fases dos raios refletidos foram estimadas considerando a equação (1) e os coeficientes de reflexão (3) e (4) para polarizações paralelas e perpendiculares ao plano de incidência [8]

$$R_{s \parallel} = \frac{\sin \psi - \sqrt{\epsilon_c' - \cos^2 \psi}}{\sin \psi + \sqrt{\epsilon_c' - \cos^2 \psi}}, \quad (3)$$

$$R_{s \perp} = \frac{\epsilon_c' \sin \psi - \sqrt{\epsilon_c' - \cos^2 \psi}}{\epsilon_c' \sin \psi + \sqrt{\epsilon_c' - \cos^2 \psi}}, \quad (4)$$

onde  $\psi$  é o ângulo de incidência e  $\epsilon_c'$  é a permissividade complexa relativa [3], dada por

$$\epsilon_c' = \epsilon' - j60\lambda\sigma, \quad (5)$$

onde  $\epsilon$  é a permissividade absoluta,  $\sigma$  é a condutividade da superfície refletora em Siemens/metro e  $\omega$  é a freqüência angular da radiação incidente, igual a  $2\pi f$ .

#### IV - MEDIÇÕES EM CAMPO

##### Determinação dos locais das medidas:

Como a incidência do fenômeno da desigualização é maior nas proximidades da estação transmissora fez-se necessário determinar a localização das regiões "iluminadas" por nulos e lóbulos secundários de radiação da antena transmissora. A Fig. 5 representa a projeção do diagrama de elevação sobre uma superfície plana.

A antena transmissora da cidade sob análise estava situada a uma altura de 97 metros. Conhecendo-se as altitudes da região pelas curvas de nível e traçando-se radiais sobre o mapa da cidade foi possível levantar os pontos candidatos a medidas conforme o procedimento da Fig. 6.

##### Níveis de sinais e diversidade espacial:

Nos prédios onde foram realizados os testes, a estrutura indicada na Fig. 7 foi montada para que os níveis de sinais recebidos fossem medidos em duas alturas e que os dois sinais fossem combinados para verificar a eficácia da técnica de diversidade espacial no sinal resultante. Também no

térreo, onde havia visada para a transmissão, foram realizadas medidas.

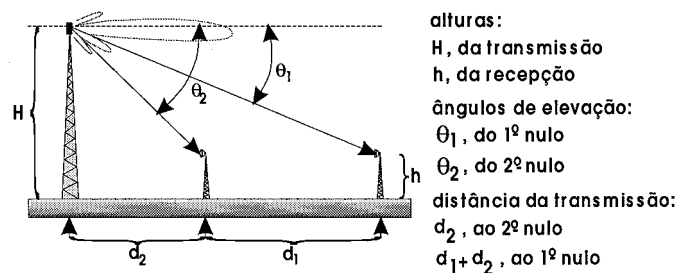


Fig. 5 - Geometria da determinação dos nulos de radiação

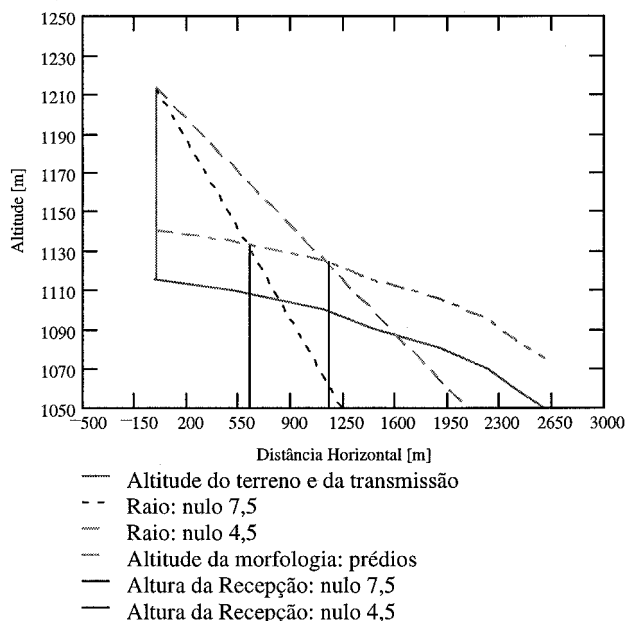


Fig. 6 - Determinação dos nulos de radiação sobre uma radial, considerando a topografia e morfologia da região

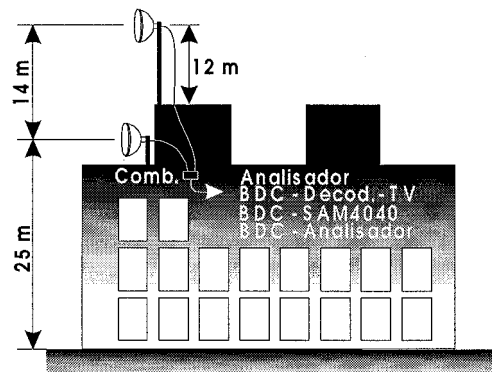


Fig. 7 - Método de medição em campo. Testes de diversidade espacial

A Fig. 8 ilustra a geometria dos raios para uma localidade que apresentou forte desigualização. O padrão da desigualização apresentou-se bem semelhante ao teórico

esperado para desvanecimento seletivo em frequência ocasionado por multipercursos de propagação.

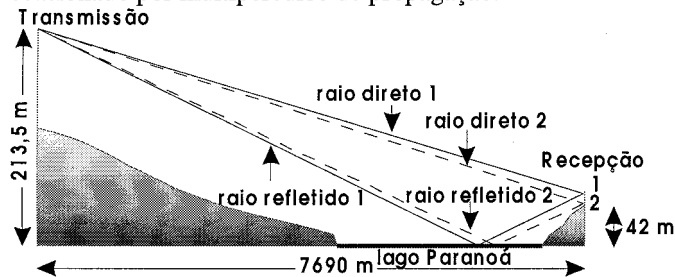


Fig. 8 - Situação de desvanecimento por multipercursos seletivo em frequência

Tomando a geometria da Fig. 8, que utiliza distâncias e alturas reais; os dados reais da transmissão como a potência, o ganho direcional das antenas transmissora e receptora e os valores de  $\epsilon$  e  $\sigma$  tabelados; foram realizadas simulações dos padrões de desvanecimentos seletivos em frequência ocasionados pelos percursos secundários de propagação dos raios refletidos no Lago Paranoá. Os padrões simulados são apresentados na Fig. 13 e confrontados com os medidos no local representados na Fig. 14. Note que os quadrados ao longo das curvas na Fig. 13 representam as frequências das portadoras visuais do MMDS. Na Fig. 14 são apresentados os espectros de 30 portadoras visuais e aurais e um sinal digital a 16 QAM, medidos na faixa do MMDS.

Foram realizadas medidas em mais de 20 pontos da cidade. Nos mais próximos da estação transmissora, os testes não apontaram a diversidade espacial como solução satisfatória para o problema da desigualização.

#### Diagrama de radiação da antena transmissora

A suspeita que teve que ser levada a cabo é que a antena transmissora possuía uma forte desigualização fora do lóbulo principal de radiação. Este fato se comprovou com as medidas realizadas em campo e em laboratório. As medidas realizadas em campo consistiram do levantamento ponto a ponto do diagrama de elevação da antena transmissora para cada frequência. Foram medidos os espectros da faixa do MMDS recebidos em diversas alturas da torre de televisão de Brasília, vizinha da torre de transmissão do MMDS. Em seguida foram digitados os valores de potência para cada uma das alturas numa frequência específica, assim obtiveram-se os diagramas de elevação para cada frequência. A Fig. 9 ilustra o procedimento e a Fig. 10 os diagramas de elevação para algumas frequências.

### V - MEDIÇÕES EM LABORATÓRIO

No laboratório de antenas do LIT-INPE foram realizadas as medidas dos diagramas de radiação de azimute, elevação, de polarização cruzada e ganho da antena transmissora Andrew HMD 16 HO, utilizada. A Fig. 11 exibe o diagrama de elevação para três frequências na faixa do

MMDS. Percebe-se claramente a forte diferença nos diagramas, principalmente nas regiões de nulos e lóbulos laterais. Isto se repete em todas as frequências da faixa se examinados todos os diagramas sobrepostos, Fig. 12. Também foram encontradas diferenças nos diagramas de azimute ao longo da faixa.

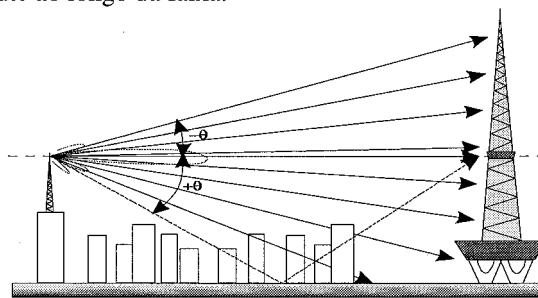


Fig. 9 - Método de medida dos diagramas de elevação a partir da torre de TV

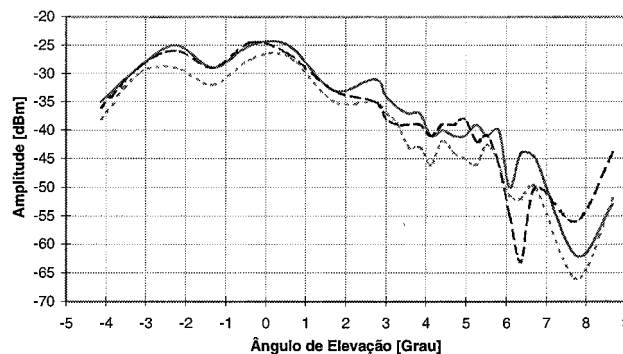


Fig. 10 - Diagramas de radiação obtidos nos testes na torre de TV; 2501,25 (sólida), 3585,25 (traço curto) e 2681,25 (traço longo) MHz

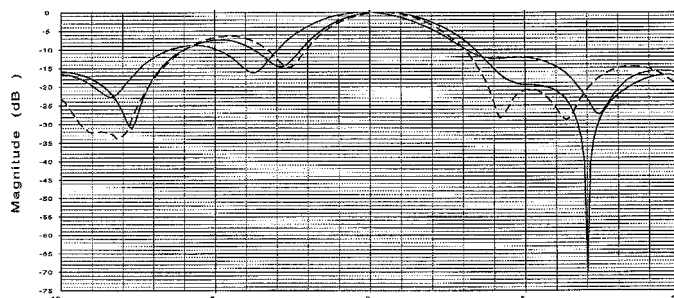


Fig. 11 - Diagramas de elevação para as frequências 2501,25 (cinza); 2585,25 (sólida) e 2663,25 (traço) GHz

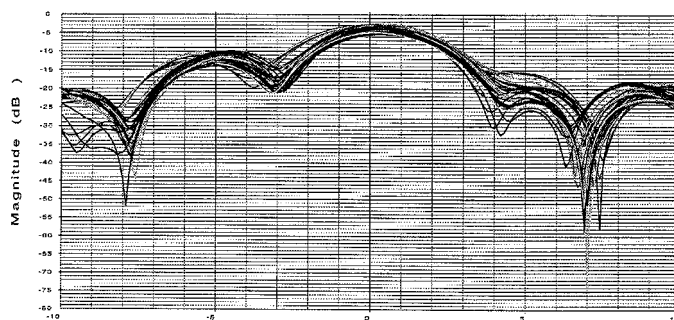
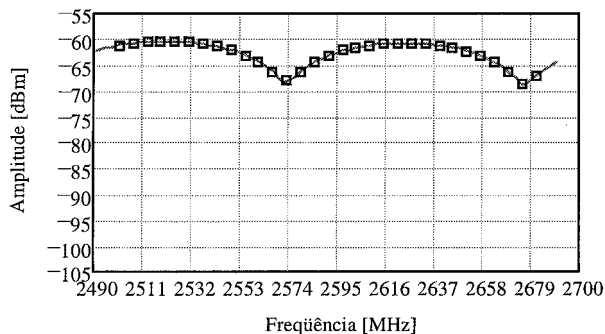
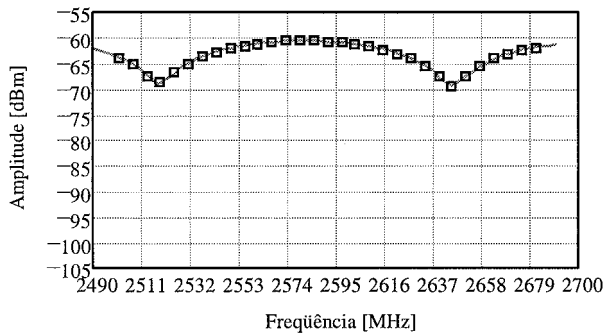


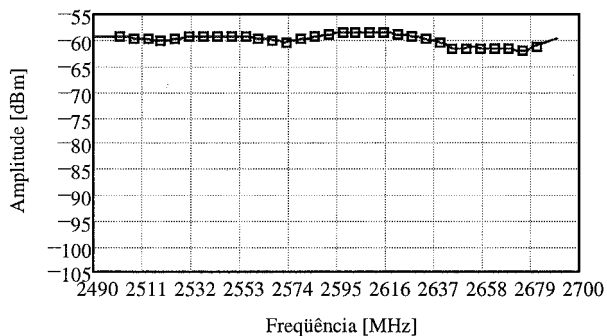
Fig. 12 - Diagramas de elevação para as 31 frequências visuais do MMDS



(a) Antena a 12 metros de altura



(b) Antena a 1 metro de altura



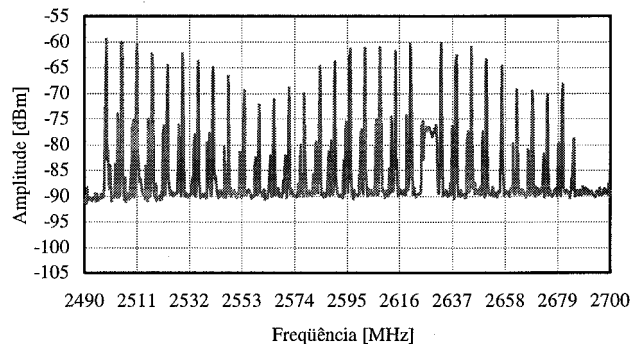
(c) Combinação dos sinais das duas antenas

Fig. 13 - Padrões de desvanecimento seletivo em freqüência simulado

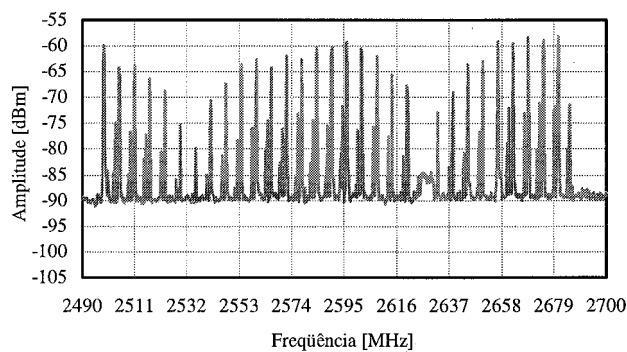
## VI - CONCLUSÕES

Diante das medidas em campo e laboratório conclui-se que a forte desigualização existente nas regiões iluminadas por nulos e lóbulos secundários de radiação da antena transmissora é devida às próprias características construtivas da antena. A solução apontada seria a substituição da antena atual por uma antena de menos elementos que, embora possua menor ganho, apresenta um lóbulo principal mais largo, menor número de nulos e lóbulos secundários e, como visto, no lóbulo principal a antena tende a se manter mais equalizada. Outra solução é o desenvolvimento de antenas transmissoras que possuam maior equalização mesmo nos lóbulos secundários.

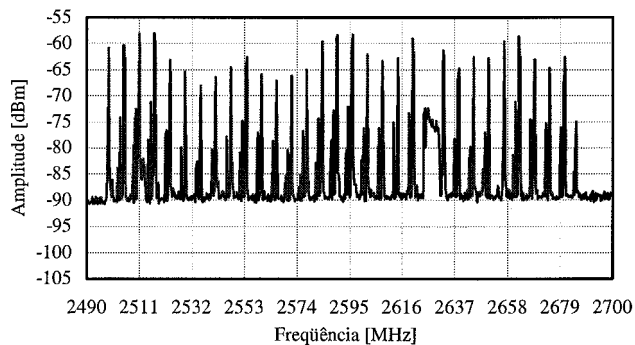
Nos casos onde a desigualização é originária de multipercursos de propagação, a solução sugerida é a aplicação das técnicas de diversidade espacial e angular.



(a) Antena a 12 metros de altura



(b) Antena a 1 metro de altura



(c) Combinação dos sinais das duas antenas

Fig. 14 - Padrões de desvanecimento seletivo em freqüência medido

## VII - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] Berkoff, Steve; Baylin, Frank; *Wireless Cable and SMATV*; Baylin Publications, First edition, USA, 1992.
- [2] Livingston, Donald C.; *The Physics of Microwave Propagation*; Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1970.
- [3] Dolukhanov, M.; *Propagation of Radio Waves*; (traduzido do Russo para o Inglês por Boris Kuznetsov), Mir Publishers, Moscow, 1971.
- [4] Doble, John; *Introduction to Radio Propagation for Fixed and Mobile Communications*, Artech House, Inc. Boston, London, 1996.
- [5] Tjelta; "Frequency Selective Fade Effects and Bandwidth Considerations in cost 235", *Anais da SBMO/IEEE MTT-S*, vol. 1, RJ, Brasil, julho, 1995.
- [6] Sherratt, R.S.; "Multipath equalisation/Equalization of terrestrial and cable broadcast television", *University of Reading*, UK, 1997.
- [7] Balanis, Constantine A; *Antenna Theory - Analysis and Design*, John Wiley & Sons Inc, Second edition, USA, 1997.
- [8] Anderson, Harry R.; "A Ray-Tracing Propagation Model for Digital Broadcast Systems in Urban Areas", *IEEE Transactions on Broadcasting*, vol. 39, nº 3, setembro, 1993.

# Estudo de Dispositivos de Filtragem Microondas à Lacunas em Tecnologia Micro-Fita

Ronald Augusto Corsico, Horacio Tertuliano Filho

Centro de Instrumentação Eletrônica – Departamento de Engenharia Elétrica - Universidade Federal do Paraná, Curitiba – PR. – Brasil  
corsico@eletr.ufpr.br, tertulia@eletr.ufpr.br

Pierre Jarry, Eric Kerherve

Laboratoire des Telecommunications IXL – École Nationale Supérieure d'Electronique et Radioélectricté, Bordeaux - França  
jarry@ixl.u-bordeaux.fr, kerherve@ixl.u-bordeaux.fr

**Resumo** — Este trabalho apresenta os resultados de síntese e otimização de dispositivos de filtragem microondas, constituído de descontinuidades do tipo lacunas (*gaps*) utilizando-se tecnologia micro-fita. O método desenvolvido é baseado em um programa computacional Syngap, que permite o cálculo dos elementos de circuito para o modelo discreto do filtro, prevendo também o cálculo das respectivas dimensões físicas das linhas e lacunas do dispositivo.

**Palavras Chave** — Filtragem microondas, linhas micro-fita, descontinuidades do tipo *gaps*.

## I. INTRODUÇÃO

A concepção de filtros microondas à lacunas em tecnologia de linhas micro-fita, encontra utilização primordial quando se deseja à nível de equipamento, confiabilidade, precisão, custo e principalmente tamanho e peso reduzidos. Este tipo de filtro fornece um melhor desempenho do que os filtros convencionais a cavidades ressonantes, e melhores características técnicas otimizadas, tais como: largura de banda, banda passante útil, tempo de propagação de grupo e taxa de onda estacionária.

Através de um programa de síntese e otimização desenvolvido para a concepção deste tipo de filtro, pode-se comprovar os resultados obtidos na teoria, visando a confecção e implementação do mesmo em sistemas embarcados. Mostra-se então neste trabalho, como se sintetiza filtros à lacunas utilizando-se o programa Syngap.

### A. Os filtros à lacunas (*gaps*)

Um tipo simples e comum de filtros de microondas passa-faixa é o filtro à lacunas. Este é constituído de linhas ressonantes de meio comprimento de onda, acopladas por suas extremidades. Sua principal característica é que todas as linhas apresentam mesma impedância característica, e portanto mesma largura  $W$ , conforme mostrado na Fig. 1.

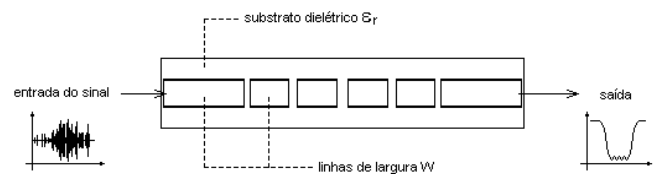


Fig. 1. Esquema básico do filtro à lacunas.

### B. A tecnologia micro-fita

A tecnologia empregada na concepção do filtro foi a micro-fita do tipo *strip* onde o modelo utilizado é apresentado em corte lateral na Fig. 2. A Tabela I indica as características e dimensões físicas da linha.



Fig. 2. Corte lateral de uma linha micro-fita.

TABELA I CARACTERÍSTICAS E DIMENSÕES DO SUBSTRATO	
Largura do substrato	7,65 mm
Altura do substrato	4,00 mm
Espessura do condutor	0,127 mm
Dielétrico empregado	Alumina
Permissividade relativa $\epsilon_r$	9,8

## II. A SÍNTESE DO DISPOSITIVO

A síntese do filtro passa-faixa, foi realizada em duas etapas. Primeiramente executou-se a síntese do protótipo passa-faixa constituído de elementos discretos, e em seguida, a síntese do filtro à lacunas.

Para tal foi elaborado um programa em linguagem C Syngap (Programa de síntese de filtros à lacunas). O Diagrama em blocos da Fig. 3 mostra as etapas de funcionamento do programa.

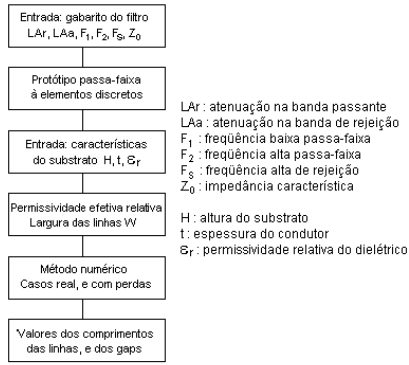


Fig. 3. Sequência básica da síntese

### A. Síntese do protótipo passa-faixa constituído de elementos discretos

Com as frequências e especificações impostas pelo gabarito do filtro, Fig. 4, pôde-se obter o circuito de resposta do tipo Chebyshev do protótipo passa-baixa. Em seguida após a transformação de frequência deduziu-se o circuito passa-faixa.

O grau do filtro, bem como os valores dos elementos, foram determinados pelas equações abaixo [1].

$$\beta = Ln \left( \coth \frac{LAR}{17,37} \right) \quad (1)$$

$$\gamma = sh \left( \frac{\beta}{2n} \right) \quad (2)$$

$$a_k = \sin \left[ \frac{(2k-1)\pi}{2n} \right], \text{ para } k=1 \text{ à } n \quad (3)$$

$$b_k = \gamma^2 + \sin^2 \left( \frac{k\pi}{n} \right), \text{ para } k=1 \text{ à } n \quad (4)$$

$$g_1 = \frac{2a_1}{\gamma} \quad (5)$$

$$g_k = 4 \left( \frac{a_{k-1} a_k}{b_{k-1} g_{k-1}} \right), \text{ para } k=2 \text{ à } n \quad (6)$$

$$g_{n+1} = 1, \text{ para } n \text{ ímpar} \quad (7)$$

$$g_{n+1} = \coth^2 \left( \frac{\beta}{4} \right), \text{ para } n \text{ par} \quad (8)$$

onde

LAr : atenuação na banda passante

LAa : atenuação na banda de rejeição

Para a normalização, utilizou-se  $g_0=1$  e  $w_1'=1$ .

O grau do filtro é determinado pela equação:

$$n = \frac{\cosh^{-1} \left( \sqrt{\frac{10^{LAa/10} - 1}{10^{LAR/10} - 1}} \right)}{\cosh^{-1}(\omega_a')} \quad (9)$$

onde  $\omega_a' = (f_s/f_0 - f_0/f_s)/\Delta$

A transformação de frequências para a determinação do protótipo passa-faixa utiliza as seguintes equações [2]:

$$L'_i = \frac{\Delta R_0}{\omega_0 g_i} \quad (10)$$

$$C'_i = \frac{g_i}{\Delta R_0 \omega_0}, \text{ para } i \text{ ímpar} \quad (11)$$

$$L'_i = \frac{R_0 g_i}{\Delta \omega_0} \quad (12)$$

$$C'_i = \frac{\Delta}{R_0 \omega_0 g_i}, \text{ para } i \text{ par} \quad (13)$$

onde:

$$\Delta = \frac{f_2 - f_1}{f_0} \quad (14)$$

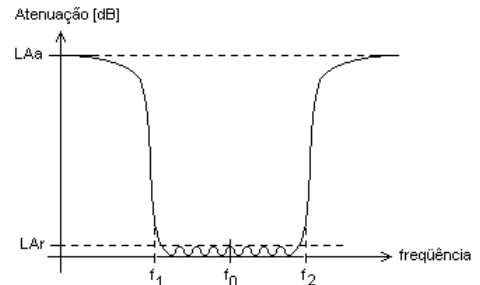


Fig. 4. Gabarito do filtro.

A Fig. 5, mostra as transformações executadas quando da passagem de um protótipo passa-baixa a um protótipo passa-faixa.

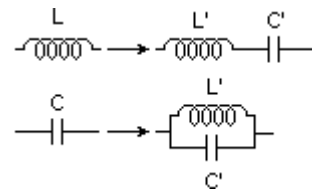


Fig. 5. Transformação passa-baixa à passa-faixa.



O circuito final utilizado é mostrado na Fig. 6.

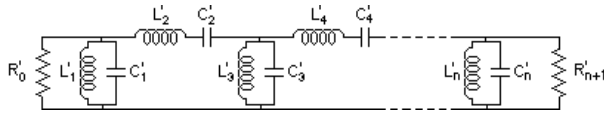


Fig. 6. Circuito passa-faixa final.

### B. A síntese do filtro à lacunas

Os parâmetros físicos do filtro à lacunas foram obtidos calculando-se a largura das linhas bem como a permissividade efetiva relativa do meio de propagação. As relações que permitem os cálculos destes parâmetros são mostrados abaixo [3].

- para  $Z_0 > (44-2\epsilon_r)$

$$\frac{w}{h} = \frac{8 \exp(A)}{\exp(2A) - 2} \quad (15)$$

com

$$A = \frac{Z_0}{60} \left( \frac{\epsilon_r + 1}{2} \right)^{1/2} + \left( \frac{\epsilon_r - 1}{\epsilon_r + 1} \right) \left( 0,23 + \frac{0,11}{\epsilon_r} \right) \quad (16)$$

- para  $Z_0 < (44-2\epsilon_r)$

$$\frac{w}{h} = \frac{2}{\pi} [B - 1 - \text{Ln}(2B - 1) + 0,39 - 0,61] \quad (17)$$

com

$$B = \frac{60\pi^2}{Z_0 \sqrt{\epsilon_r}} \quad (18)$$

- para  $w/h \leq 1$

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left[ \left( 1 + \frac{12h}{w_e} \right)^{-1/2} + 0,04 \left( 1 - \frac{w_e}{h} \right)^2 \right] - C \quad (19)$$

- para  $w/h > 1$

$$\epsilon_{\text{eff}} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} + \frac{\epsilon_r - 1}{2} \left( 1 + \frac{12h}{w_e} \right)^{-1/2} - C \quad (20)$$

com

$$C = \frac{\epsilon_r - 1}{4,6} \left( \frac{t/h}{\sqrt{w_e/h}} \right) \quad (21)$$

- para  $w/h \leq 1/(2\pi)$

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1,25t}{\pi h} \left( 1 + \text{Ln} \left( \frac{4\pi w}{t} \right) \right) \quad (22)$$

- para  $w/h > 1/(2\pi)$

$$\frac{w_e}{h} = \frac{w}{h} + \frac{1,25t}{\pi h} \left( 1 + \text{Ln} \left( \frac{2h}{t} \right) \right) \quad (23)$$

O cálculo das dimensões do filtro (comprimentos das linhas e lacunas), foi feito, valendo-se do esquemático mostrado na Fig. 7, bem como da análise de casos mostrado à seguir.

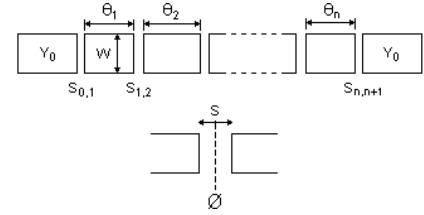


Fig. 7. Comprimentos das linhas e lacunas do filtro.

Primeiramente, considera-se o caso das lacunas sem descontinuidade – (gap perfeito ou sem perdas) [1]:

$$\lambda_g = \frac{\lambda_0}{\sqrt{\epsilon_r}} \quad (24)$$

$$\lambda_0 = \frac{300}{f_c} \quad (25)$$

$$B = \frac{J}{1 - J^2} \quad (26)$$

$$\phi = -\arctan(2B) \quad (27)$$

$$\theta_i = \pi + \frac{1}{2} (\phi_{i-1,i} + \phi_{i,i+1}) \quad (28)$$

$$l_i = \frac{\lambda_g}{2\pi} \theta_i \quad (29)$$

Em seguida considera-se o caso da lacuna (gap) com descontinuidade – (com perdas):

$$B_a = -\frac{2D}{\lambda_g} \text{Ln} \left( \cosh \left( \frac{\pi s}{2D} \right) \right) \quad (30)$$

$$B_b = -\frac{D}{\lambda_g} \text{Ln} \left( \coth \left( \frac{\pi s}{2D} \right) \right) \quad (31)$$

$$\phi = -\arctan(B_a) - \arctan(2B_b + B_a) \quad (32)$$

$$l = \tan \left( \frac{\phi}{2} + \arctan(B_a) \right) - J \quad (33)$$

$$\theta_i = \pi + \frac{1}{2} (\phi_{i-1,i} + \phi_{i,i+1}) \quad (34)$$

$$l_i = \frac{\lambda_g}{2\pi} \theta_i \quad (35)$$

Os valores de comprimento das linhas e das lacunas foram calculados utilizando-se o método numérico de Newton.

### III. RESULTADOS OBTIDOS

O gabarito do filtro imposto é mostrado na Tabela II e pela Fig. 8.

TABELA II GABARITO DO FILTRO IMPOSTO	
Frequência central	2,8 GHz
Relação de banda	10 %
Freq. baixa de rejeição à -40 dB	2,26 GHz
Freq. alta de rejeição à -40 dB	3,36 GHz
Ondulação na banda	± 0,1 dB
Return loss	-20 dB

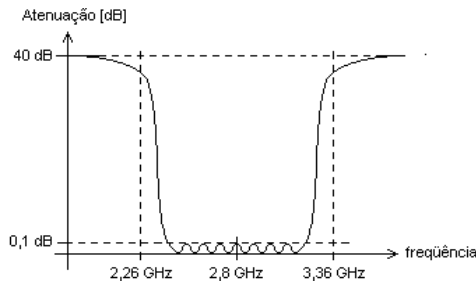


Fig. 8. Gabarito do filtro imposto.

#### A. Protótipo constituído de elementos discretos

Após a utilização do programa Syngap, obteve-se os seguintes resultados:

- ⇒ Grau do filtro  $n = 4$
- ⇒ Frequência baixa passa-faixa  $F1 = 2,66$  GHz
- ⇒ Frequência alta passa-faixa  $F2 = 2,94$  GHz

O circuito obtido é representado na Fig. 9.

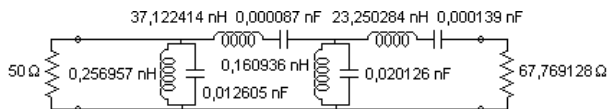


Fig. 9. Protótipo passa-faixa à elementos discretos.

A simulação do circuito da Fig. 9 foi efetuada utilizando-se o software HP-MDS, onde os resultados obtido são apresentados na Fig. 10.

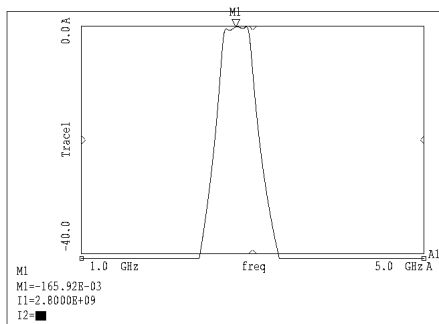


Fig. 10. Resultado da simulação do filtro à elementos discretos

#### B. O filtro à lacunas

Utilizando-se a tecnologia micro-fita do tipo *strip*, com as especificações dadas na Tabela I, obteve-se os seguintes resultados:

- ⇒ Permissividade Relativa Efetiva  $\epsilon_{\text{eff}} = 20,919920$
- ⇒ Largura das linhas  $W = 3,900738$  mm

E com os valores de comprimentos das linhas e dos lacunas calculados, obteve-se o filtro da Fig. 11.

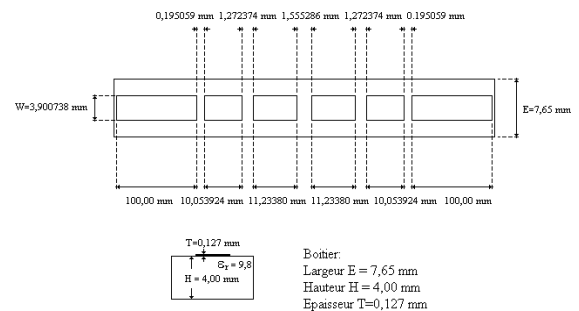


Fig. 11. Filtro à lacunas.

Após simulação os resultados obtidos são mostrados na Fig. 12.

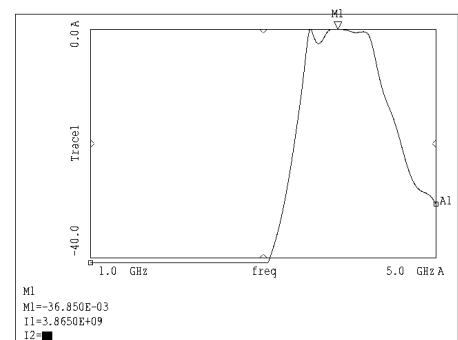


Fig.12. Resposta do filtro à lacunas simulado.

Verificou-se um deslocamento na resposta obtida do filtro à lacunas de aproximadamente 1 GHz. Este deslocamento na realidade, ocorre devido ao calculo iterativo da aproximação no processo de síntese das lacunas, onde se utilizou o Método de Newton, que neste caso forneceu um erro pouco maior do que 2%.

### C. Otimização

Devido ao deslocamento da frequência central, houve a necessidade de ajuste nos comprimentos das linhas e lacunas. Um processo de otimização foi utilizado afim de aproximar à resposta desejada.

Devido a sua simplicidade, optou-se pelo Método de otimização do Simplex [7], que além de fácil implementação, é um método de primeira ordem, ou seja, ele não utiliza o calculo de gradiente para a determinação da função objetivo.

A função objetivo neste caso foi criada visando obter um tamanho ótimo no comprimento das linhas, bem como, uma redução no comprimento das lacunas. A combinação destes dois parâmetros possibilitou o ajuste na resposta do filtro e a obtenção da resposta desejada.

O novo filtro possui então a configuração mostrada na Fig. 13.

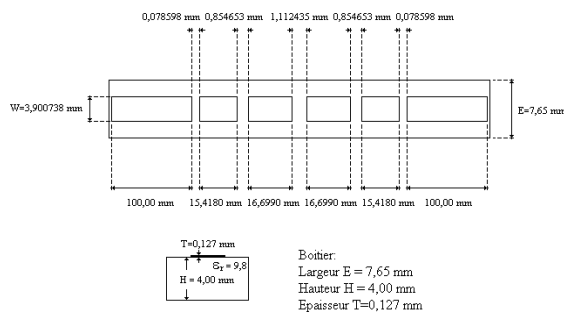


Fig. 13. Configuração do filtro otimizado.

A resposta do novo filtro é mostrada na Fig. 14.

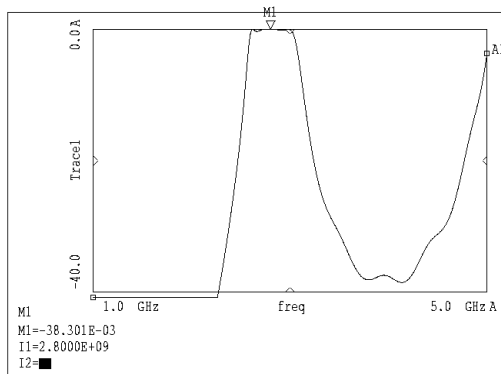


Fig. 14. Resposta do filtro à lacunas otimizado.

Observa-se nesta resposta, que a deslocamento de 1 GHz desaparece com o ajuste dos parâmetros da linha, e a frequência central, volta a girar em torno de 2,8 GHz, como especificado pelo gabarito do filtro em questão.

### IV. CONCLUSÕES

A correção do erro de 1 GHz pelo método de otimização do Simplex, necessitou de uma alteração nos comprimentos das linhas e das lacunas. A nova resposta encontrada possui aproximadamente uma frequência central em torno de 2,8 GHz, que foi o valor imposto pelo gabarito.

Vale ressaltar, que o método usado para a síntese do modelo à elementos discretos além de ser simples, forneceu bons resultados. O principal problema encontrado foi na síntese do filtro à lacunas, cujo método utilizado forneceu uma resposta deslocada em altas frequências, devido a utilização de um método numérico.

A síntese do filtro foi feita utilizando-se o programa Syngap.c. Já a simulação do filtro foi feita em cima de uma estação de trabalho do tipo SUN, plataforma UNIX - HP-MDS (Microwave Design System).

Espera-se que este trabalho, devido à sua simplicidade e bons resultados obtidos, contribua na concepção de filtros em hiper-frequências, utilizando-se lacunas e tecnologia de linhas de transmissão do tipo microfitas.

### REFERÊNCIAS

- [1] D. Lo Hine Tong, "Etude et Realisations de Filtres Microondes a Gaps", LEST, Université de Bretagne Occidentale, Septembre 1986.
- [2] G. Lardin, "Realisation d'un Filtre Passe-bande a Lignes Couplees en Technologie Microstrip", ENSERB, Université de Bordeaux I, 1996.
- [3] E. Kerherve, "Conception et Realisation d'Amplificateurs Microondes Faible Bruit a Elements Distribues par la Methode Simplifiee des Frequences Reeles", Thèse présentée à L'Université de Bordeaux I, le 24 Septembre 1994.
- [4] Robert E. Collin, "Engenharia de microondas", ed. Guanabara Dois, Rio de Janeiro, 1979.
- [5] K. C. Gupta, Ramesh Garg, Rakesh Chadha, "Computer-Aided Design of Microwave Circuits", Artech House Inc., Dedham, Massachusetts, 1981.
- [6] Arthur B. Williams, Fred J. Taylor, "Electronic Filter Design Handbook", Mc Graw Hill, 1988.
- [7] Horacio Tertuliano Filho, "O Método Simplex: Suas Aplicações e Viabilidades em Sistemas de Telecomunicações", Tese de Mestrado, UnB, Brasília, 1991.

# Projeto de um Conversor de Frequências Resistivo em Tecnologia MMIC

Cláudia C. A. Aparício, Denise Consonni

Laboratório de Microeletrônica, LME, Departamento de Engenharia Eletrônica,  
Escola Politécnica, Universidade de São Paulo

**Resumo** - Apresenta-se o projeto de um conversor de frequências a MESFET, integrado em tecnologia MMIC de GaAs, na configuração “single-ended” resistivo. Este circuito contém além do estágio de conversão, estágios de amplificação e de filtragem, podendo operar como “up” ou “down-converter”. Para o projeto e o “layout” do circuito, foi utilizado o software Libra da HP-EESOF [3]. O projeto foi realizado para a frequência de 2,47GHz, na faixa de ISM, com o oscilador local em 2,6GHz.

**Palavras Chave** - Conversor de Frequências, GaAs MMIC, “Up-converter”, “Down-converter”.

## I. INTRODUÇÃO

Os circuitos integrados monolíticos em Arseneto de Gálio têm sido amplamente utilizados em transceptores de microondas para sistemas de comunicações pessoais (PCS), por apresentarem características como pequenas dimensões, alta eficiência, confiabilidade e baixo consumo de potência DC. Os blocos conversores contém normalmente, não só o misturador, mas também pré e pós-amplificadores, cujo componente básico é o transistor a efeito de campo metal-semicondutor (MESFET), além dos estágios de filtragem.

Neste trabalho, foi realizado o projeto de um conversor de frequências para aplicação em sistemas PCS, na faixa ISM de 2,4GHz, composto do estágio misturador e de estágios amplificadores. Foi projetado um misturador resistivo utilizando MESFET, baseado num circuito da Siemens [1], composto do conversor e de estágios de amplificação, e em outro circuito proposto por S. Mass [2], que contém o misturador e estágios de filtragem. Este misturador não é polarizado no dreno (“cold FET”), então o canal do transistor é usado como um resistor variável com o tempo, controlado pela tensão aplicada na porta, onde é inserido o sinal do oscilador local (OL).

Este tipo de misturador é um dispositivo passivo, isto é, não apresenta ganho de conversão, mas devido à resistência do canal ser pouco não linear, o misturador resistivo apresenta baixos níveis de intermodulação e, portanto, alta linearidade. Utilizam-se estágios de filtragem externos ao “chip”, para melhorar a isolação entre as portas. O circuito conversor foi enviado para fabricação na “foundry” GEC-Marconi, RU (processo F20) [4], em esquema multi-usuário (Europractice [5]).

Cláudia C.A.Aparicio, caparic@lme.usp.br;  
D.Consonni, dconsoni@lme.usp.br

Este trabalho só foi possível graças à bolsa de Mestrado fornecida pela CAPES, e ao auxílio à pesquisa concedido pela FAPESP (Processo nº 94/2226-3).

## II. PROJETO DO CIRCUITO

O misturador projetado é do tipo resistivo, onde o sinal de OL é aplicado na porta do MESFET, e o sinal de entrada é inserido no dreno. O sinal de saída é extraído também do dreno do transistor. O circuito projetado é composto pelo estágio de conversão e por estágios de amplificação de entrada e saída. São empregados filtros externos ao chip, para melhorar a isolação entre as portas, e permitir a utilização de um único MMIC para as operações como “up” e “down-converter”.

Para realizar o projeto, foi utilizado o software da HP-Eesof, Libra série IV, versão 5.0 [3]. Os blocos que compõem o circuito foram simulados e otimizados separadamente, para posterior interconexão e otimização do circuito completo.

Inicialmente foi simulado um misturador com filtros ideais e sem estágios de amplificação, no qual se variou a polarização do MESFET e onde se verificou o compromisso existente entre o nível de potência do oscilador local, e a tensão de polarização aplicada ao dreno do transistor. Com estas simulações observou-se que o nível de potência de OL seria de 0dBm para uma tensão de polarização de -1V. As frequências foram fixadas em 2,6GHz para o oscilador local, 2,47GHz para RF e 130MHz para FI.

Foram projetados amplificadores de entrada e saída com o objetivo de compensar a perda de conversão do misturador resistivo. O amplificador de entrada foi projetado utilizando-se um MESFET na configuração de fonte comum, com esquema de auto-polarização. O amplificador de saída é composto de dois estágios, um empregando um MESFET em configuração de porta comum, para adaptação de impedâncias, e o outro em configuração fonte comum, para amplificação do sinal de saída. Todos os MESFETs utilizados têm dimensão de porta  $(0,5 \times 300) \mu\text{m}^2$  (corrente de saturação=45mA, tensão de “pinch-off”=1,8V). Os amplificadores foram otimizados para se obter o melhor ganho em banda larga (incluindo as frequências de FI e de RF) separadamente e em conjunto com o circuito conversor [6].

O esquema do conversor está apresentado na Fig. 1. Neste diagrama estão indicados os estágios de amplificação e os filtros externos. Este circuito foi otimizado para obtenção de máximo ganho como “up-converter”, pois foi neste modo de operação que o circuito

apresentou menor ganho inicialmente. Os valores encontrados para os componentes foram então utilizados nas simulações do “down-converter”. Após estas simulações foi feito o “lay-out” do circuito a ser enviado para “foundry” externa, segundo as regras determinadas pela própria “foundry” [4]. O circuito foi novamente otimizado como “up-converter” variando-se a geometria dos elementos, e os valores encontrados foram utilizados no “down-converter”. Na Tabela I apresentam-se os resultados de ganho de conversão das simulações onde se verifica que, em condições ideais onde não são considerados os elementos parasitas, os circuitos apresentam alto ganho de conversão. Após a inserção dos elementos parasitas do “lay-out”, verifica-se que o ganho caiu de aproximadamente 16dB no circuito “up-converter”, e de 9dB no circuito “down-converter”. Estes resultados demonstram a importância em se considerar os elementos parasitas do MMIC no projeto do circuito. Na Fig. 2 apresenta-se a fotografia do MMIC do circuito conversor.

### III. CARACTERIZAÇÃO DO CIRCUITO

Foram projetadas duas placas para a montagem dos circuitos: uma para o “up-converter” e outra para o “down-converter” utilizando o software PADS [7], contendo as linhas de acesso para os sinais de entrada, saída e OL, os filtros de RF e FI, e os circuitos de polarização. Os elementos desta placa foram otimizados, considerando os efeitos parasitas, para a obtenção do máximo ganho para cada um dos circuitos. Os resultados após estas otimizações são apresentados na Tabela II. O filtro de FI foi retirado das placas de medidas, pois o valor da perda de inserção especificado pelo fabricante (5dB) só poderia ser alcançado utilizando-se um circuito de casamento específico, que não foi considerado no projeto das placas. Este filtro foi substituído por elementos adequados para garantir a isolamento entre as portas dos misturadores. A retirada deste filtro prejudicou os resultados obtidos para a isolamento entre as portas do misturador, e provocou o aparecimento de espúrios na saída do circuito.

Ganho de Conversão (dB)	“Up-Converter”	“Down-Converter”
Sem parasitas	17,0	21,8
Com parasitas	1,3	13,1

Tabela I. Resultados de Simulação.  $V_{dd}=3V$ ;  $V_g=-1V$ ;  $f_{OL}=2,6GHz$ ;  $P_{OL}=0dBm$ ;  $f_{RF}=2,47GHz$ ;  $f_{FI}=130MHz$ ;  $P_{IN}=-40dBm$

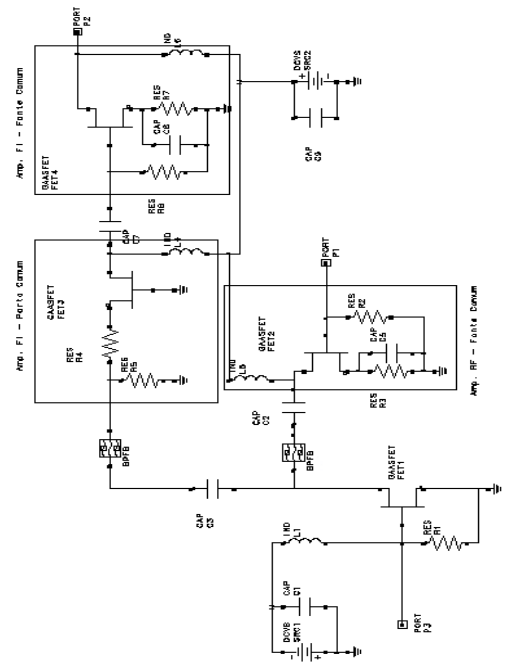


Fig. 1. Circuito Conversor

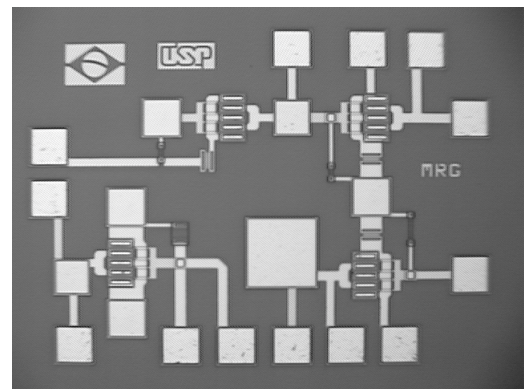


Fig. 2. Fotografia do MMIC do Circuito Conversor  
Dimensões: 1.375,5 x 1.013,0  $\mu m^2$

Os conversores projetados foram caracterizados em termos de ganho de conversão, isolações entre as portas, ponto de compressão e ponto de intersecção de 3ª ordem. Alguns resultados são apresentados na Tabela II. Na Fig. 3 tem-se o gráfico do ganho de conversão em função da frequência de entrada do circuito “up-converter”, onde se verifica que o ganho máximo (-7,0dB) foi obtido para  $f_{IN}=170MHz$ , devido à característica do filtro de RF de saída. Na Fig. 4 tem-se o gráfico do ganho de conversão para o circuito “down-converter”, onde se verifica que o ganho máximo (5dB) ocorre para a frequência de entrada de 2,35GHz.

	"Up-Converter"		"Down-Converter"	
	Simulações	Medidas	Simulações	Medidas
Ganho de Conversão (dB)	-7,61	-8,5	2,16	-6,8
P1dB (dBm) (entrada)	-21,0	-22,4	-6,2	-6,8
IP3 (dBm) (entrada)	-10,0	-8,0	17,5	6,7

Tabela II. Resultados Simulados e Medidos para os Circuitos Projetados. "Up-Converter":  $V_{dd}=3V$ ;  $V_g=-1V$ ;  $P_{OL}=0dBm$ ;  $P_{IN}=-15dBm$ . "Down-Converter":  $V_{dd}=3V$ ;  $V_g=-1,47V$ ;  $P_{OL}=0dBm$ ;  $P_{IN}=-20dBm$ .

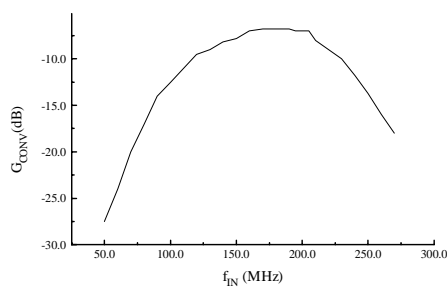


Fig. 3. Ganho de Conversão em função da frequência de Entrada para o misturador "Up-Converter"

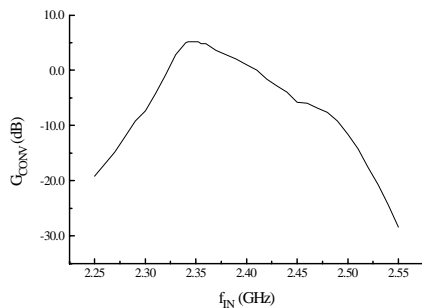


Fig. 4. Ganho de Conversão em função da frequência de Entrada para o misturador "Down-Converter"

#### IV. CONCLUSÕES

Foi projetado um circuito conversor para fabricação em tecnologia de circuitos integrados monolíticos de microondas (MMIC), para a faixa ISM de frequências. O "chip" pode ser utilizado na montagem de um "up-converter", ou um "down-converter", trocando-se apenas a posição dos filtros externos. As frequências utilizadas foram:  $f_{OL}=2,6GHz$ ,  $f_{RF}=2,47GHz$  e  $f_{FI}=130MHz$ . A configuração deste conversor foi baseada em um

misturador resistivo "single-ended" a MESFET, associado a estágios amplificadores de entrada e saída.

Os conversores "up" e "down-converter" foram caracterizados em termos de ganho de conversão, isolações entre as portas, ponto de compressão e ponto de intersecção de 3ª ordem. Os resultados obtidos demonstram que o circuito desenvolvido pode ser aplicado em transceptores de microondas para sistemas de comunicações pessoais.

#### REFERÊNCIAS

- [1] PETTENPAUL, E. GaAs Devices for Mobile Communications Systems. *Alta Frequenza - Rivista de Elettronica*, Vol. 5, nº 2, 1993, pp. 94-96
- [2] MASS, S. A. A GaAs MESFET Mixer With Very Low Intermodulation. *IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques*, Vol. MTT-35, nº 4, April 1987, pp. 425-429
- [3] Software Libra, HP-EESOF, 5601 Lindero Canyon Rd., Westlake Village, California 91362-4020, USA
- [4] GEC Marconi Design Manual, GaAs IC Foundry Design Manual, Process F20/F14, TH/HT/00001/000 Issue ½
- [5] Europractice Multi-Project Wafer Service, IMEC, Kapeldreef 75, B-3001 Leuven, Bélgica
- [6] Aparício, C. C. A., *Projeto de Conversores Resistivos de Frequência na Faixa de Microondas*, Dissertação de Mestrado, EPUSP, 1998
- [7] Software PADS, 165 Forest Street, Malboro, MA 01752, USA

# CARACTERIZAÇÃO DE UM RESSOADOR ABERTO EM 35 GHz

Pedro J. Castro, Joaquim J. Barroso, Rafael A. Corrêa

Laboratório Associado de Plasma  
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE  
12201-970 São José dos Campos, SP

**Resumo** - Trata-se de um estudo experimental das características eletrodinâmicas de um ressoador aberto que foi construído por processos de eletroformação de cobre. Experimentos foram conduzidos para medir as frequências de ressonância e os respectivos fatores Q carregados para modos TE situados na faixa de 26 a 40 GHz. Em particular, uma técnica perturbacional foi usada para determinar os perfis axial e radial de campo elétrico como um método de identificação do modo TE<sub>021</sub> operando em torno de 35 GHz. Em todos os eventos experimentais, foi obtida uma boa concordância com os valores previstos teoricamente.

**Palavras-chaves:** ressoador aberto, girotron, perfil de campo elétrico, ondas milimétricas

## 1. INTRODUÇÃO

Ressoadores abertos têm encontrado uma de suas mais importantes aplicações em girotrons de alta potência e alta frequência. O girotron ou maser de ressonância ciclôtrônica é um gerador de microondas que emite radiação coerente na frequência ciclôtrônica dos elétrons ou em uma de suas harmônicas. Um girotron de 32 GHz foi construído no Laboratório Associado de Plasma do INPE [1], para ser usado em experimentos de pré-ionização de plasmas confinados magneticamente.

Este trabalho descreve os testes utilizados e os resultados obtidos para caracterizar um ressoador aberto de girotron em frequências de ondas milimétricas. Além de focalizar e destacar o modo TE<sub>021</sub> entre outros modos fundamentais TE situados na faixa de 26 a 40 GHz e entre outros modos de ordem axial mais alta da mesma família, foram determinados os perfis axial e radial como uma forma para melhor identificá-lo entre aqueles outros. As frequências de ressonância foram detectadas pela técnica de transmissão e os seus respectivos fatores Q carregados foram determinados pela medida das frequências da faixa de passagem em -3 dB; os perfis de campo elétrico das ondas estacionárias foram determinados pela técnica perturbacional, que consiste em mover uma esfera dielétrica ao longo da cavidade, axial e radialmente, e verificando o desvio da frequência de ressonância resultante.

O ressoador foi confeccionado em nosso laboratório por processo de eletroformação a partir de banhos ácidos de

sulfato de cobre, com excelente acabamento superficial.

## 2. RESSOADORES DE GIROTRON

Na maioria dos girotrons, como ressoador aberto é usado um conjunto de guias de onda super-dimensionados, na forma de cones truncados, fracamente irregulares, em que o ressoador opera próximo ao corte [2]. Neste sentido, o ressoador investigado neste trabalho tem uma seção cilíndrica reta, unida a duas transições lineares, como representado na Fig. 1. A transição inferior assegura o corte do modo de operação e a transição superior acopla o campo quase-estacionário, estabelecido na seção cilíndrica reta, à onda caminhante de saída. Em tal configuração, a interação do feixe de elétrons com os campos magnéticos de RF é muito fraca e pode ser desprezada. Assim, no presente estudo serão considerados somente os modos TE<sub>mnpq</sub>.

Desta forma, numa aproximação para modo único, a distribuição longitudinal do campo elétrico para o modo TE<sub>mp</sub> satisfaz a equação de onda [2]:

$$d^2V(z)/dz^2 + k_{||}^2(z) V(z) = 0 \quad (1)$$

submetida às condições apropriadas de radiação nas extremidades da cavidade:

$$(dV/dz \pm ik_{||}V) \Big|_{z_{in}, z_{out}} = 0 \quad (2)$$

onde  $k_{||,mp} = (\omega/c^2 - k_{\perp,mp}^2)^{1/2}$  é o número de onda longitudinal e  $k_{\perp,mp}$  é o número de onda transversal, com  $m$  e  $p$  denotando os índices azimutal e radial, respectivamente. As autofrequências complexas são representadas por  $\omega = \omega_R + i\omega_I = \omega_R (1 + i2/Q_D)$ , onde  $Q_D$  é o fator Q de difração de um modo considerado. Em girotrons de alta potência, os valores típicos de  $Q_D$  estão no intervalo 200-1500. Estes valores de  $Q_D$  são escolhidos para maximizar a potência de saída  $P_s = P_\omega(1 + Q_D/Q_\Omega)$ , e para minimizar o carregamento  $P_\Omega = (Q_D/Q_\Omega)P_s$  nas paredes da cavidade, onde  $P_\omega$  é a potência transferida do feixe de elétrons aos campos de RF e  $Q_\Omega$  é o fator Q ôhmico  $Q_\Omega = (1 + m^2/\chi_{mp}^2) \overline{R}_W / \delta$ , onde  $\overline{R}_W$  e  $\delta$  denotam o raio médio da cavidade e a profundidade pelicular.

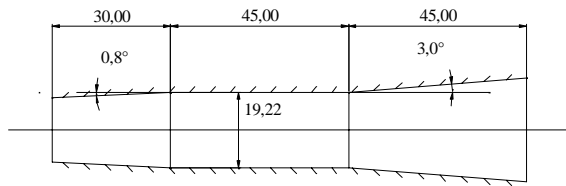


Fig. 1. Vista em corte do ressoador aberto (dimensões em mm)

### 3. DESCRIÇÃO DOS EXPERIMENTOS

A Fig. 2 ilustra a montagem experimental para as medidas de frequências de ressonância e seus fatores de qualidade. A excitação dos modos TE foi realizada por meio de uma sonda elétrica introduzida através de um furo de 1 mm de diâmetro localizado no centro da seção uniforme do ressoador. Para a detecção dos modos, foi utilizada uma antena do tipo corneta piramidal posicionada de tal modo a maximizar o sinal detectado que é emitido pelo ressoador. O fator Q medido é o Q total ou carregado como determinado diretamente das medidas das frequências nos pontos de meia potência no espectro do modo detectado. O Q total ou carregado ( $Q_T$ ) está relacionado com o Q de difração e o Q ôhmico por  $Q_T = (1/Q_D + 1/Q_\Omega)^{-1}$ .

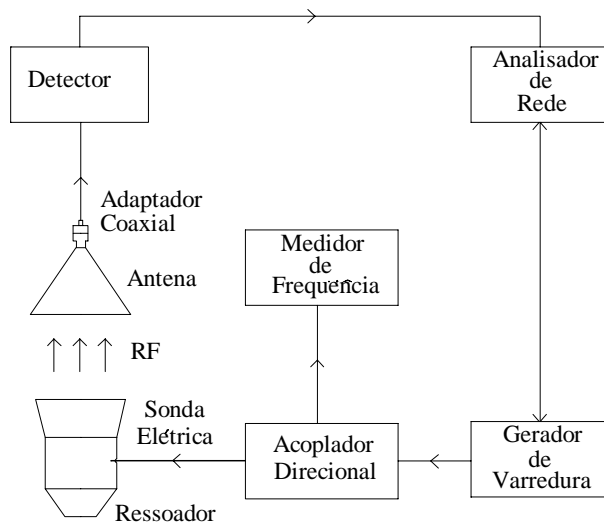


Fig. 2. Esquema da montagem experimental para medida de frequência de ressonância e fator Q carregado

A configuração de campo elétrico ao longo do eixo da cavidade, nas condições de ondas estacionárias, foi determinada com o emprego de uma técnica de perturbação. De acordo com esta técnica, uma pequena mudança nas dimensões do ressoador pode afetar a frequência de ressonância. Assim, o deslocamento de um objeto dielétrico ao longo do eixo do ressoador produz um desvio na

frequência de ressonância e este desvio em relação à frequência de ressonância não-perturbada fornece a medida da intensidade de campo elétrico na correspondente posição axial, conforme o teorema de Slater-Tisher [3], [4]. O desvio de frequência ( $\Delta f$ ) em um dado ponto é a diferença entre esta frequência ( $f$ ) e a frequência de ressonância não-perturbada ( $f_0$ ), esta última medida sem o elemento perturbador. No caso de uma pequena esfera de raio  $a$  e constante dielétrica  $\epsilon$  introduzida na cavidade na posição axial  $z$ , é produzido um desvio da frequência de ressonância  $\Delta f$ , expresso por:  $\Delta f/f_0 = -2\pi a^3 \epsilon_0 (\epsilon - 1) / \{(\epsilon + 2) \Delta W_E\} E^2(z)$ , onde  $\Delta W_E$  é a variação da energia elétrica na cavidade causada pela esfera e  $\epsilon_0$ , a permissividade no espaço livre.

No nosso experimento, foi usada uma esfera de plástico com diâmetro aproximado de 1 mm, suspensa por um fio fino de nylon ao longo do eixo do ressoador, como mostrado na Fig. 3. O movimento do fio de nylon e consequentemente da esfera é regulado por quatro roldanas e uma mola para tensionar o fio. Neste caso, para detecção do sinal proveniente do ressoador, foi utilizada uma antena do tipo sonda elétrica ao invés de uma corneta, pela maior facilidade de manuseio e posicionamento na montagem experimental.

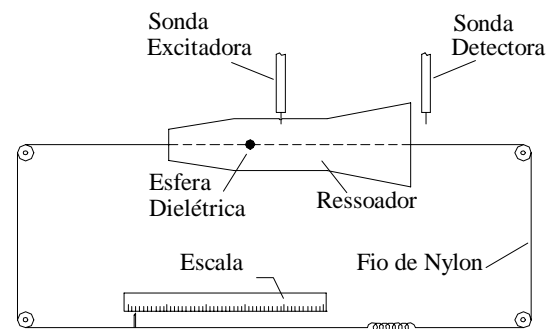


Fig. 3. Montagem experimental para determinação do perfil axial de campo elétrico

A mesma técnica foi empregada para a medir a configuração do campo elétrico radial, conforme mostra a Fig. 4. Desta vez, o fio de nylon atravessa diametralmente os furos na parede da seção cilíndrica do ressoador e a sonda excitadora é posicionada nas imediações da seção de corte na transição inferior do ressoador.

### 4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Na Tabela 1 é apresentada uma comparação entre os valores calculados e medidos das frequências de ressonância e seus respectivos fatores Q totais ( $Q_T$ ) para os modos TE compreendidos na faixa de ondas milimétricas de 25,6 a 40,0 GHz. É observada uma boa concordância entre a teoria e os experimentos. O  $Q_\Omega$  foi calculado considerando o valor de  $4,3 \times 10^7$  S/m para o cobre eletroformado [5]. Os valores previstos para a frequência de ressonância e para o  $Q_D$  foram



obtidos pela solução numérica de (1), condicionada pelas condições de radiação (2). Como o valor de  $Q_D$  é muito menor que  $Q_\Omega$  ( $Q_\Omega > 8000$ ), o  $Q_T$  é dominado pelas perdas de difração. Pode ser notado que os valores medidos das frequências de ressonância são menores e os dos  $Q$  carregados, mais elevados, em relação aos valores calculados. Como o ressonador foi construído a partir de uma matriz em alumínio na qual o cobre foi eletrodepositado, as dimensões da cavidade podem ter sido levemente aumentadas e o ângulo da transição de saída pode ter se tornado mais fechado, fazendo com que se obtivesse experimentalmente valores menores para as frequências e maiores para os  $Q_T$ . De qualquer forma, nesse sentido, verifica-se uma consistência em todos esses resultados, dentro dos limites dos erros experimentais.

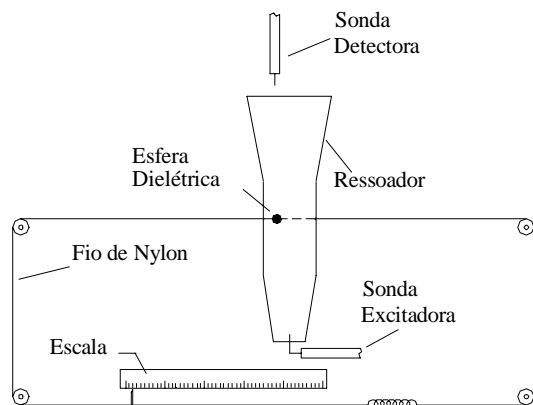


Fig. 4. Montagem experimental para determinação do perfil radial de campo elétrico

Se destacarmos como modo de interesse – o  $TE_{021}$ , o seu competidor mais próximo,  $TE_{221}$ , está mais de 4% de separação em frequência, o que o situa como um modo relativamente livre de modos competidores.

Tabela 1. Valores medidos e calculados das frequências de ressonância e seus respectivos fatores  $Q$  para os modos TE

Modo $TE_{mpq}$	calculado		medido		calculado			medido	
	f [GHz]	$f \pm 1,6 \times 10^{-3}$ [GHz]	$Q_D$	$Q_\Omega$	$Q_T$	$Q_T$	$Q_T$	$Q_T$	
1,2,1	26,5690	26,4827	539	18521	524	528±05			
5,1,1	31,9424	31,5652	774	8259	708	718±10			
2,2,1	33,3823	33,2991	860	19604	824	837±15			
0,2,1	34,9161	34,8458	945	22006	906	968±25			
0,2,2	35,1609	35,0729	252	22006	249	267±10			
0,2,3	35,5391	35,4590	133	22006	132	159±10			
6,1,1	37,3240	37,2617	1071	8196	947	970±10			
3,2,1	39,8726	39,7870	1240	20222	1168	1206±20			

Com o objetivo de melhor caracterizar o modo  $TE_{021}$ , foram determinados os seus perfis de campo elétrico axial e radial, nas condições de ondas estacionárias, por um método perturbacional. Para tal, uma esfera de plástico foi testada, de modo que a perturbação em frequência não afetasse o  $Q$  carregado. As medidas foram realizadas movendo a esfera ao longo do ressonador, axial e radialmente, e detectando o desvio em frequência associado.

Na Fig. 5, uma série de pontos experimentais são comparados com a teoria nos pontos indicados. Embora se obtivesse uma concordância bastante razoável, uma certa discrepância pode ser observada, possivelmente devido aos seguintes fatores:

- 1) desalinhamento do fio de nylon em relação ao eixo do ressonador;
- 2) presença do furo de acoplamento e sondas como elementos perturbadores indesejáveis, além do próprio fio de nylon;
- 3) presença da esfera ao longo do ressonador. Tal fato acarreta reflexões indesejáveis de modo a estreitar a estrutura de campo elétrico, principalmente no limiar da transição superior do ressonador, onde já não é válido o modelo de ondas estacionárias;
- 4) objeto dielétrico não perfeitamente esférico.

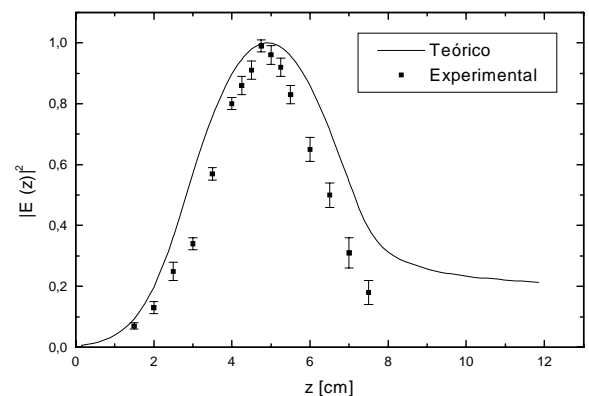


Fig. 5. Perfil axial de campo elétrico para o modo  $TE_{021}$

Na Fig. 6, uma série de pontos experimentais são comparados com perfil radial de campo elétrico  $|E(r)|^2 \propto |J_1(\chi_{02} r/R_w)|^2$ , onde  $R_w$  é o raio da cavidade e  $\chi_{02}$  indica a segunda raiz da função de Bessel  $J_1(\chi)$ . Desta vez, a concordância entre teoria e experimentos foi muito grande, visto que, neste caso se trata de ondas estacionárias puras, e as implicações do experimento anterior não se fizeram sentir, pois a esfera permaneceu sempre na mesma coordenada axial, e o seu deslocamento foi somente radial.

Em ambos os casos, os valores medidos asseguram que o campo elétrico tem as correspondentes variações com relação às coordenadas axial e radial, assim confirmando o

índice axial  $q = 1$  e o índice radial  $p = 2$  para o modo  $TE_{021}$  em questão.

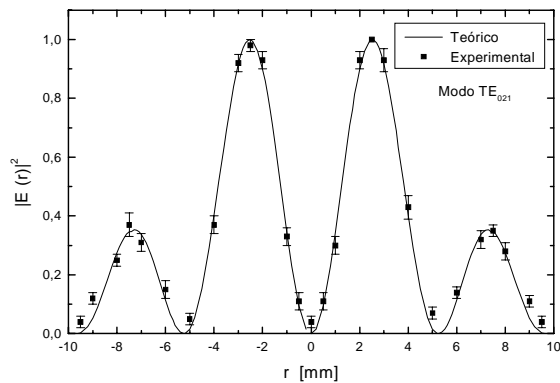


Fig. 6. Perfil radial de campo elétrico para o modo  $TE_{021}$

## 5. CONCLUSÃO

Um ressonador aberto para a faixa de ondas milimétricas foi confeccionado por eletroformação e estudado experimentalmente, com o objetivo de ser utilizado no giroton de 35 GHz construído no Laboratório Associado de Plasma do INPE. Medidas de frequências de ressonância e seus associados fatores  $Q$  carregados foram efetuadas para diferentes modos TE situados na faixa Ka (26,5 – 40,0 GHz) das ondas milimétricas; e em particular, foram determinadas as configurações axial e radial de campo elétrico nas condições de ondas estacionárias para o modo  $TE_{021}$ , como

uma forma para sua concreta identificação. Em todas as características foi observado uma boa concordância entre teoria e experimentos, assim confirmando o desempenho esperado do ressonador. O protótipo ora estudado confirmou ser adequado como ressonador aberto para aplicações em girotrons de alta frequência e alta potência.

## AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem a Heitor Patire Jr., engenheiro do Laboratório Associado de Plasma do INPE, pelo auxílio na confecção dos desenhos.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] J. J. Barroso, P. J. Castro, A. A. Pimenta, V. A. Spassov, R. A. Correa, T. Idehara, and I. Ogawa. "A high-power 32 GHz pulsed gyrotron", in *Proc. 1997 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference*, Natal, RN, 1997, pp. 611-616.
- [2] S. N. Vlasov, G. M. Zhislin, I. M. Orlova, M. I. Petelin, and G. G. Rogacheva. "Irregular waveguides as open resonators". *Radiophysics and Quantum Electronics*, vol. 12, no. 8, pp. 972-978, 1969.
- [3] F. Tisher. *Técnicas de medidas em frequências ultra-altas* (em russo), Izd. Fiz.-Mat. Literatry, Moscou, Rússia, 1963, pp. 333-347.
- [4] E. L. Ginzton. *Microwave Measurements*, McGraw Hill, New York, 1957.
- [5] L. W. Hinderks, and A. Maione. "Copper conductivity at millimeter wave frequencies", *The Bell System Technical Journal*, vol. 59, no. 1, pp 43-65, 1980.

# **Aplicações Diversas I**

Coordenadora: Brígida R. P. da Rocha (UFPA)

---

## **Definição dos Parâmetros Fundamentais para Pré-ionização no ETE**

*D. C. Giraldez*

---

## **Utilização de Microondas no Processamento Industrial de Bentonita**

*Alfrêdo Gomes Neto / Joabson Nogueira de Carvalho / José Augusto Costa da  
Fonseca / Kécio Patrick D. Ferreira / Marcos Eduardo do Prado V. Zurita*

---

## **Medidas de Desempenho de Magnetron de Imã Fixo Regrigerados à Água**

*Joabson Nogueira de Carvalho / Alfrêdo Gomes Neto / Kécio P. D. Ferreira /  
Josemar Galdino da Silva / Marcos Eduardo P. V. Zurita*

---

## **Simulações e Medidas dos Campos Irrradiados pelos Telefones Celulares Portáteis**

*A. A. de Salles / J. E. S. Vieira / P. R. Franco /  
D. M. Alves / C. Fernández / L. Schäffer*

---

## **Protótipo de um Sistema Automático para Levantamento de Diagrama e Irradiação de Antenas**

*Fábio Nunes Seguintes Gomes / Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante*

# Definição dos Parâmetros Fundamentais para Pré-ionização no ETE

D.C.Giraldez\*

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, CP 515 , CEP 12.201-970 , São José dos Campos, S.P., Brasil

**Resumo** — Este trabalho relata a elaboração de um método para se definir os parâmetros fundamentais de um sistema de pré-ionização por microondas para plasmas de fusão, a ser instalado no tokamak ETE.

**Palavras Chave** — microondas de potência, plasma de fusão, pré-ionização e ECR,

## I. INTRODUÇÃO

Um tokamak é uma máquina para produção, aquecimento e confinamento de plasma que se assemelha a um transformador. O primário é um enrolamento, mas o secundário corresponde a uma coluna de plasma. Como a máquina tem geometria toroidal, lembrando um pneu, o enrolamento é inserido no vão central que a câmara de vácuo apresenta e a coluna de plasma fecha-se sobre si mesma. Este enrolamento é chamado transformador de aquecimento ôhmico (OHT), sendo responsável pela produção e aquecimento do plasma a partir de hidrogênio molecular, bem como por uma parte do confinamento. O confinamento magnético é obtido pela soma de três campos: dois externos e um "interno". O campo externo mais intenso, chamado campo toroidal, é criado por espiras de corrente que envolvem a câmara de vácuo de tal modo que o conjunto adquire a forma de uma bobina toroidal. O campo externo menos intenso, gerado por pares de bobinas posicionadas simetricamente em relação ao plano equatorial da câmara de vácuo, é vertical na região em que se forma o plasma. O campo "interno", chamado poloidal, é produzido por uma corrente que percorre o plasma na direção toroidal. Esta corrente de plasma, induzida pelo OHT, é responsável pelo aquecimento do plasma também.

As fontes de energia para o OHT e as demais bobinas de campo são, em geral, bancos de capacitores.

Dois parâmetros geométricos são importantes para caracterizar um dado tokamak: o raio maior ( $R_0$ ) e o raio menor ( $a$ ). O primeiro é a distância entre o eixo de simetria da câmara de vácuo e o centro geométrico da sua

secção transversal. O segundo é o raio desta secção. O quociente de  $R_0/a$  é chamado razão de aspecto.

Embora o OHT permita atingir altas temperaturas de plasma (alguns keV), elas não são suficientes para se obter a fusão controlada do hidrogênio no interior do tokamak. Por isto, uma série de esquemas auxiliares de aquecimento são usados. A maioria deles se baseia na interação do plasma com ondas eletromagnéticas de diferentes frequências. A faixa de valores de frequência é bastante extensa: vai desde alguns MHz até centena de GHz. As potências lançadas sobre o plasma também são altas: de dezenas de kW a alguns MW. Além do aquecimento, a interação plasma-onda responde por alguns sistemas de diagnósticos e esquemas de pré-ionização do gás de trabalho. Como se vê, há muitas possibilidades de aplicação de microondas aos plasmas de fusão.

O objetivo deste artigo é relatar a maneira pela qual os parâmetros de um sistema de pré-ionização por ressonância elétron-ciclotrônica foram determinados. O tokamak em que o sistema irá operar chama-se ETE.

## II. DESCRIÇÃO DO ETE E ASPECTOS GERAIS DA PRÉ-IONIZAÇÃO

O ETE (Experimento Tokamak Esférico) é um tokamak de pequena razão de aspecto que está sendo construído no Laboratório Associado de Plasma do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais. Os seus principais parâmetros são dados na Tabela I.

A corrente de plasma e o campo toroidal são limitados, na fase 1, pela energia disponível nos bancos de capacitores. Na fase 2, os valores máximos de corrente e campo magnético são limitados pelos esforços mecânicos induzidos sobre as bobinas e suas conexões. Um relato mais detalhado da concepção e construção do ETE é dado em [1] e [2].

A finalidade da pré-ionização é criar um plasma de baixa temperatura e densidade momentos antes da descarga do OHT. Embora não seja de estrita necessidade, o seu uso tem vantagens; por exemplo: ele permite reduzir a tensão no OHT no início da descarga, economizando uma quantidade de energia que pode ser usada para prolongar

\*Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998. D.C.Giraldez, Tel.+55-12-3456688, Fax +55-12-3456710, douglas@plasma.inpe.br. Trabalho financiado pela FAPESP sob no. 97/04282-6.

a duração da corrente de plasma. Além disto, ele possibilita que o início da descarga principal ocorra longe das paredes da câmara, diminuindo a contaminação do plasma por impurezas. Outra vantagem é auxiliar a formação da coluna de plasma quando campos espúrios estão presentes (o que é freqüente).

Há vários esquemas de pré-ionização usados em tokamaks (ressonância ciclotrônica de elétrons, filamento quente, catodo oco, ultra-violeta, etc) e no ETE pretende-se ter disponível pelo menos três opções: filamento quente, infra-vermelho e ressonância elétron- ciclotrônica (ECR).

A pré-ionização por ECR tem sido usada em muitos tokamaks [3]-[7], sendo um sistema relativamente caro, mas que permite, em princípio, escolher a região onde a pré-ionização deve ocorrer. Ela se baseia no fenômeno de ressonância entre uma onda eletromagnética lançada num gás e o movimento ciclotrônico dos elétrons num campo magnético (no caso do tokamak, o campo toroidal). A relação entre a freqüência ciclotrônica dos elétrons  $f_{ce}$  e os parâmetros característicos do campo magnético toroidal num tokamak é:

$$f_{ce} = 5,6 \times 10^{-6} \frac{N I}{R} \quad (1)$$

onde  $f_{ce}$  está em GHz,  $N$  é o número de espiras no enrolamento toroidal (12, no caso do ETE),  $I$  é a corrente (em ampère) nas espiras e  $R$  é a distância (em metro) entre o eixo de simetria do toróide e o ponto no qual o campo é calculado.

Experimentalmente, a freqüência  $f_{ce}$  é fixada pela fonte de radiação; tipicamente: magnetrons, klystrons ou girotrons. Assim, a escolha do ponto de ressonância  $R$  deve ser feita ajustando a corrente  $I$ . A escolha da freqüência da fonte de radiação é uma das principais decisões a serem tomadas no projeto do sistema de pré-ionização por ECR do ETE. Outro ponto fundamental é a definição da potência de saída da fonte de radiação.

Os demais parâmetros importantes são: tempo de pré-ionização ( $\Delta t$ ) e taxa de repetição (t.r.).

A ausência de critérios bem definidos para a determinação destes parâmetros foi o que motivou este trabalho.

### III. DEFINIÇÃO DOS PARÂMETROS DO SISTEMA DE PRÉ-IONIZAÇÃO DO ETE

Como citado acima, os quatro parâmetros fundamentais do sistema de pré-ionização são a freqüência de operação, a potência de saída, o tempo de pré-ionização e a taxa de repetição. A partir da definição dos seus valores é que os demais parâmetros são considerados (por exemplo: dimensões dos guias de onda).

A freqüência de operação deve conduzir a uma superfície ressonante cuja posição seja a mais central possível. No entanto, este não é o único requisito que

ela precisa atender. A perspectiva de funcionamento numa larga faixa de valores do campo magnético toroidal, o valor da densidade de plasma de corte correspondente à freqüência escolhida e a disponibilidade comercial da fonte de radiação são aspectos importantes a serem considerados.

Na fase 1 de operação do ETE, o campo magnético toroidal ( $B_T$ ) deve chegar a 0,4 T no centro da câmara de vácuo ( $R = 0,3$  m). Para tanto, uma corrente ( $I_T$ ) de 50 kA passará pelas bobinas toroidais [1] [2]. Estes valores, contudo, serão alcançados à medida que o banco de capacitores, que tem uma estrutura modular, for sendo implementado [9]. No início estará garantida uma corrente  $I_T = 25$  kA no enrolamento toroidal [9]. Esta corrente corresponde a um campo  $B_T = 0,2$  T em  $R = 0,3$  m. Assim, para a faixa de valores do campo magnético discutida neste parágrafo, a freqüência  $f_{ce}$  no centro da máquina varia de 5,6 GHz a 11,2 GHz.

Na fase 2 de funcionamento do ETE, o valor do campo magnético toroidal ( $B_T$ ) deve aumentar, podendo atingir 0,8 T ( $I_T = 100$  kA) [1] [2]. Todavia, há interesse em trabalhar com campos magnéticos pouco intensos na tentativa de obter regimes de operação com baixo  $\beta$  (razão entre a pressão magnética e a pressão cinética no plasma) [10]. Isto faz do valor  $B_T = 0,6$  T ( $I_T = 75$  kA) o valor máximo mais provável do campo toroidal. Assim, na fase 2, a freqüência  $f_{ce}$  no centro da câmara de vácuo deve variar de 11,2 GHz a 16,8 GHz (podendo chegar a 22,4 GHz se o campo for estendido até  $B_T = 0,8$  T).

O problema que se coloca é evidente. Qual a freqüência de operação mais conveniente numa faixa que se estende desde 5,6 GHz até 16,8 GHz ?

A resposta requer uma análise da Equação (1) que compare as diferentes situações colocadas acima. Para tanto, foi construído o gráfico da Fig. 1. Nele se vê quatro curvas. Todas representam a freqüência  $f_{ce}$  (em GHz) em função da posição da camada ressonante  $R$  (em m). Em  $R = 0,1$  m está o limitador interno e em  $R = 0,5$  m o externo. As curvas com valores  $f_{ce}$  progressivamente maiores, correspondem a correntes  $I_T$  sucessivamente mais altas (25 kA, 50 kA, 75 kA e 100 kA). Note que as linhas paralelas à abscissa representam os valores de freqüência que ocorrem no centro da máquina para cada uma das correntes  $I_T$ .

A superfície ressonante à freqüência de 5,6 GHz (central para  $I_T = 25$  kA) vai se deslocando para fora ( $R > 0,3$  m) a medida que a corrente  $I_T$  aumenta. Quando  $I_T \cong 41,7$  kA ela está em  $R = 0,5$  m. Este comportamento é desfavorável à pré-ionização, pela perspectiva que abre de contaminação do plasma por impurezas provenientes da parede [7] [8]. Por isto, 5,6 GHz não é uma boa escolha como freqüência de operação do sistema.

A superfície ressonante que corresponde à freqüência de 16,8 GHz é central quando  $I_T = 75$  kA. No entanto, a

medida que a corrente nas bobinas toroidais diminui ela se move para dentro ( $R < 0,3$  m), chegando a  $R = 0,1$  m em  $I_T = 25$  kA. Novamente, há a possibilidade de contaminação do plasma por impurezas vindas da parede [7] [8]. Outro ponto a considerar, é que a corrente  $I_T = 75$  kA estará disponível apenas no futuro e não imediatamente. Por estas razões, o valor 16,8 GHz também não deve ser escolhido como frequência de operação da pré-ionização.

Os mesmos motivos que levaram ao descarte da frequência de 16,8 GHz são os responsáveis pela não escolha do valor 22,4 GHz.

A frequência de 11,2 GHz leva à formação de uma superfície ressonante em  $R = 0,3$  m quando a corrente nas bobinas toroidais  $I_T = 50$  kA. Se a corrente é reduzida até  $I_T = 25$  kA a superfície se desloca para  $R = 0,15$  m. Analogamente, se a corrente aumenta até  $I_T = 75$  kA a ressonância ocorre em  $R = 0,45$  m. A distância que a camada ressonante mantém dos limitadores, em cada um dos casos extremos de corrente, parece suficiente para evitar problemas com impurezas [7]. Isto sugere que o valor 11,2 GHz seria o ideal para a operação do sistema de pré-ionização; mas, infelizmente, ele não corresponde a um valor disponível comercialmente. O valor mais próximo a ele e com grande disponibilidade é 9,5 GHz. No entanto, é importante notar que 9,5 GHz não apresenta o mesmo desempenho quando a corrente aumenta, pois para  $I_T = 75$  kA,  $R = 0,53$  m. De qualquer modo, este parece ser o valor de frequência mais conveniente.

Antes de confirmar 9,5 GHz como a frequência de operação do sistema de pré-ionização é preciso examinar o valor da densidade de plasma que produziria a reflexão de uma onda eletromagnética com esta frequência. A frequência de plasma dos elétrons é dada por:

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \quad (2)$$

onde  $n_e$  é a densidade de plasma,  $e$  a carga elétrica fundamental,  $m_e$  a massa do elétron e  $\epsilon_0$  a constante de permissividade do vácuo. Agora, impondo que  $\omega_{pe} = 2\pi f_{ce}$ , com  $f_{ce} = 9,5$  GHz, e substituindo na relação acima os valores apropriados, a densidade de plasma resultante é:  $n_e \cong 1,12 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Este valor corresponde a um centésimo da densidade média de plasma em modo tokamak no ETE [11], o que representa um limite superior bastante razoável para a densidade de plasma na fase de pré-ionização. Esta verificação corrobora a escolha de 9,5 GHz como a frequência de operação do sistema de pré-ionização do ETE.

A potência de saída foi o parâmetro que mobilizou os maiores esforços na busca de um critério para a sua definição, dada a sua importância científica (existe um limite inferior para o seu valor, abaixo do qual não ocorre pré-ionização) e econômica (quanto maior a potência, maiores os custos de implantação do sistema). Em [5], os autores

compararam uma medida da densidade de pré-ionização com um valor calculado por meio de um modelo teórico simplificado. As equações usadas sugeriram o desenvolvimento que se segue.

A densidade e a temperatura de plasma durante a pré-ionização por ECR podem ser calculadas por meio das equações:

$$\frac{dn_e}{dt} = n_e n_0 S_H - \frac{n_e}{\tau_c} \quad (3)$$

e

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} n_e T_e \right) = \frac{P_i}{V} - W_{ion} n_e n_0 S_H - \frac{3n_e T_e}{2\tau_e} \quad (4)$$

onde  $n_e$  é a densidade de plasma,  $n_0$  a densidade de hidrogênio atômico,  $S_H$  a seção de choque para ionização por colisão,  $\tau_c$  o tempo de confinamento de partícula,  $T_e$  a temperatura de plasma,  $P_i$  a potência de microondas,  $V$  o volume da câmara de vácuo,  $W_{ion}$  a energia necessária para produzir um par elétron-próton, incluindo as perdas por ionização do hidrogênio, dissociação e radiação e  $\tau_e$  o tempo de confinamento de energia.

No equilíbrio, quando  $d/dt = 0$ , as equações acima ficam:

$$n_e n_0 S_H = \frac{n_e}{\tau_c} \quad \text{e} \quad \frac{P_i}{V} = W_{ion} n_e n_0 S_H + \frac{3n_e T_e}{2\tau_e} \quad (5)$$

Substituindo uma na outra e resolvendo para  $P_i$  temos:

$$P_i = V n_e \left( \frac{W_{ion}}{\tau_c} + \frac{3}{2} \frac{T_e}{\tau_e} \right) \quad (6)$$

A densidade de plasma  $n_e$  e o tempo de confinamento de partícula  $\tau_c$  se relacionam com o tempo de confinamento de energia  $\tau_e$  por meio de leis de escala conhecidas.

$$\tau_e = 5 \times 10^{-21} n_e a^2 \quad \text{e} \quad \tau_c \cong \frac{\tau_e}{2} \quad (7)$$

com  $a$  o raio menor do tokamak. Substituindo (7) em (6) se chega à expressão final:

$$P_i = \frac{V}{5 \times 10^{-21} a^2} \left( 2 W_{ion} + \frac{3}{2} T_e \right) \quad (8)$$

A  $W_{ion}$  costuma ser atribuído o valor de 30 eV [5] [8], que também pode ser adotado para a temperatura do plasma  $T_e$  de pré-ionização [5] [6]. Desta maneira, a equação para  $P_i$  adquire a seguinte forma:

$$P_i = 3360 \frac{V}{a^2} \quad (9)$$

Substituindo os valores específicos do ETE para  $V = 1,161 \text{ m}^3$  e  $a = 0,2$  m se obtém:  $P_i = 97$  kW. No entanto, o modelo desenvolvido para calcular  $P_i$  não incorpora nenhum efeito devido a impurezas [8] e estas têm um papel importante na dinâmica da pré-ionização [7]. Assim, a maneira encontrada para superar esta limitação foi comparar os 97 kW com os valores de potência de saída de

três sistemas em operação. Para tanto, foi montada a Tabela II.

A coluna "potência calculada" mostra valores obtidos por meio de (9), usando-se como dados de entrada os parâmetros característicos de cada uma das máquinas selecionadas. Observe que entre a potência calculada e a potência de operação ótima há um fator 4,5 para todos os três tokamaks. Isto sugere que a potência de operação ótima para o ETE estaria em torno de 25 kW. Todavia, é mais prudente dispor de um equipamento que forneça uma potência maior. Neste sentido, o bom senso induz a um valor intermediário entre a potência calculada (~ 100 kW) e a potência de operação ótima (~ 25 kW), ou seja: 50 kW.

Um parâmetro que permanece indefinido é o tempo de pré-ionização  $\Delta t$ . Para poder defini-lo, foram examinados os tempos do ISX-B [3] e do START [4]. O ISX-B foi considerado devido ao trabalho de minimização de  $\Delta t$  realizado em [3]. Neste artigo, fica demonstrado que o intervalo de tempo ótimo é de 5 ms. Note-se que o ISX-B é um tokamak maior que o ETE. O START, por sua vez, foi considerado devido a sua similaridade com o ETE, embora ele também seja maior. Nele, o tempo de pré-ionização é de 3,5 ms. Levando em conta que o ETE é menor que as duas máquinas consideradas e que a duração da sua corrente de plasma será de algumas dezenas de milissegundos, o tempo de 1 ms parece bastante razoável para  $\Delta t$ . Outro ponto importante a observar, é que para dispositivos de microondas (9,5 GHz) este tempo de 1 ms já é considerado longo.

A taxa de repetição (t.r.) do sistema é definida como a razão entre o intervalo de tempo ativo ( $\Delta t = 1$  ms) e o intervalo de tempo inativo (intervalo de tempo entre pulsos de corrente de plasma no ETE = 2 min). Assim calculado, o valor de t.r. =  $8,3 \times 10^{-6}$ . Com ele, a fonte do sistema de pré-ionização por ECR fica completamente especificada:  $f_{ce} = 9,5$  GHz,  $P_i = 50$  kW,  $\Delta t = 1$  ms e t.r. =  $8,3 \times 10^{-6}$ .

A propagação do pulso de microondas entre a fonte e a câmara de vácuo do ETE requer uma linha de transmissão em guia de onda. Para a faixa que inclui os 9,5 GHz, as dimensões externas do guia padrão são:  $25,4 \times 12,7$  mm (padrão WR 90). Como se vê, o guia não é muito grande. Ocorre que a potência, para a qual ele precisa dar passagem, é relativamente alta e isto abre a possibilidade de haver faiscamento no interior do guia ao longo da linha de transmissão. A fim de evitar este problema foi feito o estudo abaixo.

O fluxo de energia através de um guia de onda é dado pela seguinte expressão:

$$|S| = c \left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2}\right)^{1/2} \frac{\epsilon_0}{4} |E|^2 \quad (10)$$

onde  $|S|$  é o módulo da média do vetor de Poynting,  $c$  é a velocidade da luz no vácuo,  $\lambda_0$  o comprimento de

onda no vácuo correspondente à frequência da onda,  $\lambda_c$  o comprimento de onda de corte do guia,  $\epsilon_0$  a constante de permissividade do vácuo e  $|E|$  o módulo da intensidade de campo. Lembrando que  $|S|$  pode ser aproximado por:  $|S| = P_i/A_{\text{guia}}$ , a Equação (10) pode ser resolvida para  $|E|$ , resultando em:

$$|E|^2 = \frac{4}{c\epsilon_0} \left(1 - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_c^2}\right)^{-1/2} \frac{P_i}{A_{\text{guia}}} \quad (11)$$

onde  $A_{\text{guia}}$  é a área da seção transversal do guia.

Usando (11), o valor da intensidade de campo  $|E|$  no interior de diversos guias padrão foi calculado para os dados do ETE. O mesmo cálculo foi feito para o JIPP T-II e o START, que têm linhas de transmissão com guias retangulares. Os resultados estão reunidos na Tabela III.

As informações relevantes estão nas duas colunas da direita. A primeira dá o valor do campo  $|E|$  no interior do guia e a segunda fornece a pressão de faiscamento  $p_{\text{faisca}}$  dentro do guia para o valor de campo correspondente. Esta última informação foi obtida a partir de curvas de ruptura do ar em [12]. A pressão de trabalho na linha de transmissão do JIPP T-II e do START é a pressão atmosférica ( $p_{\text{atm}} = 760$  Torr). Observe a distância entre o valor de  $p_{\text{atm}}$  e  $p_{\text{faisca}}$  em cada caso. É a diferença que garante que no interior dos guias não ocorrem faíscas. Considerando que o JIPP T-II foi bem sucedido na escolha da relação entre  $p_{\text{atm}}$  e  $p_{\text{faisca}}$  foi decidido que o mesmo valor seria adotado no caso do ETE. Isto implica na escolha do padrão WR 187 para toda a linha de transmissão do sistema de pré-ionização, o que significa que a linha será sobredimensionada. Desta forma, todos os parâmetros fundamentais da pré-ionização por ECR ficam determinados:  $f_{ce} = 9,5$  GHz,  $P_i = 50$  kW,  $\Delta t = 1$  ms, t.r. =  $8,3 \times 10^{-6}$  e guias = WR 187.

Os procedimentos apresentados tornam sistemática a tarefa de projetar um sistema de pré-ionização por ECR para qualquer tokamak, contribuindo para a implantação de sistemas mais eficientes.

	Fase 1	Fase 2
Raio maior (m)	0,3	0,3
Raio menor (m)	0,2	0,2
Razão de aspecto	1,5	1,5
Corrente de plasma (kA)	220	440
Campo toroidal (T)	0,4	< 0,8

Tabela I: Principais Parâmetros do ETE

máquina	potência calculada (kW)	potência ótima (kW)	potência máxima (kW)
tokapole II [6]	42	10	10
JIPP T-II [5]	60	13	32
ISX-B [3]	149	30	70

Tabela II: Quadro Comparativo de Potências

máquina	f ; P <sub>i</sub> (GHz;kW)	código do guia	E  (V/cm)	P <sub>faisca</sub> (Torr)
JIPP T-II [5]	35,5 ; 32	WR 137	3,02x10 <sup>3</sup>	80
START [4]	6,0 ; 3,0	WR 137	1,08x10 <sup>3</sup>	30
ETE	9,5 ; 50	WR 90	6,86x10 <sup>3</sup>	195
ETE	9,5 ; 50	WR 137	3,98x10 <sup>3</sup>	110
ETE	9,5 ; 50	WR 187	2,80x10 <sup>3</sup>	80

Tabela III: Pressão de Faiscamento no Interior de Guias de Onda

## REFERÊNCIAS

1. E.Del Bosco, G.O.Ludwig, J.G.Ferreira, A.Montes, M.Ueda, *et al.*, *Anais do IV Encontro Brasileiro de Física dos Plasmas*, vol.1, 24 (1996).
2. G.O.Ludwig (Anteprojeto de Engenharia do ETE), *publicação INPE - 5529 - pre/1796*, 1993.
3. A.G.Kulchar, O.C.Eldridge, A.C.England, C.E.Bush, P.H.Edmonds, *et al.*, *Phys. Fluids*, vol. 27, 1869 (1984).
4. M.Gryaznevich, *START Ops. Note*, 91.22, 1991.
5. K.Ohkubo, K.Kawahata, K.Matsuoka, N.Noda, K.Sakurai, *et al.*, *Nuclear Fusion*, vol. 21, 1320 (1981).
6. D.J.Holly, S.C.Prager, D.A.Shepard e J.C.Sprott, *Nuclear Fusion*, vol. 21, 1483 (1981).
7. D.R.Whaley, T.P.Goodman, A.Pochelon, R.Behn, A.Cardinali, *et al.*, *Nuclear Fusion*, vol.32, 757 (1992).
8. B.Lloyd, P.G.Carolan e C.D.Warrick, *Plasma Phys. Control. Fusion*, vol. 38, 1627 (1996).
9. J.G.Ferreira, INPE, S.J.Campos, S.P., comunicação privada, 1997.
10. A.Montes, INPE, S.J.Campos, S.P., comunicação privada, 1997.
11. G.O.Ludwig, INPE, S.J.Campos, S.P., comunicação privada, 1997.
12. J.M.Meek e J.D.Craggs, *Electrical Breakdown of Gases*, John Wiley & Sons, Inc..

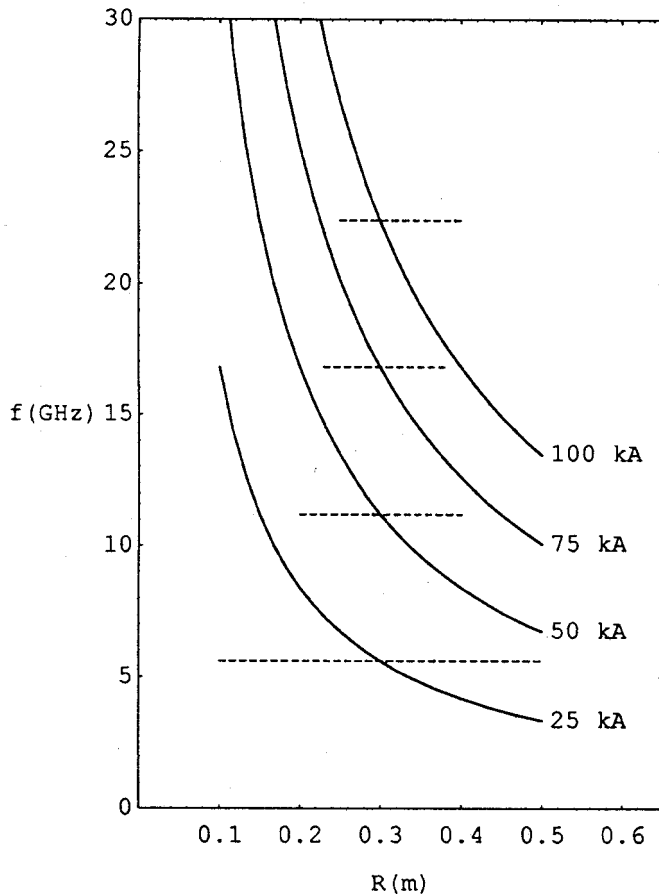


Figura 1: Frequência versus Posição.

## AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer as muitas sugestões dadas pelos seguintes doutores: P.J.Castro, A.Montes, G.O.Ludwig e E.Del Bosco.



# Utilização de Microondas no Processamento Industrial da Bentonita

Alfrêdo Gomes Neto, Joabson Nogueira de Carvalho, José Augusto Costa da Fonseca  
Kécio Patrick Delgado Ferreira, Marcos Eduardo do Prado V. Zurita

Escola Técnica Federal da Paraíba  
Grupo de Telecomunicações e Eletromagnetismo Aplicado  
Av. 1º de Maio, 720, Jaguaribe  
João Pessoa, Paraíba, Brasil, CEP: 58.015-430  
Tel. +55 83 241 2200 Ext. 268, E-mail [alfredo@zatek.com.br](mailto:alfredo@zatek.com.br)

**Resumo** — Este trabalho discute a utilização de microondas no processamento industrial da bentonita. Os processos convencionais são descritos e a inclusão da secagem por microondas sugerida. Uma maneira rápida e eficiente para obtenção do valor da umidade inicial da bentonita é apresentada. Resultados experimentais para o processamento por batelada, processo estático, são apresentados e analisados.

**Palavras Chaves** — Bentonita, secagem por microondas

## I – INTRODUÇÃO

A Paraíba possui em jazidas minerais uma das suas maiores riquezas [1]-[4] encontrando-se no seu subsolo bentonita, caulim, ilmenita, zirconita, entre outros. No caso específico da bentonita, a Paraíba detém quase que a totalidade das jazidas nacionais, aproximadamente 98% [1].

A bentonita é um minério argiloso, para o qual encontram-se, por exemplo, aplicações nas indústrias petrolífera (perfuração de poços), siderúrgica (confeção de moldes) e alimentícia (clarificação de óleos). O processamento industrial da bentonita consiste basicamente de: extração, ativação com carbonato de sódio, secagem e moagem. Sendo a secagem a etapa mais favorável à aplicação de microondas, neste trabalho são comparados processos de secagem e sugerida a inclusão da secagem por microondas. Resultados preliminares são apresentados e analisados.

## II - SECAGEM DA BENTONITA

A secagem da bentonita tem por objetivo reduzir a sua umidade de cerca de 34% para aproximadamente 12%. Na maioria das vezes, a secagem é feita de maneira natural, por exposição do produto ao sol, ou através da queima em grandes fornos. Alguns desses processos, e seus respectivos inconvenientes, são apresentados a seguir.

1. Secagem natural, por exposição do produto ao sol
  - Dependência de fatores climáticos;
  - Elevado investimento inicial em áreas de secagem;
  - Falta de controle preciso sobre o período de secagem.
2. Secagem artificial utilizando fornos a BPF
  - Elevado investimento na estrutura de transporte e manipulação do BPF;

Este trabalho é parcialmente financiado pelo CNPq, através do projeto nº 52.4017/96.4.

- Agregação de resíduos à bentonita durante o processo de secagem.
3. Secagem artificial utilizando fornos a lenha
    - Escassez e custo da lenha;
    - Elevado impacto ambiental;
    - Agregação de resíduos à bentonita durante o processo de secagem.

Os processos de secagem natural e artificial são utilizados combinados em uma mesma planta industrial, ou mesmo realizados em separado da moagem do produto, procurando-se assim equilibrar fatores como: investimento em áreas de secagem, qualidade do produto e tempo de produção.

## III – A SECAGEM POR MICROONDAS

A secagem por microondas é um processo clássico, cuja tecnologia encontra-se bastante consolidada. Já em 1945 foi apresentada a primeira patente descrevendo a secagem por altas frequências [5]. Em meados dos anos 60 começam a surgir as primeiras aplicações na secagem de papel [6]. Atualmente, a secagem por microondas encontra aplicações em uma ampla área, citando-se indústrias de papel, têxtil, cerâmica, borracha, fumicultura, farmacêutica, alimentos e armazenagem de grãos. [7]-[12]. No Brasil, gradativamente, essa tecnologia vem ganhando espaço e se difundindo, principalmente como alternativa para diversos processos.

Com a massificação da utilização dos fornos de microondas domésticos, o custo de desenvolvimento de fornos industriais tem sofrido uma queda considerável, visto que através da associação de cavidades, potências relativamente elevadas podem ser obtidas sem grandes dificuldades [8]. Além do custo, o processo de secagem por microondas permite algumas vantagens adicionais, destacando-se o maior controle da uniformidade e dos teores de umidade, pois esses estão diretamente relacionados com a potência de microondas aplicada, a qual pode ser controlada eletronicamente [10].

Na inclusão da secagem por microondas, propõe-se desenvolver um processo no qual a planta original do processamento convencional da bentonita (Fig. 1) seja alterada o menos possível, reduzindo, portanto, os custos de implantação. Dessa forma, optou-se pelo desenvolvimento de um secador contínuo, a ser montado na própria linha de beneficiamento, com a bentonita alimentada através de esteira transportadora, o que praticamente não altera o processo original.

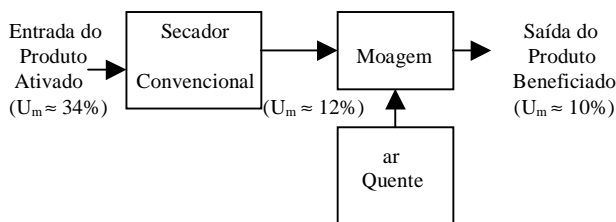


Fig. 1 – Processo Convencional

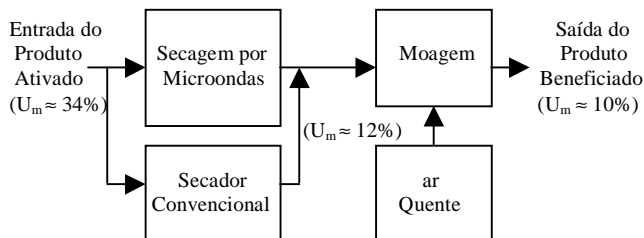


Fig. 2 – Processo Sugerido

No sistema proposto, a secagem convencional não é substituída por microondas. Na verdade, buscou-se aumentar o leque de possibilidades de efetuar a secagem inicial do produto. Desta forma, a produção não estará sujeita, por exemplo, a fatores climáticos, que muitas vezes inviabiliza a secagem ao sol.

Além da bentonita, diversos processos de secagem de minérios (cerâmicas, ilmenita, caulim, etc.) podem ser igualmente complementados pela secagem por microondas, o que será objeto de trabalhos posteriores.

No estágio atual, foram obtidos resultados para curvas da massa e umidade em função do tempo, considerando ensaios estáticos. Os procedimentos utilizados e os resultados obtidos são apresentados neste artigo

#### IV – PROCEDIMENTOS E RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os resultados para o caso estático, isto é, considerando um processo por batelada, no qual o produto não está em movimento, indicam a maneira pela qual o mesmo absorve potência em microondas. Basicamente, o procedimento de medição consiste em:

- Uma pequena quantidade de bentonita, com um teor de umidade desconhecido, é pesada. Esse valor corresponde à massa da bentonita acrescida da massa d'água;
- Essa amostra é colocada sobre um prato, no interior do forno de microondas, acoplado a uma balança eletrônica. No nosso caso, essa balança estava ligada a um microcomputador;
- Liga-se o forno e observa-se o comportamento da massa dessa amostra. A partir momento em que essa massa fica aproximadamente constante, indicando que praticamente toda a água já foi retirada, o processo é encerrado.

A Fig. 3 apresenta o conjunto utilizado nas medições.

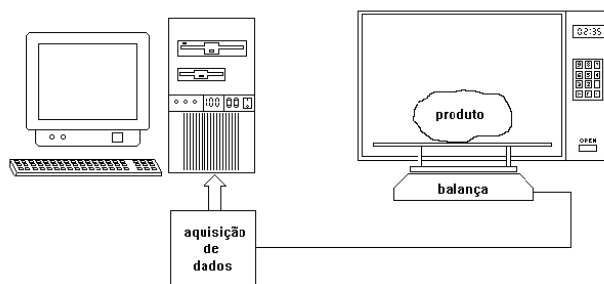


Fig. 3 – Conjunto utilizado nas medições

Na Fig. 4 são apresentadas as curvas da massa total e da umidade percentual em função do tempo, obtidas através do procedimento descrito anteriormente. Foi utilizada uma massa inicial de bentonita de 103 gramas. Observa-se que a bentonita apresenta um comportamento bastante favorável a secagem por microondas, ficando praticamente desidratada.

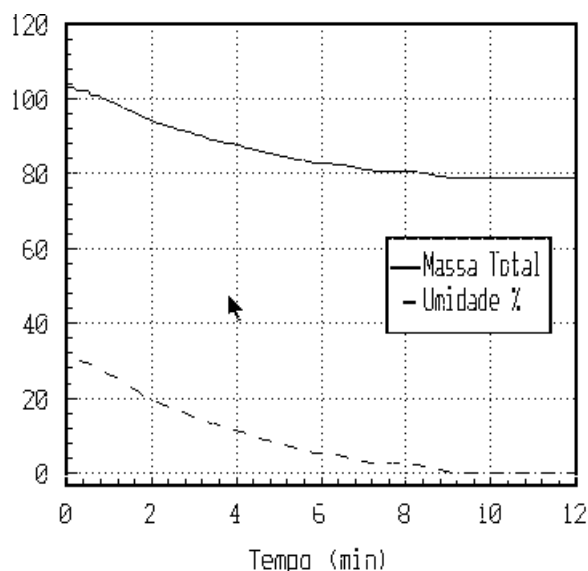


Fig. 4 – Curvas da massa total (em gramas) e da umidade %, em função do tempo

Um resultado que se obtém diretamente do procedimento descrito é o valor da umidade inicial, que para essa amostra era de 31%. Essa informação é fundamental para o controle de qualidade do produto final. Usualmente, esse valor é obtido utilizando-se estufas convencionais, sendo esse um processo mais demorado.

Destaque-se ainda que uma outra vantagem da utilização de microondas no processamento industrial da bentonita é a qualidade do produto final. Considerando-se a utilização de microondas, obtém-se um produto mais uniforme, pois a

absorção de energia é seletiva, sendo que os pontos mais úmidos, geralmente, absorvem mais energia

## V – CONCLUSÃO

Neste artigo, a utilização de microondas no processamento industrial de bentonita é discutida, sendo descritos os processos convencionais, natural e artificial. As implicações da inclusão da secagem por microondas são avaliadas. Resultados e procedimentos experimentais são apresentados para o caso estático. Uma maneira simples e eficiente para obtenção do valor da umidade inicial da bentonita é descrita. Os resultados obtidos indicam a viabilidade do processamento por microondas e incentivam não só a continuidade dos estudos iniciais, mas também toda uma gama de aplicações em diversas áreas, incluindo-se setores mineral, agrícola, alimentícios e têxteis.

## REFERÊNCIAS

- [1] Pêrsio de Souza Santos: *Ciência e Tecnologia de Argilas*, Vol. 1., Ed. Edgar Blücher Ltda., São Paulo, 1989
- [2] 1º Anuário Mineral Brasileiro, 1972, MME-DNPM
- [3] Helena Maria Martins Lastres: *A Pesquisa Científica e Tecnológica Mineral no Brasil – Um Levantamento do Potencial desenvolvido por Universidades e Institutos de Pesquisa*, CNPq, Brasília, 1981
- [4] A. L. S. Caldasso: “Geologia da Jazida de Argila de Boa Vista, Paraíba”, SUDENE Departamento de Recursos Naturais, Divisão de Geologia, Série Especial, Nº 2, Recife, 1965
- [5] J. M. Osepchuk: “A history of microwave heating applications”, *IEEE-MTT*, vol. 32, nº 9, pp. 1200-1224, September, 1984
- [6] P. W. Crapuchettes: “Microwave production on line”, *Electronics*, March, 1966
- [7] Jacques Thuery: *MICROWAVE: Industrial, Scientific and Medical Applications*, Artech House, Inc., Norwood, MA, 1992
- [8] Agostinho Luiz Silva Castro: *Desenvolvimento de um Protótipo de Secador por Microondas*, Dissertação de Mestrado, UFPA, Belém, PA, 1994
- [9] Franz Josef Kaltner; João Tavares Pinho; Kaijiro Hyodo, Marcelo Freitas Duarte: “Aplicação de microondas no processo de extração de óleo de dendê (*Elaeis guineensis* Jacq.)”, *TELEMO'96*, Curitiba, PR, julho, 1996
- [10] Joabson Nogueira de Carvalho: *Uma Proposta de Sistema de Indução de Hipertemia por Microondas*, Dissertação de mestrado, UFPB, Campina Grande, PB, 1996
- [11] Francisco de Assis F. Tejo, Joabson Nogueira de Carvalho, Marcos Antônio Barbosa de Melo: “Uma proposta de sistema de indução de hipertemia por microondas”, *TELEMO'96*, Curitiba, PR, julho, 1996
- [12] Ebbe Nyfors e Pertti Vainikainen: *Industrial Microwave Sensors*, Artech House, Inc., Norwood, MA, 1989

# Medidas de Desempenho de Magnetron de Imã Fixo Refrigerados à Água

Joabson Nogueira de Carvalho, Alfrêdo Gomes Neto, Kécio Patrick Delgado Ferreira,  
Josemar Galdino da Silva, Marcos Eduardo do Prado Villarroel Zurita

Centro Federal de Educação Tecnológica da Paraíba – CEFET-PB  
Grupo de Telecomunicações e Eletromagnetismo Aplicado - GTEMA  
Av. 1º de Maio, 720, Jaguaribe  
João Pessoa, CEP: 58.015-430, Paraíba, Brasil

**Resumo** – O presente trabalho apresenta os resultados de medidas de desempenho de um magnetron comercial, tipo SANYO 2M-218-J, onde o sistema de resfriamento a ar forçado foi substituído por uma camisa de refrigeração à água. Os resultados obtidos permitem avaliar o desempenho de válvulas de imã fixo quando o sistema de resfriamento é adaptado para funcionar à água.

**Palavras Chaves** – Magnetron, Refrigeração de Magnetrons

## I – INTRODUÇÃO

O emprego de campos eletromagnéticos em altas frequências em setores industriais apresenta-se como uma tecnologia bastante consolidada. No Brasil, devido principalmente a falta de opções no mercado de componentes, essa tecnologia vem se desenvolvendo de forma muito tímida.

Observa-se no entanto, esforços de alguns grupos de pesquisa [1],[2] que vem desenvolvendo aplicações médicas e industriais, como secagens, vulcanização, termoterapia, etc. Para maior parte desses grupos, a adaptação de componentes de fornos de microondas é uma prática comum. Assim, para desenvolver unidades de potência em 2450 MHz utiliza-se a mesma configuração da fonte de um forno doméstico, com componentes facilmente encontrados.

O desenvolvimento de unidades de médias ou altas potências em microondas a partir de associação de cavidades, cada uma com potência semelhante a de um forno doméstico é, atualmente, uma opção economicamente viável, principalmente devido ao baixo custo de se utilizar magnetrons de baixas potências em relação a um dispositivo de alta potência. Nessas unidades, a utilização da refrigeração a ar dos magnetrons de imã fixo, utilizados em fornos domésticos, muitas vezes é de difícil implementação mecânica. Assim, é possível substituir o trocador de calor do magnetron por uma camisa d'água, de forma a prover o resfriamento da válvula.

Neste trabalho descreve-se a construção de uma camisa d'água para refrigeração de um magnetron SANYO tipo 2M-218 J, bem como analisa-se o desempenho do mesmo, quanto a potência de RF, em relação a refrigeração à ar.

Joabson N. Carvalho, Tel. +55 83 241 2200, ext. 268, Fax. +55 83 241 1434, E-mail: joabson@zaitek.com.br; CEFET-PB: <http://www.cefetpb.br/Projetos/Gtema/Gtema.htm>

## II – ESTRUTURA DO MAGNETRON

O magnetron é uma válvula de campos cruzados, consistindo de um anodo circular, seccionado em células radiais de forma trapezoidal, cada uma das quais constituindo uma cavidade ressonante. Um catodo circular é disposto coaxialmente ao anodo.

Um campo magnético estático, produzido por imãs permanentes localizados nas extremidades do anodo, é aplicado axialmente e direcionado ao espaço existente entre o anodo e o catodo, através de um anel circular situado nas extremidades das seções do anodo, cuja função é de uniformizar o campo naquela região. A estrutura do magnetron é mostrado na Fig. 1 abaixo.

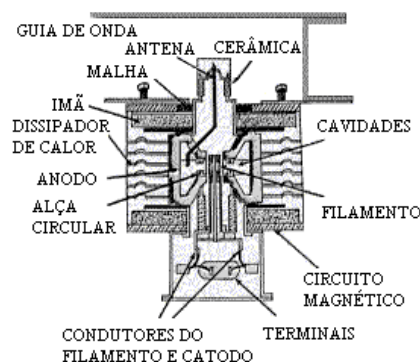


Fig. 1: Estrutura do magnetron

## III – OPERAÇÃO DO MAGNETRON

Quando alimentado com uma alta tensão entre seus terminais, um campo elétrico é estabelecido na região entre o anodo e o catodo. O catodo, aquecido pelo filamento, emite elétrons que são acelerados pela ação do campo elétrico na direção do anodo. A composição do campo elétrico com a indução magnética faz com que a nuvem de elétrons que deixa o anodo percorram uma trajetória espiralada. Como mostra a Fig. 2.

Assim, o caminho percorrido por cada elétron entre o catodo e o anodo é diferente. Com um campo alternado de alta frequência induzido nas cavidades, os elétrons em fase com esse campo são por ele “capturados”, resultando em uma conversão da energia cinética daquelas partículas em energia de microondas, a qual é acoplada para o exterior da cavidade por meio de uma antena situada numa delas [3]. Os

elétrons que não estão em fase com o campo, nesse instante, retornam ao catodo e são novamente acelerados até sua posterior captura.

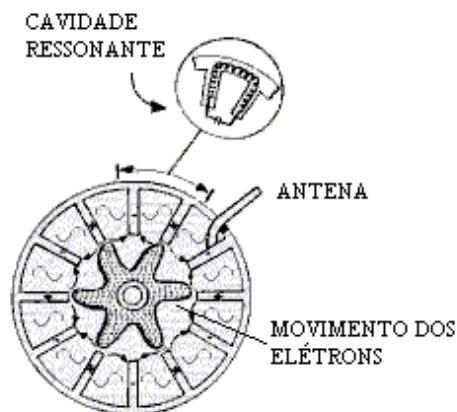


Fig. 2: Trajetória dos elétrons no interior de um Magnetron

Nominalmente, a eficiência de um magnetron é da ordem de 60 a 80%. Assim um sistema de refrigeração é necessário para evitar o excessivo aumento de temperatura do anodo, onde é dissipada a maior parte do resto de potência de entrada. Por outro lado, alguns elétrons retornam ao catodo, resultando num aumento de temperatura conhecido como bombardeamento reverso.

Observando a Fig. 2, nota-se que as cavidades existentes no anodo estão excitadas em antifase (defasagem  $\pi$ ). Este modo, chamado modo  $\pi$  é o mais utilizado na operação do magnetron. A operação do magnetron em outro modo acarreta numa mudança de frequência de oscilação, o que diminui consideravelmente a eficiência do magnetron, causando um aquecimento excessivo que resulta em sua danificação. Este estado é conhecido como *moding* e pode ser causado pela emissão insuficiente de elétrons por parte do catodo ou mesmo pelo descasamento de impedância na saída do magnetron.

#### IV – MÉTODOS DE REFRIGERAÇÃO

Os métodos de refrigeração mais utilizados para magnetrons são:

##### A – Refrigeração por ar forçado.

Neste método utiliza-se ar forçado passando por um radiador construído em torno do anodo. Geralmente, os magnetrons utilizados em fornos domésticos utilizam este tipo de refrigeração e o ar necessário é obtido com a instalação de um pequeno ventilador.

##### B – Refrigeração por água ou outro líquido.

Quando a potência requerida é maior, a refrigeração por ar não é suficiente para evitar o calor excessivo do anodo. Neste caso, a água ou outros líquidos são utilizados como

refrigeradores. Este tipo de refrigeração é usado para magnetrons industriais de altas potências.

Em qualquer um dos métodos, é necessário ajustar o fluxo do fluido refrigerador de acordo com a temperatura desejada para o anodo. Os fabricantes fornecem um gráfico, conhecido como “característica de refrigeração”, onde se pode determinar o fluxo necessário para uma determinada temperatura final do anodo.

Para o magnetron utilizado neste trabalho, a máxima temperatura admitida para o anodo é de 250°C, enquanto a temperatura do corpo da válvula neste caso é de 100°C. Usualmente, recomenda-se manter a temperatura do anodo a cerca de 80% do valor máximo[4].

No caso da refrigeração a água, normalmente determina-se a vazão mínima da água para o desempenho desejado por métodos experimentais. Para garantir sempre a vazão segura, uma chave controlada por pressão do líquido deve ser instalada, desligando o magnetron sempre que a vazão mínima não seja alcançada.

#### V – ADAPTAÇÃO DE UMA CAMISA D’ÁGUA NO MAGNETRON

O protótipo do sistema de refrigeração proposto foi construído num magnetron do tipo SANYO 2M 218-J. O material escolhido foi o bronze para que o circuito magnético da válvula não seja alterado. A camisa envolve o anodo e os ímãs. O projeto da camisa de refrigeração proposta é mostrado na Fig. 3.

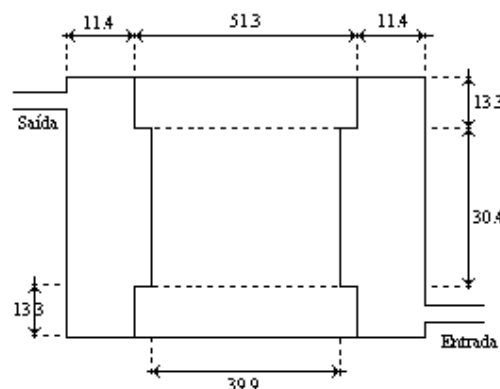
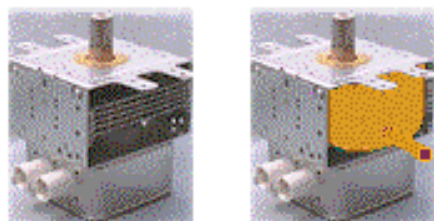


Fig. 3: Projeto da camisa de refrigeração (Todas as medidas em milímetros)

A água circula no interior da camisa (em torno do corpo do anodo). O volume total de água da camisa é de 82 ml de água. Para facilitar a troca de calor, a mesma deve ser inserida no corpo do anodo através de um processo de interferência térmica, onde a camisa é mantida imersa em água fervente por um certo período, suficiente para dilatação de suas dimensões e, logo após, inserido no anodo, mantido a temperatura ambiente. A camisa foi dimensionada de forma a não modificar a estrutura original do magnetron. A Fig. 4 (b) ilustra a adaptação sugerida, onde as aletas do dissipador de

calor são substituídas pela camisa de bronze para refrigeração a água.



(a) Configuração Original (b) Adaptação Sugerida

Fig. 4: Magnetron 2M 218-J

A Tabela I relaciona algumas das principais características do magnetron 2M 218 – J. Os valores foram fornecidos pelo fabricante [5].

TABELA I  
PARÂMETROS DO MAGNETRON 2M 218 J

Termo	Teste	Símbolo	Limites		Unidade
Tensão de anodo	(1)	$e_{bm}$	3.8	4.2	KV
Frequência		$f$	2448	2468	MHz
Corrente de anodo		$i_{bm}$		350	mA
Potência média	(1)	$P_0(l)$	-	955	W
Vida útil	(2)	$t$	500		H

Nota: (1) valores medidos com situação de carga ideal  
(2) Potência utilizada 700 W

Os parâmetros a serem observados devem portanto observar os limites estabelecidos pelo fabricante. Um dos principais parâmetros a serem medidos é a potência de saída de RF. Como o sistema de refrigeração a água é mais eficiente, espera-se um maior rendimento e consequentemente uma maior potência de saída.

A potência de saída de RF é função da tensão e corrente de anodo, bem como da eficiência da válvula. A Equação 1 é utilizada para calcular a potência de RF na saída de um magnetron

$$P_{RF} = e_{bm} \cdot i_{bm} \cdot \eta \quad (1)$$

Para determinar os níveis reais de potência entregue à carga, utilizou-se um método calorimétrico, onde determina-se a elevação da temperatura e a evaporação de uma massa d'água conhecida, durante um determinado tempo de exposição no interior de uma cavidade [2]. A obtenção da quantidade de calor absorvido somado a energia necessária para evaporar a massa pode ser obtida por (2)

$$Q = Q_m + Q_v \quad (2)$$

$$Q_m = m_1 \cdot c_p \cdot \Delta T \quad (2.a)$$

$$Q_v = m_2 \cdot c_v \quad (2.b)$$

Onde, Q corresponde a energia dissipada no processo de aquecimento e evaporação,  $m_1$  é a massa total de água (Kg),  $m_2$  é a massa vaporizada,  $c_p$  é o calor específico da água (KJ/Kg),  $c_v$  o calor de vaporização,  $\Delta T$  a variação de temperatura (K). Para obter a potência, relaciona-se a energia total com o tempo gasto no processo.

## VI – RESULTADOS E COMENTÁRIOS

As medições foram realizadas utilizando-se a cavidade de um forno de microondas doméstico, com volume 42 litros. Para validar o processo de medição da potência, comparou-se os valores de potência medidos e nominal para o forno utilizado. O resultado é mostrado na Fig. 5. Observa-se um boa concordância entre os valores, considerando o preenchimento da cavidade (cerca de 12% do volume) e a profundidade de película para o campo.

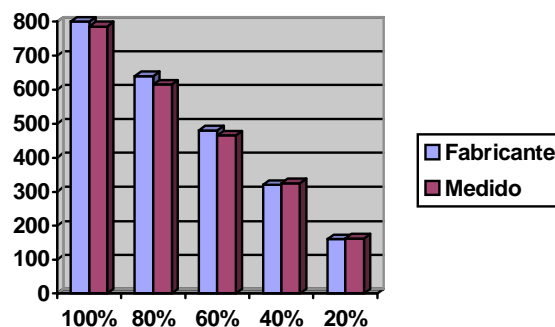


Fig. 5: Valores medidos e nominais de potência entregue à carga para o forno CONTINENTAL - AW-42

Os resultados obtidos da medição da potência de RF para o magnetron são mostrados na Tabela II. Observa-se que foram realizadas medições para diversas vazões de água.

TABELA II  
RESULTADO DAS MEDIÇÕES DA POTÊNCIA DE RF

Tipo de refrigeração	Vazão (ml/min)	$P_{RF}$ (Watts)	$i_{bm}$ (mA)
AR	-	690,5	340
ÁGUA	580	691,5	320
ÁGUA	840	707,3	320
ÁGUA	1200	711,5	340
ÁGUA	1400	746,3	345

Nota: Para todas as medições,  $e_{bm} = 3900$  V

Analisando os resultados obtidos, observa-se que para uma vazão de água acima de 580 ml/min, o desempenho do magnetron é equivalente e chega até mesmo a superar aquele obtido quando se utiliza ventilação forçada. O comportamento médio da temperatura da água na saída da camisa e do corpo do magnetron é mostrado no gráfico da Fig. 6, o mesmo foi medido para vazão de 1200 ml/min.

Observou-se ainda que, para pequenas vazões (abaixo de 600 ml/min), um considerável aumento da temperatura do corpo do magnetron. O gráfico da Fig. 6 mostra ainda que a temperatura final do corpo do magnetron é cerca de 3 a 5°C menor que a observada quando da refrigeração a ar.

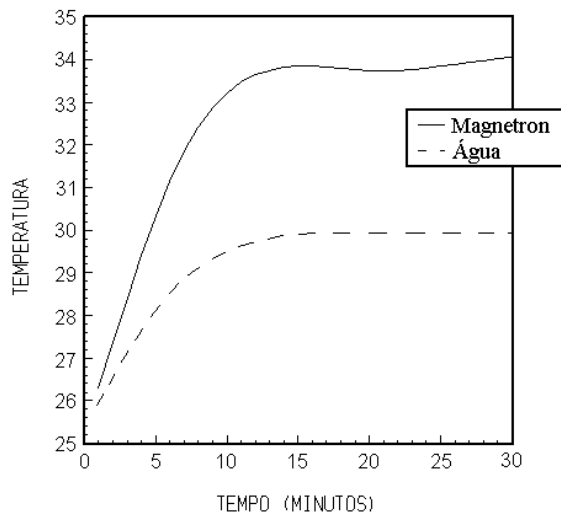


Fig. 6 – Temperatura da água e magnetron

## VII - CONCLUSÕES

Neste trabalho, Foram apresentadas as características operacionais de um magnetron, tipo 2M-218-J, bem como foi sugerida a troca do sistema de refrigeração, do sistema tradicional, baseado em dissipador de calor, submetido à ventilação forçada, por um sistema baseado numa camisa de refrigeração a água.

Tal modificação permite a utilização do dispositivo em estruturas (fornos industriais, etc.) onde a ventilação forçada é de difícil implementação.

O custo associado a tal modificação não foi determinado, já que toda infra estrutura necessária para usinagem da camisa de refrigeração existe no CEFET-PB . De toda forma, um levantamento preliminar estima que, incluindo o material, não se gasta mais que 50% do valor unitário do magnetron.

Avaliando o custo unitário do magnetron em questão, bastante reduzido devido a massificação dos fornos domésticos, e a possibilidade de se obter potências relativamente elevadas através de associações, conclui-se que o sistema proposto tem uma boa relação custo/desempenho.

De maneira geral, verifica-se que o desempenho e funcionamento do sistema de refrigeração proposto foi bastante satisfatório.

Portanto, pode-se concluir que a substituição do sistema de refrigeração por ventilação forçada em magnetrons de ímãs fixos por um sistema baseado numa camisa de refrigeração à água, como proposta neste trabalho, é uma alternativa viável.

## VIII – REFERÊNCIAS

- [1] J. N. Carvalho “Desenvolvimento de um Protótipo de Sistema de Indução de Hipertermia por Microondas”, Dissertação de Mestrado, COPELE/UFPB, Campina Grande, PB, Brasil, 1996.
- [2] A. L. S. Castro, “Desenvolvimento de um Protótipo de Secador por Microondas”, Dissertação de Mestrado, CMEE/ UFPA, Belém, PA, Brasil, 1994.
- [3] J. Thuery “*Microwaves: Industrial, Scientific and Medical Applications*”, Artech House, London, Inglaterra, 1992.
- [4], A. Metaxas ,C. e R. J. Meredith, “*Industrial Microwave Heating*”, Peter Peregrinus Ltd, Inglaterra, 1983.
- [5] M. Matsura ,“*SANYO Magnetron Specification 2M218J*”, Pub Number: M218JC-00, Sanyo Electric Co., Japão, 1987.
- [6] TECHNICAL COMMITTEE ON CW MAGNETRONS, “*How to Use Magnetron for Microwave Oven*”, Technical Report os Electronic Industries Association of Japan, ERD-1501, Japão, 1988.
- [7] TECHNICAL COMMITTEE ON CW MAGNETRONS, “*Test Methods for Continuous Wave Magnetron*”, Technical Report os Electronic Industries Association of Japan, ET-145A, Japão, 1988

# Simulações e Medidas dos Campos Irrradiados pelos Telefones Celulares Portáteis

A. A. de Salles<sup>\*</sup>, J.E.S. Vieira<sup>\*</sup>, P.R. Franco<sup>\*</sup>, D.M. Alves<sup>\*</sup>, C. Fernández<sup>\*</sup> e L. Schäffer<sup>\*</sup>

<sup>\*</sup>Depto. de Eng. Elétrica, UFRGS, Rua Sarmento Leite s/n, P. Alegre, 90.035-190, RS.

<sup>\*</sup>Depto. de Eng. Elétrica, PUC/RS, Av. Ipiranga 6681, P. Alegre, 90.610-001, RS.

<sup>\*</sup>DBR Telecomunicações, P. Alegre, RS.

## Resumo

**A solução das equações de Maxwell pelo método das diferenças finitas no domínio do tempo (FDTD), simulações simplificadas (bidimensionais) dos campos eletromagnéticos irradiados pelos telefones celulares portáteis com antenas tipo monopolo convencional na cabeça dos usuários utilizando o programa MATLAB™ e medidas do diagrama de irradiação modificado pela introdução de um refletor ("PROTECOM" - Protetor para Comunicações Pessoais) visando proteger o usuário são apresentados neste artigo.**

## 1- INTRODUÇÃO

Muitas dúvidas e discussões têm ocorrido nos últimos anos no âmbito da comunidade científica e na população em geral sobre os riscos dos telefones celulares portáteis à saúde dos usuários, quando operados muito próximos à cabeça [1-6]. Para acender ainda mais esta polêmica, em agosto de 1996 o FCC ("Federal Communications Commission") dos USA publicou em sua "home page" na Internet resultados de investigações confirmando que os telefones celulares, quando operados a menos de 2,5 cm de distância da cabeça, não estariam respeitando as normas internacionalmente aceitas (p.ex. a norma IEEE/ANSI C95.1-1992) [7,8]. Como a maior parte das pessoas opera o celular com a antena praticamente encostada na cabeça, e como a disseminação dos celulares em diferentes camadas da população é enorme (com muito poucos conhecendo e respeitando as precauções necessárias), o problema torna-se então de dimensões no mínimo preocupantes. Esta questão é de pleno conhecimento das empresas fabricantes, das operadoras e das autoridades governamentais, entretanto muito pouco tem sido feito no sentido de sua divulgação e da indispensável conscientização dos usuários. Paralelamente, a Organização Mundial da Saúde (OMS) lançou em meados de 1996 um programa de cinco anos orçado em US\$ 3,3 milhões para estudar os possíveis efeitos sobre a saúde dos campos eletromagnéticos produzidos pelos telefones celulares e outros aparelhos. Também recentemente algumas empresas fabricantes, através da CTIA ("The Cellular Telecommunications Industry Association") dos USA aprovaram um fundo de US\$ 25 milhões para suportar pesquisas sobre os

efeitos biológicos da telefonia celular. O principal problema é que estas pesquisas deverão demorar ainda vários anos para apresentar resultados estatisticamente confiáveis (pois entre outros necessitam de pesquisas epidemiológicas que requerem vários anos de estudos), e tendo em vista a enorme utilização dos telefones celulares por diversos setores da população, é importante que as precauções básicas sejam divulgadas, para evitar-se que mais adiante se constatem então perdas irreparáveis. Estas são as motivações principais deste trabalho.

Neste artigo são resumidos os principais aspectos teóricos da absorção das ondas eletromagnéticas emitidas pelos telefones celulares na cabeça dos usuários, são mostrados alguns resultados simulados utilizando o programa MATLAB e são apresentados resultados medidos de uma alternativa relativamente simples para reduzir a taxa de absorção na cabeça, mediante a utilização de um refletor ("PROTECOM") que modifica o diagrama de irradiação da antena, para maior emissão no sentido oposto ao da cabeça.

## 2- CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Diversos autores utilizaram métodos numéricos para simular os efeitos da interação em campos próximos da antena dos telefones celulares portáteis com os tecidos da cabeça. Por ser muito poderoso e preciso para estimar o comportamento eletromagnético em geometrias tridimensionais complexas com materiais não homogêneos (condutores ou dielétricos) e com perdas, o método das diferenças finitas no domínio do tempo (ou FDTD, em inglês) tem sido o mais utilizado. O método FDTD básico foi primeiramente utilizado por Yee [9], e depois desenvolvido por outros autores [10-16]. Neste método, as equações



de Maxwell na forma diferencial no domínio do tempo são resolvidas para diversos pontos na região considerada, bem como em suas redondezas, em incrementos de tempo até que sejam obtidas soluções convergentes. Estas simulações são exatas, inclusive para o campo próximo. Uma vez que um detalhamento maior deste método foge à dimensão e ao escopo deste trabalho e que este método está descrito nas referências mencionadas [9-16], aqui serão somente destacados alguns aspectos relevantes.

As equações rotacionais de Maxwell no domínio do tempo podem ser escritas da seguinte forma:

$$\nabla \times \vec{E} = -\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \quad (1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \sigma \vec{E} \quad (2)$$

onde usualmente é utilizado o sistema MKS e os parâmetros  $\sigma$ ,  $\rho$ ,  $\mu$  e  $\varepsilon$  são a condutividade (em S/m), a resistividade (em  $\Omega/m$ ), a permeabilidade (em H/m) e a permissividade (em F/m) dos tecidos nas diferentes regiões do corpo, respectivamente. Nestas equações, o termo  $\sigma E$  representa as perdas que podem ocorrer no meio devido à conversão da energia eletromagnética em calor.

A discretização do espaço tridimensional em grades de cubos elementares neste método exige memória computacional proporcional ao número de pontos "N" da grade, e não a  $N^2$  ou mais, como é o caso de outros métodos numéricos. O tempo de computação entretanto cresce com  $N^{4/3}$ . Por exemplo, em [12], a cabeça de um adulto é modelada por células cúbicas com dimensões de 3,17 mm, resultando então em 126.000 células constituídas de cérebro, músculo, osso, gordura, pele, sangue e olhos. Em [14], as dimensões dos cubos são de 5 mm, resultando em 57.263 células para representar a cabeça, em [10] são usados cubos de 6,56 mm resultando em 24.552 células, e em [16] os cubos são de 5 mm resultando em 141.680 células para representar a cabeça e a mão do operador. A título de ilustração, em uma estação de trabalho tipo SUN SPARC-2 com 64 Mbytes de memória DRAM e 1,5 Gbytes de espaço de disco, 8,5 Mbytes de armazenamento foram necessários para uma simulação com tempo total de CPU de 1 h, 28 min e 16 s [16]. Na simulação simplificada (bidimensional) utilizando o MATLAB apresentada na seção seguinte os recursos computacionais são significativamente reduzidos.

Atlas de anatomia e imagens obtidas por métodos de ressonância magnética (MRI)[10] e de ressonância magnética nuclear (NMR) [13] são usadas para

classificação e localização dos diferentes tecidos na cabeça.[17]. Por exemplo, na Tabela 1 estão mostradas as características típicas de alguns tecidos da cabeça humana usadas nas simulações, para frequências próximas a 900 Mhz [10].

Tecido	Permissividade Relativa	Condutividade (S/m)	Massa específica (g/cm <sup>3</sup> )
Osso	8	0.105	1.85
Pele (ou Gordura)	34.5	0.60	1.10
Músculo	58.5	1.21	1.04
Cérebro	55.0	1.23	1.03
Líquor	73.0	1.97	1.01
Cristalino	44.5	0.80	1.05
Córnea	52.0	1.85	1.02

Tabela 1 - Características dos tecidos da cabeça usadas nas simulações [10].

Uma vez que os valores dos campos são determinados e que os parâmetros de cada região são conhecidos, a potência absorvida ( $P_{abs}$ ) nos tecidos dissipativos é calculada então usando a integral

$$P_{abs} = \frac{1}{2} \int_V \sigma |\vec{E}|^2 dV \quad (3)$$

e a potência irradiada para o campo distante ( $P_{irr}$ ) é dada por

$$P_{irr} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_S \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \vec{n} dS \right\} \quad (4)$$

onde  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  são os valores de pico dos campos elétrico e magnético no domínio da frequência, e  $V$ ,  $S$  e  $\vec{n}$  representam respectivamente, o volume contendo o tecido, a superfície fechada em torno do aparelho e do operador, e o vetor unitário normal à esta superfície.

Os resultados das simulações são geralmente apresentados em SAR (mW/g), e em alguns casos normalizados para 1 W de potência emitida [1,2,6,8]. Para exposição do corpo inteiro por exemplo, pode-se considerar a SAR média, que será então a relação entre a potência total absorvida pelo corpo e sua massa. Entretanto, para aquecimentos localizados, como os produzidos pelos telefones celulares emitindo muito próximos (p.ex., a 2 cm, 1 cm ou menos) da cabeça do usuário, deve ser usada a SAR local, que é definida como a potência absorvida (em mW, p. ex.) por uma grama de tecido.

Os resultados das simulações efetuadas por diversos autores usando o método FDTD são convergentes e tiveram seus resultados confirmados por medidas [10-16]. É importante observar-se que, à medida que a antena se aproxima da cabeça (p. ex., para distâncias menores que 2 ou 3 cm), os níveis de potência absorvidos pela cabeça crescem

significativamente, tornando-se bem superiores (até dezenas de vezes) aos limites estabelecidos pelas normas [1,7,8].

### 3- SIMULAÇÃO USANDO O MATLAB

Esta simulação simplificada é limitada ao plano (bidimensional) utilizando-se um modelo de corte coronal da cabeça humana [17] sendo as equações (1) e (2) discretizadas numa malha de 88 por 88 células, de 4,25mm de lado, onde cada célula é associada ao tecido correspondente de acordo com a Tabela 1, o que está representado na Figura 1.

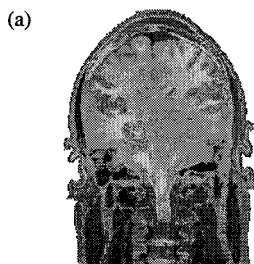


Fig. 1- (a) Corte Coronal [17] de cabeça humana.

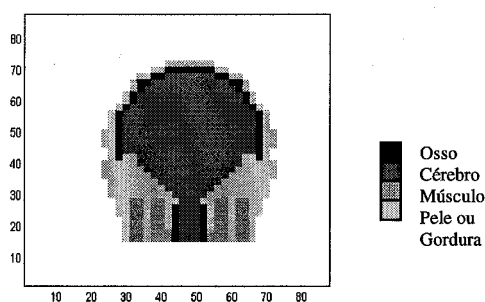


Fig. 1- (b) Modelo discretizado derivado de (a), usado nas simulações, onde os eixos coordenados representam a numeração das células de discretização.

O método recorre a sucessivas iterações de diferenças finitas no domínio do tempo para resolver as equações diferenciais de campo, e após um certo número de iterações o método converge à solução de regime permanente. O passo temporal entre estas iterações é escolhido de forma a garantir a estabilidade e convergência da solução numérica [9,18]. O critério de convergência da solução é definido pela distância entre os valores calculados em iterações sucessivas. Desta forma se define o número de iterações necessárias. Tendo sido modelado o sistema, o método pode ser utilizado para a determinação dos campos em função do tipo de antena, potência e frequência irradiadas, posição e distância da antena à cabeça. O algoritmo FDTD

derivado das equações (1) e (2) foi implementado com um compilador Matlab5 e executado em um PC (Pentium MMX 233, 128 Mbytes de RAM) com sistema operacional Windows95, e o tempo de processamento necessário para a estabilidade nesta configuração não alcançou as 3 horas. Este tempo pode ser diminuído dramaticamente com a otimização de algoritmos, o uso de outros compiladores, que gerem códigos mais rápidos, e outros sistemas operacionais e processadores, mas ainda é baixo o suficiente para estimular o uso destes métodos numéricos mesmo com os recursos atualmente mais correntes e sem grandes esforços de programação. Na Figura 2 estão mostrados resultados típicos de Campo e SAR, calculados para uma antena tipo monopolo.

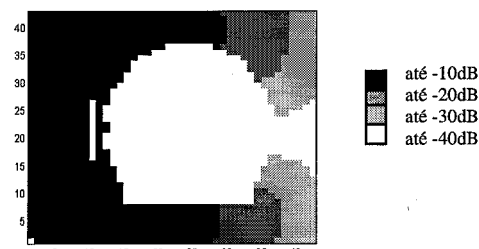


Fig. 2 (a)- Resultado da simulação bidimensional para o campo normalizado em relação à potência da antena, na presença da cabeça. Os valores de campo na antena e cabeça não foram plotados a efeito de melhor visualização das posições relativas.

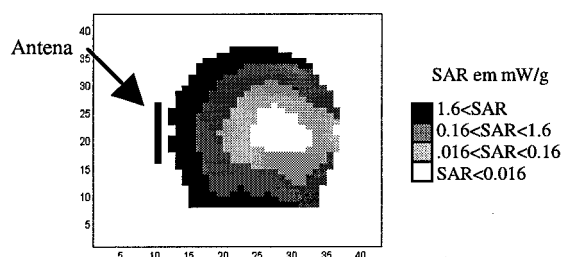


Fig. 2 (b)- Resultado da simulação bidimensional para a absorção na cabeça. SAR em mW/g

Os resultados obtidos são coerentes com os reportados por outros autores utilizando simulações tridimensionais mais precisas e que requerem maiores recursos computacionais [9-16].

### 4- MEDIDAS COM O REFLETOR

Tendo em vista os problemas expostos e visando reduzir a potência absorvida na cabeça do operador, foi desenvolvido um refletor ("PROTECOM"-Protetor para Comunicações Pessoais) que fica posicionado entre a antena monopolo convencional e

a cabeça do usuário. O refletor é dimensionado para modificar o diagrama de irradiação (que originalmente é simétrico no plano horizontal) do monopolo, emitindo mais no sentido oposto à cabeça do usuário e mantendo uma baixa taxa de onda estacionária na entrada da antena do celular, de acordo com o descrito em [19]. Com isto a densidade de potência na direção da Estação de Rádio Base (ERB) com a qual está se comunicando fica aumentada, então o aparelho se ajusta automaticamente a uma potência emitida menor, com uma conseqüente maior duração da carga da bateria. O dimensionamento deste refletor é feito utilizando-se equações conhecidas da teoria de redes de dois monopolos sendo um ativo e outro passivo, considerando-se seu espaçamento, ganho da rede,

resistência de entrada, casamento de impedância, etc. [20]. Seu desempenho é otimizado em ensaios de campo em local isento de reflexões, ajustando-se o aparelho celular operando no "modo de serviço" emitindo uma potência fixa em frequência selecionada. Isto foi feito para o celular modelo PT 550 da Motorola, e o diagrama de irradiação (em campo distante) medido no plano horizontal com o auxílio de um Analisador de Espectro (HP 8595E) e de um Medidor de Parâmetros "S" (HP 85046A e HP4396A) está mostrado na Figura 3, quando a potência emitida era de 600 miliwatts em 837 MHz (canal 400), e a antena receptora padrão estava ajustada para uma taxa de onda estacionária menor que 1,05 na frequência de operação.

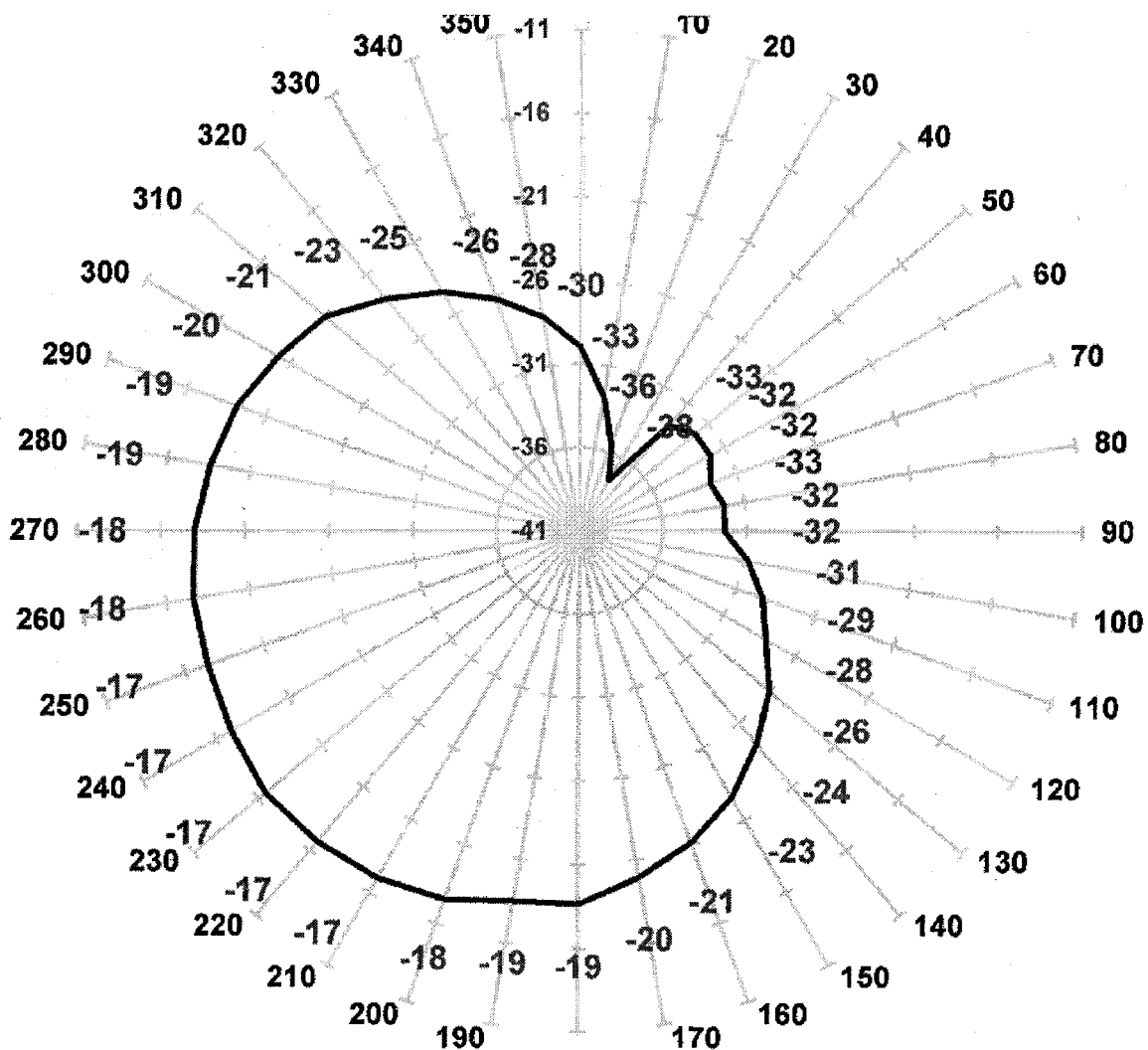


Fig. 3 - Diagrama de irradiação no plano horizontal ( transversal ) medido com o refletor "PROTECOM".

Observa-se que o diagrama de irradiação no plano horizontal apresenta uma melhoria de cerca de 20 dBs (relação entre a potência emitida no sentido oposto ao usuário e a potência no sentido do usuário) relativamente ao diagrama original, o que deverá garantir uma taxa de absorção (SAR) na cabeça do usuário dentro dos limites das normas na grande maioria dos casos. Este refletor é um dispositivo leve, fácil de adaptar e operar junto ao celular, e de baixo custo de produção. Para outros modelos de aparelho celular com diferentes antenas, pequenas alterações nas dimensões do refletor deverão apresentar resultados análogos.

#### 5-COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

Os resultados obtidos com uma simulação simplificada (bidimensional) que utiliza recursos computacionais reduzidos mostraram-se compatíveis com os obtidos por outros autores [10-16] utilizando simulações mais sofisticadas e que requerem maiores recursos computacionais. Observa-se que quando a antena do aparelho celular estiver mais próxima que cerca de dois centímetros da cabeça os níveis de potência absorvidos em algumas regiões do cérebro são superiores aos estabelecidos pelas normas [7,8]. Isto já deveria ser suficiente para que as autoridades recomendassem um alerta aos usuários para que tomassem as devidas precauções, caso desejassem prevenir riscos. Os resultados medidos com o Protetor para Comunicações Pessoais ("PROTECOM") mostraram uma melhoria de até 20 dBs no nível de potência emitido no sentido do usuário, o que deve garantir operação isenta de riscos na maioria das aplicações, melhorando também a qualidade da comunicação e aumentando o tempo de vida da bateria. Uma nova geração de telefones celulares deverá num futuro próximo já vir equipada com antenas que irradiem mais no sentido oposto à cabeça do usuário.

#### 6- AGRADECIMENTOS

Os autores agradecem ao Prof. Marco T. M.B. Vilhena (DENUC-UFRGS) pela orientação nas simulações e ao Eng. Marcos Barros (IPCT-PUCRS) pela colaboração nas medições. Parte deste trabalho foi suportado pelo CNPq, pela UFRGS, pela PUCRS e pelo Programa ISTEAC (Ibero-American Science and Technology Education Consortium).

#### 7. REFERÊNCIAS

- [1] Salles, A.A., "Efeitos Biológicos dos Telefones Celulares Portáteis", Revista da SBT, Vol. 11, nº 1, Dezembro de 1996, pg. 71-80.
- [2] Senise, J.T., "Efeitos Biológicos das Radiações Não-Ionizantes: Normas de Segurança para a Exposição a Campos de Rádio Frequência e Microondas", Revista da Sociedade Brasileira de Telecomunicações, Vol. 11, nº 1, Dezembro 1996, pg. 81-88.
- [3] Fischetti, M., "The cellular phone scare", IEEE Spectrum, June 1993, pp.43-47.
- [4] Gottlober, H. and Henrichs, K., "Can mobile phones affect your health?", Telecom Report International, vol. 18, nº 3, 1995, pp.26-29.
- [5] Bren, S.P.A., "Reviewing the RF Safety Issue in Cellular Telephones", IEEE Eng. in Medicine and Biology, May 1996, pp.109-115.
- [6] Salles, A.A., "Efeitos Biológicos da Telefonia Celular", Telemo 96, Curitiba, PR, 22-25/julho 96, vol. 1, pg.501-506.
- [7] FCC 96-326: "FCC Updates its Guidelines for Evaluating the Environmental Effects of Radiofrequency Emissions; Action Implements Telecom Act Provisions (ET Docket Nº 93-62)", Report Nº DC 96-76, 1º/8/96, disponível no web "<http://www.fcc.gov/oet/headline/fcc96326.html>" (itens 71 e 72).
- [8] IEEE/ANSI C95.1-1992: "IEEE Standard for Safety Levels with Respect to Human Exposure to Radio Frequency Electromagnetic Fields, 3 kHz to 300 GHz", The Institute of Electrical and Electronics Engineers, Inc., New York, NY 10017, 1992.
- [9] Yee, K.S., "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. AP-14, nº 5, May 1966, pp.302-307.
- [10] Jensen, M.A. and Rahmat-Samii, Y., "EM Interaction of Handset Antennas and a Human in Personal Communications", Proc. of the IEEE, vol. 83, nº 1, January 1995, pp. 7-17.
- [11] Hombach, V. et al., "The dependence of EM Energy Absorption upon Human Head Modeling at 900 MHz", IEEE Trans. on MTT, vol.44, nº. 10, October 1996, pp.1865-1873.
- [12] Dimbylow, P.J., "FDTD calculations of the SAR for a dipole closely coupled to the head at 900 Mhz and 1.9 Ghz", Phys. Med. Biol., vol. 38, 1993, pp. 361-368.
- [13] Martens, L. et al., "Calculation of the electromagnetic fields induced in the head of an operator of a cordless telephone", Radio Science, vol. 30, nº 1, Jan-Febr. 1995, pp. 283-290.
- [14] Chen, H-Y. and Wang, H-H., "Current and SAR Induced in a Human Head Model by the Electromagnetic Fields Irradiated from a Cellular Phone", IEEE Trans. on MTT, vol. 42, nº 12, December 1994, pp. 2249-2254.
- [15] Yildirim, B.S. and El-Sharawy, E.A., "Analysis of a Magnetically-Shielded Cellular Phone Antenna Using Finite-Difference Time-Domain Method", 1996 IEEE MTT-S Int'l. Microwave Symp. Digest, San Francisco, USA, June 1996, pp. 979-982.
- [16] Toftgard J., et al., "Effects on Portable Antennas of the Presence of a Person", IEEE Transactions on Antennas and Propagation, vol. 41, nº 6, June 1993, pp.739-746.
- [17] CDROM do "Projeto Ser Humano Visível", em "<http://www.vhd.org.br/>".
- [18] Li, K et al., "Simulation of EM Radiation and Scattering Using FDTD", CAEE, Wiley, Vol.1, N.1, 92/93, pp45-63
- [19] "PROTECOM"- Protetor para Comunicações Pessoais, Patente Requerida no INPI nº PI 9.603.711-3 (em 21/08/96).
- [20] Rios, L.G. e Perri, E.B., "Engenharia de Antenas", Ed. Edgard Blücher, 1982.

# PROTÓTIPO DE UM SISTEMA AUTOMÁTICO PARA LEVANTAMENTO DE DIAGRAMA DE IRRADIAÇÃO DE ANTENAS

Fábio Nunes Seguins Gomes e Gervásio Protásio dos Santos Cavalcante  
Universidade Federal do Pará - Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado  
Centro Tecnológico - Departamento de Engenharia Elétrica

**Resumo** - O presente trabalho trata da implementação do protótipo de um sistema automático para o levantamento de diagrama de irradiação de antenas. O projeto foi realizado com o objetivo de auxiliar as disciplinas de Antenas e Propagação na sua parte prática, podendo ser usado também como recurso para fins profissionais.

**Abstract** - This work proposes to implement an automatic system in order to obtain a radiation pattern of antennas. This project intend to be an auxiliary instrument for ungraduate and graduate students in learning Antennas and Propagation's courses, it can be important also for professional users.

**Index Terms** - Diagrama de Irradiação, Sistema Automático, Protótipo de Sistema.

## I. INTRODUÇÃO

O presente trabalho consistiu em implementar um sistema automático para determinar uma das características mais importantes dentro de um projeto de antenas: o seu *diagrama de irradiação*. De posse do diagrama de irradiação, usualmente considerado no seu aspecto tridimensional, pode-se determinar a intensidade de irradiação recebida ou transmitida numa certa direção que se distribui em relação à antena, tendo-se uma distância previamente estabelecida.

O sistema é constituído, basicamente, de um transmissor, de uma antena transmissora, de uma antena sob teste e de um receptor para captar o sinal dessa antena.

As informações captadas pela antena sob teste são passadas a um microcomputador, através de uma placa conversora A/D-D/A, o qual fará o tratamento das informações e a apresentação do diagrama de irradiação da antena. O sistema foi projetado para operar com potência de saída em torno de 300mW e na faixa de frequência de 750 a 1.060MHz.

O protótipo visa atender às disciplinas do curso de Engenharia Elétrica na área de Eletromagnetismo Aplicado em sua parte teórica e prática e pode ser utilizado como recurso para fins profissionais.

Seguins G., F. N. Fone/Fax: (091) 211-1739,  
[fseguins@guama.cnpqee.ufpa.br](mailto:fseguins@guama.cnpqee.ufpa.br)  
Cavalcante, G. S. Fone/Fax: (091) 211-1634,  
[gervasio@guama.cnpqee.ufpa.br](mailto:gervasio@guama.cnpqee.ufpa.br)

Este projeto obteve o financiamento da FINEP/CNPq/PROPESP/UFFPA

Para a implementação do sistema foram usados, basicamente, os seguintes materiais :

- 1 microcomputador com placa conversora A/D - D/A;
- 1 motor de passo;
- 1 VCO (*Voltage Controlled Oscillator*);
- 1 amplificador;
- 1 diodo detector; antenas transmissora e receptora dentre outros materiais necessários.

## II. DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

Para um melhor entendimento teórico do processo de irradiação de ondas eletromagnéticas de uma antena, serão apresentados, de maneira resumida, alguns conceitos fundamentais, que descrevem esses estudos. Destacando-se a diretividade de uma antena, o ganho associado e seu diagrama de irradiação.

**Diretividade:** mede a capacidade que uma antena tem de concentrar energia numa determinada região do espaço. É definida como "a relação entre a intensidade de irradiação da antena em uma dada direção e a intensidade de irradiação média em todas as direções. A intensidade de irradiação média é igual a potência total irradiada pela antena dividida por  $4\pi$ . Se a direção não for especificada, será considerada a direção de máxima intensidade"[1,2].

**Ganho da antena:** é uma característica que envolve a potência fornecida à antena e sua eficiência, algo de maior interesse para a engenharia. Em linhas gerais, pode-se dizer que o **ganho de uma antena** é a expressão de quanto uma antena é melhor que uma outra. Isto é, na hora de se empregar a antena num canal de comunicação, em última análise, irá se escolher a antena que mais se presta ao serviço, por entregar mais potência ao meio, por entregar maior quantidade de energia irradiada.

O ganho relaciona-se com a diretividade através de um fator, que é menor ou igual a unidade. Este fator compreende todas as perdas numa antena no processo de irradiação: perdas ôhmicas (condutor e dielétrico). É conhecido como eficiência de irradiação da antena. No caso de uma antena sem perdas este fator é unitário e o ganho torna-se igual a diretividade.

**Diagrama de irradiação:** sendo a antena um dispositivo capaz de irradiar energia eletromagnética, deve-se conhecer a partir de que condições essa irradiação se processa, isto é, conhecer a sua forma de distribuição, a sua eficiência, etc.

O diagrama de irradiação de uma antena é a sua resposta em função da direção. Ele mostra como a energia irradiada

está distribuída no espaço, permitindo assim a determinação da quantidade de energia recebida ou transmitida numa certa direção a uma dada distância, e também em que direção ela recebe melhor, no caso de uma antena receptora, ou em que direção há melhor irradiação de energia, no caso de uma antena transmissora.

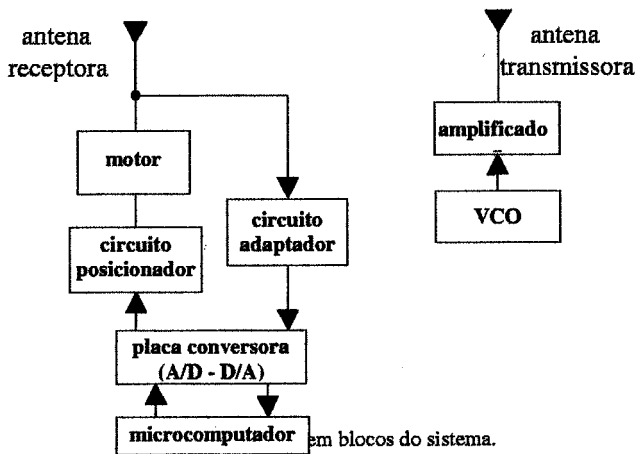
As medições a serem realizadas para a obtenção deste diagrama devem ser feitas a partir de uma certa distância mínima, em relação a qual as dimensões da antena são desprezíveis.

Estas medições podem ser obtidas de duas maneiras : pelo deslocamento de uma antena em torno da antena sob teste, a qual deve ter a sua posição indicada no diagrama, ou pela rotação dessa em torno de seu eixo.

A seguir é apresentado esquema de funcionamento do sistema de levantamento automático de diagrama de irradiação de antenas.

### III. IMPLEMENTAÇÃO DO SISTEMA

O diagrama de blocos da Fig. 1 mostra o projeto em sua forma geral.



Na transmissão tem-se:

#### ANTENA TRANSMISSORA

Como antena transmissora foi implementada uma antena Yagi-Uda operando na frequência central de 900MHz, com ganho de 12dB. Como elemento casador foi implementado um casador gamma de 50 Ω.

#### AMPLIFICADOR

O amplificador utilizado no protótipo é o de especificação ZFL-1000VH, fabricado pela Mini-Circuits de 25 dB de ganho e potência de saída de 25 dBm.

#### VCO

O VCO é um oscilador cuja frequência de operação pode ser ajustada aplicando-se uma tensão no terminal de controle ou de sintonia.

No protótipo foi usado o VCO de especificação POS-1060, fabricado pela Mini-Circuits com potência máxima de saída de 12 dBm.

No projeto foi utilizada uma tensão de sintonia de aproximadamente 8,2Volts o que, segundo as características do componente, resulta numa frequência de operação de aproximadamente 900MHz, para a qual foram projetadas as antenas.

Na recepção tem-se:

#### ANTENA RECEPTORA

Assim como a antena transmissora, foi implementada uma antena Yagi-Uda para ser utilizada como teste. Com frequência central de operação de 900MHz, ganho de 10dB e casador gamma de 50 Ω.

#### MOTOR

Foi utilizado um motor de passo de driver de microcomputador com as seguintes características:  $V_{cc\ max} = 24\ V$ ,  $I_{max} = 1,2\ A$ ; quatro fases; e ângulo de passo de 15°. No sistema, como ele é acoplado ao mastro da antena receptora através de uma coroa dentada, a antena é girada em ângulos de, aproximadamente, 0,7°.

#### CIRCUITO ADAPTADOR

O sinal que é obtido pela antena receptora é monitorado por um circuito que o adapta para que a placa conversora A/D-D/A possa fazer a leitura em sua parte A/D. O circuito é composto de um filtro e um diodo detetor.

#### CIRCUITO POSICIONADOR

Este circuito controla o giro do motor, ou seja, em que direção o motor deve girar, e também quando esse deve parar e onde. Conforme mostrado na Fig. 2, ele é composto por um circuito de acionamento seqüencial, que em conjunto com os circuitos driver acionam o motor de passo[3]. Esses circuitos podem ser ativados por um multivibrador que gera uma onda com frequência variável e selecionável, ou por um microcomputador através de um programa computacional desenvolvido em Linguagem C++ 3.0 da Borland.

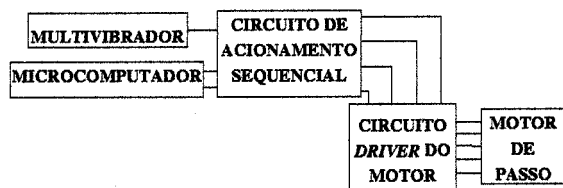


Fig. 2: Diagrama em blocos do circuito de controle do motor. O circuito posicionador é composto de:

#### MULTIVIBRADOR

O circuito multivibrador na Fig. 3 tem como função gerar o clock para a formação da seqüência de pulsos responsáveis pelo movimento do motor.

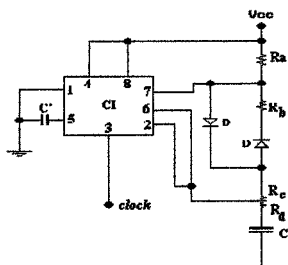


Fig. 3: Circuito multivibrador astável.

Ele é baseado no CI 555 operando como multivibrador astável. O multivibrador implementado pode gerar *clock* variando de 0,715Hz a 715Hz, conforme ajuste do potenciômetro. Os diodos foram utilizados para que a onda quadrada gerada opere com ciclo de trabalho de 50%[3].

#### MICROCOMPUTADOR

Através do microcomputador, com o auxílio da placa conversora A/D - D/A, pode-se implementar um gerador de *clock*.

Através do programa desenvolvido para controlar o sistema criou-se uma sub-rotina para geração do *clock*. Tal rotina consiste de, primeiramente, enviar um nível zero para o canal 2 de saída do conversor D/A, garantindo-se sempre uma condição inicial para o circuito. Deve-se, no início do programa, informar a frequência dos pulsos. Esse valor é armazenado em uma variável a qual é passada à função *delay* do Turbo C<sup>++</sup>. O programa, então, passado esse tempo de espera, envia ao canal 2 de saída do conversor D/A uma tensão +5V durante o tempo informado inicialmente. O programa, então, envia novamente uma tensão de 0V (zero) e o ciclo se repete.

#### CIRCUITO DE ACIONAMENTO SEQUENCIAL

Esse circuito, ilustrado na Fig. 4, é responsável pela geração dos pulsos de ativação do motor de passo para movimentação, do motor, no sentido horário ou anti-horário, conforme o nível lógico do sinal "sentido".

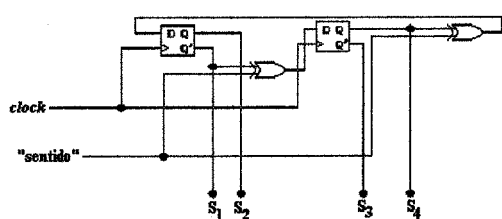


Fig. 4: Circuito de acionamento seqüencial.

O circuito foi implementado utilizando-se dois flip-flop's tipo D e duas portas lógicas OU-Exclusivo. Para cada pulso de *clock* o motor desloca-se um passo completo no sentido definido pelo sinal "sentido". As saídas  $S_1$  ativam o circuito *driver* do motor.

#### CIRCUITO DRIVER DO MOTOR

O circuito *driver* do motor é ilustrado na Fig. 5. É um circuito de potência e tem como função adequar o sinal de saída do bloco de acionamento seqüencial para níveis que possam fazer com que o motor entre em funcionamento.

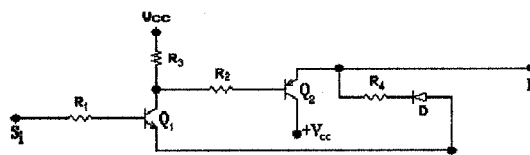


Fig. 5: Circuito *driver* do motor.

Como o motor tem quatro fases distintas, são necessários 4 circuitos *driver* para o acionamento do motor. A saída  $P_i$  aciona o motor[3].

#### PLACA CONVERSORA A/D - D/A - DIO

Para a aquisição dos dados pelo computador utilizou-se uma placa conversora A/D - D/A - DIO ACL-812PG fabricada pela Advantech Co., Ltda.

Foi utilizada no projeto a biblioteca que a ADCClone Inc. fornece juntamente com a placa conversora. Desenvolveu-se um programa e foi possível realizar, com êxito, a leitura e comando do protótipo implementado.

#### PROGRAMA

O programa para traçado do diagrama de irradiação da antena foi feito em linguagem C<sup>++</sup> 3.0 da Borland.

O programa faz a leitura dos dados coletados pela leitura do conversor A/D e os armazena em um vetor. Tem como função, também, fazer o controle dos módulos de aquisição (*clock*, sentido de rotação, monitoração da rotação) e o necessário tratamento dos dados que foram coletados para que sejam passados para a rotina gráfica e, assim, seja possível fornecer como resposta o diagrama de irradiação da antena sob teste.

#### IV. RESULTADOS

Analisando-se os diagramas das Fig. 6. e Fig. 7. nota-se que o diagrama medido aproxima-se satisfatoriamente do diagrama teórico. Melhores resultados não foram possíveis devido a alguns detalhes na implementação do protótipo como: perdas nas conexões dos cabos coaxiais, imperfeição na construção das antenas, ambiente de medição apresentando muitas interferências, dentre outros.

Mesmo com uma frequência relativamente alta, aproximadamente 900MHz, ainda há uma considerada influência do meio onde foram realizadas as medições (sala do Laboratório de Antenas e Propagação com 40 m<sup>2</sup>), talvez pela potência do sinal transmitido ser relativamente alta, em torno de 300mW.

Uma vantagem do sistema é sua alta flexibilidade, pois foi projetado para possibilitar, de maneira bem acessível, a troca dos seus módulos (antenas, transmissor, receptor, circuitos, motor, ...), permitindo assim que se possa fazer o

levantamento de diagramas de diversos tipos de antenas bem como outros experimentos tais como: determinação do elipsóide de Fresnel, reflexão, refração e polarização. As fotos 1 e 2 mostram o sistema implementado.

### V. CONCLUSÃO

Foi implementado um protótipo para levantamento automático de diagrama de irradiação e outros experimentos de rádio propagação objetivando-se a melhoria do ensino das disciplinas de Antenas e Propagação de ondas. O protótipo apresentou resultados satisfatórios. Entretanto pode-se melhorar ainda mais o desempenho do sistema. Para tal, sugere-se que para o ambiente de laboratório, se trabalhe com frequências de operação maiores da que está sendo utilizada,

900MHz e com níveis de potência menores. Ou, para fins profissionais, implementar uma câmara anecóica para diminuir as interferências causadas por aquele ambiente.

### VI. REFERÊNCIAS

[1] Rios, L. G; "Engenharia de Antenas"; Editora Edgar Blucher; São Paulo; 1982.  
 [2] Balanis, C. A.; "Antenna Theory - Analysis and Design"; Harper & Row; Publishers, New York, 1997  
 [3] U. S. Navy, Bureau of Personnel Training Publications Division; "Curso de Eletrônica", E.B.,1990.

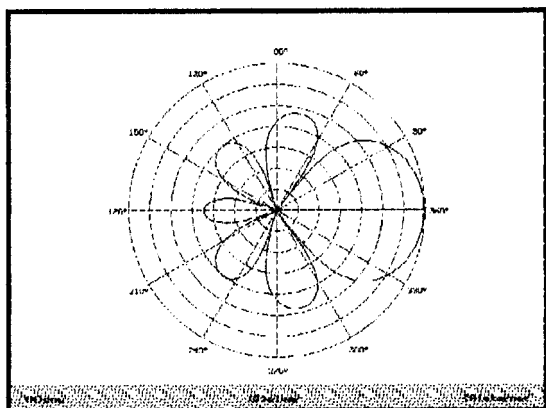


Fig. 6: Traçado do diagrama teórico.

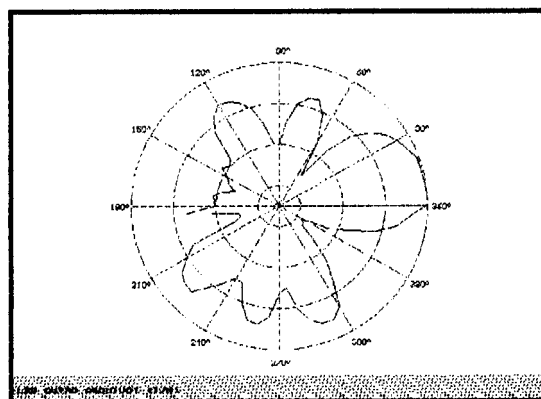


Fig. 7: Traçado do diagrama horizontal medido com o sistema.

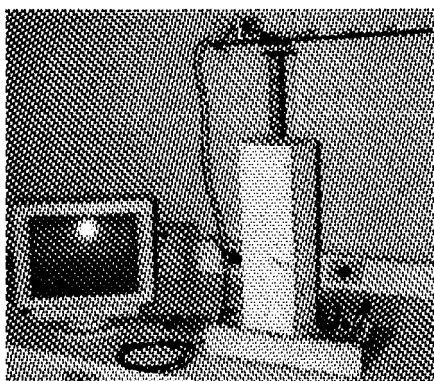


Foto 1: Sistema de recepção e aquisição de dados.



Foto 2: Sistema de transmissão.



# **Modelamento III**

Coordenador: F. de A. F. Tejo (UFPA-CG)

---

## **Efeitos Não-Lineares e Não-Recíprocos Combinados em Óptico Planar**

*Ben-Hur Viana Borges / Amílcar Careli César / Rafael Vieira de Sousa*

---

## **Fractal Modeling of Electromagnetic Constitutive Parameters of Biological Tissues**

*F. de A. F. Tejo / R. R. M. do Valle / Brígida R. P. da Rocha*

---

## **Cálculo da Distribuição de Campos em Aplicadores Industriais de Microondas Contendo Dielétricos Mistos**

*Kaijiro Hyodo / João Tavares Pinho*

---

## **Efeitos do Layout de Placas de Circuito Impresso nos Níveis de Correntes e Emissões**

*Golberi S. Ferreira / A. Raizer / C. Christopoulos*

---

## **Análise de Cornetas Circulares com Corrugações ou Flanges Metálicos Externos**

*Marcos G. Castello Branco / Luiz Costa da Silva*

# Efeitos não-linear e não-recíproco combinados em guia óptico planar

Ben-Hur Viana Borges, Amílcar Careli César e Rafael Vieira de Sousa  
Universidade de São Paulo, Escola de Engenharia de São Carlos, Depto. de Engenharia Elétrica  
Av. Dr. Carlos Botelho, 1465, 13560-250 São Carlos, SP  
Fone: (016) 273-9356, Fax: (016) 273-9372, e-mail: benhur@sel.eesc.sc.usp.br

## RESUMO

Os efeitos simultâneos de propriedades não-lineares e não-recíprocas sobre a propagação de luz em guias ópticos planares são analisados neste artigo. Os resultados numéricos atestam o seu potencial de aplicação, principalmente na integração, sobre um mesmo substrato, de isoladores, circuladores e chaves ópticas, dispositivos importantes em circuitos de comunicações ópticas.

**Palavras-chaves:** óptica integrada, óptica não-linear, guia óptico planar, propagação não-recíproca.

## I. INTRODUÇÃO

Os sistemas de comunicações têm experimentado nos últimos tempos uma demanda cada vez maior pela elevação da capacidade de transmissão de informações. A velocidade das operações de chaveamento são hoje um fator limitante, restringida, em grande parte, pelos dispositivos eletrônicos convencionais. Os sistemas totalmente ópticos aparecem como uma saída atraente para uma aumento significativo das velocidades. Esta possibilidade tem proporcionado um grande desenvolvimento na área de chaveamento puramente óptico, utilizando-se uma grande variedade de dispositivos e materiais [1].

Ondas guiadas em materiais não-lineares apresentam potencial de aplicação não só em comunicações ópticas [2] como também em computação óptica. Meios que exibem efeito Kerr com acentuada não-linearidade apresentam fenômenos interessantes tais como auto-focalização, índice de refração dependente da potência e bi-estabilidade óptica. Vários dispositivos ópticos tais como portas lógicas, discriminadores e chaves podem ser construídos segundo a técnica de óptica integrada ou de fibra [3], [4].

Por outro lado, guias ópticos empregando materiais magneto-ópticos são especialmente importantes em dispositivos não-recíprocos, tais como isoladores [5], que podem evitar reflexões de luz sobre fontes ópticas, e circuladores [6]. Dispositivos moduladores também podem ser construídos com materiais magneto-ópticos [7].

A técnica de fabricação de dispositivos em óptica integrada exige substratos e materiais comuns a vários dispositivos, para a necessária compactação, facilidade de construção e melhoria e controle do desempenho dos sistemas ópticos. Em geral, os dispositivos não-recíprocos são

construídos a partir de filmes de *yttrium iron garnet* (YIG) sobre substratos de *gadolinium gallium garnet* (GGG). Quanto aos materiais não-lineares, um grande número de experimentos já foi relatado na literatura envolvendo guias ópticos fabricados com  $\text{SiO}_2$ ,  $\text{Bi}_2\text{O}_3$  e  $\text{LiNbO}_3$ , dentre muitos. Estes materiais foram empregados em dispositivos operando como geradores de harmônicos, osciladores paramétricos e em processamento de sinais [1], [8]. O emprego de substrato comum a vários dispositivos tem sido a meta de muitas pesquisas como, por exemplo, o isolador híbrido sobre sílica construído por Sugimoto *et al.* [5].

As características de propagação de luz em guias ópticos não-lineares sobre substratos ferrimagnéticos são investigadas neste trabalho. A estrutura teria potencial para integrar as funções de isolamento ou circulação e chave óptica não-linear, por exemplo. Se o trecho não-linear, fabricado sobre filmes ferrimagnéticos, estiver também sobre a ação do campo magnético de polarização, então haverá a combinação dos efeitos não-recíproco e não-linear sobre as características de propagação da luz. Resultados numéricos são apresentados e atestam o potencial de aplicação da combinação destes efeitos.

## II. TEORIA

A análise da propagação de luz em guias multicamadas, envolvendo pelo menos uma de material não-linear, pode ser dividida em duas abordagens distintas, segundo o tipo de onda considerado. No caso de ondas TE, soluções analíticas para as componentes de campo e constante de propagação podem ser obtidas com relativa facilidade [9], [10]. No caso de ondas TM, a presença de duas componentes do campo elétrico,  $E_x$  e  $E_z$ , dificulta a obtenção de soluções analíticas. O emprego de vários tipos de métodos numéricos tem sido sugerido para resolver as equações características dos modos TM em estruturas ópticas planares [11], [12]. A obtenção de soluções TM analíticas tem sido investigada, e alguns métodos têm sido propostos para a separação exata das componentes do campo elétrico [13] e solução das relações de dispersão [14]. Neste trabalho, os autores optaram por resolver a equação característica dos modos TM pelo método numérico sugerido por Ogusu [11].

Guias não-recíprocos tanto planares [6], [15] quanto tridimensionais [16] têm sido analisados e descritos na literatura. Em geral, os circuitos isoladores devem exibir fator de extinção maior que 20 dB e operar sob níveis baixos de campo estático de polarização, menores que 50 Oe [5].

Neste trabalho, os materiais, tanto ferrimagnéticos quanto não-lineares, são considerados sem perdas, a não-linearidade é do tipo Kerr, e os campos são proporcionais ao fator  $\exp[j(\omega t - \beta k_o z)]$ , onde  $\omega$  é a frequência angular do sinal de excitação,  $\beta$  é o índice efetivo (assumido assim por

Manuscrito recebido dia 20 de Março, 1998.

B.V. Borges, e-mail: [benhur@sel.eesc.sc.usp.br](mailto:benhur@sel.eesc.sc.usp.br); A.C. César, e-mail: [amilcar@sel.eesc.sc.usp.br](mailto:amilcar@sel.eesc.sc.usp.br); e R.V. Souza. Fone: (016) 273-9356, Fax: (016) 273-9372.

Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq (procs. nos. 522767/95-8 e RD-300834/97-7), PRONEX (proc. no. 41/96.0921/00) e FAPESP.

conveniência), e  $k_0=2\pi/\lambda_0$ . O campo magnético estático de polarização está aplicado na direção  $y$ . A Fig. 1 mostra a seção transversal da estrutura planar analisada e o sistema de coordenadas.

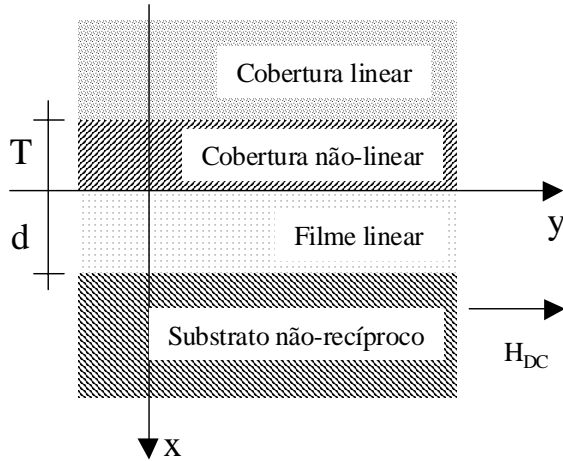


Fig. 1. Seção transversal do guia óptico planar.

Os materiais ferrimagnéticos são representados pelo tensor permissividade elétrica [16], e os não-lineares pelas componentes do tensor permissividade [11], dados, respectivamente, por:

$$[\epsilon^{nr}] = \epsilon_0 \begin{bmatrix} n_x^2 & 0 & j\delta \\ 0 & n_z^2 & 0 \\ -j\delta & 0 & n_y^2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

$$\epsilon_x^{nl} = \epsilon_c^{nl} + \alpha(E_x^2 + \gamma E_z^2) \quad (2)$$

e

$$\epsilon_z^{nl} = \epsilon_c^{nl} + \alpha(E_z^2 + \gamma E_x^2) \quad (3)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade do vácuo,  $\delta$  representa o efeito magneto-óptico de primeira ordem,  $n_x$ ,  $n_y$  e  $n_z$  são os índices de refração nas direções  $x$ ,  $y$  e  $z$ , respectivamente,  $\epsilon_c^{nl}$  é a permissividade estática do material não-linear,  $\alpha$  é o coeficiente não-linear, e  $\gamma$  é uma constante que depende do mecanismo de não-linearidade.

A substituição de (1)-(3) nas equações rotacionais de Maxwell resulta nas equações que relacionam as componentes em todas as regiões da estrutura analisada, dadas por:

$$\frac{dE_z}{dx} + \beta k_0 E_x = \eta_0 k_0 H_y \quad (4)$$

$$\frac{dH_y}{dx} = \frac{k_0}{\eta_0} (\nu E_x - \zeta E_z) \quad (5)$$

$$H_y = \frac{1}{\eta_0 \beta} (\chi E_x - \tau E_z) \quad (6)$$

onde  $\nu = \delta$ ,  $\zeta = n_y^2$ ,  $\chi = n_x^2$  e  $\tau = \delta$  na camada não-recíproca; e  $\nu = 0$ ,  $\zeta = \epsilon_z^{nl}$ ,  $\chi = \epsilon_x^{nl}$  e  $\tau = 0$  na camada não-linear. Nas camadas lineares as componentes  $H_y$  são dadas por [11]:

$$H_y = \begin{cases} H_y(-T) \exp[\xi k_0 (x+T)] & x < -T \\ H_y(0) \{ \cos(\kappa k_0 x) + G \sin(\kappa k_0 x) \} & 0 < x < d \\ H_y(0) \{ \cos(\kappa k_0 d) + G \sin(\kappa k_0 d) \} \\ \exp[-\varphi k_0 (x-d)] & d < x \end{cases} \quad (7)$$

onde  $\xi^2 = \beta^2 - \epsilon_c$ ,  $\kappa^2 = \epsilon_f - \beta^2$ ,  $\varphi = \frac{n_y^2}{n_x^2} \left( \beta^2 - \frac{\sigma}{n_y^2} \right)$ ,  $\sigma = n_x^2 n_y^2 - \delta^2$ , e

$$G = - \frac{\epsilon_f (\varphi n_x^2 + \delta \beta)}{\sigma \kappa} \times \frac{1 - \frac{\sigma \kappa}{\epsilon_f (\varphi n_x^2 + \delta \beta)} \operatorname{tg}(\kappa k_0 d)}{1 + \frac{\sigma \kappa}{\epsilon_f (\varphi n_x^2 + \delta \beta)} \operatorname{tg}(\kappa k_0 d)} \quad (8)$$

Se  $\kappa^2 < 0$ , as funções circulares em (7) e (8) devem ser substituídas pelas funções hiperbólicas correspondentes.

#### MÉTODO NUMÉRICO

As Equações (4)-(6) podem ser combinadas de modo a produzir um sistema de duas equações diferenciais acopladas relacionando apenas as componentes de campo  $E_x$  e  $E_z$ . Esse sistema de equações não apresenta solução analítica e, para resolvê-lo, foi empregado o método de integração numérica de Runge-Kutta (RK). Para que isso seja possível, duas condições iniciais são necessárias: o índice efetivo,  $\beta$ , e a amplitude de campo,  $E_z$ , a uma distância  $x=T$   $\mu\text{m}$  na região não-linear. O valor fornecido para a amplitude do campo  $E_z(-T)$  é que irá indicar o nível de potência sendo injetado no guia de onda. Essa distância  $T$  é escolhida de modo que o campo neste ponto já tenha decaído significativamente. A partir desse ponto em direção a  $x=-\infty$ , a camada não-linear é considerada como um meio linear, já que o valor do campo torna-se insignificante devido ao seu decaimento exponencial. O valor inicial de  $E_x(-T)$  pode ser obtido em função de  $E_z(-T)$  através de (4)-(6). A saída do método RK produz as distribuições de campo para  $E_x$  e  $E_z$  bem como para  $H_y$ , que é obtido via (6). Uma vez resolvido o sistema de equações no meio não-linear, o índice efetivo  $\beta$  é recalculado, desta vez na interface  $x=0$  entre o meio não-linear e o filme, sabendo-se que a impedância de onda na direção  $x$ ,  $E_z(0)/H_y(0)$ , é contínua. Esse valor de  $\beta$  é utilizado como novo valor inicial mas, desta vez, é mantida a mesma amplitude de campo em  $x=-T$ . O processo então se repete até que  $\beta$  tenha convergido para o valor correto.

### III. RESULTADOS NUMÉRICOS

O primeiro passo para a análise da estrutura mostrada na Fig. 1 consiste em se determinar a espessura para a qual pode-se obter o maior deslocamento de fase. Isso é feito de modo a preservar as características monomodo da estrutura, o que implica numa faixa de variação para a espessura de 0,15 a 1,3  $\mu\text{m}$ . Para calcular o deslocamento de fase é necessário obter índices efetivos dos modos nas direções positiva e negativa do eixo de propagação, ou seja,

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (\beta^+ - \beta^-)$$

onde  $\beta^+$  é o índice efetivo na direção  $+z$ ,  $\beta^-$  é o índice efetivo na direção  $-z$ , e  $\lambda_0$  é o comprimento de onda no vácuo. Esses dados foram calculados em um programa escrito em linguagem compatível com *MatLab*. O comprimento de onda utilizado nos cálculos é  $\lambda_0=1,152 \mu\text{m}$ . A camada não-linear da estrutura apresenta um índice de refração  $n_c=2,40$ , um coeficiente não linear  $\alpha=0,6377 \times 10^{-11} \text{ m}^2/\text{V}^2$ , e o mecanismo de não-linearidade  $\gamma=-1/2$ . O filme guia de onda é de material linear, apresentando um índice  $n_f=2,44$ . O substrato utilizado é de material magneto-óptico, cujo índice de refração é  $n_s=2,40$  e constante magneto-óptica é  $\delta=-4,3 \times 10^{-3}$ .

O resultado obtido para o deslocamento de fase em função da espessura do filme é mostrado na Fig. 2. As simulações indicam que um deslocamento de fase máximo de 5,17 rd/cm pode ser obtido para uma espessura de filme de apenas 0,46  $\mu\text{m}$ . A diminuição do deslocamento de fase,  $\phi$ , com o aumento da espessura do filme se deve ao fato de que o campo se torna melhor confinado para uma espessura maior. Isso leva a uma menor penetração de campo no substrato de material não-recíproco, diminuindo o deslocamento de fase. Portanto, existe um compromisso entre o confinamento de campo e o deslocamento de fase desejados.

Uma vez determinada a espessura necessária para o filme guia de onda, o próximo passo consiste em determinar o comportamento da estrutura sob diferentes níveis de potência de excitação. Como definido anteriormente, os cálculos são efetuados supondo polarização TM, o que resulta nas seguintes componentes de campo:  $E_x$ ,  $E_z$ , e  $H_y$ . Para essa polarização, a componente principal de campo é o  $H_y$ . Para baixos níveis de potência, não existe nenhuma interação do meio não-linear com a propagação do modo. A distribuição de campo magnético  $H_y$  para esse caso é dada pela curva (a) na Fig. 3. As duas retas verticais paralelas delimitam a região guia de onda. Como pode ser visto por esta figura, o modo permanece bem confinado nessa região. O índice efetivo obtido para esse caso é  $\beta=2,4086$ . As componentes de campo elétrico transversal,  $E_x$ , e longitudinal,  $E_z$ , são mostradas nas Figs. 4 e 5, respectivamente.

Como se sabe, o índice de refração de um material não-linear é função do nível de potência aplicada. A curva (b) da

Fig. 3 mostra o resultado obtido para a componente  $H_y$ , quando o nível de potência utilizado é suficiente para produzir um índice efetivo  $\beta=2,445$ . Nesse caso, a distribuição de campo começa a se deslocar para o meio não-linear em virtude do seu, agora, maior índice de refração. Com isso, existe uma menor penetração de campo no material não-recíproco, o que resulta em um deslocamento de fase significativamente menor. As componentes  $E_x$  e  $E_z$  para esse caso são mostradas nas Figs. 4 e 5, respectivamente. A potência total transportada por esse modo, obtida via vetor de Poynting, é de 192,8 mW/mm.

A curva (c) da Fig. 3 mostra o resultado obtido para a componente  $H_y$ , quando o nível de potência é suficiente para produzir um índice efetivo  $\beta=2,45$ . A distribuição de campo  $H_y$  desloca-se ainda mais em direção à camada não-linear reduzindo sua interação com o substrato não-recíproco. A potência total transportada por esse modo é de 303,1 mW/mm.

Os resultados obtidos neste artigo indicam que efeitos muito interessantes, e que merecem ser ainda mais explorados, podem ser obtidos ao se combinar uma camada de material

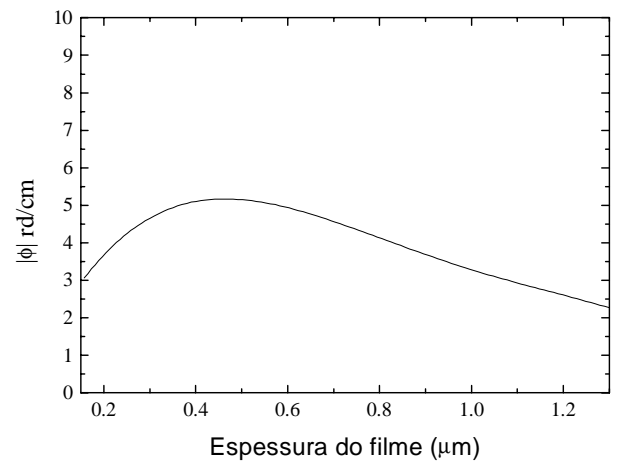


Fig. 2: Deslocamento de fase não-recíproca para o guia de onda "rib" com substrato de material magnetoóptico e superestrato de material não-linear.

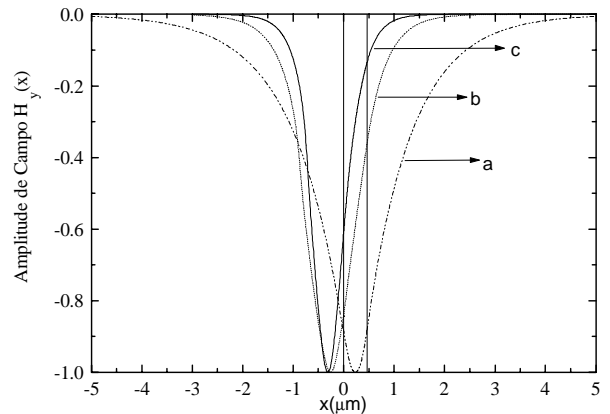


Fig. 3: Distribuição de campo  $H_y(x)$  para três situações diferentes: a)  $\beta=2,4086$ , campo confinado na camada guiante. b)  $\beta=2,445$ , campo deslocado para a região não-linear. c)  $\beta=2,45$ , transferência quase completa para a região não-linear.

não-linear como casca superior com uma camada de material

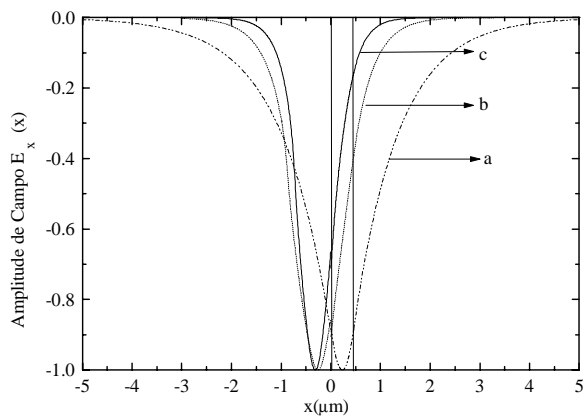


Fig.4: Distribuição de campo  $E_x(x)$  para três situações diferentes: a)  $\beta=2,4086$ , campo confinado na camada guiante. b)  $\beta=2,445$ , campo deslocado para a região não-linear. c)  $\beta=2,45$ , transferência quase completa para a região não-linear.

não-recíproco como substrato. O formalismo desenvolvido aqui é o primeiro a abordar esse tipo de problema, podendo ainda ser estendido para estruturas com confinamento lateral de campo, ou seja, guias do tipo “rib”.

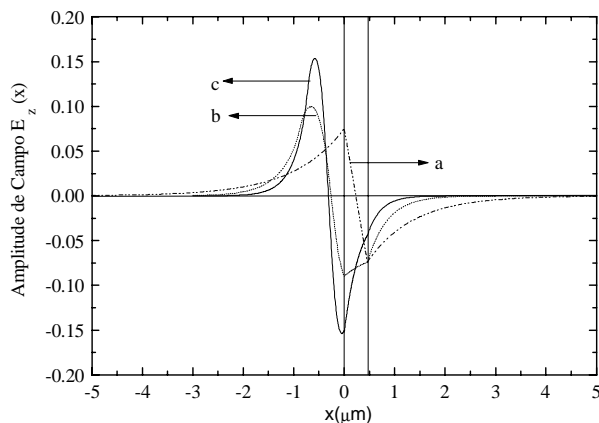


Fig. 5: Distribuição de campo  $E_z(x)$  para três situações diferentes: a)  $\beta=2,4086$ , campo confinado na camada guiante. b)  $\beta=2,445$ , campo deslocado para a região não-linear. c)  $\beta=2,45$ , transferência quase completa para a região não-linear.

#### IV. CONCLUSÕES

Os efeitos não-recíproco e não-linear combinados em guia óptico planar são investigados neste trabalho. Resultados numéricos são apresentados e atestam o potencial de aplicação da combinação dos efeitos. O formalismo desenvolvido aqui é o primeiro a abordar esse tipo de problema, podendo ainda ser estendido para estruturas com confinamento lateral de campo, ou seja, guias do tipo “rib”.

#### REFERÊNCIAS

- [1] G. I. Stegeman e C. T. Seaton, “Nonlinear integrated optics”, *J. Appl. Physic.*, vol. 58, no. 12, pp. R57-R78, dezembro 1985.
- [2] K. Uchima *et al.*, “100 Gbit/s to 6.3 Gbit/s demultiplexing experiment using polarization-independent nonlinear optical loop

- mirror”, *IEE Electronics Letters*, vol. 30, no. 11, pp. 873-875, maio 1994.
- [3] D. R. Rowland, “All-Optical devices using nonlinear fiber couplers”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 9, no. 9, pp. 1074-1082, set. 1991.
- [4] R. H. Pantell *et al.*, “Analysis of nonlinear optical switching in an erbium-doped fiber”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 11, no. 9, pp. 1416-1424, set. 1993.
- [5] N. Sugimoto, H. Terui, A. Tate, Y. Katoh, Y. Yamada, A. Sugita, A. Shibukawa, e Y. Inoue, “A hybrid integrated waveguide isolator on a silica-based planar lightwave circuits”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 11, pp. 2537-2546, novembro 1996.
- [6] Y. Tsuji e M. Koshiba, “A finite element beam propagation method for strongly guiding and longitudinally varying optical waveguides”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no. 2, pp. 217-222, fevereiro 1996.
- [7] C. L. Wang e C. S. Tsai, “Integrated magneto-optic Bragg cell modulator in yttrium iron garnet-gadolinium gallium garnet taper waveguide and applications”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 15, no. 9, pp. 1708-1715, setembro 1997.
- [8] Jian-Guo Ma e I. Wolff, “Te wave properties of slab dielectric guide bounded by nonlinear non-Kerr-like media”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.44, pp. 730-738, maio 1996.
- [9] J. M. Parker e H. Moghaddam, “Some recent developments in glasses for nonlinear optics”, *Int. J. Electronics*, vol. 76, no. 5, pp. 849-856, 1994.
- [10] Jian-Guo Ma e I. Wolff, “Propagation characteristics of TE-waves guided by thin films bounded by nonlinear media”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.43, pp. 790-794, abril 1995.
- [11] K. Ogusu, “TM waves guided by nonlinear planar waveguides”, *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol.37, pp. 941-946, junho 1989.
- [12] Shou-Wan Kang, “TM modes guided by nonlinear dielectric slabs”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no. 3, pp. 391-395, março 1995.
- [13] R. I. Joseph e D. N. Christodoulides, “Exact field decomposition for TM waves in nonlinear media”, *Optics Letters*, vol. 12, no. 10, pp. 826-828, outubro 1987.
- [14] R. I. Joseph e D. N. Christodoulides, “Exact dispersion relations for transverse magnetic polarized guided waves at a nonlinear interface”, *Optics Letters*, vol. 12, no. 3, pp. 187-189, março 1987.
- [15] P. Hlawiczka, *Gyrotropic waveguides*, London: Academic Press, 1981.
- [16] M. Koshiba e Xiu-Ping Zhuang, “An efficient finite-element analysis of magneto-optic channel waveguides”, *IEEE J. Lightwave Technol.*, vol. 11, no. 9, pp. 1453-1458, setembro 1993.

# Fractal Modeling of Electromagnetic Constitutive Parameters of Biological Tissues

F. de A. F. Tejo<sup>1</sup>, R. R. M. do Valle<sup>1</sup> and B. R. P. da Rocha<sup>2</sup>

1 UFPB/CCT/DEE - Campus II

Fax +55(0)83-310-1418, (tejo, rvalle)@dee.ufpb.br

2 UFPA/DEE

Fax +55(0)91-211-1634, rocha@interconect.com.br

**Abstract**— In elucidating the interaction mechanisms of electromagnetic (EM) fields with biological systems, one should precisely know the electrical parameters of biological substances.

In this paper, the intrinsic electrical properties of complex biological systems are explained by a new EM fractal model, in a broad frequency range, including  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$  relaxations. The fractal parameters of the model are determined using a random search method, to obtain the best simultaneous fittings for resistivity and dielectric constant experimental data.

As an application, one assesses the very low frequency current response of a stratified biological tissue, as a first attempt to model a recently published therapy of cancerous tumors.

The encouraging results of this model shed some light in understanding the interaction of EM fields and biological systems, aiming to potential medical applications.

**Index Terms**— Fractal modeling, constitutive parameters, biological tissues, bio-electrotherapy

## I. INTRODUCTION

The most investigated and documented effect of high frequency power on biological materials, is the transformation of the primary electromagnetic energy entering the tissues, into increased kinetic energy of the absorbing molecules, thereby producing a general heating of the medium. The heating results from both ionic conduction and vibration of the dipolar molecules of water and proteins [1]. A survey of the literature indicates well defined values of conductivity and relative permittivity for tissues of high, medium and low water content, for several allocated frequencies [1]. Knowledge of these differences for cancerous and healthy tissues, of the same type, is essential, if electromagnetic techniques are to be used for detection and/or treatment of tumors [1], [2].

In this paper, the intrinsic electrical properties of complex biological systems are explained by a new EM fractal model, in a broad frequency range, including  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$  relaxations [3]. The fractal parameters of the model are determined using a random search method [4], providing the best simultaneous fittings for conductivity and relative dielectric constant experimental data [5].

As an application, one analyzes the very low frequency current response of a plane stratified biological tissue, as a model of a recently published therapy protocol of cancerous tumors [6]. The alluded protocol makes use of a suitable array of electrodes, interstitially implanted in the tumor, through which direct bio-electric current (BEC) is applied,

aiming to help the natural bio-electric currents counteracting the tumor [6].

## II. ELECTRICAL PROPERTIES OF BIOLOGICAL TISSUES

Two properties define the electromagnetic characteristics of a biological tissue, namely, its relative dielectric constant ( $\epsilon_r$ ) and its conductivity ( $\sigma$ ) and both change with temperature and, strongly, with frequency. The curves of  $\epsilon_r$  and  $\sigma$  versus frequency, known as the dispersion diagrams, exhibit two remarkable features: exceedingly high relative dielectric constants at low frequencies, followed by three clearly separated regions of sharp falling-off, at low, medium and very high frequencies, respectively, which are known as  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$ -relaxation regions [1], [3].

### A. CLASSICAL LINEAR MODEL

Fig. 1 shows a simplified linear equivalent electrical circuit, corresponding to the electrical behavior of a typical biological system. The electrical parameters of the circuit can be found everywhere and will not be repeated here [7], [8], [9], [10].

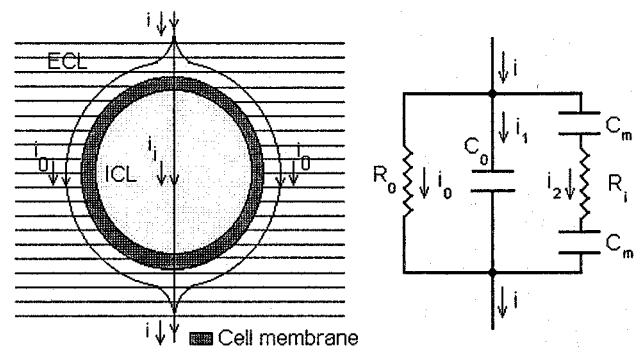


Fig. 1. A biological cell and its linear equivalent electric circuit

### B. NEW FRACTAL MODEL

This model, represented by the analogue circuit of Fig. 2, accounts for the various mechanisms involved in the conduction and polarization processes, that are present in a biological specimen. It includes a fractal rough surface

non-linear impedance element  $Z_w = r(i\omega\tau_f)^{-\eta}$  and also a capacitor, associated with the bulk capacitance of the biological material [4].

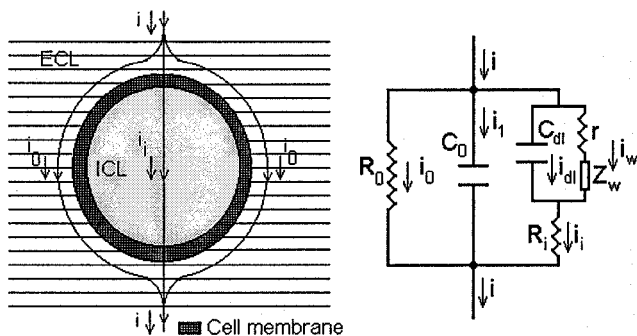


Fig. 2. A biological cell and the equivalent electric circuit of the mean behavior of the medium

### B.1 INTRINSIC PROPERTIES: NUMERICAL RESULTS

A comprehensive survey of experimental dielectric constant and conductivity data, used in electromagnetic dosimetry, can be found in a recent technical report [11]. Figs. 3 and 4 show the numerical results for conductivity and relative dielectric constant, respectively, for bone marrow (not infiltrated) [11], which show an excellent agreement with the experimental data, in the whole frequency range of the observed spectrum.

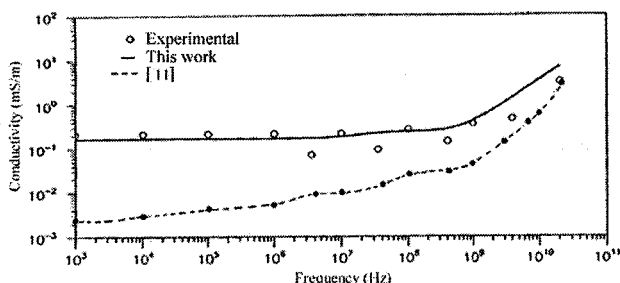


Fig. 3. Conductivity versus frequency for bone marrow (not infiltrated)

Comparing the results of the fractal model with the ones presented by Gabriel [11], one can draw the following observations: (1) Gabriel's model is unable to explain the simultaneous behavior of the experimental data of conductivity and relative dielectric constant; (2) the fractal model is more efficient, even when simulating the relative dielectric constant, mainly in the intermediate frequencies; (3) the fractal model provides an adequate physical interpretation of the electrochemical and biophysical processes of the biological medium, including the polarization mechanisms of the membranes, and considering the roughness of

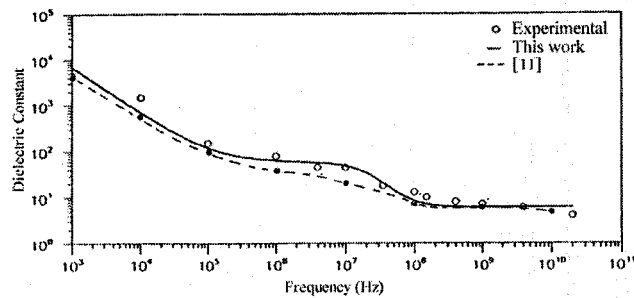


Fig. 4. Relative dielectric constant versus frequency for bone marrow (not infiltrated)

the cell surfaces.

### III. FIELD SIMULATION IN PLANE STRATIFIED MEDIA

The fractal intrinsic properties of the medium will be used in analyzing the response of a biological plane stratified tissue, to very low frequency currents applied through a suitable array of electrodes. Fig. 5 presents a collinear dipole-dipole configuration, used to measure the surface resistivity over an  $n$ -layered tissue. A current is introduced through electrodes  $A$  and  $B$ , while voltage is measured between the electrodes  $M$  and  $N$ . In this configuration, the spacing between the current and potential electrodes is fixed, and the distance between the two couples of electrodes can vary by a multiple of the dipole length (normally from 1 to 7 times).

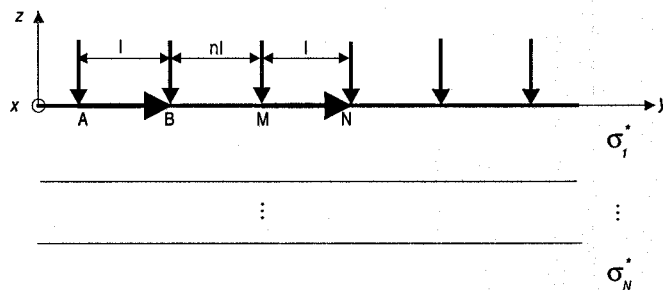


Fig. 5.  $N$ -layered tissue with dipole-dipole collinear configuration

To calculate the voltage measured by the receiver electrodes, one has to solve the electromagnetic boundary-value problem for the dipole-dipole configuration. Assuming an  $e^{-i\omega t}$  time dependence, one considers Maxwell's equations

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu\mathbf{H}, \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\omega\epsilon\mathbf{E} + \sigma\mathbf{E} + \mathbf{J}_s, \quad (2)$$

where  $\mathbf{J}_s$  is the current density impressed to the tissue. By combining the conductivity  $\sigma$  and displacement factor  $i\omega\epsilon$  into an equivalent complex conductivity  $\sigma^*$ , one can write the total induced current density  $\mathbf{J}$  like

$$\mathbf{J} = \sigma^*\mathbf{E}, \quad (3)$$

so that equation (2) could be rewritten as

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \mathbf{J}_s. \quad (4)$$

The complex conductivity  $\sigma^*$  is related with the complex resistivity introduced by Rocha, 1995 [12].

In a homogeneous unbounded medium, the electric field is given by

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = i\omega\mu \int d\mathbf{r}' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{\sigma^*} \nabla \int d\mathbf{r}' \frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \nabla' \cdot \mathbf{J}_s(\mathbf{r}') \quad (5)$$

A dipole of length  $l$ , in the  $y$ -direction, located at  $x = 0$ ,  $z = z_0$  and extending from  $y = y_1$  to  $y = y_2$ , could be represented by a volumetric current density given by

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}') = \hat{\mathbf{y}} \mathbf{I} \delta(x) [\mathbf{H}(y - y_1) - \mathbf{H}(y - y_2)] \delta(z - z_0), \quad (6)$$

where  $H(\cdot)$  is the Heaviside step function. Taking the limit as  $l = y_2 - y_1$  goes to zero, results an infinitesimal dipole represented by the following current density

$$\mathbf{J}_s(\mathbf{r}') = \hat{\mathbf{y}} \mathbf{I} \delta(x) \delta(y - y_0) \delta(z - z_0) = \hat{\mathbf{y}} \mathbf{I} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (7)$$

where  $y_0 = y_1 = y_2$  and  $\mathbf{r}_0 = \hat{\mathbf{y}} y_0 + \hat{\mathbf{z}} z_0$ .

The charge accumulated at the ends of the dipole is given by the divergent of equation (6), that is

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{J}_s &= \mathbf{I} \delta(x) \frac{d}{dy} [\mathbf{H}(y - y_1) - \mathbf{H}(y - y_2)] \delta(z - z_0) \\ &= I \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1) - I \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2) \end{aligned} \quad (8)$$

where  $\mathbf{r}_1 = \hat{\mathbf{y}} y_1 + \hat{\mathbf{z}} z_0$  and  $\mathbf{r}_2 = \hat{\mathbf{y}} y_2 + \hat{\mathbf{z}} z_0$ .

Equation (8) represents two point current electrodes of opposite polarities, where  $I \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_1)$  and  $-I \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_2)$  are, respectively, the injected current and the return current, this one located at a distance  $l$  away from the injected current.

Substituting equations (6) and (8) in (5), results in

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\hat{\mathbf{y}} i \omega \mu \mathbf{I}}{4\pi} \int_{y_1}^{y_2} dy' \frac{e^{ikR}}{R} + \frac{\mathbf{I}}{4\pi\sigma^*} \nabla \left[ \frac{e^{ikR_1}}{R_1} - \frac{e^{ikR_2}}{R_2} \right] \quad (9)$$

with  $R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ ,  $R_1 = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_1|$  and  $R_2 = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_2|$ ,  $R_1$  being the distance from the input current electrode at  $\mathbf{r}_1$ , to the observation point at  $\mathbf{r}$ , whereas  $R_2$  is the distance from the return current electrode at  $\mathbf{r}_2$ , to the observation point. Assuming the length of the dipole,  $l$ , small, if compared with the wavelength, equation (9) can be approximated by

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{\mathbf{I}}{4\pi\sigma^*} \nabla \left[ \frac{e^{ikR_1}}{R_1} - \frac{e^{ikR_2}}{R_2} \right], \quad (10)$$

in which expression one can identify the scalar electric potential as

$$V(\mathbf{r}) = -\frac{I}{\sigma^*} \left[ \frac{e^{ikR_1}}{4\pi R_1} - \frac{e^{ikR_2}}{4\pi R_2} \right] \quad (11)$$

As the receiver is also a dipole, collinear with the source dipole and extending from  $y_{1r}$  to  $y_{2r}$ , the measured potential difference is given by

$$V_r = V_{21} = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[ \frac{e^{iky_{rr}}}{y_{rr}} - \frac{e^{iky_{lr}}}{y_{lr}} - \frac{e^{iky_{rl}}}{y_{rl}} + \frac{e^{iky_{ll}}}{y_{ll}} \right], \quad (12)$$

where  $y_{ll} = y_{1r} - y_1$ ,  $y_{lr} = y_{2r} - y_1$ ,  $y_{rr} = y_2 - y_{2r}$  and  $y_{rl} = y_2 - y_{1r}$ .

Assuming that the spacings  $y_{ll}$ ,  $y_{lr}$ ,  $y_{rr}$  and  $y_{rl}$  are much smaller than the wavelength, one can approximate the potential difference by

$$V_r = \frac{I}{4\pi\sigma^*} \left[ \frac{1}{y_{rr}} - \frac{1}{y_{lr}} - \frac{1}{y_{rl}} + \frac{1}{y_{ll}} \right] \quad (13)$$

Dividing the measured potential difference by the injected current, one obtains the apparent resistivity as

$$\rho_a^* = \frac{4\pi V_r}{K I}, \quad (14)$$

where  $K$  is a geometric factor, given by

$$K = \frac{1}{y_{rr}} - \frac{1}{y_{lr}} - \frac{1}{y_{rl}} + \frac{1}{y_{ll}} \quad (15)$$

Applying Sommerfeld's identity,

$$\frac{e^{ik|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|}}{4\pi|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} = \frac{i}{4\pi} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho}{k_z} J_0(k_\rho|\rho-\rho'|) e^{ik_z|z-z'|} \quad (16)$$

to equation (11), one obtains the potential distribution for a homogeneous unbounded medium,

$$V(\mathbf{r}) = \frac{iI}{4\pi\sigma^*} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho}{k_z} [J_0(k_\rho\rho_2) - J_0(k_\rho\rho_1)] e^{ik_z|z-z_0|} \quad (17)$$

where  $k_z^2 + k_\rho^2 = k^2 = i\omega\mu\sigma^*$ ,  $\rho_1^2 = x^2 + (y - y_1)^2$  and  $\rho_2^2 = x^2 + (y - y_2)^2$ .

Assuming that the electrodes are located in the region  $z > 0$ , of conductivity  $\sigma_o^*$ , over a plane layered medium occupying the half-space  $z < 0$ , one obtains the distribution of potential in the first region, as

$$V(\mathbf{r}) = \frac{iI}{4\pi\sigma^*} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho}{k_z} [J_0(k_\rho\rho_2) - J_0(k_\rho\rho_1)] \cdot [e^{ik_{0z}|z-z_0|} + A e^{ik_{0z}z} + B e^{-ik_{0z}z}] \quad (18)$$

where  $k_{0z}^2 + k_\rho^2 = i\omega\mu\sigma_o^*$  holds for the region  $z > 0$ . Applying the boundary conditions at  $z = z_0 = 0$  and taking into account the radiation condition, one obtains  $B = 0$  and, therefore,

$$\left. \frac{A e^{ik_{0z}z}}{e^{ik_{0z}(z_0-z)}} \right|_{z=0} = R_0, \quad (19)$$

which is the overall input reflection coefficient. From equation (19), one obtains

$$A = R_0 e^{ik_{0z}z_0} \quad (20)$$

and, therefore, equation (18) can be rewritten as

$$V(\mathbf{r}) = \frac{iI}{4\pi\sigma^*} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho}{k_z} [J_0(k_\rho\rho_2) - J_0(k_\rho\rho_1)] \cdot [e^{ik_{0z}|z-z_0|} + R_0 e^{ik_{0z}z}], \quad (21)$$



where  $R_0$  is obtained from the following recurrence relations,

$$R_n = \frac{r_{n,n+1} + R_{n+1}e^{i2k_{(n+1)z}d_{n+1}}}{1 + r_{n,n+1}R_{n+1}e^{i2k_{(n+1)z}d_{n+1}}}, n = N-1, N-2, \dots, 0, \quad (22)$$

and

$$r_{n,n+1} = \frac{\sigma_n^* k_{nz} - \sigma_{n+1}^* k_{(n+1)z}}{\sigma_n^* k_{nz} + \sigma_{n+1}^* k_{(n+1)z}}. \quad (23)$$

The reflection coefficient at the lowermost layer is given by  $R_N = 0$  and  $k_{nz}^2 + k_\rho^2 = i\omega\mu\sigma_n^*$ .

Carrying out a similar mathematical development to the receiver dipole, one obtains the measured potential difference, as

$$V_r = \frac{iI}{4\pi\sigma_0^*} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho}{k_{0z}} \{J_0(k_\rho y_{rr}) - J_0(k_\rho y_{lr}) - J_0(k_\rho y_{rl}) + J_0(k_\rho y_{ll})\} \left\{ \frac{1+R_1 e^{i2k_{1z}d_1}}{1-\tau_0 R_1 e^{i2k_{1z}d_1}} \right\} (1+r_0). \quad (24)$$

The apparent resistivity is similarly given by

$$\rho_a^* = \frac{i}{K\sigma_0^*} \int_0^\infty dk_\rho \frac{k_\rho}{k_{0z}} \{J_0(k_\rho y_{rr}) - J_0(k_\rho y_{lr}) - J_0(k_\rho y_{rl}) + J_0(k_\rho y_{ll})\} \left\{ \frac{1+R_1 e^{i2k_{1z}d_1}}{1-\tau_0 R_1 e^{i2k_{1z}d_1}} \right\} (1+r_0), \quad (25)$$

where  $\sigma_0^* = i\omega\epsilon_0$  is the complex conductivity of the region  $z > 0$  (air) and  $k_{nz}^2 + k_\rho^2 = i\omega\mu\sigma_n^*$ . The remaining parameters of equation (25) were obtained from relations (22) and (23), whereas  $r_0$  is given by

$$r_0 = -r_{0,1} = \frac{\sigma_1^* k_{1z} - \sigma_0^* k_{0z}}{\sigma_1^* k_{1z} + \sigma_0^* k_{0z}}. \quad (26)$$

### A. THREE-LAYER MODEL: NUMERICAL RESULTS

In order to verify whether the fractal parameters could be observed (and, therefore, measured), one determined the response of a 3-layer tissue (muscle-bone-muscle), in which the second layer is a dispersive medium, whose intrinsic properties are given by the fractal complex resistivity [12], corresponding to values of conductivity and relative dielectric constant used by De Cupis et al [13]. Figs. 6 and 7 show the results of the simulation.

One observes that the amplitude frequency response is not significantly affected by the dispersion of the material. On the other hand, the phase frequency response exhibits a variation of several orders of magnitude, mainly at the lower frequencies, as the dispersion is considered. This, in turn, indicates that one should privilege low frequency methods for diagnostic and therapeutic purposes, due to a better discrimination of conductivity and dielectric constant, for different types of healthy or unhealthy tissues.

One also observes that the phase is strongly affected by the parameters of the dispersive layer, while the amplitude is more dependent on the combined layering. When the same resistivity  $\rho$  is used for all three layers, with the overburden thicker than the dispersive layer, the amplitude response will be the same as that of a non-dispersive half space. The phase response will be dependent on the layering, while the shape of the curve will depend on the fractal

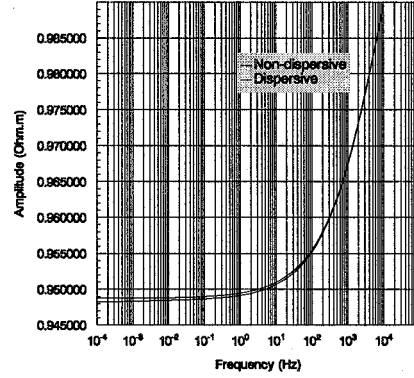


Fig. 6. Amplitude response of bone resistivity and the effect of the dispersion

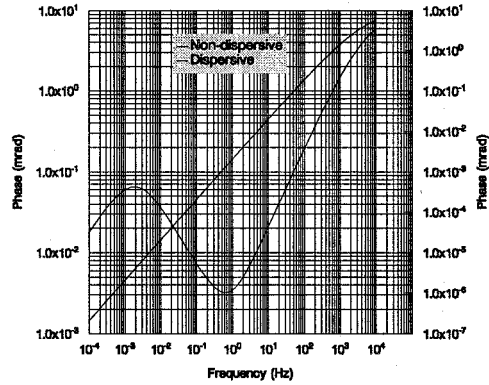


Fig. 7. Phase response of bone resistivity and the effect of dispersion

parameters. This is an indication of the possibility of determining the parameters of the dispersive layer, even in the presence of a thick overburden.

The simulation results also show that the fractal frequency exponent of the dispersive layer dominates the phase frequency response at low frequencies.

## IV. CONCLUSIONS

The intrinsic electric properties of complex biological systems were explained by a new electromagnetic fractal model, covering a broad frequency range and including  $\alpha$ ,  $\beta$  and  $\gamma$  relaxations. The agreement with the experimental data was excellent.

Besides computation of the constitutive parameters, a simulation was also carried, concerning the response of a plane three-layer stratified biological tissue (muscle-bone-muscle), to a very-low frequency current applied to the system, through a suitable array of electrodes. In the adopted model, one of the layers (bone) represented a dispersive

medium, whereas the remaining layers (muscle) were considered as non-dispersive.

The encouraging results obtained with the proposed models may contribute to understanding the underlying mechanisms of interaction of biological systems with electromagnetic fields, in a broad frequency range, in assessing the appropriate field levels for health protection or medical applications purposes.

#### REFERENCES

- [1] J. Thuery. *Microwaves: Industrial, Scientific and Medical Applications*. Artech House, Boston, 1992.
- [2] A. J. Surowiec, S. S. Stuchly, and A. Swarup. Dielectric properties of breast carcinoma and the surrounding tissues. *IEEE Trans. Biomed. Eng.*, 35:257–262, 1988.
- [3] H. P. Schwan. *Field Interaction with Biological Matter*. New York Academy of Sciences, 1977.
- [4] B. R. P. Rocha and T. Habash. Fractal geometry, porosity and complex conductivity: from rough pore interfaces to hand specimens. *J. Geological Society*, 1997.
- [5] C. H. Durney, H. Massoudi, and M. F. Iskander. *Radiofrequency Dosimetry Handbook*. The University of Utah, 1985.
- [6] R. Pekar. *Percutaneous Bio-Electrotherapy of Cancerous Tumours*. Verlag Wilhelm Maudrich, 1st edition, 1997.
- [7] H. P. Schwan. *Dielectric properties of biological tissue and physical mechanisms of electromagnetic field interaction*. American Chemical Society, Washington, DC, 1981.
- [8] E. H. Grant, R. J. Sheppard, and G. P. South. *Dielectric Behavior of Biological Molecules in Solution*. Clarendon Press, 1978.
- [9] K. R. Foster, J. L. Schepps, and B. J. Epstein. Microwave dielectric studies on proteins, tissues, and heterogeneous suspensions. *Bioelectromagnetics*, 3:29–43, 1982.
- [10] S. Takashima and H. P. Schwan. Passive electrical properties of squid axon membrane. *J. Membr. Biol.*, 17:51–68, 1974.
- [11] C. Gabriel. *Compilation of the Dielectric Properties of Body Tissues at RF and Microwave Frequencies*. King's College London, 1996.
- [12] B. R. P. da Rocha. *Modelo Fractal para Resistividade Complexa de Rochas: Sua Interpretação Petrofísica e Aplicação à Exploração Geométrica*. PhD thesis, Universidade Federal do Pará, Belém, PA, Brasil, 1995.
- [13] P. De Cupis and G. Gerosa. Non-linear electromagnetic heating of multilayered living tissues. Technical report, Dipartimento di Ingegneria Elettronica, Università 'La Sapienza', Roma, Roma, Italy, 1996.

# CÁLCULO DA DISTRIBUIÇÃO DE CAMPOS EM APLICADORES INDUSTRIAIS DE MICROONDAS CONTENDO DIELÉTRICOS MISTOS

Kaijiro Hyodo e João Tavares Pinho

Grupo de Estudos e Desenvolvimento de Alternativas Energéticas, DEE/UFPA  
Caixa Postal 8605 - Ag. Núcleo Universitário - 66.075-900 Belém, Pará  
Tel/Fax: (091) 211-1299 - E-mail: jtpinho@guama.cpgee.ufpa.br

**Resumo** - Este trabalho apresenta uma metodologia para o estudo da distribuição de campos eletromagnéticos e de energia em aplicadores industriais de microondas contendo produtos a serem processados, que caracterizam dielétricos mistos. O método de cálculo utilizado é o de elementos finitos nodais e de aresta e alguns resultados preliminares são apresentados.

**Abstract** - This work presents an approach to the study of electromagnetic field and energy distribution in microwave industrial applicators containing products to be processed, which characterize mixed dielectrics. The calculation method applied is the nodal and edge finite element and some preliminary results are presented.

## I. INTRODUÇÃO

Nas aplicações de energia de microondas para cozimento, secagem, esterilização e outros processos que envolvem a técnica de aquecimento dielétrico em altas frequências, é de suma importância que se conheçam as distribuições dos campos eletromagnéticos e da energia no interior do aplicador utilizado, pois, em função das características do produto a ser processado, devem ser escolhidas as melhores geometrias, dimensões e formas de excitação. Também deve ser considerado que a distribuição de energia no aplicador, quando operando com o produto no seu interior, sofre uma alteração em relação à situação de aplicador vazio. Essa alteração pode ser mais ou menos acentuada, dependendo das características elétricas do produto, podendo, em alguns casos, haver uma modificação radical na configuração original.

Também é importante conhecer a distribuição dos campos eletromagnéticos no interior do produto em processamento, para que se possam visualizar, modelar e quantificar os efeitos da conversão da energia eletromagnética em energia térmica, permitindo determinar diversos parâmetros importantes, como a potência a ser utilizada, o tempo de processamento

necessário, a eventual formação de pontos quentes no material, entre outros.

Considerando o acima exposto, desenvolveu-se uma metodologia para o cálculo da distribuição dos campos eletromagnéticos e da energia em aplicadores de microondas, a qual utiliza o método de elementos finitos no domínio da frequência, utilizando elementos nodais e de aresta. Essa metodologia permite a utilização de variados formatos de aplicadores de ondas progressivas, tais como guias de ondas, e também de cavidades ressonantes de geometrias irregulares. Permite ainda que esses aplicadores sejam preenchidos total ou parcialmente por produtos que possam ser modelados por geometrias de dielétricos mistos.

## II. MÉTODO DE CÁLCULO

A base de cálculo é a equação de onda na sua forma genérica no domínio da frequência [1],

$$\nabla \times \left( \frac{1}{\mu_r} \nabla \times \mathbf{E} \right) - k_0^2 \epsilon_r \mathbf{E} = -jk_0 Z_0 \mathbf{J} \quad (1)$$

Como os aplicadores utilizados no presente trabalho são do tipo guias de ondas metálicos ou cavidades ressonantes, as condições de contorno a serem aplicadas nos problemas são do tipo parede elétrica, ou seja,

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0, \quad (2)$$

existindo ainda as seguintes condições de continuidade no meio dielétrico:

$$\frac{1}{\mu_r} \mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{E}) + \gamma_e \mathbf{n} \times (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) = \mathbf{U} \quad (3)$$

e

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E}^+ = \mathbf{n} \times \mathbf{E}^- \quad (4)$$

O funcional correspondente a essa formulação é

$$F(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left[ \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \right] dv + \iint_{\Sigma} \left[ \frac{\gamma_e}{2} (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{E}) + \mathbf{E} \cdot \mathbf{U} \right] ds + jk_0 Z_0 \iiint_{\Omega} \mathbf{E} \cdot \mathbf{J} dv, \quad (5)$$

que, para um meio sem perdas por condução e sem fontes ( $\mathbf{J} = 0$ ) e com condições de contorno com  $\gamma_e = 0$  e  $\mathbf{U} = 0$ , resulta em

$$F(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left[ \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E}) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \right] dv, \quad (6)$$

ou, para  $\mu_r$  e  $\varepsilon_r$  reais,

$$F(\mathbf{E}) = \frac{1}{2} \iiint_{\Omega} \left[ \frac{1}{\mu_r} (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot (\nabla \times \mathbf{E})^* - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* \right] dv. \quad (7)$$

Considerando-se que a onda se propague na direção  $z$ , o campo elétrico  $\mathbf{E}$  pode ser escrito como:

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(x, y) e^{-jk_0 z} \quad (8)$$

e, adotando-se  $\mathbf{e}_t = k_z \mathbf{E}_t$  e  $e_z = -jE_z$  e multiplicando o funcional por  $k_0^2$ , ele é reescrito na forma

$$F(\mathbf{e}) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} \left\{ \frac{1}{\mu_r} (\nabla_t \times \mathbf{e}_t) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{e}_t)^* - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{e}_t \cdot \mathbf{e}_t^* + k_z^2 \left[ \frac{1}{\mu_r} (\nabla_t e_z + jk_z \mathbf{e}_t) \cdot (\nabla_t e_z + jk_z \mathbf{e}_t)^* - k_0^2 \varepsilon_r e_z \cdot e_z^* \right] \right\} d\Omega \quad (9)$$

Utilizando-se o elemento de aresta para  $\mathbf{e}_t$  e o elemento nodal para  $e_z$  e minimizando-se o funcional, a equação pode ser escrita como:

$$\begin{bmatrix} A_{tt} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_t \\ e_z \end{bmatrix} = -k_z^2 \begin{bmatrix} B_{tt} & B_{tz} \\ B_{zt} & B_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{e}_t \\ e_z \end{bmatrix}, \quad (10)$$

onde as matrizes  $A$  e  $B$  são globais e as matrizes elementares são dadas por

$$[A_{tt}]^e = \iint_{\Omega_e} \left[ \frac{1}{\mu_r^e} (\nabla_t \times \mathbf{F}_t^e) \cdot (\nabla_t \times \mathbf{F}_t^e) - k_0^2 \varepsilon_r \mathbf{F}_t^e \cdot \mathbf{F}_t^e \right] d\Omega = \frac{1}{\mu_r^e} \begin{bmatrix} l_x^e/l_y^e & -l_x^e/l_y^e & -1 & 1 \\ -l_x^e/l_y^e & l_x^e/l_y^e & 1 & -1 \\ -1 & 1 & l_y^e/l_x^e & -l_y^e/l_x^e \\ 1 & -1 & -l_y^e/l_x^e & l_y^e/l_x^e \end{bmatrix} \quad (11)$$

$$-k_0^2 \varepsilon_r \begin{pmatrix} l_x^e l_y^e \\ l_x^e l_y^e \\ 6 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 2 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 2 \end{bmatrix}$$

$$[B_{tt}]^e = \iint_{\Omega_e} \left[ \frac{1}{\mu_r^e} \mathbf{F}_t^e \cdot \mathbf{F}_t^e \right] d\Omega = \frac{1}{\mu_r^e} \begin{pmatrix} l_x^e l_y^e \\ 6 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 2 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 2 \end{bmatrix} \quad (12)$$

$$[B_{tz}]^e = \iint_{\Omega_e} \left[ \frac{1}{\mu_r^e} \mathbf{F}_t^e \cdot \nabla_t F^e \right] d\Omega = \frac{1}{\mu_r^e} \begin{bmatrix} -l_x^e/3 & l_y^e/3 & l_y^e/6 & -l_y^e/6 \\ -l_x^e/6 & l_y^e/6 & l_x^e/3 & -l_x^e/3 \\ -l_x^e/3 & -l_x^e/6 & l_x^e/6 & l_x^e/3 \\ -l_x^e/6 & -l_x^e/3 & l_x^e/3 & l_x^e/6 \end{bmatrix} \quad (13)$$

$$[B_{zt}]^e = \iint_{\Omega_e} \left[ \frac{1}{\mu_r^e} \nabla_t F^e \cdot \mathbf{F}_t^e \right] d\Omega = \frac{1}{\mu_r^e} \begin{bmatrix} -l_x^e/3 & l_y^e/3 & l_y^e/6 & -l_y^e/6 \\ -l_x^e/6 & l_y^e/6 & l_x^e/3 & -l_x^e/3 \\ -l_x^e/3 & -l_x^e/6 & l_x^e/6 & l_x^e/3 \\ -l_x^e/6 & -l_x^e/3 & l_x^e/3 & l_x^e/6 \end{bmatrix}^T \quad (14)$$

$$[B_{zz}]^e = \iint_{\Omega_e} \left[ \frac{1}{\mu_r^e} \nabla_t F^e \cdot \nabla_t F^e - k_0^2 \varepsilon_r F^e F^e \right] d\Omega = \frac{1}{\mu_r^e} \left\{ \frac{l_y^e}{6l_x^e} \begin{bmatrix} 2 & -2 & 1 & -1 \\ -2 & 2 & -1 & 1 \\ 1 & -1 & 2 & -2 \\ -1 & 1 & -2 & 2 \end{bmatrix} + \frac{l_x^e}{6l_y^e} \begin{bmatrix} 2 & 1 & -2 & -1 \\ 1 & 2 & -1 & -2 \\ -2 & -1 & 2 & 1 \\ -1 & -2 & 1 & 2 \end{bmatrix} \right\} - k_0^2 \varepsilon_r \begin{pmatrix} l_x^e l_y^e \\ 36 \end{pmatrix} \begin{bmatrix} 4 & 2 & 2 & 1 \\ 2 & 2 & 1 & 2 \\ 2 & 1 & 4 & 2 \\ 1 & 2 & 2 & 4 \end{bmatrix} \quad (15)$$

As disposições dos elementos estão mostradas na figura a seguir.

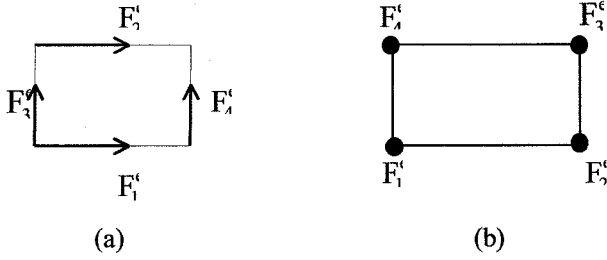


Figura 1: Disposições de elementos retangulares (a) de aresta e (b) nodal.

Os elementos da aresta são definidos como

$$F_1^e = \frac{(y_s - y)}{l_y^e} \mathbf{x}, \quad F_2^e = \frac{(y - y_i)}{l_y^e} \mathbf{x},$$

$$F_3^e = \frac{(x_s - x)}{l_x^e} \mathbf{y} \quad \text{e} \quad F_4^e = \frac{(x - x_i)}{l_x^e} \mathbf{y}$$

e os elementos nodais da forma

$$F_1^e = \frac{(y_s - y)}{l_y^e} \frac{(x_s - x)}{l_x^e}, \quad F_2^e = \frac{(y_s - y)}{l_y^e} \frac{(x - x_i)}{l_x^e},$$

$$F_3^e = \frac{(y - y_i)}{l_y^e} \frac{(x - x_i)}{l_x^e} \quad \text{e} \quad F_4^e = \frac{(y - y_i)}{l_y^e} \frac{(x_s - x)}{l_x^e}$$

onde  $x_i$ ,  $x_s$ ,  $y_i$  e  $y_s$  são os limites da direita, esquerda, inferior e superior do elemento retangular e

$$l_x = x_s - x_i \quad \text{e} \quad l_y = y_s - y_i.$$

Como as matrizes  $[e_x]$  e  $[e_z]$  podem ser relacionadas, a equação matricial pode ser reduzida a:

$$[A_{tt}][e_t] = k_z^2 \{ [B_{tz}][B_{zz}]^{-1}[B_{zt}] - [B_{tt}] \} [e_t] \quad (16)$$

$$\text{e} \quad [e_z] = -[B_{zz}]^{-1}[B_{zt}][e_t]. \quad (17)$$

### III. RESULTADOS PRELIMINARES

O método descrito foi implementado em um ambiente computacional e alguns resultados preliminares puderam ser obtidos para estruturas de guias de ondas simples, com preenchimento parcial por dielétricos regulares ou irregulares.

O primeiro exemplo apresenta o resultado da utilização da técnica descrita para um guia de ondas retangular oco, propagando o modo dominante,  $TE_{10}$ . A figura 2 mostra a configuração de campo elétrico desse modo. As dimensões do guia são 12 cm para a largura e 6

cm para a altura e a frequência de operação é de 2,45 GHz. A constante de fase obtida a partir de autovalor do sistema foi  $0,44 \text{ cm}^{-1}$ , sendo o valor analítico correspondente  $0,4655 \text{ cm}^{-1}$ . A malha usada foi de 3 arestas para y e 7 arestas para x, como mostrado na figura.

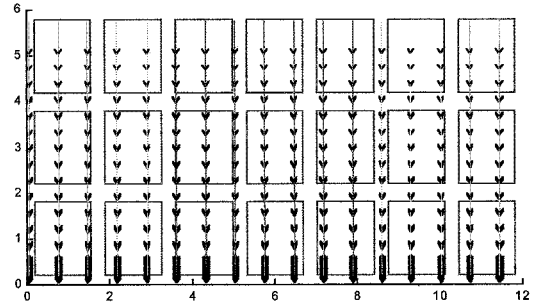


Figura 2: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{10}$  em um guia oco.

Três outros exemplos são mostrados a seguir, sempre com guias retangulares semipreenchidos com dielétricos com  $\epsilon_r = 4$  e com malha de 28 por 13 elementos.

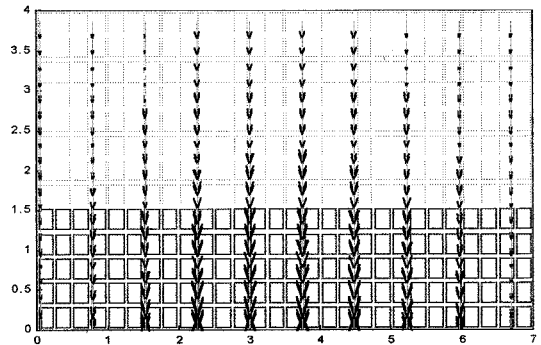


Figura 3: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{10}$  em um guia semi-preenchido na parte inferior.

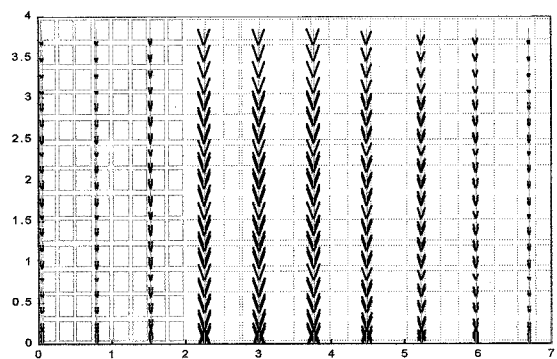


Figura 4: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{10}$  em um guia semi-preenchido na parte lateral esquerda.

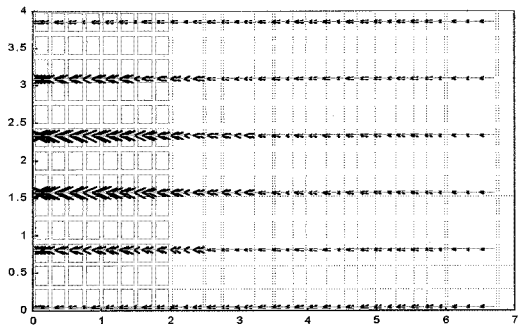


Figura 5: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{01}$  em um guia semipreenchido na parte lateral esquerda.

O interesse principal do presente estudo é a aplicação do método de elementos finitos no processamento de produtos como, por exemplo, o dendê [2].

Dessa forma, testou-se o método para guias preenchidos com frutos de dendê, que foram modelados por esferas concêntricas (polpa, noz e amêndoa) com permissividades relativas estimadas em 10, 5 e 6, respectivamente.

Alguns resultados são mostrados a seguir.

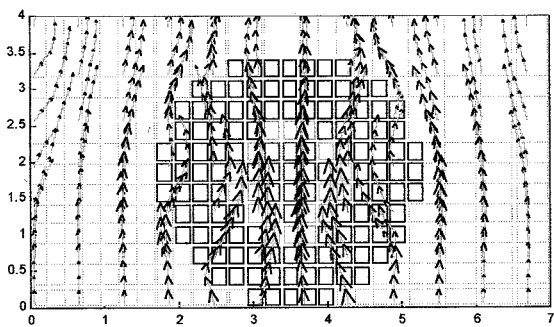


Figura 6: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{10}$  em um guia contendo um fruto de dendê no centro.

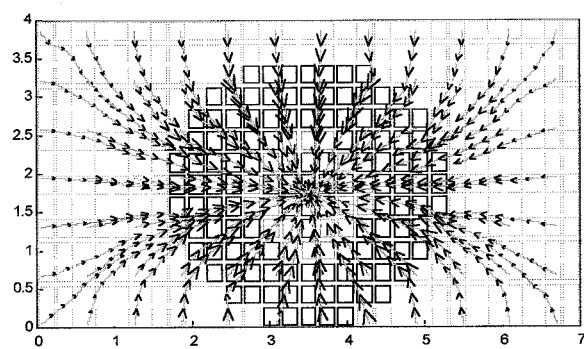


Figura 7: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TM_{11}$  em um guia contendo um fruto de dendê no centro.

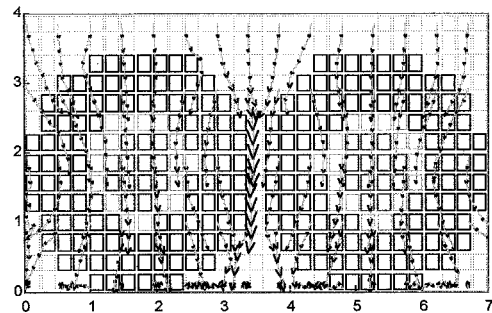


Figura 8: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{10}$  em um guia contendo dois frutos de dendê.

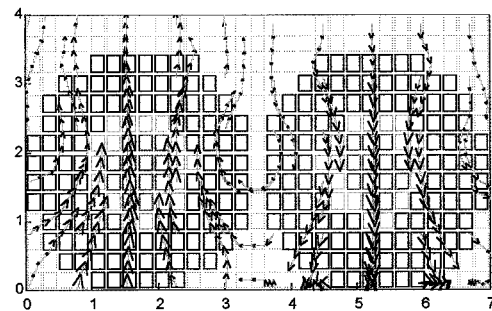


Figura 9: Distribuição de campo elétrico para o modo  $TE_{20}$  em um guia contendo dois frutos de dendê.

#### IV. CONCLUSÃO

Os resultados preliminares obtidos com a metodologia desenvolvida têm demonstrado a funcionalidade e a aplicabilidade do método de elementos finitos.

Atualmente, encontram-se em fase de implantação o cálculo e a apresentação da distribuição de energia no interior dos aplicadores, bem como das perdas de potência. A nova metodologia deverá ser incluída no ambiente computacional já existente, tornando-o bem mais flexível [3].

Pretende-se utilizar o método para incluir também a modelagem dos fenômenos térmicos que ocorrem no material em processamento

#### REFERÊNCIAS

- [1] J. Jin, "The Finite Element Method in Electromagnetics", John Wiley & Sons, Inc., 1993.
- [2] J. T. Pinho, F. J. Kaltner, K. Hyodo e M. F. Duarte, "Aplicação de Microondas no Processo de Extração de Óleo de Dendê (Elacis Guineensis Jacq.)", *Anais do TELEMO 96 (VII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica - XIV Simpósio Brasileiro de Telecomunicações)*, Curitiba, jul. 1996.
- [3] K. Hyodo, M. F. Duarte e J. T. Pinho, "Ambiente Computacional para o Estudo de Guias de Ondas e Cavidades Ressonantes", *Anais do TELEMO 96 (VII Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica - XIV Simpósio Brasileiro de Telecomunicações)*, Curitiba, jul. 1996.

# Efeitos do Layout de Placas de Circuito Impresso nos Níveis de Correntes e Emissões

Golberi, S. Ferreira

Núcleo de Eletrônica – Centro Federal de Educação Tecnológica de Santa Catarina  
Av. Mauro Ramos 950 – CEP 88.020-300– Florianópolis – SC

A. Raizer

Grucad – Grupo de Concepção e Análise de Dispositivos Eletromagnéticos  
Depto de Engenharia Elétrica – Universidade Federal de Santa Catarina  
Caixa Postal 476 – CEP 88.040-900 – Florianópolis – SC

C. Christopoulos

Numerical Modelling Laboratory  
Department of Electrical and Electronic Engineering  
University of Nottingham – UK

**Resumo** – Neste artigo será apresentada uma técnica de modelamento baseada no TLM (Transmission-Line Modeling) capaz de definir correntes de modo comum e de modo diferencial em placas de circuito impresso e campos eletromagnéticos nas proximidades da placa. Cinco diferentes traçados funcionalmente idênticos serão modelados para determinar o impacto sobre o nível de correntes na placa e sobre o nível de emissões eletromagnéticas no ambiente ao seu redor. Será demonstrado que as correntes de modo comum e as emissões são fortemente influenciadas pela configuração do circuito.

**Palavras Chave** – TLM, compatibilidade eletromagnética, interferência eletromagnética.

## I. INTRODUÇÃO

Atualmente existe um crescente interesse em se determinar qual o melhor layout de uma placa de circuito impresso (PCI), no sentido de se minimizar as emissões eletromagnéticas.

Normalmente, a principal preocupação dos projetistas se dá sobre as correntes normais que circulam pelo dispositivo, as correntes de modo diferencial. Porém, as correntes de modo comum, são muito menos levadas em consideração, a não ser que um estudo específico de Compatibilidade Eletromagnética (EMC) seja efetuado [1]. Estas correntes de modo comum apresentam uma maior influência no nível de emissões, uma vez que tendem a circular de maneira a somar os efeitos nas emissões.

Fig. 1 mostra a seção transversal de uma placa de circuito impresso onde a corrente normal do circuito (modo diferencial) vai até a carga por uma das trilhas e retorna pela outra o que provoca a anulação das componentes horizontais do campo magnético.

Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998.

Golberi de Salvador Ferreira, Tel. +55-48-2241500, Fax +55-48-2240727, golberi@cefetsc.rct-sc.br, Adroaldo Raizer, Tel. +55-48-3319649, Fax +55-48-2334729, raizer@grucad.ufsc.br, Christos Christopoulos Tel. +44-115-9515557, Fax + 44-115-9515616, cc@eee.nott.ac.uk.

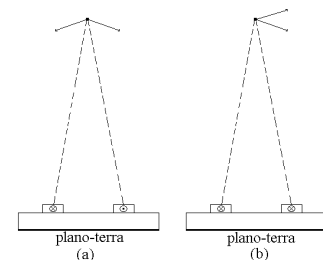


Fig. 1. Efeitos das correntes nas emissões eletromagnéticas: (a) modo diferencial; (b) modo comum.

As correntes de modo comum, que circulam no mesmo sentido em ambas as trilhas, retornando pelo plano-terra, apresentam uma somatória nas componentes horizontais do campo magnético. Estas correntes de modo comum possuem um forte e relativamente imprevisível impacto sobre o nível de emissões.

Para quantificar estes efeitos será apresentado um estudo sobre a circulação de correntes de modo comum e diferencial nas placas de circuito impresso, bem como sobre as emissões eletromagnéticas em cinco diferentes configurações, funcionalmente idênticas. Após as simulações serão apresentadas algumas conclusões a respeito da forma de traçado que possui menor tendência a gerar ruídos eletromagnéticos.

## II. SIMULAÇÃO DE PLACAS DE CIRCUITO IMPRESSO COM TLM

O método utilizado para a simulação, o Transmission-Line Method (TLM) é uma técnica reconhecida para o modelamento de dispositivos eletromagnéticos no domínio tempo [2]-[7]. Esta técnica baseia-se em modelar todo o volume que engloba o problema, aplicando condições de contorno que simulam o espaço aberto, para que se evite reflexões nos limites do problema. É baseada fundamentalmente no nó condensado simétrico, mostrado na Fig. 2, que permite o modelamento de vários materiais num mesmo problema. Cada porta deste nó tem duas tensões associadas e os campos eletromagnéticos são calculados a partir destes valores [2].

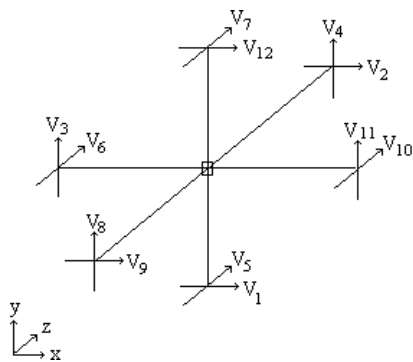


Fig. 2. Nó condensado simétrico

As equações para o cálculo dos campos relativos a este problema são descritas por [2]:

$$E_x = - \frac{(V_1^i + V_2^i + V_9^i + V_{12}^i)}{2 dl} \quad (1)$$

$$H_x = \frac{V_4^i + V_7^i - V_5^i - V_8^i}{2 Z dl} \quad (2)$$

Onde:  $E_x$  é o campo elétrico na direção “x”;  
 $H_x$  é o campo magnético na direção “x”;  
 $V_n^i$  é a tensão incidente na porta “n”;  
 $dl$  é o comprimento do nó;  
 $Z$  é a impedância característica do principal material do volume modelado, o ar.

Para determinar os campos nas outra direções deve-se seguir a mesma linha de raciocínio e para definir as correntes nas trilhas, usa-se a Lei de Ampère.

### III. CONFIGURAÇÕES DAS PLACAS DE CIRCUITO IMPRESSO ANALISADAS.

Em todas as simulações há um plano-terra embaixo da placa e um substrato com 4 mm de espessura e constante dielétrica relativa igual a 4.5. As configurações analisadas estão mostrados na Fig. 3 e são basicamente um sistema fonte-linha-carga. A fonte utilizada foi um rápido pulso de tensão e a carga uma resistência de 300 Ω. As trilhas possuem 1 mm de espessura e foram modeladas como um condutor ideal e portanto sem resistência.

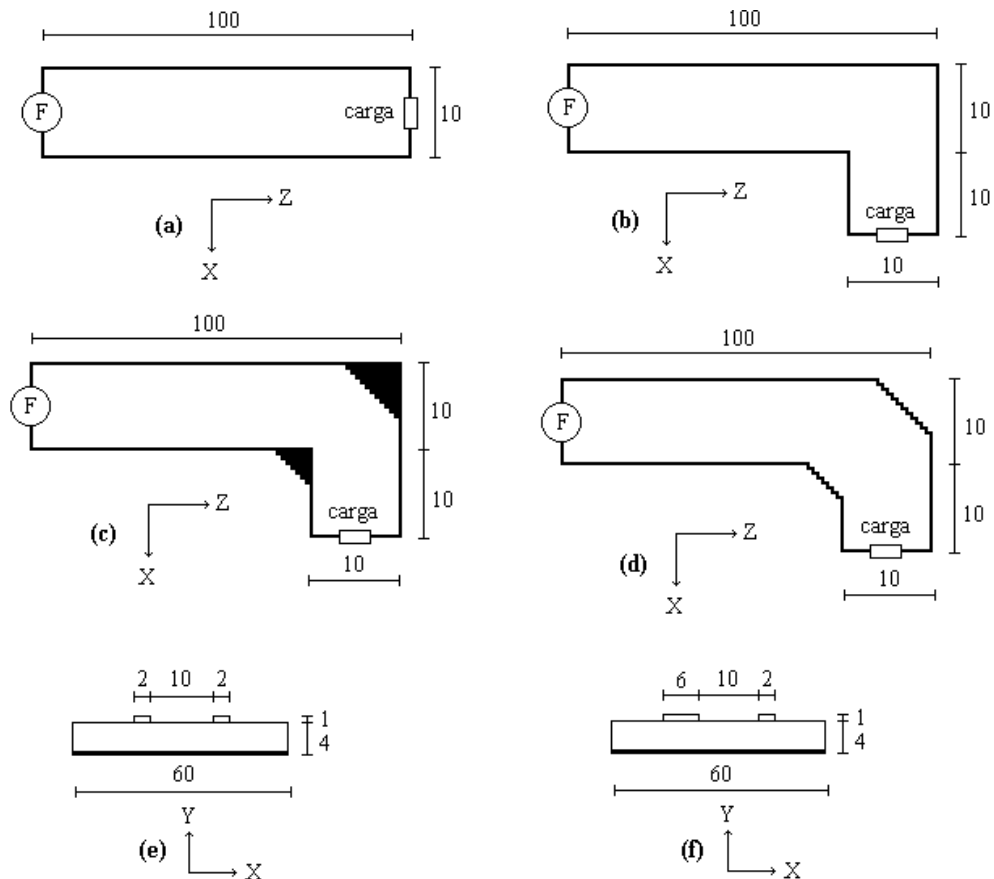


Fig. 3. Representação esquemática de cinco diferentes configurações, mostrando: (a) layout 1 e 2; (b) layout 3; (c) layout 4; (d) layout 5; (e) seção transversal dos layout 1,3,4 e 5; (f) seção transversal do layout 2. Todas as dimensões em milímetros.



Os componentes de campo foram observados a 10 centímetros de altura exatamente acima da placa numa frequência cuja influência do layout nas emissões pode ser detectada com mais evidência. Os resultados destas simulações são mostrados na próxima seção.

#### IV. RESULTADOS OBTIDOS

Inicialmente foram feitos alguns testes para verificar a diferença entre as correntes de modo comum das cinco configurações modeladas, como pode ser visto na Fig. 4.

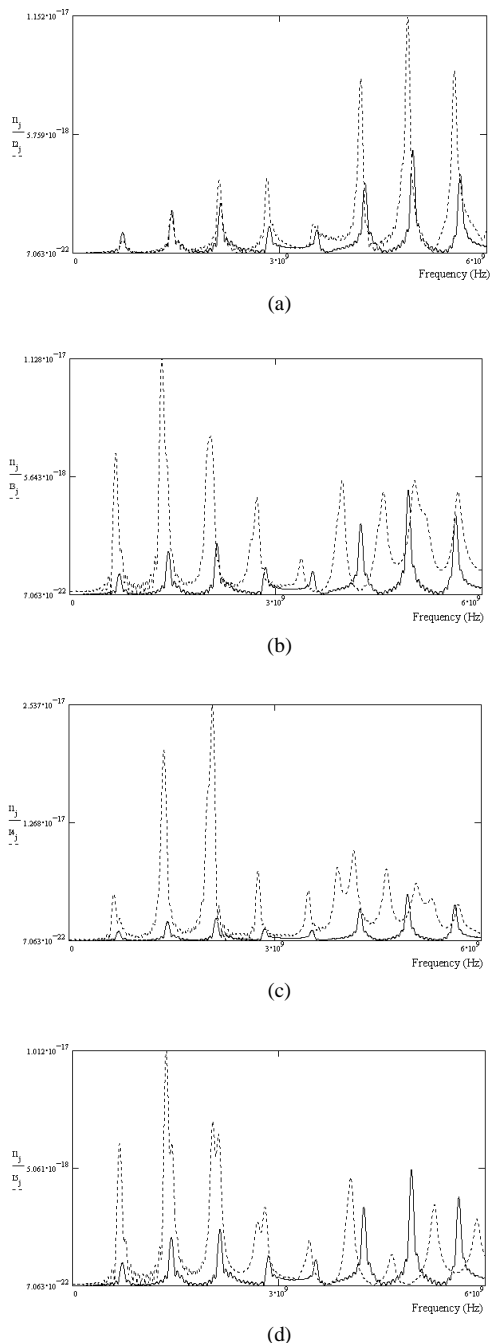


Fig. 4. Correntes de modo comum comparadas entre o layout 1 e o: (a) layout 2; (b) layout 3; (c) layout 4; (d) layout 5.

As linhas contínuas referem-se à corrente de modo comum no layout 1 e as linhas pontilhadas aos outros layouts. É possível observar que os casos 2 e 4 apresentam os maiores valores de corrente de modo comum, devido à forte assimetria destas configurações. As correntes de modo diferencial não apresentam modificações significativas com a mudança de traçado e por isso não são mostradas.

A seguir foi feita uma verificação da correspondência entre as correntes de modo comum e diferencial e as componentes de campo geradas por elas. Constatou-se que realmente as correntes de modo comum agem diretamente sobre a componente na direção “x” do campo magnético e as componente na direção “y” do campo elétrico. As correntes de modo diferencial agem sobre as componentes na direção “x” do campo elétrico e sobre as componentes na direção “y” do campo magnético. A Fig. 5 mostra a influência da corrente de modo comum na componente “x” do campo magnético sobre a placa.

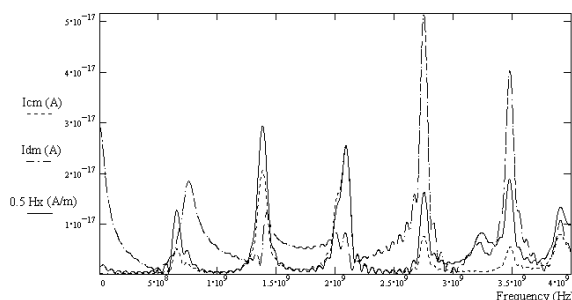
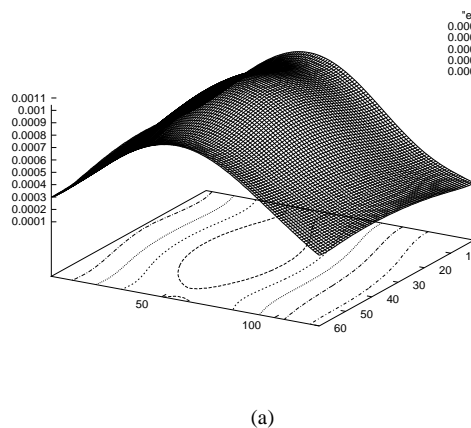


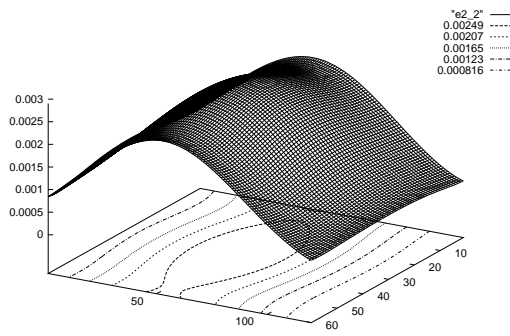
Fig. 5. Componente “x” do campo magnético comparado com as correntes de modo comum e diferencial.

Baseado nestas informações, foram determinadas os níveis de emissões de campo elétrico e magnético sobre a placa, para os cinco layouts.

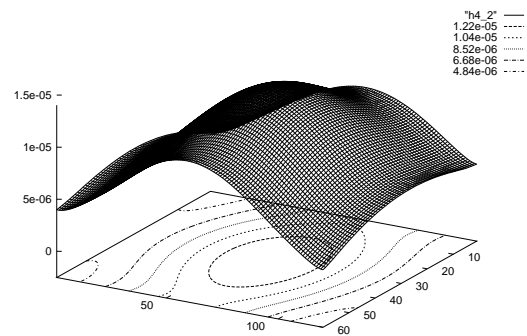
Confirmando o esperado, os casos 2 e 4 apresentaram os maiores níveis de emissões comparados com o caso 1, devido às correntes de modo comum terem sido maiores.

A Fig. 6 mostra os níveis de emissão de campo elétrico para os casos 1, 2 e 4 na frequência de 3.5 GHz e a Fig. 7 mostra os níveis de campo magnético para os mesmos casos.

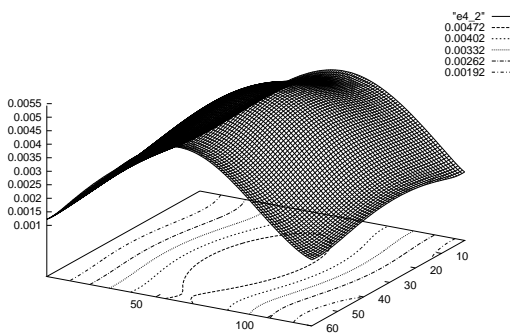




(b)

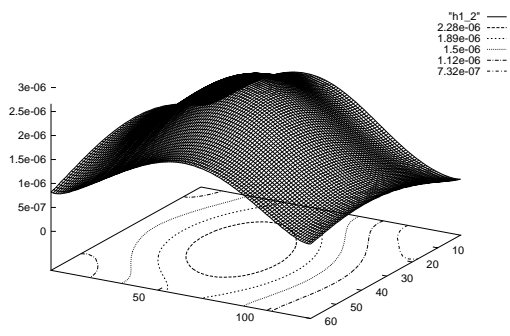


(c)

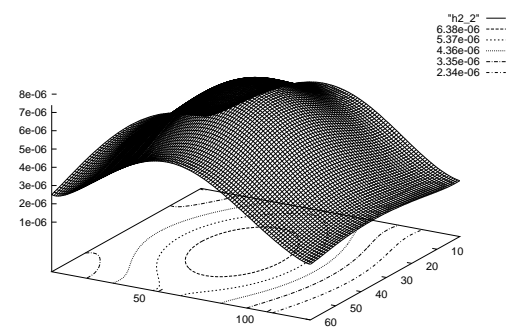


(c)

Fig. 6. Campo elétrico irradiado: (a) caso 1; (b) caso 2; (c) caso 4



(a)



(b)

Fig. 7. Campo magnético irradiado: (a) caso 1; (b) caso 2; (c) caso 4

## V. CONCLUSÕES

Neste artigo, foi apresentado um conjunto de simulações em TLM, com o objetivo de avaliar o grau de emissões de ruído eletromagnético em diferentes layouts de placas de circuito impresso. Estes layouts apresentam a mesma funcionalidade, porém diferentes configurações, o que leva os resultados a apresentarem diferentes níveis de correntes de modo comum e consequentemente de emissões de ruído.

Em alguns casos, para evitar a interferência eletromagnética, se faz necessária a modificação no layout de uma placa de circuito impresso e este trabalho vem de encontro com este tipo de solução. Combinada com outras técnicas EMC, a análise e projeto de layouts de placas de circuito impresso é uma importante ferramenta para se conseguir a desejada compatibilidade eletromagnética entre circuitos, equipamentos e sistemas. O método TLM mostrou-se eficaz na análise destes casos, permitindo um certo grau de decisão sobre o melhor traçado a ser usado.

## REFERÊNCIAS

- [1] C. Christopoulos. 1995. Principles and Techniques of Electromagnetic Compatibility. Boca Raton. CRC Press.
- [2] C. Christopoulos. 1995. The Transmission-Line Modeling Method TLM. New York. IEEE Press and Oxford University Press.
- [3] W. J. R. Hoefer. 1985. The transmission-line matrix method – theory and applications. *IEEE Transactions MTT-33*, 882-893.
- [4] P. B. Johns. 1987. A symmetrical condensed node for the TLM method. *IEEE Transactions MTT-35*, 370-377.
- [5] P. B. Johns. 1986. New symmetrical condensed node for three-dimensional solution of electromagnetic wave problems by TLM. *Electronics Letters* 22, 162-164.
- [6] C. Christopoulos, and J. L. Herring. 1993. The application of transmission-line modelling (TLM) to electromagnetic compatibility problems. *IEEE Transactions EMC-35*, 185-191.
- [7] P. Naylor C. Christopoulos, and P. B. Johns. 1987. Coupling between electromagnetic fields and wires using TLM. *IEEE Proceedings* 134, 679-686.

# Análise de Cornetas Circulares com Corrugações ou Flanges Metálicos Externos

Marcos G. Castello Branco

(castello@cpqd.com.br)

CPqD/Telebrás

Rodovia Campinas-Mogi Mirim, Km. 118,5

13088-060 - Campinas - S.P

Luiz Costa da Silva

(lcosta@cetuc.puc-rio.br)

CETUC - PUC/RJ

Rua Marquês de São Vicente, 225

22453-900 - Rio de Janeiro - R.J.

**Resumo** --- A análise convencional de cornetas alimentadoras a partir do método dos campos na abertura, não considera os efeitos das correntes externas à abertura radiante. A tendência atual de ocupação de regiões do espectro de frequências mais elevadas para os novos serviços de telecomunicações (ex: Minilinks, Enlaces de Alimentação de Satélites, etc.), tem levado a projetos de cornetas, em que as corrugações ou flanges externos alteram significativamente os diagramas de radiação. Desenvolveu-se, em consequência, um modelo que considera os efeitos das correntes induzidas na parte externa à abertura radiante, sendo útil na determinação dos parâmetros de espalhamento e radiação das cornetas.

**Palavras Chave** --- Cornetas circulares, flanges metálicos, alimentadores de antenas

## I. INTRODUÇÃO

O CPqD/Telebrás vem desenvolvendo, há vários anos, uma série de alimentadores e antenas para as mais diversas aplicações e faixas de frequência dos serviços de radiocomunicações. Algumas destas antenas incluem corrugações externas ou flanges, que alteram sensivelmente seus diagramas de radiação e perdas de retorno. Tais efeitos se tornam mais significativos nas aplicações em banda Ku (11/ 14 GHz) e acima desta, tais como as utilizadas nos minilinks rádio e as planejadas para os enlaces de alimentação dos sistemas de comunicação por satélites de baixa e média órbitas.

A fim de possibilitar a determinação rigorosa das características de radiação e reflexão dessas antenas, foi desenvolvido um modelo de análise, que leva em consideração as correntes induzidas nas paredes exteriores da corneta, baseado no Método do Momentos e na Teoria de Espalhamento [2].

A aplicação no projeto e na análise de um alimentador para antena do tipo “focal-point”, para comunicações por satélite em banda Ku, mostra a precisão do modelo desenvolvido, com discrepâncias entre valores teóricos e experimentais

menores que 0.1 dB nos níveis do diagrama de polarização principal (para ângulos de radiação até 90°) e menores do que 3 dB, para os níveis do diagrama de polarização cruzada.

## II. FORMULAÇÃO TEÓRICA

Para efeito de análise, a corneta é substituída pela estrutura equivalente mostrada na Fig 1 onde se colocou, no plano da abertura, uma parede condutora e densidades de correntes magnéticas  $+M$  e  $-M$ .

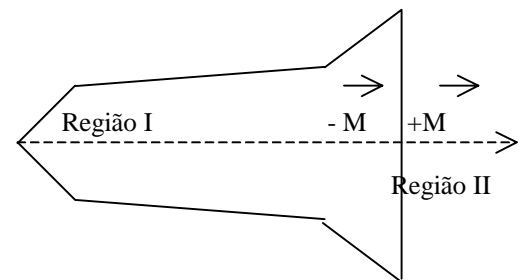


Fig. 1 – Estrutura equivalente da corneta

A estrutura equivalente fica, assim, dividida em duas regiões: A região I, interior, constituída pela parte interna da corneta, com um curto na abertura e excitada pela onda incidente na entrada e pela corrente magnética  $-M$ ; a região II, exterior, constituída pelo corpo metálico externo da corneta (incluindo flanges e corrugações externas), com uma placa condutora na abertura e excitada por uma corrente magnética  $+M$ .

Os campos na região I são obtidos a partir da matriz de espalhamento da corneta, determinada por técnica de casamento de modos [3].

Para se determinar os campos excitados pela corrente magnética  $+M$ , na região II, toda a estrutura metálica externa é substituída pela densidade de corrente elétrica, nela induzida. Esta densidade de corrente elétrica é determinada pelo Método dos Momentos, sendo utilizadas como funções

de base, pulsos para as componentes azimutal e longitudinal da densidade de corrente.

As correntes magnéticas são expandidas em somatórios dos campos modais do guia que constitui a abertura da corneta

A aplicação de condições de contorno (continuidade da componente tangencial do campo magnético) sobre o plano da abertura, permite relacionar as soluções obtidas para as regiões I e II, determinando, assim, a amplitude das correntes elétricas e magnéticas e, por consequência, os campos radiados e os refletidos na entrada da corneta.

### III. RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

Foi projetada uma corneta corrugada, com flange de 90°, para aplicação como alimentador de antena refletora parabólica, alimentada no foco, para transmissão e recepção de sinais de satélite na banda Ku (10.7 a 12.75 GHz e 13.75 a 14.8 GHz). Seu protótipo é ilustrado nas Figs 2 e 3.

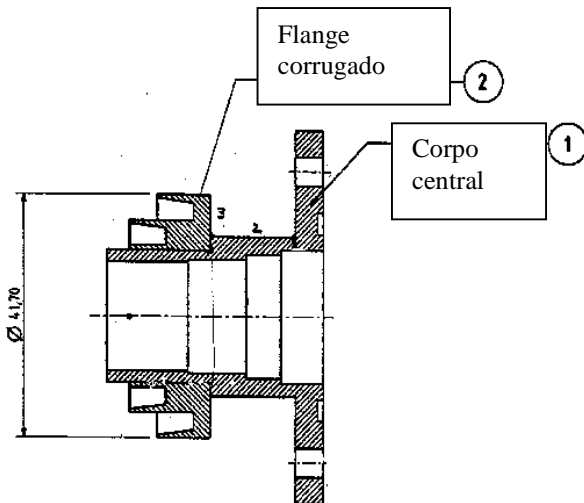


Fig. 2 – Vista em corte longitudinal de corneta corrugada 90° - banda Ku.

Tal protótipo apresentou resultados experimentais de pico de polarização cruzada abaixo de -24 dB em ambas as faixas de transmissão (Tx) e recepção (Rx).

A Fig 4 mostra os diagramas de radiação teórico e experimental, no plano de 45°, para as polarizações principal e cruzada. Observa-se que a discrepância entre resultados teóricos e experimentais ficou abaixo de 0.1 dB para a polarização principal, para ângulos de radiação menores que 90°. Para o pico de polarização cruzada, esta discrepância foi de cerca de 0.5 dB.

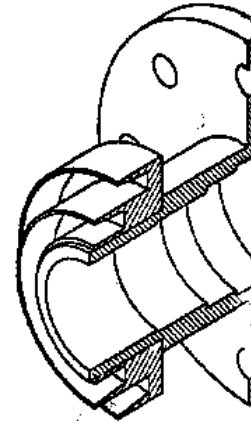


Fig. 3 – Vista em perspectiva de corneta corrugada 90° - banda Ku

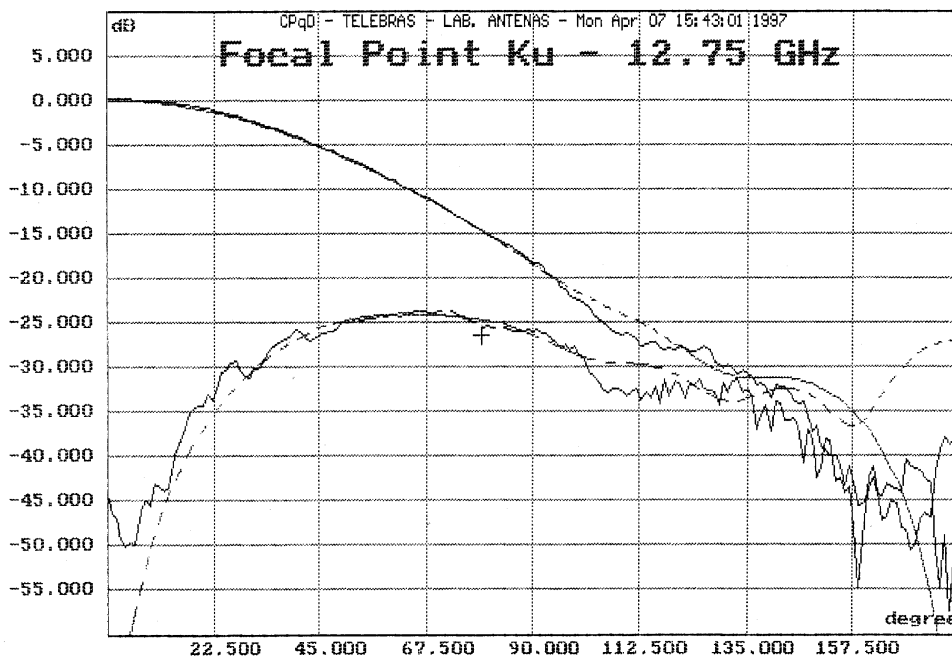


Fig. 4 – Diagramas de radiação copolar e contrapolar de corneta corrugada 90° - banda Ku em 12.75 GHz. (\_\_\_ experimental, ---teórico)

#### AGRADECIMENTO

Os autores agradecem a toda a equipe da Seção de Antenas e Comunicação por Satélite do CPqD/TELEBRÁS, pelo suporte fornecido à elaboração deste trabalho. Este trabalho foi parcialmente financiado pelo contrato TELEBRÁS / PUC-CETUC nº 775/97.

#### REFERÊNCIAS

- [1] Silver, S., "Microwave Antenna Theory and Design", Dover Publications, 1965.
- [2] Glisson, A. W. Jr., "On The Development of Numerical Techniques for Treating Arbitrarily Shaped Surfaces", Ph.D. Thesis, The University of Mississippi, USA, 1976
- [3] James, G.L., and Thomas, B.M. - "TE<sub>11</sub> to HE<sub>11</sub> cylindrical waveguide mode converters using ring-loaded slots", IEEE Trans., MTT-30 - pages 278-285

# **Empresas I**

**Coordenador:** Paulo Richter (CRT)

---

**CRT – Presente e Futuro**

*Paulo Richter*

# CRT - Presente e Futuro

Paulo César Nuñez Richter

Companhia Riograndense de Telecomunicações - Porto Alegre - Brasil

e-mail: [prichter@crt.gov.br](mailto:prichter@crt.gov.br)

**Resumo** — As telecomunicações no Rio Grande do Sul evoluíram significativamente nos últimos anos, em especial em 1997, tanto na telefonia fixa, como na móvel e na pública. A tendência é que este incremento seja ainda maior nos próximos anos, para o atendimento total da demanda. A CRT, assim, alcançará níveis das grandes empresas de telecomunicações, em quantidade e qualidade, e com a digitalização total de sua planta. Também passará por um processo acelerado de evolução tecnológica com a introdução de vários novos serviços a serem oferecidos aos seus usuários.

## I INTRODUÇÃO

O setor das telecomunicações é hoje, sem dúvida, um dos mais atraentes e lucrativos para o investimento privado, em nível internacional. Trata-se de um dos setores líderes da nova onda de expansão econômica, que se formou a partir da chamada terceira revolução industrial. Pode-se contar que não faltarão investidores interessados em expandir essa atividade no mundo, em geral, e num país com as dimensões e o potencial do Brasil, em particular

Nos últimos dois anos, consolidaram-se as tendências observadas no início da década, em direção ao desenvolvimento da Sociedade da Informação, através da construção de uma infraestrutura de comunicações de grande capacidade e alta velocidade, apta a cursar tráfego multimídia (voz, dados, textos, imagens e vídeo), com o que se espera o desenvolvimento de um mercado de informação eletrônica, em especial no segmento de negócios, de dimensões ainda não adequadamente estimadas.

O setor de comunicações, constituído por telecomunicações, computação e entretenimento, está crescendo, mundialmente, cerca de duas vezes a taxa de crescimento anual do total da economia.

Muitos exemplos podem ser apresentados para justificar essas taxas de crescimento. A multiplicação de número de usuários de equipamentos de informática estabelecendo conexões via Internet; transações financeiras em um caixa eletrônico, a telemedicina e a teleducação, bem como outras aplicações de cunho social, tornam indispensável a realização de investimentos crescentes na infra-estrutura de informação.

Os serviços de telecomunicações, componentes importantes desse novo cenário, tornam-se cada vez mais poderosos e abrangentes, com mobilidade, acesso global, multimídia, facilidades cada vez maiores e a preços cada vez mais baixos. Essa é a nova tônica decorrente de mercados liberalizados, globalizados e, conseqüentemente, mais competitivos.

## II A ESTRATÉGIA DA CRT

No contexto apresentado a CRT tem como estratégia básica a manutenção do domínio do mercado nos serviços de telecomunicações, atendendo a demanda dos diversos segmentos, com soluções que assegurem a rentabilidade da empresa, oferecendo serviços competitivos com qualidade, preço e prazo adequados.

## III ATENDIMENTO DAS DEMANDAS

Nos últimos anos o crescimento da CRT tem sido elevado, devendo mais do que duplicar nos próximos 5 anos, conforme Tabela I.

TABELA I

ITENS	1994	1995	1996	1997	2003
Telefones Fixos (Mil)	702,4	777,0	879,5	1.134,0	2506,0
Telefones Móveis (Mil)	45,5	77,8	190,0	370,0	985,0
Telefones Públicos (Mil)	12,8	14,3	22,3	28,7	69,4
Densidade Telefônica (Tel/100 Hab)	7,5	8,2	8,9	12,0	25,0

## IV A EXPANSÃO DA CRT

As diretrizes básicas de expansão da CRT são as seguintes:

- a rede da CRT convergirá para uma estrutura hierárquica conforme diagrama da figura 1.

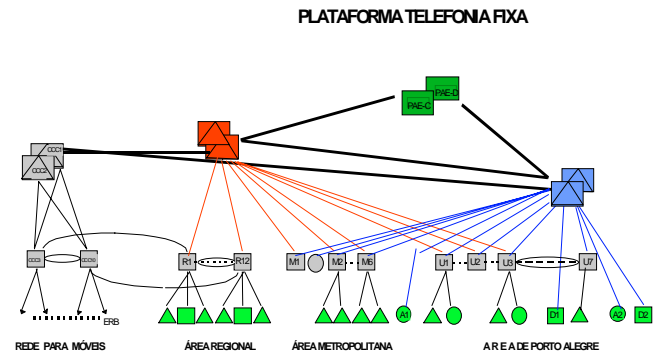


Fig. 1 Estrutura Hierárquica da Rede da CRT

Com relação aos projetos em execução, destacamos os seguintes:

- Infovias
- Telefonia Convencional
- Telefonia Celular
- Telefonia Pública
- Comunicação de Dados

### A. Infovias

Infra-estrutura básica de atendimento do sistema interurbano para comunicação de voz, dados e imagem em âmbito estadual, nacional e internacional, compreendendo:

- 4.140 km de cabos de fibras ópticas, enterrados ao longo das rodovias, conforme Figura 2.

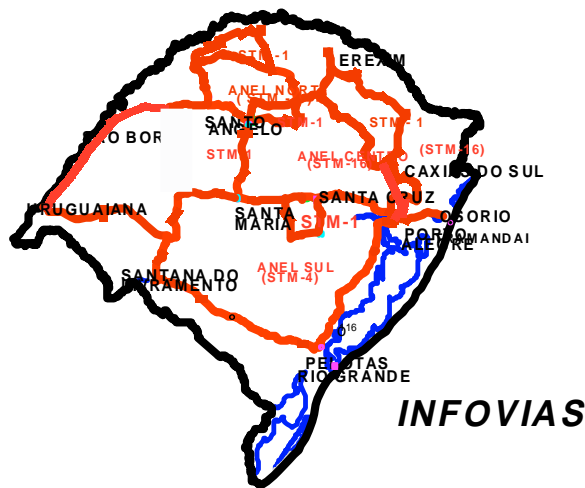


Fig. 2 Rotas dos cabos de fibras ópticas

- 177 terminais/repetidoras em sistemas SDH equivalente a 242.000 circuitos interurbanos
- Anéis ópticos atenderão 94 sedes municipais coletoras, com escoamento de todo o tráfego gerado num horizonte de 5 anos.

A topologia da rede SDH é constituída por um anel de transporte em 2,5 GBit/s, 4 anéis de acesso em 622 Mbit/s e 1 anel urbano em Porto Alegre, conforme Figura 3.

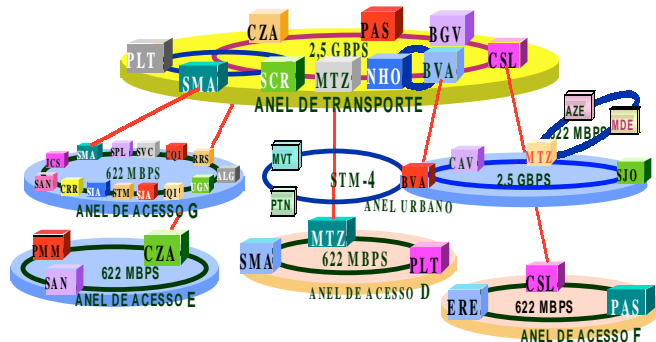


Fig. 3 Topologia da Rede SDH

Investimento: R\$ 217 milhões

### B. Telefonia Convencional

Implantação (1997/1998) de 383 mil terminais telefônicos em 123 centros de fios, em 70 sedes municipais. As Premissas Básicas deste Projeto são:

- Maior ocupação da rede externa existente
- Mudança da topologia ("cabeceiras" e "dobletes")

Investimentos: R\$ 478 milhões

### C. Telefonia Celular

Expansão do serviço de telefonia móvel celular em 330.000 acessos, com introdução da tecnologia digital TDMA-136, nas principais cidades do Estado.

Investimento: R\$ 366 milhões

### D. Telefonia Pública

Expansão (1997-1998) de 20.000 telefones de uso público com a introdução de um novo sistema de supervisão, novas cabinas e telefones multimodo (cartões chip e de crédito, moedas)

Investimento: R\$ 60 milhões

### E. Comunicação de Dados

Expansão da rede estadual determinística de comunicação de dados (18 novos nós) em 2.200 circuitos até 2 Mbps

Implantação de serviços de comunicação de dados por comutação de pacotes, com acessos X.25 e frame-relay com integração à rede nacional

Investimento: R\$ 8,0 milhões

Além da expansão dos serviços telefônicos, há também um processo de digitalização da planta, de modo que nos próximos 3 anos ela será totalmente digital. A evolução da digitalização é mostrada na Tabela II abaixo.

TABELA II  
Evolução da Digitalização

DATA	PERCENTUAL DE DIGITALIZAÇÃO
Dez 94	33%
Dez 95	43%
Dez 96	59%
Dez 97	70%

Na Tabela III constam os investimentos realizados pela CRT em expansão, destacando-se o último ano, em que o valor dobrou em relação ao ano anterior.

TABELA III  
Investimentos de Expansão

ANO	VALORES EM REAIS
1994	212.000.000
1995	225.000.000
1996	405.000.000
1997	884.000.000

## V NOVAS TECNOLOGIAS

A evolução tecnológica nos próximos anos deverá oferecer soluções às necessidades da CRT nos seguintes aspectos:

Proporcionar serviços com rapidez e com uma qualidade adequada aos clientes num ambiente de concorrência;

Possibilitar a interconexão das infra-estruturas da CRT com outras operadoras e com provedores de serviços;

Enfrentar com sucesso o desafio da emergente Sociedade da Informação e a expansão da Internet;

Facilitar o aproveitamento de novas oportunidades de negócios em qualquer segmento do setor das tecnologias da informação.



As ações estratégicas tecnológicas orientadas a serviços são:

- Digitalização progressiva da rede básica, permitindo o acesso dos usuários aos serviços avançados;
- Incorporação de novos serviços telefônicos suplementares nas centrais de comutação digital;
- Utilização de soluções de acesso por rádio (wireless) para atendimento de clientes;
- Utilização progressiva da técnica ATM como suporte de todo o tipo de serviço, tanto a nível local como de longa distância;
- Incorporação de novos nós de serviços para se obter uma redução do tempo de atendimento;
- Instalação de uma plataforma de rede inteligente para propiciar novos e modernos serviços;
- Introdução dos serviços de RDSI, facilitando o acesso dos usuários à Internet.

Estas ações são traduzidas pela implementação das seguintes tecnologias e ou serviços:

#### A. WLL (*Wireless Local Loop*)

Alternativa de atendimento de assinantes fixos de serviços de telecomunicações com a utilização de acesso rádio  
Solução atrativa em relação ao cobre e fibra óptica:

- Menor tempo de instalação
- Forte tendência de redução de preços
- Expansão conforme crescimento da demanda
- Custo baixo para o atendimento rural
- Facilidade de remanejamento para outros locais

Mercado Mundial até 2.001 - US\$ 9 bilhões  
Brasil = 11% deste mercado  
CRT: 50.000 usuários (até 2.001)

A CRT está realizando testes em Porto Alegre e Área Metropolitana, sendo que a operação comercial ocorrerá somente após a regulamentação do serviço pela ANATEL.

#### B. RDSI (*Rede Digital de Serviços Integrados*)

Arquitetura de rede baseada na tecnologia digital que permite a provisão de múltiplos serviços de forma integrada através de interfaces normalizadas de usuários. Esta rede utiliza o par metálico existente dos usuários, incorporando uma unidade de interface interna (terminação de rede). Permite a integração de até 8 terminais diversos (telefone, fax, computador, etc.) numa mesma terminação de rede.

##### 1) Acessos

- Um acesso único e integrado para todos os serviços:
- Acesso Básico : 2 canais B (64 kbit/s) e 1 canal D (16 kbit/s)  
Dirigido a residências e pequenos negócios  
Acesso Primário: 30 canais B (64 kbit/s) e 1 canal D (64 kbit/s)  
Dirigido a grandes clientes (por exemplo conexão de PABX de grande porte)

##### 2) Serviços

Voz (telefonía) e som de alta qualidade ( até 20 kHz)  
Dados/Internet  
Texto  
Imagem (Videoconferência - n x 64 kbit/s)  
Serviços suplementares adicionais (identificador do assinante chamador, desvio seletivo de chamada, etc.)

##### 3) Implantação na CRT

Até o final de 1998 há previsão de 1.000 acessos  
Início do serviço comercial a partir do 3º trimestre 98

#### C. ATM (*Asynchronous Transfer Mode*)

Estrutura composta de nós de rede baseada na comutação de células de tamanho fixo (53 bytes) com a capacidade de comutar feixes digitais em banda larga, da ordem de várias centenas de Megabits por segundo. Esta tecnologia permite o uso flexível numa mesma plataforma de um tráfego contínuo ou de rajadas, integrando diversos tipos de informações.

##### 1) Serviços:

- Tráfego de voz
- Dados em alta velocidade
- Imagens
- Vídeo
- Multimídia em geral
- Serviços IP (Internet Protocol) sobre ATM
- Integração com outras redes de telecomunicações

##### 2) Implantação na CRT

Os primeiros nós serão implantados em 1998  
Nós trânsito em Matriz e Bela Vista (Rede Pan-americana)  
Nós mistos em Jardim Itu, Alto Petrópolis, Matriz e Bela

Vista

Nós de acesso : Caxias do Sul e Novo Hamburgo

#### D. Rede Inteligente

Conjunto de Hardware e Software que, agregado à rede telefônica pública, permite a programação e implantação de vários tipos de serviços, com uma variada gama de facilidades.

##### 1) Serviços

"Information and Business" agregando um conjunto de facilidades que permite a oferta dos serviços da série 08XX, acesso universal e pagamento compartilhado (por exemplo DDG, serviços de caráter informativo e lazer)

Serviço Telecard automático (cartão telefônico com débito automático em conta)  
Serviço Televoto (eventos de caráter massivo)

Rede Virtual Privativa (adoção de facilidades de uma rede privativa utilizando-se a estrutura da rede pública de telecomunicações)

## 2) Implantação na CRT

Será instalada uma plataforma completa em 1998

### *E. Teleporto e Comunicações por Satélite*

Conjunto de facilidades de telecomunicações, concentradas geograficamente em um mesmo local da operadora, conectado através de meios terrestres e via satélite, com alta disponibilidade de banda a usuários, provedores e a outras redes de telecomunicações, provendo assim serviços diferenciados a preços também diferenciados.

A CRT fornecerá estações de usuários e o suporte à operação, locando as facilidades de uso de satélites

### *F. Infovia*

Sistema de Interconexão de usuários da Rede de Telefonia Pública Comutada a Provedores de Informação, envolvendo desde serviços básicos relacionados à Internet até outros serviços, passando inclusive por informações ligadas à própria operadora (lista de assinantes, páginas amarelas, catálogo de serviços, tarifas, etc.)

Em 1998 serão implantados 2 nós típicos com capacidade de atendimento simultâneo de 3.000 chamadas cada nó.

## VI. CONCLUSÕES

Pelas informações apresentadas, podemos concluir que a expansão da CRT tem sido muito significativa, se comparada com a série histórica, enquanto que a atualização tecnológica está sendo acelerada para que a empresa ingresse no mercado de competição oferecendo melhores e mais modernos serviços aos seus clientes.

## VII. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Diretoria Técnica CRT, Indicadores Físicos, Dezembro 1997.  
Superintendência de Planejamento Estratégico CRT, Plano de Ação 1998-1999  
Diretoria Técnica CRT, Informe de Gestão, Dezembro 1997

# **Aplicações Diversas II**

Coordenador: Maurício P. da Cunha (USP)

---

## **Distribuição de Campos, Tensões e Correntes em Estruturas Metálicas Atingidas por Descargas Atmosféricas**

*João Yazbek Jr. / Antônio R. Panicali*

---

## **Caracterización de Materiales en Microondas**

*S. A. Jaramillo Flórez / J. L. Sebastián /  
M. Sancho / S. Muñoz / J. M. Miranda*

---

## **Cálculo Automatizado de Ondas Acústicas e CAT no Espaço para Pesquisa de Materiais e Orientações**

*Saulo A. Fagundes / Maurício P. da Cunha*

---

## **Estudo de Sistemas Microcelulares Integrados por Fibras Óticas**

*César A. Lima / Lamartine Vilar de Souza / João C. W. A. Costa*

# Distribuição de Campos, Tensões e Correntes em Estruturas Metálicas Atingidas por Descargas Atmosféricas

João Yazbek Jr.

Philips S&V - Lab. Des. , São Paulo, Brasil

Antônio R. Panicali

CPqD - Telebrás, Campinas, Brasil

**Resumo** — Este trabalho é uma contribuição para a simulação do ambiente eletromagnético em estruturas metálicas atingidas por descargas atmosféricas. A distribuição de correntes é obtida por meio da característica de propagação em fios finos singelos, apresentada por Schelkunoff e Friis. Os campos elétrico e densidade de fluxo magnético são calculados através da integração numérica das equações para os campos do dipolo elétrico elementar, e as tensões induzidas em elementos dentro da estrutura são calculadas através da integração do campo elétrico e da derivação no tempo do fluxo magnético.

**Palavras-chave** — Compatibilidade Eletromagnética, Descargas Atmosféricas, Propagação em Fios Finos.

## I. INTRODUÇÃO

A revolução tecnológica verificada nos últimos anos trouxe à sociedade inúmeros benefícios e também a tornou cada vez mais dependente de equipamentos eletrônicos. Novos componentes e sistemas estão sendo desenvolvidos com cada vez mais rapidez e sendo utilizados com maior intensidade em virtude da contínua queda de preços, aumento dos volumes de produção e de escala de integração. Isto propiciou a proliferação destes equipamentos, mas também tornou mais evidente os vários problemas de compatibilidade eletromagnética entre equipamentos e entre estes e o ambiente no qual estão instalados.

Dentre os fenômenos naturais a que estes equipamentos podem estar sujeitos, a descarga atmosférica direta às estruturas que os abrigam é um dos mais agressivos, e por este motivo tornou-se objeto de vários estudos que visam obter melhor conhecimento do ambiente eletromagnético.

A descarga atmosférica direta ao sistema de proteção de uma edificação gera interferência e em muitos casos danifica os sistemas alojados no seu interior, como os existentes nos modernos edifícios comerciais construídos nos últimos anos, onde o gerenciamento de sistemas é eletrônico. Como exemplo, pode-se citar o controle de elevadores, dos sistemas de climatização e de telecomunicações, e mais recentemente, o gerenciamento da segurança.

Portanto, tornou-se muito importante a caracterização, na fase de concepção estrutural, do ambiente eletromagnético no

interior de edificações quando da ocorrência de uma descarga atmosférica. Em virtude desta importância, vários autores se dedicaram ao desenvolvimento de metodologias para determinação deste ambiente. Dentre os trabalhos de maior relevância, pode-se citar os de Cristina et al. [1,2], Geri et al. [3], Sowa [4,5] e Sato e Kuramoto [6].

Alguns autores utilizaram a teoria de linhas de transmissão para o cálculo da distribuição de correntes através da formulação tradicional de linhas bifilares associada à teoria das imagens. A linha foi então simulada por meio do condutor acima do plano de terra e sua imagem. Esta formulação não é rigorosa e se complica à medida em que se deseja simular estruturas elaboradas, onde o número de imagens aumenta.

Com base no exposto, este trabalho apresenta uma visão do método de linhas de transmissão baseada na característica de propagação em fios finos singelos, apresentada por Schelkunoff e Friis [7], para uso no cálculo da distribuição de correntes em antenas lineares. Demonstra-se que a propagação em fios finos comporta-se assintoticamente como em uma linha de transmissão convencional. Pode-se então determinar os parâmetros fundamentais deste fenômeno, ou seja, a impedância característica  $Z_0$  e a constante de propagação  $\gamma$ . A utilização deste conceito para o cálculo da distribuição de correntes é mais rigoroso, uma vez que dispensa a consideração de imagens na definição da linha de transmissão utilizada para simular os condutores da estrutura.

O cálculo dos campos eletromagnéticos é baseado nas equações para os campos do dipolo elétrico elementar, associado ao uso da teoria das imagens. Como tais equações são válidas para regime harmônico, utilizou-se a técnica de integração no domínio da frequência [8].

Os acoplamentos a elementos dentro da estrutura são obtidos através da integração do campo elétrico e da derivação no tempo do fluxo magnético. Isto permite obter as tensões induzidas em estruturas abertas, como fios retilíneos, e em estruturas fechadas, ou seja, na forma de espiras.

## II. CARACTERÍSTICAS DA PROPAGAÇÃO EM FIOS FINOS

Considerando inicialmente uma distribuição de cargas e correntes com variação harmônica no tempo e situada no espaço livre, pode-se obter a distribuição espacial dos fasores do campo elétrico  $\vec{E}$  e do campo densidade de fluxo magnético  $\vec{B}$  através de suas relações com o gradiente de um potencial escalar retardado  $V$  e com um potencial vetor magnético  $\vec{A}$ , de modo que [8]:

Manuscrito recebido em 20 de março de 1998.

João Yazbek Jr, Tel. +55-11-3178-2435, Fax +55-11-3178-2555,

[joao.vazbek@sao.sv.philips.com](mailto:joao.vazbek@sao.sv.philips.com) ou [jvazbek@originet.com.br](mailto:jvazbek@originet.com.br);

Antônio R. Panicali, Tel. +55-19-705-6254, [panicali@cpqd.com.br](mailto:panicali@cpqd.com.br).

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (1)$$

$$\vec{E} = -j\omega \vec{A} - \nabla V \quad (2)$$

Impondo-se a condição de Lorentz entre  $\vec{A}$  e  $V$  resulta:

$$\vec{\rho} \vec{A} = \mu_0 \iiint \frac{\vec{J}(x', y', z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dx' dy' dz' \quad (3)$$

$$V = \iiint \frac{\rho_v(x', y', z') e^{-j\beta r}}{4\pi \epsilon_0 r} dx' dy' dz' \quad (4)$$

Nestas equações,  $r$  é a distância entre o ponto de observação  $P(x, y, z)$  e o ponto  $P'(x', y', z')$  situado no centro do elemento onde se está realizando a integração,  $\vec{J}(x', y', z')$  é o vetor densidade de corrente,  $\rho_v(x', y', z')$  é a densidade volumétrica de cargas e  $\beta$  é a constante de fase.

O primeiro termo de (2) está associado ao movimento de cargas, ou seja, à corrente elétrica. Define-se então uma componente dinâmica do campo elétrico  $\vec{F}$ , tal que:

$$\vec{F} = -j\omega \vec{A} = -j\omega \mu_0 \iiint \frac{\vec{J}(x', y', z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dx' dy' dz' \quad (5)$$

Deseja-se estudar a distribuição de corrente em fios que compõem o sistema de proteção contra descargas atmosféricas em edifícios. Neste caso, os condutores tem a dimensão longitudinal muito maior que a secção transversal, que também é pequena se comparada com o comprimento de onda  $\lambda$  das frequências envolvidas. Logo, a corrente pode ser considerada paralela à dimensão longitudinal do condutor e pode-se aproximar o filamento de corrente por meio de um filamento de raio infinitesimal situado no centro do condutor.

Se este filamento está disposto ao longo do eixo  $z$ , as equações (4) e (5) se tornam:

$$V = \int_{z_1}^{z_2} \frac{\rho(z') e^{-j\beta r}}{4\pi \epsilon_0 r} dz' \quad (6)$$

$$F_z = -j\omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \frac{I(z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dz' \quad (7)$$

Um filamento de corrente fino pode ser representado por filamentos de corrente infinitamente finos com densidade angular  $I(z')/2\pi$ . Pode-se obter  $V$  e  $F_z$  de um fio fino através da integração dos infinitos filamentos sobre a circunferência do fio. A partir de (6) e (7):

$$V = \frac{1}{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') e^{-j\beta r}}{4\pi \epsilon_0 r} dz' d\phi' \quad (8)$$

$$F_z = -\frac{j\omega \mu_0}{2\pi} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') e^{-j\beta r}}{4\pi r} dz' d\phi' \quad (9)$$

Demonstra-se que quando um fio fino está sendo estimulado por uma fonte localizada de potência, em regiões livres de campo elétrico incidente, a solução de  $V$  e  $\vec{F}$  em sua superfície é distribuída espacialmente de forma harmônica [7].

Seja agora considerado um cilindro condutor com pequeno raio  $a$  disposto ao longo do eixo  $z$  como mostra a Fig.1, onde  $(a, \phi', z')$  são as coordenadas de um elemento de corrente na superfície e  $(a, \phi, z)$  são as coordenadas de um ponto também na superfície. Pode-se escrever as seguintes equações, válidas na superfície do cilindro, entre  $z=z_1$  e  $z=z_2$ :

$$V(z) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' - j \frac{1}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') \sin(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (10)$$

$$F_z(z) = -j\omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' - \omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') \sin(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (11)$$

Os integrandos nos primeiros termos da expressão para  $V(z)$  e  $F_z(z)$  são particularmente grandes na vizinhança de  $z' = z$  e crescem muito quando o raio  $a$  aproxima-se de zero. Os integrandos do segundo termo se mantêm finitos. Deste modo as seguintes equações assintóticas são obtidas:

$$V(z) \approx \frac{1}{\epsilon_0} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\rho(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (12)$$

$$F_z(z) \approx -j\omega \mu_0 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{I(z') \cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (13)$$

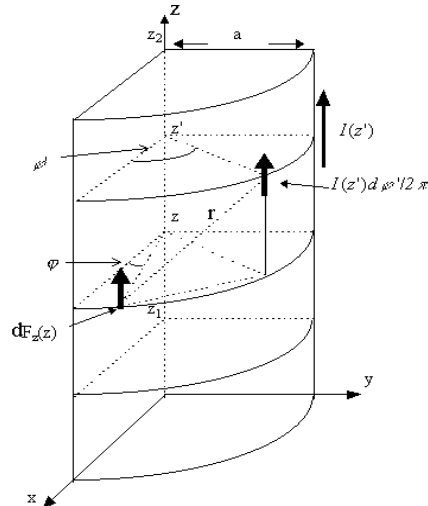


Fig. 1: Um cilindro conduzindo corrente na superfície.

Pode-se agora expandir  $\rho(z')$  e  $I(z')$  em série de Taylor no ponto  $z' = z$ . A partir de (12) e (13), obtém-se:

$$V(z) \approx \frac{1}{\epsilon_o} \rho(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' + \frac{1}{\epsilon_o} \rho'(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{(z'-z)\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' + \dots \quad (14)$$

$$F_z(z) \approx -j\omega\mu_o I(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' - j\omega\mu_o I'(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{(z'-z)\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' + \dots \quad (15)$$

Nota-se novamente que quando  $a$  tende a zero o primeiro termo cresce muito e os outros termos se mantêm finitos, logo podem ser desprezados. Logo,  $V(z)$  e  $F_z(z)$  são descritos pelas seguintes equações assintóticas:

$$V(z) \approx \frac{1}{\epsilon_o} \rho(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (16)$$

$$F_z(z) \approx -j\omega\mu_o I(z) \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (17)$$

As equações (16) e (17) descrevem o comportamento assintótico de  $V(z)$  e  $F_z(z)$  na superfície de fios finos. Serão agora determinados os parâmetros fundamentais de propagação em fios finos, ou seja, a impedância característica  $Z_o$  e a constante de propagação  $\gamma$ . A impedância série  $Z$  por unidade de comprimento pode ser obtida através da relação:

$$Z = \frac{-F_z(z)}{I(z)} = j\omega\mu_o \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (18)$$

A capacitância  $C$  por unidade de comprimento é obtida por meio da relação  $\rho(z)/V(z)$ :

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{\epsilon_o} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi' \quad (19)$$

A admitância paralela  $Y$  por unidade de comprimento vale:

$$Y = j\omega C \quad (20)$$

As equações assintóticas (16) e (17) podem ser simplificada representadas por:

$$F_z(z) \approx -ZI(z) \quad \rho(z) \approx CV(z) \quad (21)$$

Para regiões do fio onde não há campo impresso, demonstra-se que a corrente e o potencial se comportam de acordo com as seguintes relações [7]:

$$\frac{dV(z)}{dz} = -ZI(z) \quad \frac{dI(z)}{dz} = -YV(z) \quad (22)$$

Estas são equações de linhas de transmissão tradicionais. Conclui-se que a potencial e a corrente em fios finos são distribuídos de forma assintótica como em linhas de transmissão tradicionais.

A impedância característica e a constante de propagação do fio fino são:

$$Z_o = \sqrt{\frac{Z}{Y}} = \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o} \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{8\pi^2 r} dz' d\phi'} = 30 \int_{z_1}^{z_2} \int_0^{2\pi} \frac{\cos(\beta r)}{2\pi r} dz' d\phi' \quad (23)$$

$$\gamma = \sqrt{ZY} = \alpha + j\beta = j\omega \sqrt{\mu_o \epsilon_o} = j\beta = j \frac{2\pi}{\lambda} \quad (24)$$

A avaliação da integral (23) fornece [8]:

$$Z_o(z) = 60 \left( \ln \frac{\lambda}{2\pi a} + 0.116 \right) + 30 (Ci\beta(z-z_1) + Ci\beta(z_2-z)) \quad (25)$$

O valor médio de  $Z_o$  ao longo do fio é igual a [8]:

$$Z_o = 60 \left[ \left( \ln \frac{\lambda}{2\pi a} + 0.116 \right) + Ci\beta(z_2-z_1) - \frac{\text{sen}\beta(z_2-z_1)}{\beta(z_2-z_1)} \right] \quad (26)$$

Pode-se examinar o comportamento desta equação quando  $\beta(z_2-z_1)$  se aproxima de zero, ou seja, quando:

$$\lambda \gg 2\pi(z_2-z_1) \quad (27)$$

Neste caso, a equação (26) se reduz a [7]:

$$Z_o = 60 \left[ \ln \frac{2(z_2-z_1)}{a} - 1 \right] \quad (28)$$

Nas aplicações típicas em descargas atmosféricas, verifica-se que a aproximação fornecida pela equação (28) é muito boa quando  $\lambda$  é maior que  $\pi$  vezes a dimensão longitudinal do fio [8]. Berger e Anderson [9] afirmam que 95 % das descargas atmosféricas possuem tempo de subida maior que 1.8  $\mu\text{seg.}$ , logo o espectro de frequências relevante envolvido no fenômeno é de aproximadamente 200 KHz, com comprimento de onda ao redor de 1500 m. Conclui-se que, face às dimensões usuais das estruturas de proteção, a aproximação fornecida por (28) pode ser utilizada para aplicações em descargas atmosféricas [8].

A título de comparação,  $Z_o$  obtida por meio da formulação tradicional de linhas bifilares vale:

$$Z_o = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\mu_o}{\epsilon_o}} \operatorname{acosh}\left(\frac{h}{a}\right) \quad (29)$$

Neste caso,  $h$  é a distância entre linha e plano de terra. Conclui-se comparando os valores fornecidos por (28) e (29) que, embora a formulação de linhas bifilares para aplicações em descargas atmosféricas em estruturas seja formalmente discutível, seus resultados são semelhantes aos obtidos com a teoria de propagação em linhas unifilares [8].

### III. CÁLCULO DE CAMPOS ELETROMAGNÉTICOS

Através das equações para o dipolo elétrico elementar, pode-se obter os campos produzidos por cada elemento condutor. Para isto, deve-se integrar estas equações sobre o comprimento do dipolo obtido aplicando-se a teoria das imagens. O campo total resulta da superposição dos campos de todos os dipolos. Como estas equações são válidas para regime harmônico, é necessário realizar a integração no domínio da frequência, por meio da Transformação Rápida de Fourier (FFT). As componentes estáticas do campo elétrico são obtidas separadamente no domínio do tempo através das equações para o dipolo estático [8]. As equações para o dipolo elétrico elementar disposto na origem ao longo do eixo  $z$ , conforme a Figura 2, são [8]:

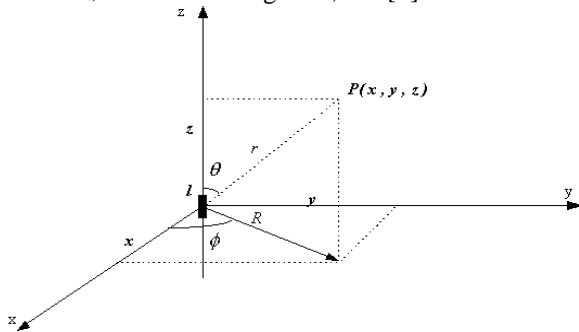


Fig. 2 :Dipolo elementar na origem ao longo do eixo  $z$ .

$$E_\theta = \frac{I l e^{j(\omega t - \beta r)} \operatorname{sen}\theta}{4\pi\epsilon_o} \left( \frac{j\omega}{c^2 r} + \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (30)$$

$$E_r = \frac{I l e^{j(\omega t - \beta r)} \operatorname{cos}\theta}{2\pi\epsilon_o} \left( \frac{1}{cr^2} + \frac{1}{j\omega r^3} \right) \quad (31)$$

$$H_\phi = \frac{I l e^{j(\omega t - \beta r)} \operatorname{sen}\theta}{4\pi} \left( \frac{j\omega}{cr} + \frac{1}{r^2} \right) \quad (32)$$

A componente estática é obtida através das seguintes equações, onde  $Q_o$  é o valor da carga da componente de frequência zero da corrente:

$$E_{r_o} = Q_o l \frac{\operatorname{cos}(\theta)}{2\pi\epsilon_o r^3} \quad E_{\theta_o} = Q_o l \frac{\operatorname{sen}(\theta)}{4\pi\epsilon_o r^3} \quad (33)$$

### IV. CÁLCULO DE TENSÕES INDUZIDAS EM ELEMENTOS

O conhecimento do campo elétrico permite a obtenção de acoplamentos em elementos abertos, através de geradores de tensão induzida distribuídos sobre pequenos comprimentos. Se as dimensões das estruturas forem menores que o comprimento de onda da maior frequência envolvida, os geradores distribuídos podem ser substituídos por um único gerador igual à integral do campo elétrico ao longo do fio. Se os condutores, além de pequenos do ponto de vista elétrico, formarem estruturas na forma de espiras, pode-se obter as tensões induzidas através da derivação do fluxo magnético.

### V. MODELO DA DESCARGA ATMOSFÉRICA E SEU CANAL

A descarga atmosférica será simulada por meio de uma fonte de corrente com forma de onda exponencial dupla. A equação que a descreve é [2]:

$$I_d(t) = I_{\max} (e^{-\alpha_1 t} - e^{-\alpha_2 t}) \quad (34)$$

$I_{\max}$  é o valor de corrente máximo desejado e  $\alpha_1, \alpha_2$  valem:

$$\alpha_1 = 1.45 \cdot 10^4 \quad \alpha_2 = 2.70 \cdot 10^6 \quad (35)$$

O canal de descarga será simulado por um condutor onde a corrente se propaga sem alteração de forma, com velocidade constante e igual à  $c/3$ .

### VI. RESULTADOS

A distribuição de correntes foi obtida através do simulador Pspice, enquanto que os campos e acoplamentos foram obtidos através de programas desenvolvidos em linguagem C.

A Fig. 3 apresenta uma estrutura com dimensões que valem 30 m. Os condutores equalizadores estão a 15 m de altura. Os condutores têm raio de 3 mm, portanto  $Z_o=492 \Omega$  (elementos verticais) e  $Z_o=534 \Omega$  (elementos horizontais). Adotou-se  $I_{\max} = 30\text{kA}$  e  $5 \Omega$  para as resistências de aterramento.

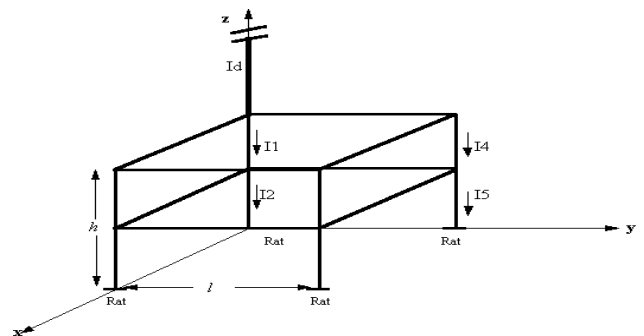


Fig. 3: Estrutura utilizando condutores equalizadores

A Fig. 4 apresenta algumas correntes em condutores verticais. Nota-se que I2 apresenta redução no valor de pico de 24 % em relação à I1, enquanto que I5 apresenta aumento quando comparada à I4.

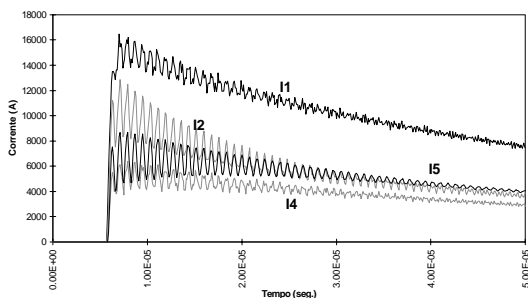


Fig. 4: Correntes na estrutura

As Figs. 5 e 6 apresentam os campos elétrico e densidade de fluxo magnético no centro da estrutura. Na Fig. 5 nota-se que as componentes horizontais apresentam valores similares. Na Fig. 6, as componentes horizontais de  $B$  apresentam valores simétricos e a componente vertical é nula.

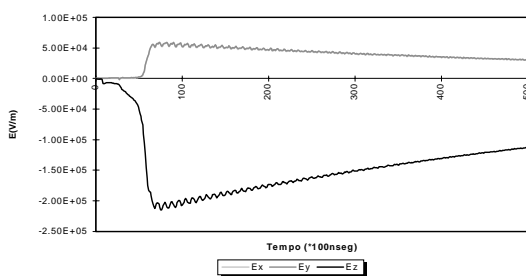


Fig. 5:  $E$  (15,15,15).  $E_y$  está coincidente com  $E_x$

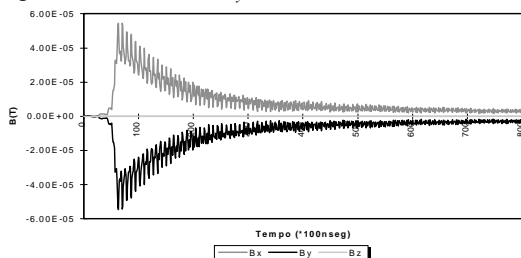


Fig. 6:  $B$  (15,15,15)

A Fig. 7 apresenta a tensão induzida em um fio posicionado entre (29,20,1) e (29,24,1). A Fig. 8 mostra a tensão induzida em espira posicionada entre (29,20,1), (29,24,1), (29,20,1.01) e (29,24,1.01), ou seja, nas mesmas coordenadas que o fio, e com altura de 1 cm. A amplitude da indução em modo comum no fio é de 9.5 kV, enquanto que a tensão na espira, que pode ser considerada como indução em modo diferencial em um par de fios paralelos, é de 15 V.

## VII. CONCLUSÃO

Apresentou-se uma metodologia para a obtenção da distribuição de correntes em estruturas metálicas atingidas por descargas atmosféricas desenvolvida a partir das características de propagação em fios finos singelos, cuja aplicação ao problema proposto se torna mais rigorosa que os

métodos tradicionais utilizando a teoria de linhas de transmissão bifilares à medida em que se deseja simular a distribuição de correntes em estruturas complexas.

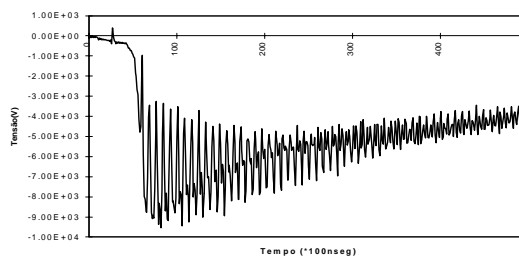


Fig. 7: Tensão induzida em fio entre (29,20,1) e (29,24,1)

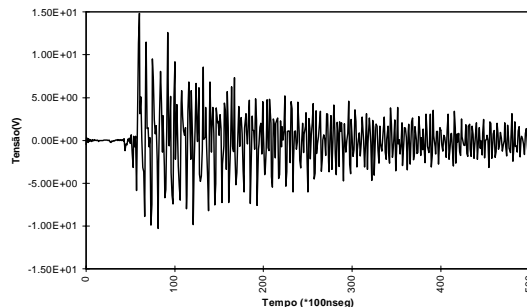


Fig. 8: Tensão induzida em espira entre (29,20,1), (29,24,1), (29,20,1.01) e (29,24,1.01)

## REFERÊNCIAS

- [1] Cristina, S.; Orlandi, A. Lightning channel's influence on currents and electromagnetic fields in a building struck by lightning. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1990, Washington D.C., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1990, p.338-42.
- [2] Cristina, S.; Orlandi, A. Calculation of the induced effects due to a lightning stroke. *IEE Proceedings B*, v. 139, No. 4, July 1992, p.374-80.
- [3] Geri, A.; Veca, G.M. A complete lightning protection system simulation in the EMI analysis. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.90-5.
- [4] Sowa, A. Lightning overvoltages in wires within the buildings. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.99 -102.
- [5] Sowa, A. Surge current distribution in building during a direct lightning stroke. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.103-5.
- [6] Sato, M.; Kuramoto, S. Surge current distributions in telecommunication buildings caused by direct lightning stroke. In: IEEE International Symposium on Electromagnetic Compatibility, 1991, Cherry Hill, N.J., USA. *Proceedings*. New York, NY, 1991, p.251-6.
- [7] Schelkunoff, S.A.; Friis, H.T. *Antennas theory and practice*. New York, John Wiley and Sons, 1952. Chapter 8, p.213- 237
- [8] Yazbek Junior, João *Distribuição de campos, tensões e correntes elétricas em estruturas metálicas atingidas por descargas atmosféricas*. São Paulo, 1998. Dissertação (Mestrado) - Escola Politécnica, Universidade de São Paulo.
- [9] Berger, K. Anderson, R. B.; Kroninger, H. Parameters of lightning flashes. *Electra*, Iss.41, p.23-37, 1975.



# CARACTERIZACIÓN DE MATERIALES EN MICROONDAS

S. A. Jaramillo Flórez\*, J.L. Sebastián, M. Sancho, S. Muñoz y J. M. Miranda

Departamento de Física Aplicada III - FCF, Universidad Complutense de Madrid

Ciudad Universitaria S/N - 28040 Madrid, España

E-mail: samuel@tfo.upm.es

## Resumen

Basado en los parámetros de scattering  $S_{11}$  y  $S_{21}$  medidos experimentalmente, se hace una estimación de la permitividad dieléctrica de una muestra dentro de una guía de ondas rectangular, utilizando el análisis modal y relaciones integrales.

### 1. Análisis modal y ecuaciones integrales

La Fig. 1 corresponde a la sección transversal de una guía de ondas rectangular a la que se le ha introducido en su centro una muestra de material biológico. En la región I el campo eléctrico es el resultado de la superposición del modo incidente  $TE_{10}$  y los modos reflejados  $TE_{m0}$ . Las intensidades del campo eléctrico  $E_{yI}$ ,  $E_{yII}$  y  $E_{yIII}$  en las regiones I, II y III pueden escribirse [1]:

$$E_{yI} = \phi_1 \exp(-\gamma_1 z) + \sum_{m=1}^{\infty} R_m \phi_m \exp(\gamma_m z) \quad (1)$$

$$E_{yII} = \sum_{m=1}^{\infty} A_n \psi_n \exp(-\Gamma_n z) + \sum_{m=1}^{\infty} B_n \psi_n \exp(\Gamma_n z) \quad (2)$$

$$E_{yIII} = \sum_{m=1}^{\infty} T_m \phi_m \exp(-\gamma_m z) \quad (3)$$

$$\gamma_1 = j(k_o^2 - (\pi/a)^2)^{1/2} \quad (4)$$

$$\gamma_m = ((m\pi/a)^2 - k_o^2)^{1/2}, \quad m=2,3,\dots \quad (5)$$

$$\phi_m = (2/a)^{1/2} \sin(m\pi x/a), \quad m=1,2,\dots \quad (6)$$

$$k_o = \omega(\mu_o \epsilon_o)^{1/2} = 2\pi/\lambda_o \quad (7)$$

$k_o$ ,  $\epsilon_o$ ,  $\mu_o$  y  $\lambda_o$  son el número de onda, la permitividad dieléctrica, la permeabilidad magnética y la longitud de onda en el espacio libre, respectivamente.  $\omega$  es la frecuencia angular y  $\epsilon_r$  la permitividad dieléctrica del material.  $a$  es el ancho de la base de la guía,  $d$  es la distancia desde los bordes laterales de la muestra rectangular centrada hasta las paredes laterales de la guía, y  $b$  es el espesor del material.  $\phi_m$  es la función trigonométrica normalizada.  $R_m$  y  $T_m$  son la amplitud de la onda reflejada y transmitida del modo  $TE_{m0}$ , respectivamente.  $\gamma_m$  es la constante de propagación del modo  $m$ ,  $\psi_n$  son las funciones modales transversales y  $\Gamma_n$  se encuentra resolviendo la ecuación característica:

$$(k_o^2 \epsilon_r + \Gamma_n^2) \{1 - \tan^2[(k_o^2 + \Gamma_n^2)^{1/2} d]\} + 2[(k_o^2 \epsilon_r + \Gamma_n^2)(k_o^2 + \Gamma_n^2)]^{1/2} \tan[(k_o^2 + \Gamma_n^2)^{1/2} d] / \tan[(k_o^2 \epsilon_r + \Gamma_n^2)^{1/2} b] = k_o^2 (\epsilon_r - 1) \quad (8)$$

Para cada valor de  $\epsilon_r$  se tendrá como solución  $\Gamma_n$ , las  $n$  raíces de (8), que son las constantes de propagación de los modos  $TE_{no}$  en la región II. Los coeficientes de reflexión  $R_m$  y de transmisión  $T_m$  se obtienen con las siguientes expresiones:

$$R_m = \sum_{m=1}^{\infty} A_n [1 - (\Gamma_n/\gamma_m) \exp(\gamma_m L)] P_{mn} \exp(\Gamma_n L) + \sum_{m=1}^{\infty} B_n [1 + (\Gamma_n/\gamma_m) \exp(\gamma_m L)] P_{mn} \exp(-\Gamma_n L) + (1/2) \delta_{1m} (1 - \gamma_1/\gamma_m) \exp[(\gamma_1 + \gamma_m)L]; \quad m \geq n \quad (9)$$

$$T_m = \sum_{m=1}^{\infty} A_n [1 + (\Gamma_n/\gamma_m) \exp(\gamma_m L)] P_{mn} \exp(-\Gamma_n L) + \sum_{m=1}^{\infty} B_n [1 - (\Gamma_n/\gamma_m) \exp(\gamma_m L)] P_{mn} \exp(\Gamma_n L) \quad (10)$$

donde  $\delta_{lm}$  es la función delta de Kronecker,  $2L$  es la longitud total de la muestra y  $P_{mn}$  se encuentra con:

$$P_{mn} = \int_0^a \phi_m(x) \psi_n(x) dx \quad (11)$$

Las ecuaciones (9) y (10) se obtienen al aplicar las condiciones de frontera para las intensidades de los campos eléctricos  $E_y$  y magnéticos  $H_x$  tangenciales entre las regiones I y II y entre II y III, utilizando el análisis modal para discontinuidades en guías de onda [2].  $A_n$  y  $B_n$  se encuentran con (12) y (13):

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_n (1 + \Gamma_n/\gamma_m) P_{mn} \exp(\Gamma_n L) + \sum_{m=1}^{\infty} B_n (1 - \Gamma_n/\gamma_m) P_{mn} \exp(-\Gamma_n L) = 2 \delta_{1m} \exp(\gamma_1 L) \quad (12)$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} A_n (1 - \Gamma_n/\gamma_m) P_{mn} \exp(-\Gamma_n L) + \sum_{m=1}^{\infty} B_n (1 + \Gamma_n/\gamma_m) P_{mn} \exp(\Gamma_n L) = 0 \quad (13)$$

## 2. Cálculo de la Permitividad Dieléctrica

Combinando (12) y (13) se llega a:

$$[M_{mn}].[C_n] = 2\delta_{1m} \exp(\gamma_1 L) \quad (14)$$

donde  $C_n = A_n + B_n$ .  $[M_{mn}]$  es una matriz de  $m$  por  $n$  elementos dados por:

$$M_{mn} = P_{mn} [(1 + \Gamma_n / \gamma_m) \exp(\Gamma_n L) + (1 - \Gamma_n / \gamma_m) \exp(-\Gamma_n L)] \quad (15)$$

Los valores de  $A_n$ ,  $B_n$  y  $C_n$  obtenidos corresponden a un valor de la permitividad dieléctrica relativa compleja del material,  $\epsilon_r$ :

$$\epsilon_r = \epsilon / \epsilon_0 = (\epsilon' - j\epsilon'') / \epsilon_0 = \epsilon_r' - j\epsilon_r'' = \epsilon_r' - j\sigma_m / \epsilon_0 \omega \quad (16)$$

donde  $\epsilon_r'$  y  $\epsilon_r'' = \sigma_m / \epsilon_0 \omega$  son sus componentes real e imaginaria, respectivamente, siendo  $\sigma_m$  la conductividad eléctrica del material biológico introducido dentro de la guía de onda. Las soluciones complejas de (8),  $\Gamma_n$ , conjuntamente con los vectores  $A_n$ ,  $B_n$  y con (11), permiten calcular los coeficientes de reflexión  $R_m$  y de transmisión  $T_m$  con (9) y (10) respectivamente y, haciendo  $m=1$ , a  $R_1 = S_{11}$  y a  $T_1 = S_{21}$  del modo  $TE_{10}$ , para un valor de  $\epsilon_r$ . Los resultados mostrados en las Figs. 2 y 3, dados para una frecuencia de 9,375 GHz en una guía de ondas WR90, con  $2L=0,2a$  y  $b=0,8a$ , se aproximan apreciablemente a los obtenidos en la literatura.

## 3. Conclusiones

Se ha presentado un método para caracterización dieléctrica de materiales a frecuencias de microondas. Este puede extenderse para diseñar tejidos biológicos fantasma con estructura multicapa, para diagnosticar valores de  $\epsilon_r$  de materiales y tejidos, para diseñar filtros a frecuencias de microondas y para determinar la permeabilidad de muestras cuando estas tienen propiedades magnéticas ( $\mu_r \neq 1$ ).

## Agradecimientos

\*Este trabajo ha sido parcialmente financiado por la Universidad Pontificia Bolivariana y por COLCIENCIAS de Colombia.

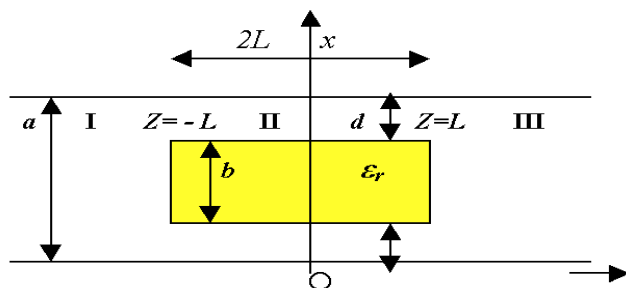


Fig.1. Dimensiones de la guía y de la muestra.

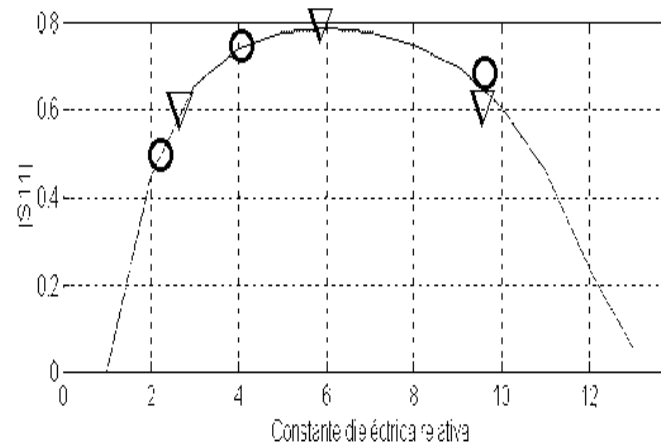


Fig. 2.  $|S_{11}| \rightarrow \text{—}$ , [3]  $\rightarrow \bigcirc$  y [4]  $\rightarrow \nabla$ .

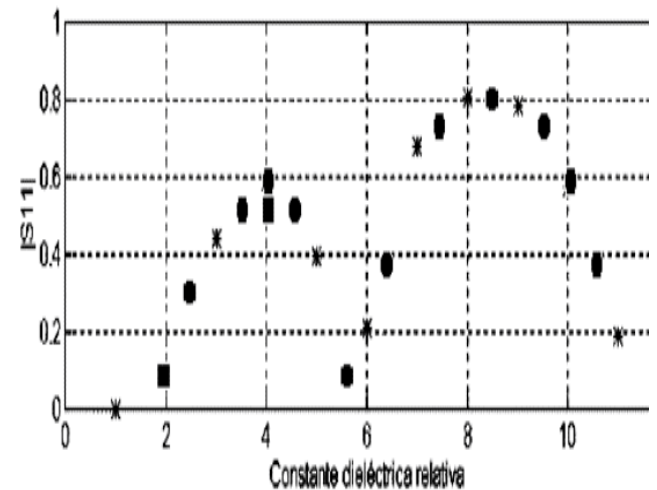


Fig. 3.  $|S_{11}| \rightarrow *$ , [3]  $\rightarrow \blacksquare$  y [4]  $\rightarrow \bullet$

## Referencias

- [1] Abdunnour J. y Marchildon L., "Scattering by a dielectric obstacle in a rectangular waveguide," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **41**, 1988-1994 (1993).
- [2] Wexler A., "Solution of waveguide discontinuities by modal analysis," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **15**, 508-517 (1967).
- [3] Ise K. y Koshiba M., "Numerical analysis of H-plane waveguide junction with dielectric posts by combination of finite and boundary elements," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **34**, 103-109 (1986).
- [4] Siakavara K. y Sahalos J.N., "The Discontinuity Problem of Rectangular Dielectric Post in a Rectangular Waveguide," *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **39**, 1617-1622 (1991).

# Cálculo Automatizado de Ondas Acústicas e CAT no Espaço para Pesquisa de Materiais e Orientações

Saulo A. Fagundes e Maurício P. da Cunha

Departamento de Eng<sup>a</sup>. Eletrônica da Escola Politécnica da Universidade de São Paulo  
Av. Prof. Luciano Gualberto, Trav. 3, nº 158, Cid. Universitária, São Paulo, S.P., CEP:05508-900.

**Resumo** — O comportamento das Ondas Acústicas de Corpo e Superficiais com a temperatura, bem como a influência da metalização da superfície, são importantes parâmetros na seleção de materiais e orientações. O presente trabalho consiste no desenvolvimento de rotinas computacionais que calculam automaticamente o coeficiente de atraso com a temperatura (CAT) e o coeficiente de acoplamento eletromecânico ( $K^2$ ) no espaço, no plano e em orientações específicas. Essas rotinas permitem o estudo, a identificação e a seleção de direções de propagação em sólidos genéricos, utilizando como critério o CAT e o  $K^2$ .

**Palavras Chaves** — Ondas Acústicas Superficiais, Coeficiente de Atraso com a Temperatura, Propagação OAS.

## I. INTRODUÇÃO

O coeficiente de atraso com a temperatura (CAT, "Temperature Coefficient of Delay - TCD") é um dos parâmetros fundamentais na seleção de materiais anisotrópicos e orientações visando a construção de dispositivos eletrônicos a ondas acústicas de corpo e superficiais (OAC e OAS) [1].

O conhecimento do CAT permite ajuizar o comportamento, com relação à temperatura, de um dispositivo construído ao longo de uma determinada orientação. Como exemplo da relevância do conhecimento do CAT, pode-se mencionar os dispositivos de ondas acústicas largamente empregados no controle de frequência, onde valores reduzidos de CAT, indicando baixa dependência com a temperatura, são absolutamente necessários.

Existem outras aplicações, tais como filtros de satélites e equipamentos de telecomunicações, onde variações da resposta em frequência com a temperatura podem ser toleradas. Também nesses casos é a análise do CAT que vai determinar qual material ou orientação é mais adequado para uma dada aplicação.

Igualmente fundamental na seleção de orientações para aplicações de ondas acústicas superficiais é o coeficiente de acoplamento eletromecânico,  $K^2 = 2 |v_{pm} - v_{po}| / v_{po}$ , onde  $v_{pm}$

é a velocidade de propagação da onda acústica superficial para superfície metalizada e  $v_{po}$  é a velocidade de propagação da onda acústica superficial para superfície livre. Valores mais elevados de  $K^2$  permitem a confecção de dispositivos de bandas mais largas, além de facilitarem a redução de dimensões em transdutores, acopladores e refletos [1].

Dada a importância do CAT e do  $K^2$ , este trabalho reporta a implementação de rotinas para o cálculo desses dois parâmetros. As rotinas computacionais desenvolvidas, além de calcularem o CAT e o  $K^2$  de forma automatizada no espaço (variando dois dos três ângulos de Euler), podem calcular esses parâmetros no plano (variando apenas um dos ângulos de Euler), ou analisar uma orientação específica. Com essa capacidade, as rotinas desenvolvidas se prestam à pesquisa de novos materiais e orientações, segundo critérios estabelecidos para CAT e  $K^2$ , bem como à sempre necessária análise dos materiais e orientações já conhecidos e empregados.

O cálculo do CAT e do  $K^2$  baseia-se na determinação das *velocidades acústicas de corpo ou superficiais*, de acordo com o tipo de onda que se está empregando. Dessa maneira, deve-se empregar o cálculo *automatizado* das velocidades de propagação varrendo planos no espaço e levando em conta orientações de simetria nos materiais anisotrópicos [2]. Além disso, para a determinação do CAT, as velocidades das ondas acústicas devem ser calculadas em diferentes temperaturas.

Na seção II é apresentado o encaminhamento utilizado para o cálculo do CAT e do  $K^2$ , com a respectiva discussão das grandezas envolvidas. A seção III discute as rotinas computacionais implementadas para a determinação das velocidades de fase e para o cálculo do CAT e do  $K^2$ . A seção IV apresenta resultados típicos obtidos a partir das rotinas desenvolvidas. Na seção V são apresentadas as conclusões do trabalho.

## II. DISCUSSÃO DO PROBLEMA

O coeficiente de atraso com a temperatura é dado por [3]:

$$CAT = \frac{1}{\tau} \frac{\partial \tau}{\partial T} \Big|_{T_c} \quad (1)$$

onde  $\tau = \ell / v_p$ , sendo  $\ell$  a distância entre os transdutores acústicos,  $v_p$  a velocidade de fase, e  $T_c$  a temperatura em que se quer calcular o CAT.

Desenvolvendo-se (1) obtém-se:

Manuscrito recebido em 20 de março de 1998.

S. A. Fagundes, fagundes@lme.usp.br ; M. P. da Cunha, mcunha@lme.usp.br; Tel: 55-11-8185255, FAX: 55-11-8185585.

A realização deste trabalho conta com o apoio do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), ao qual os autores são gratos.

$$CAT = \frac{1}{\lambda} \frac{\partial \lambda}{\partial T} - \frac{1}{v_p} \frac{\partial v_p}{\partial T} \quad (2a)$$

Se  $\tau$  for substituído por  $f = \tau^{-1}$  em (1), obtemos o coeficiente de frequência com a temperatura,  $CFT = -CAT$ . As duas parcelas de (2a) recebem denominação específica, respectivamente:

$$CAT = \alpha - CVT \quad (2b)$$

onde  $\alpha$  é o coeficiente de expansão térmica e  $CVT$  é o coeficiente da velocidade com a temperatura.

Na determinação da velocidade de fase da onda acústica são empregadas as constantes elásticas e a densidade do material, além das constantes dielétricas e piezelétricas, quando se trata de um material piezelétrico. Tais constantes são funções da temperatura, portanto a velocidade de fase também o é.

A dependência com a temperatura das constantes do material pode ser aproximada por uma série de Taylor truncada [3], isto é:

$$X(T) \approx X(T_0) \left[ 1 + \frac{1}{X(T_0)} \frac{\partial X}{\partial T} (T - T_0) + \frac{1}{2X(T_0)} \frac{\partial^2 X}{\partial T^2} (T - T_0)^2 \right] \quad (3)$$

onde  $X$  é a constante do material que se deseja obter,  $T_0$  é a temperatura ambiente, e  $[(1/X(T_0))(\partial X/\partial T)(T - T_0)]$  e  $[(1/2X(T_0))(\partial^2 X/\partial T^2)(T - T_0)^2]$  são respectivamente, os termos normalizados de primeira e segunda ordem dos coeficientes de temperatura, que se encontram tabulados [3].

É válido lembrar que nos materiais anisotrópicos usualmente empregados em ondas acústicas faz-se necessário rotacionar as constantes calculadas em (3) para a orientação de propagação desejada [4].

Para o cálculo numérico do  $CVT$  adota-se a seguinte aproximação:

$$CVT = \frac{1}{v_p(T_C)} \left[ \frac{v_p(T_A) - v_p(T_B)}{T_A - T_B} \right] \quad (4)$$

onde  $T_A > T_C > T_B$ .

### III . ROTINAS DESENVOLVIDAS

As rotinas computacionais desenvolvidas para o cálculo do  $CAT$  e de  $K^2$  no espaço, em planos, ou em orientações específicas, dependem da determinação da **velocidade de fase** das ondas acústicas. Notando-se que a determinação de  $v_p$  da onda acústica superficial é um problema de minimização [2], fica patente que rotinas robustas do ponto de vista de encontrarem a solução  $v_p$  desejada sem consulta ou interferência externa, para as diversas orientações

varridas de forma automática no plano ou no espaço, são absolutamente necessárias no cálculo de  $CAT$  e  $K^2$  para as OAS. Essas rotinas serão objeto de discussão nesta seção, juntamente com o procedimento seguido para o cálculo do  $CAT$  e do  $K^2$ .

O cálculo de  $CAT$  depende da determinação da velocidade de fase em pelo menos três temperaturas distintas,  $T_A$ ,  $T_B$ , e  $T_C$ , de acordo com o exposto em (2b) e (4), sendo  $T_C$  a temperatura central, normalmente escolhida como a temperatura ambiente na varredura de espaço e planos genéricos. Os valores de temperatura  $T_A$  e  $T_B$  são escolhidos acima e abaixo de  $T_C$ , respectivamente.

Assumindo-se que as velocidades de fase em uma dada orientação e nas três temperaturas  $T_A$ ,  $T_B$ , e  $T_C$ , já se encontram devidamente determinadas, calcula-se o  $CVT$  por (4), e o  $CAT$  por (2b). O procedimento anterior, sendo repetido para diversas orientações de um dado plano no espaço, permite que se caracterize o  $CAT$  no referido plano. Para se varrer um plano em termos dos ângulos de Euler  $[\phi \theta \psi]$ , fixa-se dois desses três ângulos e varia-se o terceiro, o que encontra-se implementado pelas rotinas desenvolvidas. Fixando-se apenas um dos ângulos de Euler e variando-se os outros dois, produz-se uma varredura no espaço, o que também encontra-se implementado pelas rotinas desenvolvidas.

Além de varrer o espaço, calculando o  $CAT$  para diferentes ângulos de propagação, as rotinas desenvolvidas oferecem a capacidade de se calcular o  $CAT$  variando-se a temperatura central  $T_C$ . Essa propriedade possibilita a análise do comportamento de determinada orientação com a temperatura, conforme ilustrado na Seção IV através de exemplos numéricos.

No que diz respeito ao cálculo de  $K^2$ , aplica-se a definição do parâmetro mencionada na Seção I. As velocidades de fase para o caso de superfícies livres e metalizadas devem ser obtidas para cada orientação.

Do que foi discutido acima, torna-se notória a importância de se determinar  $v_p$  para o cálculo de  $CAT$  e  $K^2$ , de forma automática no plano ou no espaço, isto é, sem consulta ou interferência externa, para as diversas orientações selecionadas.

A determinação da velocidade de fase, para uma dada temperatura e ao longo de uma dada orientação selecionada, consiste em três etapas. **Na primeira etapa** (3) é aplicada às constantes elásticas, piezelétricas, dielétricas, e de expansão térmica. **Na segunda etapa**, em se tratando de materiais anisotrópicos, como é usualmente o caso para os cristais piezelétricos empregados, as constantes são rotacionadas de forma a se referirem à direção desejada, seguindo as regras de transformação de constantes tensoriais [4]. Ainda nessa etapa, a orientação é classificada de acordo com simetrias da orientação de propagação, que determinam a dimensão do problema a ser resolvido [2].

Finda essa parte de coleta e preparação de dados para uma dada orientação, o problema passa a ser encontrar a solução da OAS de forma automática e consistente, haja visto que essa solução será utilizada na próxima orientação a ser

abordada [2]. Dessa forma, a terceira etapa trata de determinar a velocidade de fase da onda acústica para a temperatura em questão e na orientação selecionada.

As rotinas computacionais criadas neste trabalho foram desenvolvidas utilizando-se o programa MATLAB (Matlab é marca registrada de The MathWorks Inc., Natick, MA, EUA, 01760). No processo numérico de minimização da função de contorno para determinação de  $v_p$  são empregadas as funções 'fmin' e 'fmins' disponíveis na biblioteca do Matlab. A Fig. 1 ilustra a abordagem para a determinação da velocidade de fase de forma automática para cada plano. Na primeira tentativa é usada 'fmin' que procura o valor da velocidade dentro de uma faixa determinada a partir de uma das velocidades de corpo,  $v_{OACi}$ . O valor encontrado,  $v_{p(candidata)}$ , é confirmado com 'fmins'. Se este valor for um mínimo local, retorna-se a 'fmin', excluindo-se o valor incorreto. Após confirmar-se três resultados, usa-se um critério menos exigente, porém mais rápido. Este critério consiste em comparar o valor obtido com 'fmin', que apresenta uma convergência mais rápida que 'fmins', dentro de uma faixa de tolerância,  $\Delta v_p$ , obtida de resultados precedentes. Se o critério não se verifica, volta-se a orientações anteriores até que se confirme um resultado com 'fmins'. Ao ser confirmada uma solução, o valor posterior a ela passa a ser obtido usando o critério da primeira tentativa.

O procedimento acima adotado tem se mostrado bastante robusto e eficiente, respondendo a planos genéricos em materiais arbitrários, sem que seja necessário intervir no processo de determinação das velocidades de fase.

#### IV . RESULTADOS OBTIDOS

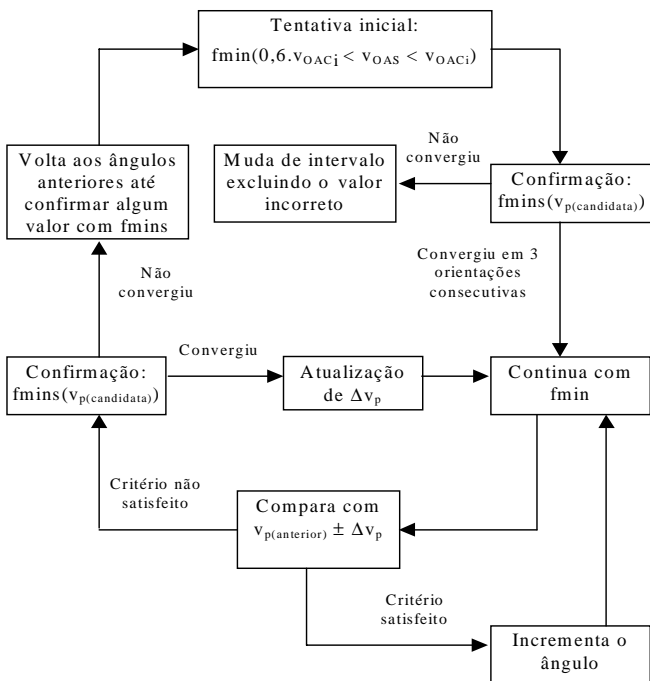


Fig. 1. Diagrama de blocos representando o processo numérico de obtenção da velocidade de fase.

Neste item são apresentados resultados numéricos que se reportam às rotinas computacionais desenvolvidas e descritas na Seção III, para o cálculo de CAT e  $K^2$  no espaço, no plano, e em orientações específicas.

O primeiro material selecionado para servir de exemplo é o tetraborato de lítio,  $Li_2B_4O_7$  (as constantes desse material foram extraídas de [5]). Um exemplo da potencialidade das rotinas desenvolvidas pode ser apreciado através da Fig. 2a, que mostra o CAT para o  $Li_2B_4O_7$  ângulos de Euler  $[0^\circ \theta \psi]$ , isto é,  $\phi=0^\circ$ , mantido constante, ao passo que  $\theta$  e  $\psi$  são variados de  $0^\circ$  a  $90^\circ$ . A razão de se variar  $\theta$  e  $\psi$  no intervalo mencionado se deve ao fato que o  $Li_2B_4O_7$  é um cristal tetragonal, classe 4mm [5], ocorrendo simetria da Fig. 2a com relação aos eixos de  $\theta$  e  $\psi$ . Das Figs. 2a e 2b pode-se notar que o CAT varia de  $-10$  ppm/°C a  $110$  ppm/°C, existindo, portanto, um lugar geométrico (Fig. 2b) onde o CAT se iguala a zero. A identificação no espaço de lugares geométricos onde o CAT se iguala a zero é de grande valia na pesquisa de novos materiais e orientações para dispositivos a OAS que necessitam apresentar reduzida sensibilidade em suas respostas a variações de temperatura.

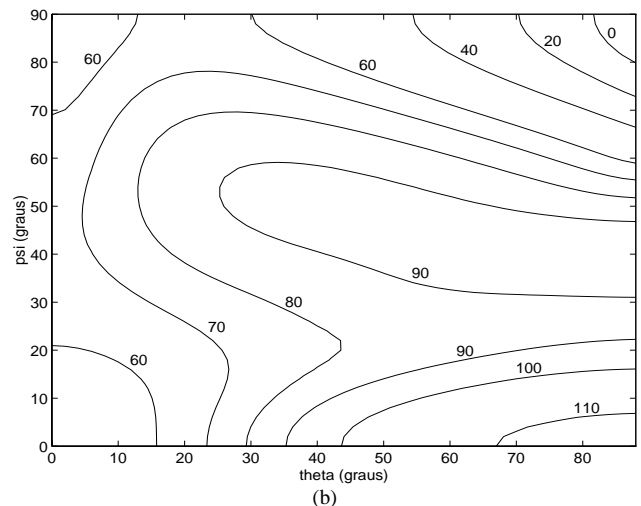
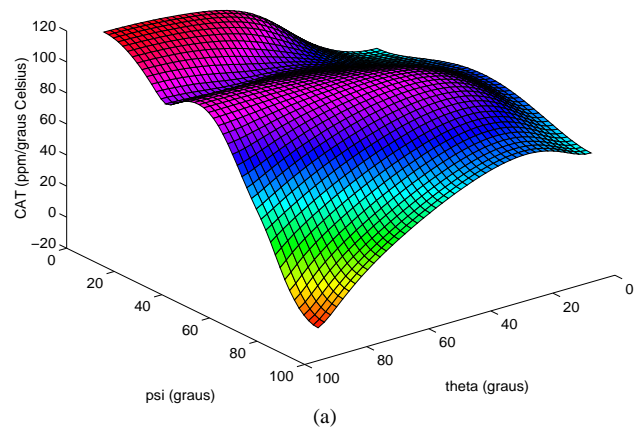


Fig.2. (a) CAT para o  $Li_2B_4O_7$   $[0 \theta \psi]$ ; (b) curvas de nível - valores indicados correspondem ao CAT em ppm/°C.

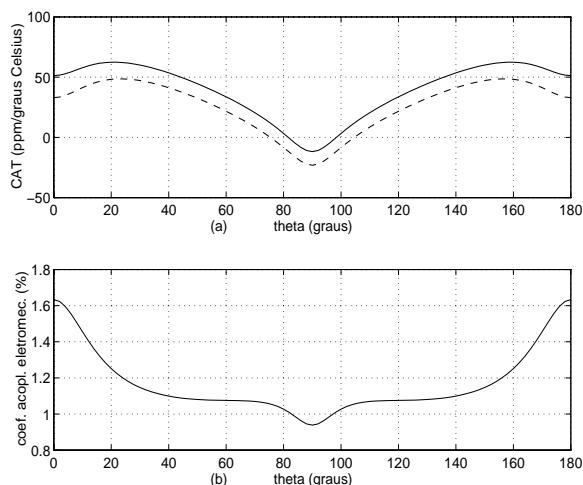


Fig. 3.  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  [0  $\theta$  90°]: (a) CAT (linha cheia: superfície livre; linha tracejada: superfície metalizada); (b)  $K^2$ .

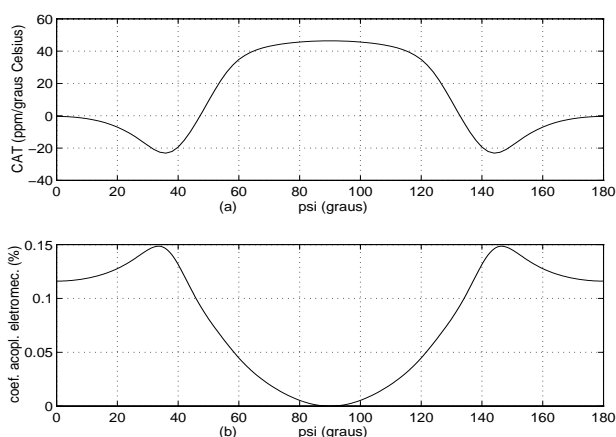


Fig. 4. Quartzo [0 132,75°  $\psi$ ]: (a) CAT (para a escala utilizada neste gráfico não se nota diferença entre o CAT da superfície livre e da superfície metalizada); (b)  $K^2$ .

A Fig. 3a representa o plano [0°  $\theta$  90°], onde  $\theta$  é variado de 0° a 180°, podendo-se observar a simetria mencionada no parágrafo anterior. Nota-se que o CAT se iguala a zero para valores de  $\theta$  em torno de 75° a 80° dependendo da condição de contorno na superfície (livre ou metalizada). É interessante notar que a diferença entre a condição de superfície livre e metalizada chega a 20 ppm/°C. A Fig. 3b apresenta o resultado de  $K^2$  para o plano em questão: observa-se que para a região de reduzido valor de CAT, o coeficiente de acoplamento eletromecânico é da ordem de 1.1%. Para valores de acoplamento mais elevados, o CAT apresenta significativa deterioração.

A Fig. 4 é análoga à Fig. 3, referindo-se ao quartzo, plano ST, ângulos de Euler [0° 132,75°  $\psi$ ]. Esse plano, amplamente utilizado em dispositivos de ondas acústicas [1], tem a característica de apresentar CAT bastante reduzido na região vizinha a  $\psi=0^\circ$ , como pode ser averiguado a partir da Fig. 4a.

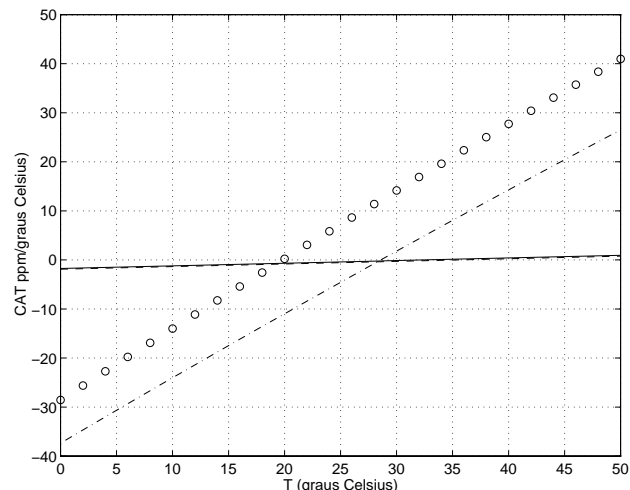


Fig. 5. CAT: quartzo [0 132,75° 0°] (linha cheia: superfície livre; linha tracejada: superfície metalizada); e  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  [0 78° 90°] (círculo: superfície livre; ponto traço: superfície metalizada).

A partir das Figs. 3 e 4 selecionou-se para a Fig. 5 as seguintes orientações específicas:  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$ , ângulos de Euler [0° 78° 90°]; e quartzo ST-X, ângulos de Euler [0° 132,75° 0°]; plotando-se o CAT em função da temperatura central  $T_C$ . Comparando o comportamento de ambas as direções de baixo CAT, pode-se notar que, no caso do quartzo, o CAT varia cerca de 3 ppm/°C para toda a faixa de temperatura que vai de 0 a 50°C. Nessa mesma faixa de temperatura, o CAT do  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  [0° 78° 90°] varia em torno de 70 ppm/°C, denotando que, ao se distanciar da temperatura ambiente, o CAT do  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  [0° 78° 90°] se afasta de 0 ppm/°C mais rapidamente que no caso quartzo ST-X. Além disso, o CAT do quartzo é pouco influenciado pelo fato da superfície estar ou não metalizada, o que não ocorre com o  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  [0° 78° 90°], de acordo com a Fig. 5. Por outro lado, o quartzo ST-X apresenta  $K^2$  bem inferior ao  $\text{Li}_2\text{B}_4\text{O}_7$  [0° 78° 90°], como pode ser evidenciado da comparação das Figs. 3b e 4b.

## V. CONCLUSÕES

Neste trabalho foram implementadas rotinas computacionais para o cálculo automatizado do coeficiente de atraso com a temperatura, CAT, e do coeficiente de acoplamento eletromecânico,  $K^2$ , no espaço, em planos arbitrários, ou para orientações específicas. Rotinas computacionais confiáveis foram desenvolvidas para a determinação automática das velocidades de fase em um material sólido, que pode ser anisotrópico e piezolétrico. Conforme evidenciado neste trabalho, essas rotinas são fundamentais no cálculo automatizado de CAT e  $K^2$ .

Conforme ilustrado através dos resultados obtidos, as rotinas implementadas oferecem ainda a possibilidade de se determinar o comportamento do CAT com a temperatura para uma dada orientação selecionada. Tal análise se mostra de valia, por exemplo, no estudo e comparação do

comportamento de materiais e orientações de baixo CAT em faixas de temperatura determinadas.

A relevância do trabalho realizado se reflete imediatamente na pesquisa de novos materiais e orientações para dispositivos de ondas acústicas, seguindo os critérios relativos ao CAT,  $K^2$ , e velocidade de fase no espaço ou em um plano específico. O trabalho desenvolvido possibilitou também a verificação do comportamento de materiais e planos já conhecidos com relação ao CAT e  $K^2$ . Os resultados obtidos nessas orientações se encontram em plena concordância com os da literatura mencionada.

Do que se encontra explicitado nos parágrafos anteriores, pode-se notar que os objetivos das rotinas implementadas foram plenamente atingidos, e que as mesmas se encontram prontas para a pesquisa de novos materiais e orientações de OAS no que diz respeito ao CAT e ao  $K^2$ .

#### REFERÊNCIAS

- [1] D. P. Morgan, *Surface-Wave Devices for Signal Processing*, Amsterdam, Holanda, Elsevier Science Publishers B. V., 1985.
- [2] S. A. Fagundes e M. P. da Cunha, "Cálculo Automatizado de soluções de OAS - varredura em plano arbitrário", *Enc. Nac. Soft. Med. Micr. Optoele.*, Campinas, 1997, pp.45-49.
- [3] A. J. Slobodnik Jr., "The temperature coefficients of acoustic surface velocity and delay on Lithium Niobate, Lithium Tantalate, Quartz, and Tellurium Dioxide", *Physical Science Research Papers*, No. 477, Dez.1972.
- [4] A. H. Fahmy e E. L. Adler, "Transformation of tensor constants of anisotropic materials due to rotations of the co-ordinates axes", in *Proc. IEE*, vol. 122, pp. 591-592, No. 5, Maio 1975.
- [5] M. Adachi, T. Shiosaki, H. Kobayashi, O. Ohnishi e A. Kawabata, "Temperature compensated piezoelectric lithium tetraborate crystal for high frequency surface acoustic wave and bulk wave device applications", in *Proc. IEEE Ultras. Symp.*, 1985, pp. 228-232.

# Estudo de Sistemas Microcelulares Integrados por Fibras Óticas

César A. Lima, Lamartine V. de Souza e João C. W. A. Costa

Laboratório de Eletromagnetismo Aplicado - Departamento de Engenharia Elétrica  
Centro Tecnológico da Universidade Federal do Pará. CP : 8619, CEP 66075-900, Belém-Pa

Resumo - Neste trabalho são apresentados resultados numéricos para o estudo dos sistemas Integrados Rádio-Fibra. de acordo com a filosofia de Micro-BS interligadas através de enlaces óticos.

Palavras Chaves: Sistemas móveis, redes híbridas fibra-rádio.

## I. INTRODUÇÃO

O principal desafio para o futuro dos sistemas *wireless* de comunicações pessoais (PCS) e das redes de comunicações pessoais (PCN) está em suprir a crescente demanda por novos serviços. Neste sentido, as principais alternativas disponíveis para o projeto do sistema são a variação no padrão de reuso de frequências, juntamente com a subdivisão das células. Esta última solução leva também a um crescente número de estações base (BS), com o conseqüente aumento da complexidade e encarecimento desses sistemas. Para contornar estes problemas muitas pesquisas vem sendo feitas, e algumas soluções tem sido apresentadas, no sentido de diminuir a complexidade das estações base, que passariam a ser micro estações base (Micro-BS) conectadas a uma estação base central (CBS), através de um enlace com fibras óticas. Nos sistemas cabeados, a largura espectral disponível

pode ser aumentada através da instalação de outro cabo (ou fibra) e a relação sinal ruído pode também pode ser melhorada através da instalação de amplificadores. Já os sistemas *wireless* são limitados pelo espectro de frequências disponíveis, e por interferências devido a propagação por multipercursos, as quais causam desvanecimento e atraso de propagação. Devido a estas limitações, os serviços *wireless* trabalham com menores taxas de transmissão e maiores taxas de erro, em comparação com os sistemas cabeados. Os sistemas atualmente disponíveis operam ainda com largura de faixa e com taxas limitadas por usuário. Entretanto, a maturação de dispositivos, bem como das técnicas de compressão, modulação e codificação de dados utilizadas na tecnologia *wireless*, juntamente com a utilização de micro ou pico-células, podem possibilitar que as operadoras de redes *wireless*, passem a disponibilizar também serviços com altas taxas de transmissão, ou os serviços faixa larga [1]-[2].

Neste trabalho são apresentados resultados numéricos para o estudo da performance dos sistemas Integrados Rádio-Fibra, de acordo com a filosofia de Micro-BS interligadas através de enlaces óticos.

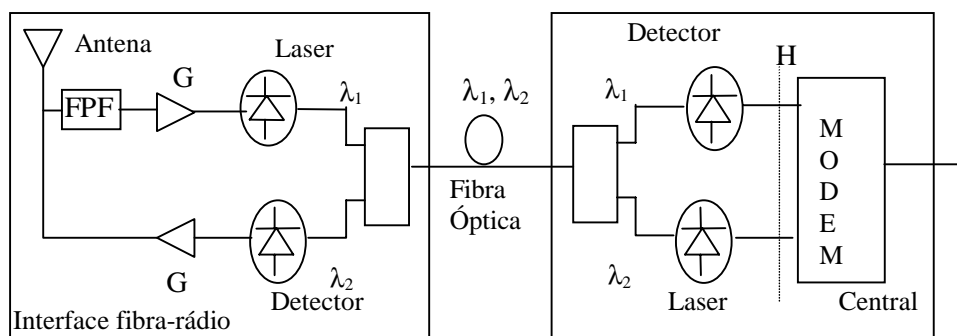


Fig. 1. Diagrama de bloco do sistema de estações microcelulares interligadas por fibras óticas.

## II. SISTEMAS MICROCELULARES INTERLIGADOS POR ENLACES ÓTICOS

No sistema em consideração, ilustrado na Figura 1, as estações Micro-BS são praticamente passivas, sem nenhuma complexidade na parte de RF (rádio-frequência), sendo

compostas por uma antena, filtro e amplificador. Os sinais de rádio provenientes dos diversos assinantes das estações móveis (MS) são captados pela antena da Micro-BS; depois de filtrados e amplificados, esses sinais são convertidos em sinais óticos, através de um diodo laser. O sinal ótico é então transmitido para a CBS através da fibra ótica. No sistema utilizado, os vários sinais, provenientes das MS, modulam o mesmo diodo laser utilizado na transmissão através da fibra, utilizando SCM (Multiplexação por subportadoras). Na Estação Central o sinal ótico é convertido em sinal elétrico, através de um fotodiodo. Finalmente, os sinais das MS são demodulados e entregues à rede. No sentido inverso, os

Trabalho recebido em 20 de março de 1998. C.A. Lima, cesar@decom.fee.unicamp.br, L.V. Souza, lamarca@guama.cpgce.ufpa.br, J.C.W.A. Costa, jweyl@ufpa.br. Fone/Fax: 091-2111634  
Este trabalho foi parcialmente financiado pelo CNPq e pela FINEP.



sinais de rádio radiados pelas Micro-BS, também são transmitidos a partir da estação base central, através de um enlace ótico. Observe-se que a mesma fibra poderá ser compartilhada pelos enlaces nas duas direções, bastando para isso utilizar uma configuração WDM. Com esta arquitetura, o controle dos sinais de rádio é efetuado na própria CBS. As principais vantagens desse sistema são: a) as Micro-BS são de baixo custo devido a sua simplicidade, pois são basicamente conversores optoeletrônicos. b) devido as baixas perdas no enlace ótico, torna-se possível a transmissão de um grande número de canais de rádio por mais que 20 Km, sem a necessidade de repetidores. c) o controle dos canais de rádio (handoff, alocação dinâmica, macrodiversidade) fica mais fácil de ser executado, por estar centralizado todo na CBS. d) como o sistema ótico é transparente para os sinais de rádio, o sistema é altamente flexível a mudanças no sistema de modulação ou de alocação de canais para as microcélulas. e) o enlace ótico poderá ser compartilhado com outro sistemas óticos, utilizando-se técnicas de multiplexação FDM ou WDM, como por exemplo a fibra ótica do sistema poderá ser compartilhada por sistemas óticos de transmissão multicanais de vídeos analógicos (CATV).

### III. ESPECIFICAÇÕES PARA O ENLACE

O projeto dos sistemas em questão, envolve responder as seguintes perguntas:

- *Enlace Óptico*

a) dado o índice de modulação ótico, a largura de faixa oferecida para cada assinante, o número máximo de assinantes atendidos por cada Micro-BS; bem como as características dos diversos componentes óticos utilizados no enlace ótico: laser, fibra, detetor, conectores e acopladores, qual será a relação sinal ruído e a faixa dinâmica do sistema, associada a uma determinada distância entre CBS e Micro-BS

b) qual o índice de modulação mínimo associado a uma dada RSR e aos demais diversos parâmetros acima especificados.

- *Área de cobertura da Micro-BS*

a) dados a RSR, o índice de modulação e demais parâmetros especificados para o enlace ótico, qual será o raio de cobertura da Micro-BS, considerando-se ainda o ambiente de propagação, o ganho da antena e do amplificador da Micro-BS e a frequência do enlace de rádio considerado

#### *Cálculo do Enlace Ótico*

Considerando-se que o enlace ótico entre a Micro-BS e a CBS opera com a tecnologia mais simples de detecção direta de Intensidade de Modulação (IM/DD), desconsiderando-se ainda o uso de amplificadores óticos, a relação portadora-ruído (adimensional) é dada por [2]

$$CNR = \frac{0,5 m_o^2 I_o^2}{n_1 + n_2 + n_3 + n_4 + n_5} \quad (1),$$

sendo  $m_o$ , o índice de modulação ótica.  $I_o$  é a corrente na saída do fotodetector em Ampères é dada por :

$$I_o = \rho P_o 10^{-(\alpha L + 2C) / 10} \quad (2)$$

onde  $\rho$  é a responsividade do fotodetector (A/W),  $P_o$  é a potência ótica média (W) do laser acoplada na fibra,  $\alpha$  é a atenuação da fibra ótica (dB/km),  $L$  é o comprimento da mesma (km),  $C$  é a atenuação em cada acoplador (dB). caso a mesma fibra seja utilizada para transmissão e recepção. Os termos  $n_1$ ,  $n_2$ ,  $n_3$ ,  $n_4$  e  $n_5$  representam as contribuições de potência (Ampères<sup>2</sup>) devido ao ruído térmico, ruído balístico, ruído de intensidade relativa (RIN), ruído de saturação (*clipping*) e ruído de intermodulação, definidos como segue :

$$n_1 = \langle t \rangle^2 B \quad (3),$$

$$n_2 = 2 q I_o B \quad (4),$$

$$n_3 = (RIN) I_o^2 B \quad (5),$$

$$n_4 = \frac{1}{N} \sqrt{\frac{2}{\pi}} I_o^2 \mu^5 \exp\left(-\frac{1}{2\mu^2}\right) \quad (6),$$

$$n_5 = v_c P_{3rd} \quad (7),$$

De (3) a (7)  $\langle t \rangle$  é a corrente rms efetiva de ruído do receptor ( $A/\sqrt{Hz}$ ),  $B$  é a largura de banda de um canal (Hz),  $q$  é a carga eletrônica ( $1,6 \times 10^{-19}$  C) e  $\mu$  é o índice rms de modulação de  $N$  canais. Assumindo que cada canal possua o mesmo índice de modulação ótica  $m_o$ ,  $\mu$  (adimensional) será dado por

$$\mu = \sqrt{\frac{N \cdot m_o^2}{2}} \quad (8),$$

onde  $P_{3rd}$  é a potência de cada termo de intermodulação de terceira ordem, determinada por

$$P_{3rd} = 0,5 I_o^2 a_3 m_o^6 \quad (9).$$

O termo  $v_c$  refere-se ao canal central sobre o qual recairá o maior número de termos de intermodulação de terceira ordem ( $v_c = 0,375 (N^2 - 2N + 1)$ ), enquanto  $a_3$  é o índice de não-linearidade do laser. Dispondo do valor de  $I_o$ , a distância máxima do enlace,  $L$  pode ser então calculada

#### *Cobertura da Microcélula*

A raio de cobertura da microcélula será definido de acordo com a performance do enlace ótico. A potência do sinal recebido na Micro-BS, proveniente das estações móveis,

sofre uma grande flutuação, em decorrência de desvanecimento por multipercursos, sombreamento e de variações na distância entre cada estação móvel e a Micro-BS. Deste modo, o sinal óptico a ser enviado no *up-link* (sentido Micro-BS para a Central) deverá operar com uma larga faixa dinâmica, de modo a cobrir as flutuações do sinal recebido na Micro-BS. Os sinais provenientes das diversas MS devem garantir um nível mínimo de Índice de Modulação Ótica (OMI) na entrada do laser da Micro-BS. Este nível de OMI logicamente estará relacionado à relação portadora ruído do enlace ótico. Deste modo, dados a CNR, o índice de modulação e demais parâmetros do enlace ótico, será possível especificar qual o raio de cobertura da Micro-BS, associado ao número de canais, considerando-se também o ambiente de propagação, o ganho da antena e do amplificador da Micro-BS e a frequência do enlace de rádio considerado.

No cálculo do raio de cobertura da Micro-BS será considerado o modelo de propagação para o ambiente da microcélula. Considerando-se uma cobertura com 50% de confiabilidade, têm-se que o raio  $R(m)$  da microcélula para uma comunicação em visada direta será determinado por [2]

$$R_{50} = \sqrt{\frac{SGP_t}{8Z_{in}}} \frac{\lambda}{\pi(I_{dc} - I_{th})m_o} \quad (10),$$

sendo  $\lambda$  o comprimento de onda de operação do enlace de rádio em metros;  $I_{dc}$  e  $I_{th}$  representam as correntes de polarização e de limiar do laser, respectivamente.  $Z_{in}$  é o valor da impedância de entrada do laser,  $P_t$  é a potência, em watts, de uma estação móvel,  $G$  é o ganho do amplificador de RF (vide Figura 1). O parâmetro  $S$  representa os efeitos de sombreamento; sendo igual a 1 para visada direta e cerca de -30 dB em situações com obstrução. Para uma cobertura com uma confiabilidade de 90%, tem-se que

$$R_{90} = R_{50} 10^{-0.13\sigma\gamma}, \quad (11),$$

sendo  $\sigma$  o desvio padrão (dB) do sinal medido e  $\gamma$  é um parâmetro adimensional, associado às perdas devido à propagação ( $\gamma=2$  para ambientes sem obstrução).

Evidentemente, este modelo de propagação não poderá ser aplicado a todas situações. A inclusão de modelos mais precisos na caracterização do ambiente está sendo implementada. As análises apresentadas com as considerações feitas, não invalidam a utilidade dos cálculos mostrados.

#### IV. RESULTADOS E CONCLUSÕES

Nos resultados apresentados a seguir, considerou-se os seguintes valores:  $\alpha=0,24$  dB/Km;  $C=4$  dB;  $\rho=0,85(A/w)$ ;  $RIN=-152$  dB;  $Z_{in}=50\Omega$ ;  $I_{dc}=40mA$ ;  $I_{th}=20mA$ ;  $B=30KHz$ . A Figura 2 mostra o comportamento da relação portadora ruído (CNR) com o índice de modulação ótica (OMI),

considerando diferentes comprimentos de fibra (L) e número de canais (N), para um laser com  $a_3=0.1$  e, para  $P_o=1$  mW. A Figura 3 mostra o mesmo comportamento, considerando-se valores fixos para  $L=10$ Km e  $N=50$ ; variando-se os valores de RIN e do índice de não linearidade. Observa-se pelas figuras, que existe um valor ótimo do OMI que maximiza a CNR. A partir deste ponto, a CNR começa a degradar-se, devido aos efeitos dos ruídos de intermodulação e de *clipping*. A equação 1 pode ser utilizada para a determinação numérica dos valores de índice de modulação ótica associados aos valores máximos da CNR (valor ótimo), bem como a qualquer outro valor especificado para atender às condições do sistema. A Figura 4 mostra os resultados obtidos para os valores do OMI para atender a uma CNR igual a 15 dB, considerando enlaces com distâncias na faixa de 2 a 20 Km e para  $N=100$ ; e para valores de  $P_o$  iguais a 0,2 mW; 1 mW e 2 mW.

A Figura 5 mostra o valor ótimo da CNR, para os mesmos parâmetros da Figura 4. Os valores de índice de modulação ótica associados estão apresentados na Figura 6. As Figuras 5 e 6 mostram a redução da faixa dinâmica disponível ( $CNR_{max}-CNR_{min}$ ) com L e OMI.

A variação do raio de cobertura da microcélula, para uma confiabilidade de 90% ( $R_{90}$ ) é mostrada nas Figuras 7 e 8, variando-se o lance do enlace ótico, e os valores de OMI associados; para  $N=100$ ,  $a_3=0.1$  e  $P_o=1$ mW. Considerou-se  $P_t=20$  mW;  $\sigma=5$  dB;  $f=900$  MHz e diferentes valores para o ganho do amplificador de RF. Nas Figuras 7 e 8 consideram-se ambientes sem obstrução ( $S=1$ ), e com obstrução ( $S=-30$  dB), respectivamente. Em ambas figuras, considerou-se que a visada direta ocorre para um raio máximo de 300 m ( $R_{LOS}$ ). Este valor para  $R_{LOS}$  é característico para sistemas microcelulares [4]. Deste modo, na Figura 7, o raio de cobertura é escolhido como sendo o maior valor entre  $R_{90(S=1)}$  e  $R_{LOS}$ . Na Figura 8, a condição inverte-se, ou seja, o raio de cobertura é escolhido como sendo o menor valor entre  $R_{90(S=-30)}$  e  $R_{LOS}$ .

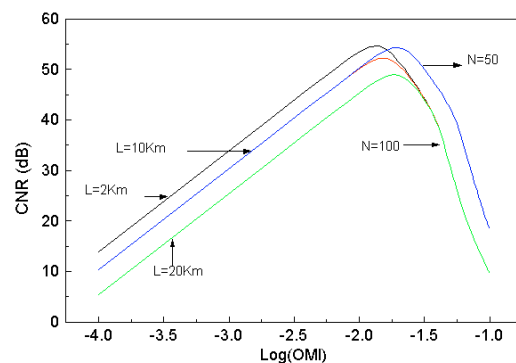


Fig. 2. Variação da CNR na estação base com OMI, L e N

A Figura 7 mostra que, para ambientes sem sombreamento, o raio de cobertura da célula pode ser convenientemente aumentado para baixos valores de OMI, através do ajuste de G. Isto não é possível de ser realizado na presença do sombreamento, como mostra a Figura 8. Se,

devido ao efeito de sombreamento, a probabilidade de bloqueio for alta, a CNR poderá ser aumentada dentro da faixa disponível (ver Figs 5 e 6). Entretanto, paga-se o preço da diminuição do raio de cobertura da célula, com a conseqüente aumento da probabilidade de interferência co-canal [2]-[4].

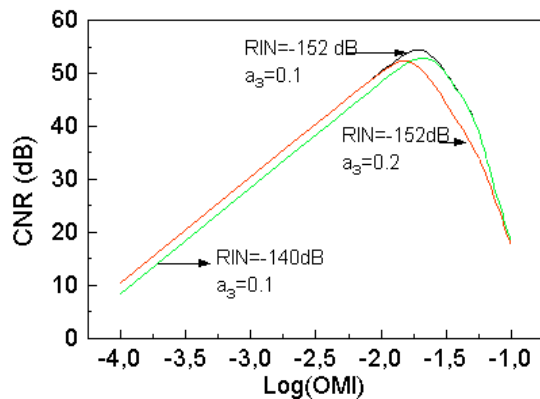


Fig. 3. Variação da CNR na estação base com OMI, RIN e  $a_3$

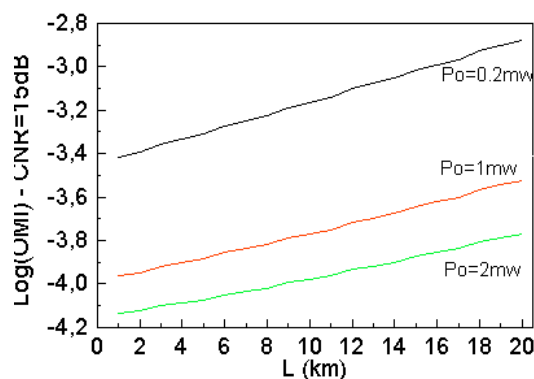


Fig. 4. Valores do OMI para CNR=15dB e N=100

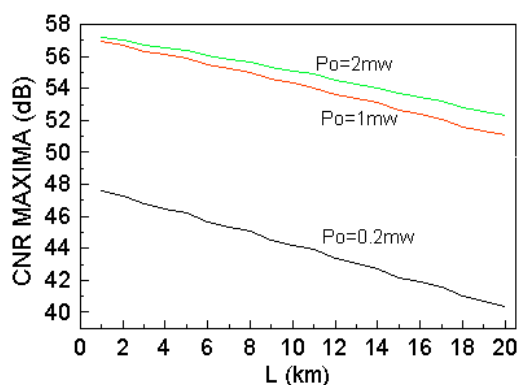


Fig. 5. Valores máximos da CNR para N=100.

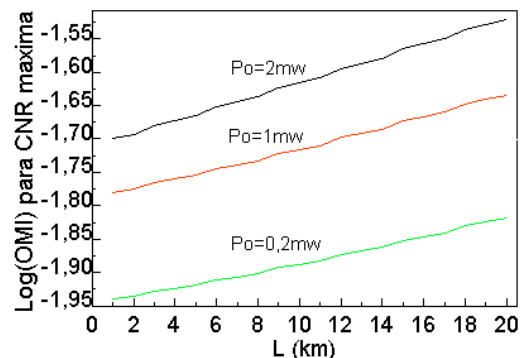


Fig. 6. Valores do OMI para CNR máxima e N=100.

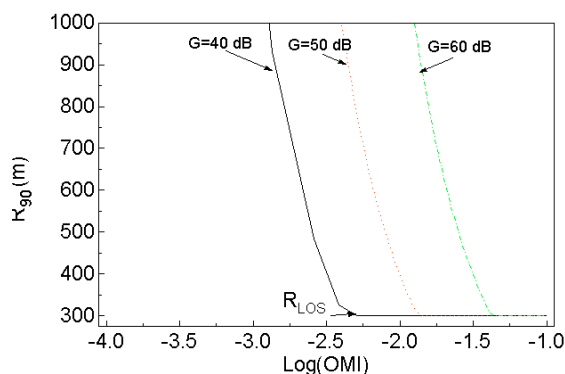


Fig. 7. Variação do raio de cobertura para ambientes sem obstrução

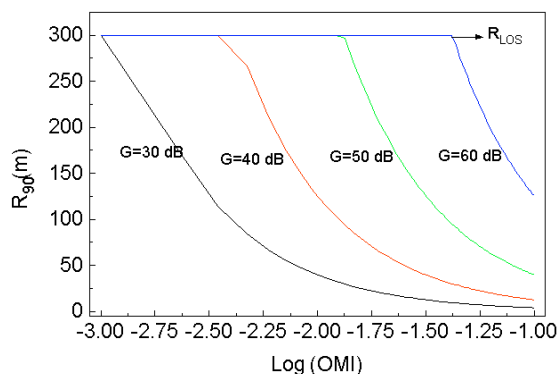


Fig. 8. Variação do raio de cobertura para ambientes com obstrução

#### BIBLIOGRAFIA

- [1] Lee B. G, Kang M. e Lee J. "Broadband Telecommunications Technology", Artech House 1996.
- [2] Tonguz, T. K. e Jung, H, " Personal access networks using subcarrier multiplexed optical links", *J. of Light. Tech.*, nº6, jun . 96, pgs 1400-1409.
- [3] Parsons, J. D., "The Mobile Radio Propagation Channel", John Wiley & Sons, NY, 1992.
- [4] Chia, H. H. *et all* , "Radio Propagation Characteristics for Line-of-Sight Microcellular and Personal Communication", *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*, nº10, out. 93, pgs 1434-1447

# **Circuitos e Componentes III**

Coordenadora: Denise Consonni (USP)

---

## **Propriedades de Circuitos Integrados de Microondas sobre Substratos Dielétricos Anisotrópicos**

*Maria Rosa M. Lins de Albuquerque / Adaildo Gomes d' Assunção*

---

## **Um Filtro Não-Linear para Processamento de Sinais de Radar em Presença de Glint**

*Marco A. Chamon / Gérard Salut*

---

## **Surface Acoustic Wave remote control passive ID tags: review of perspective and development of the 8-bit tag prototype**

*Serguei M. Balashov / Clóvis M. Cabreira / Célio A. Finardi*

---

## **Projeto de Espelhos de Bragg de Alta Refletividade Operando em Múltiplos Comprimentos de Onda**

*Carla Janaina Gonçalves da Silva / João Crisóstomo Weyl A. Costa*

# Propriedades de Circuitos Integrados de Microondas sobre Substratos Dielétricos Anisotrópicos

Maria Rosa M. Lins de Albuquerque e Adaildo Gomes d'Assunção

Universidade Federal do Rio Grande do Norte  
Departamento de Engenharia Elétrica, Caixa Postal 1655  
59072-970 Natal, RN

**Resumo** — O estudo de microfita paralelas acopladas e seus circuitos é apresentado. Na análise, efetuada no domínio da transformada de Fourier, através do método dos momentos, são consideradas estruturas com substratos dielétricos anisotrópicos. São determinadas as características principais dessas estruturas, que são a impedância característica e a constante de fase, além de determinadas as propriedades de alguns circuitos, como os bloqueadores DC, de linhas acopladas, para utilização em (M)MIC e antenas.

**Palavras Chaves** — Circuitos integrados, bloqueadores DC, substratos anisotrópicos.

## I. INTRODUÇÃO

As estruturas de transmissão planares acopladas, como as de linhas de microfita (Fig. 1), têm sido largamente utilizadas no desenvolvimento de dispositivos e circuitos para microondas e ondas milimétricas [1]-[12], como acopladores direcionais, filtros e circuitos de casamento [1]-[5].

Essas estruturas têm sido estudadas por diversos autores, através de modelos aproximados e/ou rigorosos, para composições sobre substratos dielétricos (isotrópicos) [6]-[8] e ferrimagnéticos magnetizados [11],[12]. No caso de estruturas com substratos dielétricos anisotrópicos, geralmente os resultados apresentados descrevem as características dos circuitos de linhas acopladas consideradas, obtidos através de modelos aproximados [9].

Por sua vez, o estudo de circuitos com substratos dielétricos anisotrópicos se justifica em função da necessidade de: utilização de novos materiais, de flexibilização dos projetos (com a introdução de parâmetros relacionados com a anisotropia em questão) e desenvolvimento de modelos de análise mais precisos (considerando que muitos materiais empregados em microondas são na realidade anisotrópicos) [9],[10].

Neste trabalho, a análise de bloqueadores DC sobre substratos dielétricos anisotrópicos é efetuada, de modo a determinar o efeito produzido por essa anisotropia em suas características principais. Como exemplo, considera-se o caso de bloqueadores construídos em linhas de microfita sobre dielétricos anisotrópicos uniaxiais.

Os bloqueadores considerados são construídos em linhas paralelas acopladas, freqüentemente empregadas no desenvolvimento de vários dispositivos de altas freqüências.

Manuscrito recebido em 20 de Março de 1998.

M. R. M. L. Albuquerque, Tel./Fax: +55-84-215-3731; A. G. d'Assunção, Tel. / Fax: +55-84-2153731, [adaildo@truenetrn.com.br](mailto:adaildo@truenetrn.com.br).

Os bloqueadores considerados são basicamente acopladores direcionais em que ambas as portas de transmissão e acoplada são terminadas por circuitos abertos, como mostrado na Fig. 1.

Na análise, são considerados os modos de propagação par e ímpar [1],[9]. A diferença entre as velocidades desses modos é considerada, usando-se os resultados da análise quase-estática apresentada em [4], desenvolvida para bloqueadores sobre dielétricos isotrópicos.

O método dos momentos, combinado com o método dos potenciais vetoriais de Hertz [10],[12], no domínio espectral, é empregado na determinação das características das linhas de microfita acopladas, em função da razão de anisotropia do substrato dielétrico considerado.

As características dos bloqueadores DC são então obtidas, determinando-se os seus parâmetros de espalhamento, considerando-se a diferença de velocidades entre os modos par e ímpar de propagação [4].

Como resultados, são apresentadas curvas dos coeficientes de onda estacionária e de reflexão na entrada da linha, assim como da perda de transmissão, em função da freqüência, da razão de anisotropia e dos demais parâmetros estruturais. Os resultados obtidos para bloqueadores DC sobre dielétricos isotrópicos, caso particular desta análise, apresentaram concordância com os resultados de outros autores [4],[5].

## II. ANÁLISE

A Fig. 1 mostra a estrutura considerada neste trabalho. Os condutores e o dielétrico são considerados perfeitos. A espessura da fita condutora é considerada desprezível. O substrato dielétrico é constituído por um material anisotrópico uniaxial, com eixo óptico orientado segundo a direção y, na Fig. 1, sendo o tensor permissividade, nessa região, dado por

$$\bar{\epsilon} = \begin{bmatrix} \epsilon_2 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_1 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_2 \end{bmatrix} \quad (1)$$

A componente da permissividade na direção do eixo óptico é  $\epsilon_1 = \epsilon_{r1} \epsilon_0$ , e as componentes nas direções perpendiculares a ele são iguais entre si e dadas por  $\epsilon_2 = \epsilon_{r2} \epsilon_0$ . A permeabilidade magnética nesta região é  $\mu_0$ . A região 2 é o ar com permissividade e permeabilidade iguais a  $\epsilon_0$  e  $\mu_0$ , respectivamente.

Na primeira etapa, são determinados os valores da permissividade efetiva,  $\epsilon_{ef}$ , e da impedância característica,  $Z_o$ , para os modos de propagação par e ímpar, nas linhas acopladas. Essa análise é efetuada no domínio da transformada de Fourier, sendo os valores da permissividade efetiva obtidos a partir da condição de solução não-trivial para o sistema obtido com a utilização da equação abaixo e do método dos momentos [10],[12],

$$\tilde{E}_x(\alpha) = \tilde{Z}_{xx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_x(\alpha) + \tilde{Z}_{xz}(\alpha, \beta) \tilde{J}_z(\alpha) \quad (2)$$

$$\tilde{E}_z(\alpha) = \tilde{Z}_{zx}(\alpha, \beta) \tilde{J}_x(\alpha) + \tilde{Z}_{zz}(\alpha, \beta) \tilde{J}_z(\alpha) \quad (3)$$

relacionando as transformadas das componentes do campo elétrico com as das componentes da densidade de corrente, no plano da fita condutora.

Em (2) e (3),  $\tilde{Z}_{xx}$ ,  $\tilde{Z}_{xz}$ ,  $\tilde{Z}_{zx}$  e  $\tilde{Z}_{zz}$  são as componentes da função diádica de Green, sendo expressas por:

$$\tilde{Z}_{xx}(\alpha, \beta, h) = \frac{1}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ \frac{-\omega^2 \mu_0 \beta^2}{g_1} + \frac{\alpha^2 \gamma_0 \gamma_e}{g_2} \right] \quad (4)$$

$$\tilde{Z}_{xz}(\alpha, \beta, h) = -j \frac{1}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ \frac{\omega^2 \mu_0 \alpha \beta}{g_1} + \frac{\alpha \beta \gamma_0 \gamma_e}{g_2} \right] \quad (5)$$

$$\tilde{Z}_{zx}(\alpha, \beta, h) = \tilde{Z}_{xz}(\alpha, \beta, h) \quad (6)$$

$$\tilde{Z}_{zz}(\alpha, \beta, h) = \frac{1}{\omega(\alpha^2 + \beta^2)} \left[ \frac{-\omega^2 \mu_0 \alpha^2}{g_1} + \frac{\beta^2 \gamma_0 \gamma_e}{g_2} \right] \quad (7)$$

com

$$g_1 = \gamma_0 + \gamma_h \coth(\gamma_h h) \quad (8)$$

$$g_2 = \epsilon_0 \gamma + \epsilon_2 \gamma_0 \coth(\gamma_e h) \quad (9)$$

$$\gamma_h^2 = \alpha^2 + \beta^2 - k_2^2 \quad (10)$$

$$\gamma_e^2 = (\alpha^2 + \beta^2 - k_2^2) \epsilon_2 / \epsilon_1 \quad (11)$$

$$\gamma_0^2 = (\alpha^2 + \beta^2 - k_o^2) \quad (12)$$

$$k_1^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_1 \quad (13)$$

$$k_2^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_2 \quad (14)$$

$$k_o^2 = \omega^2 \mu_o \epsilon_o \quad (15)$$

Após a determinação da permissividade efetiva,  $\epsilon_{ef}$ , a impedância característica,  $Z_o$ , é calculada através da definição que relaciona o fluxo de potência,  $P$ , no plano transversal à direção de propagação e a corrente longitudinal,  $I$ , na estrutura, usando-se [8],[12]

$$Z_o = \frac{2P}{I^2} \quad (16)$$

A potência média é calculada através da expressão para o vetor de Poynting complexo, sendo obtida de [1],[12],

$$P = \frac{1}{2} \Re \iint (E_x H_y^* - E_y H_x^*) dy dx \quad (17)$$

onde  $\mathbf{E}(\mathbf{H})$  representa o campo elétrico (magnético) e \* representa o complexo conjugado.

A corrente definida em (16) é obtida integrando-se a componente x da corrente longitudinal, de acordo com

$$I = \int_{-w/2}^{w/2} J_z(x) dx \quad (18)$$

Na segunda etapa, os resultados obtidos para a permissividade efetiva e a impedância característica, para os modos par e ímpar de propagação, são usados na determinação dos parâmetros de espalhamento do bloqueador DC considerado, para a determinação dos coeficientes de reflexão e de onda estacionária na entrada do dispositivo, além da perda de transmissão.

Após a determinação das permissividades efetivas, determinam-se as constantes de fase,  $\beta_e$  and  $\beta_o$ , e as impedâncias características,  $Z_o^e$  and  $Z_o^o$ , para os modos par e ímpar, respectivamente, segue-se o projeto do bloqueador DC em microfita.

Um parâmetro importante nesse projeto é o coeficiente de espalhamento de transmissão,  $S_{21}$ . A perda de transmissão, dada pelo quadrado do módulo do coeficiente de transmissão é obtido de [4]

$$|S_{21}|^2 = \frac{4[z_e(1 + \cot^2 \theta_e)^{1/2} - z_o(1 + \cot^2 \theta_o)^{1/2}]^2}{\chi} \quad (19)$$

com

$$\chi = \left\{ -z_e z_o \left[ \cot \theta_e \cot \theta_o + \sqrt{(1 + \cot^2 \theta_e)(1 + \cot^2 \theta_o)} \right] + \left( \frac{z_e^2 + z_o^2}{2} + 2 \right) \right\}^2 + 4q^2 (z_e \cot \theta_e + z_o \cot \theta_o)$$

sendo  $\theta_e$  e  $\theta_o$  os comprimentos elétricos associados aos modos par e ímpar, respectivamente. As impedâncias características normalizadas para os modos par e ímpar são dadas por

$$z_e = \frac{Z_{0e}}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad z_o = \frac{Z_{0o}}{\sqrt{R_1 R_2}} \quad (20)$$

onde,  $R_1$  e  $R_2$  representam, respectivamente, a resistência interna do gerador (porta 1) e a resistência de carga (porta 2). O parâmetro de transformação da impedância é [4]

$$q^2 = (R_1 + R_2)^2 / 4R_1 R_2 \quad (21)$$

sendo que, na prática, impõe-se  $R_1 = R_2$  tal que  $q^2 = 1$ .

A impedância de entrada do bloqueador DC, como mostrado na Fig. 1, pode ser determinada considerando-se a matriz de impedância de um quadripolo, dada por [2]

$$\begin{bmatrix} V_1 \\ V_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \end{bmatrix} \quad (22)$$

onde  $V_1$ ,  $I_1$ ,  $V_2$ ,  $I_2$  são as voltagens e as correntes na porta 1 (porta de entrada) e porta 2 (porta de saída), respectivamente, enquanto que, no circuito da Fig. 1, as

portas 3 e 4 são terminadas por circuito-aberto. (Fig. 1). Portanto, obtém-se

$$Z_{11} = Z_{22} = -j \frac{(Z_{0e} + Z_{0o})}{2} \cot \theta \quad (23)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = -j \frac{(Z_{0e} - Z_{0o})}{2} \operatorname{cosec} \theta \quad (24)$$

onde  $\theta$  representa o comprimento elétrico da região acoplada.

Considerando-se que as portas 1 e 2 estejam terminadas por cargas iguais à impedância característica  $Z_0$ , com  $Z_0^2 = Z_{0e}Z_{0o}$ , o uso de  $V_2 = -Z_0 I_2$  em (22), permite obter a impedância de entrada (porta 1) [4]

$$Z_{in} = Z_{11} - [Z_{12}Z_{21} / (Z_0 + Z_{22})] \quad (25)$$

O coeficiente de onda estacionária é definido como

$$\text{SWR}(\text{dB}) = 20 \log_{10} [(1 + |\Gamma_{in}|) / (1 - |\Gamma_{in}|)] \quad (26)$$

sendo  $\Gamma_{in}$  o coeficiente de reflexão na entrada.

### III. RESULTADOS

Foram obtidos resultados para bloqueadores DC, de linhas acopladas, sobre substratos anisotrópicos uniaxiais.

As Figs. 2 e 3 mostram os resultados obtidos para bloqueadores de microfítas acopladas (Fig. 1), sendo o material do substrato dielétrico o boron nitride ( $\epsilon_{r1}=5,12$ ;  $\epsilon_{r2}=3,4$ ), em função da frequência. As dimensões da estrutura considerada, identificadas na Fig. 1, são  $W=0,08$  cm,  $H=0,12$  cm,  $L=0,451$  cm e  $S=0,12$ ;  $0,06$ ;  $0,012$  e  $0,006$  cm. São apresentadas curvas para o coeficiente de reflexão na entrada do circuito (Fig. 2) e para a perda de transmissão (Fig. 3).

Observa-se, na Fig. 3, que a variação da frequência produz efeito mais acentuado nos bloqueadores em que as linhas paralelas estão mais afastadas. Os resultados da Fig. 3 mostram que a faixa de operação do dispositivo é aumentada à medida que a distância entre as linhas é diminuída.

As Figs. 4 e 5 mostram os resultados obtidos, respectivamente, para o coeficiente de reflexão na entrada do bloqueador e para a perda de transmissão, em função da razão de anisotropia,  $\eta$  ( $\eta = \sqrt{\epsilon_{r2} / \epsilon_{r1}}$ ), para os valores dos outros parâmetros estruturais considerados nas Figs. 2 e 3.

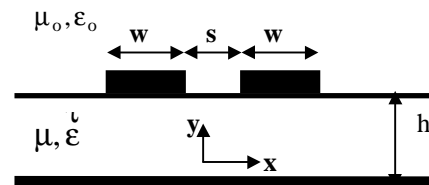
A Fig. 4 mostra que a anisotropia dielétrica afeta de forma acentuada o coeficiente de reflexão na entrada do circuito. Para valores de  $\eta$  maiores que a unidade, observa-se uma redução significativa no módulo do coeficiente de reflexão, que se acentua à medida que a distância entre as microfítas é diminuída. A Fig. 5 mostra que a variação de  $\eta$  pouco altera a perda de transmissão, especialmente nos casos em que as linhas estão bem próximas.

Os resultados para o caso isotrópico ( $\eta=1$ , nas Figs. 4 e 5) foram prontamente obtidos, fazendo-se  $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_r$ , nas equações correspondentes, de (1) a (14). Nesse sentido, os

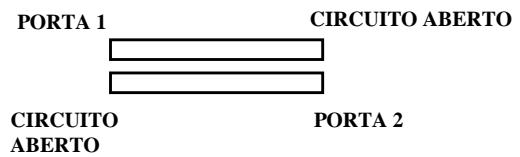
resultados numéricos obtidos neste trabalho, quando comparados com os apresentados em [4],[5], mostraram uma boa concordância.

### IV. CONCLUSÃO

A análise de microfítas acopladas sobre substratos anisotrópicos e sua utilização no desenvolvimento de bloqueadores DC foi efetuada, no domínio espectral. Na análise, o substrato dielétrico foi considerado anisotrópico uniaxial, pois vários materiais usados em (M)MIC possuem esta característica. Para casos particulares, os resultados obtidos com a convergência para o caso de microfítas sobre substratos dielétricos isotrópicos ( $\epsilon_{r1} = \epsilon_{r2} = \epsilon_r$ ), concordaram com os disponíveis na literatura especializada. O método utilizado se aplica, ainda, à análise de outras linhas e dispositivos, incluindo-se o caso de linhas afiladas.



(a)



(b)

Fig. 1: Diagramas esquemáticos de: a) microfítas paralelas e b) bloqueador DC sobre substrato anisotrópico. O comprimento da região acoplada é  $L$ .

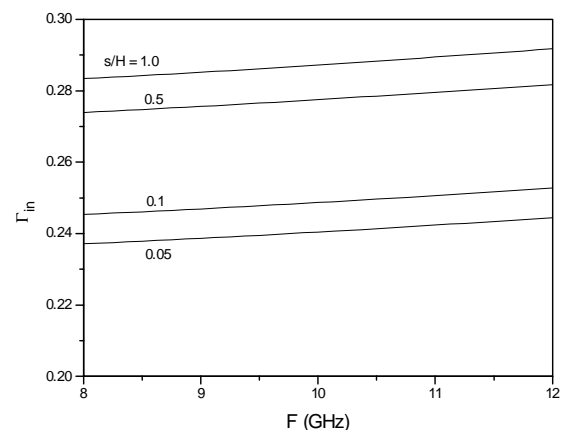


Fig. 2: Curvas do coeficiente de reflexão na entrada do bloqueador versus frequência, para diferentes valores de  $s/h$ .

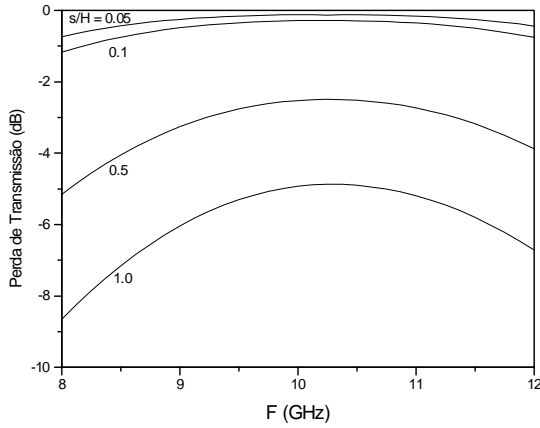


Fig. 3: Perda de transmissão no bloqueador versus frequência, para diferentes valores de s/h.

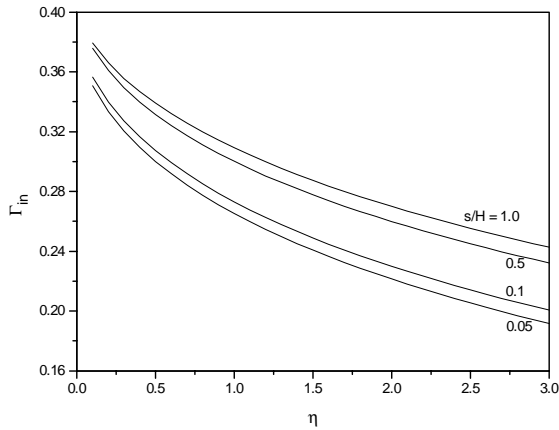


Fig. 4: Curvas do módulo do coeficiente de reflexão na entrada do bloqueador versus  $\eta$  ( $\eta = \sqrt{\epsilon_{r2} / \epsilon_{r1}}$ ), para diferentes valores de s/h.  $\epsilon_{r1} = 3,4$ .

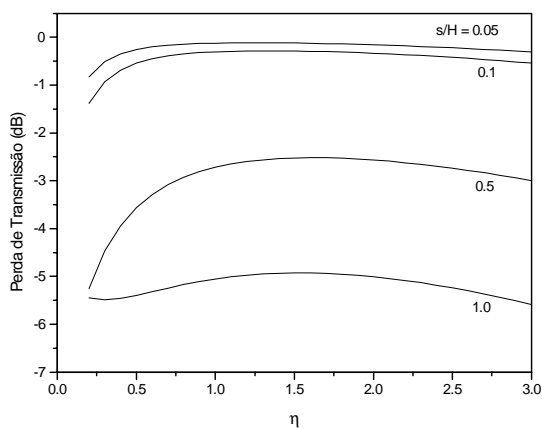


Fig. 5: Perda de transmissão no bloqueador versus  $\eta$  ( $\eta = \sqrt{\epsilon_{r2} / \epsilon_{r1}}$ ), para diferentes valores de s/h.  $\epsilon_{r1} = 3,4$ .

- [1] K.C. Gupta, R. Garg e I.J. Bahl, *Microstrip Lines and Slotlines*, Dedham, MA: Artech House, 1979.
- [2] E.N. Fooks, e R.A. Zakarevicius, *Microwave Engineering Using Microstrip Circuits*, Prentice-Hall, 1990.
- [3] P. Pramanick e P. Bhartia, "A generalized theory of tapered transmission line matching transformers and asymmetric couplers supporting non-TEM modes", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-37, pp. 1184-1191, 1989.
- [4] D. Kajfez e B. S. Vidula, "Design equations for symmetric microstrip dc blocks", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-28, pp. 974-981, 1980.
- [5] C. Y. Ho, "Analysis of dc blocks coupled lines", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-23, pp. 773-774, 1975.
- [6] D. E. Homentcovschi e R. Oprea, "Analytically determined quasi-static parameters of shielded and open multiconductor microstrip lines", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-46, pp. 18-24, 1998.
- [7] T. Itoh, "Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines", *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, vol. MTT-28, pp. 733-736, 1980.
- [8] J.R. Brews, "Characteristic impedance of microstrip lines", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-35, pp. 30-34, 1987.
- [9] N.G. Alexópoulos, "Integrated-circuit structures on anisotropic substrates", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-33, No. 10, pp. 847-881, 1985.
- [10] R.M. Nelson, D.A. Rogers e A.G. d'Assunção, "Resonant frequency of a rectangular microstrip patch on several uniaxial layers", *IEEE Trans.*, Vol. AP-38, No. 7, pp. 973-981, 1990.
- [11] T. Kitazawa, "Nonreciprocity of phase constants, characteristic impedances, and conductor losses in planar transmission lines with layered anisotropic media", *IEEE Trans.*, Vol. MTT-43, pp. 445-451, 1995.
- [12] M.R.M.L. Albuquerque, A.G. d'Assunção e F. Lima, "Microstrip transmission line tapers on ferrites", *J. Appl. Phys.*, Vol. 81, No. 8, pp. 1-3, 1997.



# Um Filtro Não-Linear para Processamento de Sinais de Radar em Presença de *Glint*

Marco A. Chamon

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) - Av. dos Astronautas, 1758 12201-970 São José dos Campos - SP BRASIL

Gérard Salut

Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) - 7, av. du Colonel Roche 31077 Toulouse Cedex 4 FRANCE

**Resumo** — Apresenta-se nesse artigo uma nova técnica de filtragem não-linear, o Filtro por Partículas - FP, que permite o processamento de sinais de radar em presença de *glint*. Ao contrário da maior parte dos algoritmos existentes, o FP não considera o fenômeno de *glint* como um ruído de observação mas como uma decorrência natural do caráter extenso do alvo a ser rastreado. A partir de uma exploração do tipo Monte Carlo do espaço de estado que caracteriza o alvo, o FP constrói de maneira recursiva a probabilidade condicional desse vetor, permitindo uma estimação precisa da trajetória.

**Palavras chave** — Filtragem não-linear, filtragem por partículas, processamento de sinais de radar, radar de rastreamento, *glint*.

## I. INTRODUÇÃO

Num radar de rastreamento a localização angular é feita a partir da direção normal à frente de onda recebida. Este procedimento, válido para alvos pontuais, apresenta vários problemas no caso de localização de alvos extensos. A interferência entre as ondas esféricas provenientes dos diferentes “pontos brilhantes” que compõe o alvo acarreta um erro de estimação conhecido como cintilação angular ou *glint* (Skolnik, 1980).

Como os dados do extrator sobre distância e posição angular são normalmente pós-tratados por um filtro (filtro  $\alpha$ - $\beta$ - $\gamma$  ou filtro de Kalman) que estima a trajetória do alvo, é usual considerar o fenômeno de *glint* como um ruído não-gaussiano presente na medida angular. Vários modelos para este “ruído” bem como diferentes técnicas de filtragem anti-*glint* foram analisados anteriormente (Hewer *et al.*, 1987; Wu, 1993; Chamon *et al.*, 1995).

Esse tipo de modelamento, entretanto, por não levar em conta o fenômeno físico subjacente ao problema, torna os filtros propostos fortemente dependentes do modelo (*ad hoc*) de ruído considerado. Nós propomos aqui uma técnica de filtragem não-linear que permite levar em conta a natureza extensa do alvo (e consequentemente o problema de *glint*) bem como as várias não-linearidades presentes no problema de localização por radar.

Manuscrito recebido em 20 de março de 1998.

M.A. Chamon, Tel. +55-12-345-6229, Fax +55-12-345-6225, chamon@dea.inpe.br; G. Salut, Tel. +33-5-61-33-62-93, Fax +33-5-61-55-35-77, salut@laas.laas.fr.

## II. FORMULAÇÃO DO PROBLEMA

### II.1 O modelo do movimento

Analiza-se aqui apenas a situação de uma trajetória em duas dimensões, a extensão ao caso 3D sendo imediata. É utilizada uma versão modificada do modelo de Singer (Singer, 1970), que representa o movimento do alvo independentemente em cada direção cartesiana. No modelo proposto, as manobras são representadas por um processo de Poisson cuja amplitude é, ela mesma, um processo gaussiano. Além disso, introduz-se uma saturação no comando de aceleração, de maneira a representar as limitações físicas do sistema. A Fig. 1 mostra, para um eixo, o esquema geral do modelo adotado. O processo  $\pi_t$  representa as manobras do piloto e o parâmetro  $b$  introduz um atrito viscoso, limitando a velocidade do alvo.

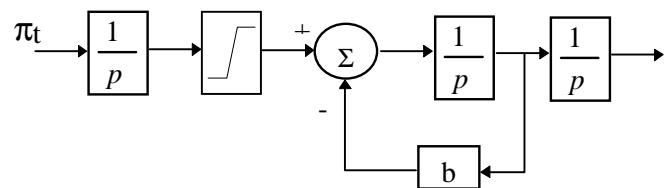


Fig. 1. Modelo de Singer modificado.

### II.2 O modelo do alvo

O alvo é representado por um conjunto de “pontos brilhantes” ou “difusores” (Borden, 1994), que generaliza o modelo pontual onde a resposta eletromagnética é resumida pela RCS (*radar cross-section*) do alvo. Aqui, cada ponto brilhante do alvo é caracterizado por um número complexo, o coeficiente de retrodifusão  $\sigma$ . É da superposição das respostas individuais que resulta o sinal refletido na direção do radar. Efeitos de sombra, multi-trajeto ou acoplamento entre os pontos são desprezados.

Desse modo, o alvo pode ser descrito por uma grade de  $N$  pontos elementares com coeficientes  $\sigma_i$ :

$$T(\hat{x}) = \sum_{i=1}^N \sigma_i \delta(\hat{x} - \hat{x}_i) \quad (2.1)$$

O modelo adotado, apesar das simplificações feitas, permite representar importantes fenômenos encontrados no processamento do sinal de radar, em particular o *glint*.

### II.3 O modelo do sinal

O sinal transmitido pelo radar consiste numa senóide de frequência  $f_0 = \omega_0/2\pi$  e fase  $\phi_0$  modulada por um pulso retangular  $h(t)$  de largura  $\delta$ :

$$s(t) = h(t)\Re\{\exp(j\omega_0 t + \phi_0)\} \quad (2.2)$$

Se o alvo é representado por (2.1), a amplitude e a fase do sinal recebido podem ser escritas como:

$$Y(t) = \sum_i \frac{K_i}{R_i^2} G(\theta_i) h(t - \tau_i) \sigma_i \exp[j\omega_0(t - \tau_i) + j\phi_0] \quad (2.3)$$

onde  $\tau_i = 2R_i/c$  é o atraso relativo ao ponto brilhante localizado a uma distância  $R_i$  do radar;  $G(\theta_i)$  é o ganho da antena na direção  $\theta_i$  e  $K/R_i^2$  representa a atenuação do sinal (atenuação de espaço livre e outras perdas).

Para um alvo rígido, é sempre possível considerar um ponto de referência arbitrário sobre o mesmo e descrever a distribuição de pontos brilhantes num referencial solidário ao alvo (Fig. 2). Nesse novo referencial, um ponto  $i = (x, y)$  do alvo pode ser representado como

$$R_i = R(x, y) = R_0 + x \sin \theta + y \cos \theta \quad (2.3)$$

sob a hipótese que o tamanho do alvo é muito menor que  $R_0$ .

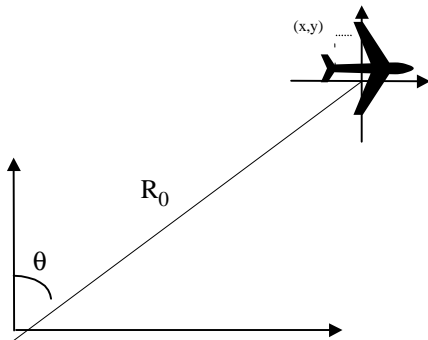


Fig. 2. Relação entre os sistemas de coordenadas radar-alvo

Assim, após demodulação, (2.1) pode ser reescrita como

$$Y(t) = \sum_{x,y} \frac{K_i}{R_i^2} h\left(t - \frac{2[R_0 + x \sin \theta + y \cos \theta]}{c}\right) \sigma(x, y) \exp\left(-j \frac{4\pi}{\lambda} \frac{[R_0 + x \sin \theta + y \cos \theta]}{c}\right) \quad (2.4)$$

com  $K_i = G(\theta_i)\exp(j\phi_0)$ .

Ao sinal recebido soma-se um ruído  $v(t)$  que, com as hipóteses usuais sobre o filtro casado e a amostragem do sinal, pode ser considerado um processo estocástico branco gaussiano complexo, com média zero e variância  $E(vv^*) = R$ , onde  $v^*$  indica o transposto conjugado do vetor  $v$ .

Como as variações de distância entre os diferentes pontos  $i$  do alvo são principalmente importantes para a fase

do sinal recebido, podemos desprezar as variações de amplitude devido ao termo  $K_i/R_i^2$  e aproximá-lo por  $K_0/R_0^2$ .

A amostragem desse sinal resulta num vetor de medidas, onde cada amostra corresponde a uma casa distância (*range bin*) de tamanho  $c\delta/2$ , onde  $\delta$  é a largura do pulso enviado. Nessas circunstâncias (2.4) resulta num sistema de equações não-lineares

$$Y_t = H_t(x, y) D_t(e^{-j\phi}) \sigma \quad (2.5)$$

onde cada linha da matriz  $H$  corresponde a uma casa distância sobre o alvo e  $D$  é uma matriz diagonal que contém os termos de fase do tipo  $\exp[-j\Phi(x, y)]$ ,  $\Phi(x, y) = (2\pi/\lambda)R(x, y)$ .

O sinal para uma rede de antenas é uma generalização dessas expressões, onde para cada elemento da rede pode-se escrever sinal  $Y_n$  recebido como indicado em (2.5).

Pode-se notar aqui três pontos importantes:

- o vetor de coeficientes de retrodifusão  $\sigma$  é o mesmo para todas as antenas (trata-se do mesmo alvo);
- o módulo do sinal não varia entre as antenas, i.e., os componentes da matriz  $H_n$  não dependem de  $n$ ;
- A fase do sinal recebido pela  $n$ -ésima antena está avançada de  $(2\pi d/\lambda)n \sin \theta$  em relação à primeira antena, onde  $d$  é o espaçamento entre os elementos da rede (rede linear uniforme) e  $\theta$  é a posição angular do alvo.

Com essas hipóteses, as seguintes simplificações podem ser feitas nas equações da rede de antenas:

$$\begin{aligned} H_n &= H_0 \\ D_n &= D_0 \exp\left(j \frac{2\pi d}{\lambda} n \sin \theta\right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Dessa maneira, o rastreamento de um alvo extenso não-cooperante, isto é, sujeito a manobras desconhecidas *a priori*, pode ser visto como um problema de filtragem não-linear: deseja-se estimar as variáveis de estado de um processo estocástico (o movimento do alvo) parcialmente observado por um dispositivo de medida não-linear (o radar) ao qual se adiciona um outro processo estocástico (o ruído). Entretanto, a solução do problema geral de filtragem não-linear é de dimensão infinita e não pode ser expressa de maneira fechada. Soluções aproximadas, tais como linearizações locais e/ou supressão de momentos de ordem superior da densidade de probabilidade (Jazwinski, 1970) não garantem o desempenho ou mesmo a estabilidade do filtro. Nós descrevemos, na seção seguinte, um filtro não-linear - o Filtro por Partículas (FP) - que permite a resolução de problemas não-lineares e não-gaussianos de uma maneira global, sem os inconvenientes citados.

### III. O FILTRO POR PARTÍCULAS

O filtro por partículas constrói, de maneira recursiva, a medida de probabilidade condicional  $dP(x_t|y_0^t)$  da variável de estado  $x_t$  relativa ao conjunto de observações passadas  $y_0^t$  através de uma exploração aleatória do espaço de estado. Essa exploração é feita por estruturas denominadas

“partículas” que reproduzem a dinâmica do sistema. A trajetória de cada “partícula” é ponderada pelas observações através de um fator corretivo proveniente da fórmula de Bayes. O FP funciona em termos de evolução/ponderação, seguindo as equações do sistema: cada partícula simula uma trajetória candidata das variáveis de estado e é ponderada pelas observações. A medida que o número de partículas aumenta, o filtro converge uniformemente para o estimador (não-linear) ótimo do estado (Del Moral e Salut, 1995).

### III.1 Descrição do algoritmo

Consideremos a formulação usual (dinâmica/observação) do problema de filtragem de sistemas markovianos a tempo discreto:

$$\begin{cases} X_t = F_t(X_{t-1}, \pi_t) \\ Y_t = H_t(X_t) + v_t \end{cases} \quad (3.1)$$

onde  $X_t$  representa o processo a ser estimado,  $Y_t$  o processo de observação,  $\pi_t$  um ruído (de dinâmica) de distribuição conhecida e  $v_t$  um ruído gaussiano branco de média zero e variância  $R_t$ .

A probabilidade condicional  $p(X_t|Y_t)$ ,  $t = \{0, 1, \dots, t\}$ , essencial em filtragem, pode ser estimada por um algoritmo de exploração/ponderação que decorre diretamente de uma interpretação da fórmula de Bayes:

$$p(X_t|Y_t) = \frac{p(Y_t|X_t)}{p(Y_t)} p(X_t) \quad (3.2)$$

Desenvolvendo as probabilidades conjuntas indicadas e utilizando a propriedade markoviana do processo, tem-se:

$$p(X_t|Y_t) = \frac{\prod_{\tau=1}^t p(X_\tau|X_{\tau-1}) p(X_0) p(Y_\tau|X_\tau)}{\int_{X_{t-1}} \prod_{\tau=1}^t p(X_\tau|X_{\tau-1}) p(X_0) p(Y_\tau|X_\tau) dX_{t-1}} \quad (3.3)$$

Pode-se notar a partir dessas expressões que a solução do problema desse filtragem passa pelo cálculo de duas distribuições de probabilidade:

$$\begin{cases} p(X_t|X_{t-1}) \\ p(Y_t|X_t) \end{cases}$$

Esta constatação está na base do algoritmo por partículas, que consiste essencialmente em duas etapas:

a) uma etapa de exploração: o espaço das variáveis de estado é explorado por uma rede de  $N$  partículas  $(X_{t-1}^i)_{i=1, \dots, N}$  que evoluem de acordo com a dinâmica do sistema a partir da geração de variáveis aleatórias com distribuição  $p(\pi_t)$

$$X_t^i = F_t(X_{t-1}^i, \pi_t^i) \quad (3.4)$$

b) uma etapa de ponderação: a evolução do suporte de partículas é completada pela atribuição de um “peso”  $p_t^i$  a cada partícula, medida da “qualidade” da estimação que é representada por essa partícula. Esse peso é

definido pelas observações obtidas até o instante presente

$$p_t^i = p_{t-1}^i \frac{p(Y_t|X_t^i)}{\sum_{j=1}^N p(Y_t|X_t^j)} \quad (3.5)$$

O estimador por partículas é obtido pela soma ponderada dos estados representados pelas partículas:

$$\bar{X}_t = \sum_{i=1}^N p_t^i X_t^i \quad (3.6)$$

Afim de acelerar a convergência do algoritmo e otimizar a alocação das partículas, uma terceira etapa, a redistribuição do suporte, pode ser acrescentada. Ela consiste em redistribuir as partículas nos locais do espaço de estado onde a probabilidade é maior, de acordo com a estimativa atual de  $p(X_t|Y_0^t)$ . Essa técnica permite reagrupar as partículas onde elas são mais necessárias, de maneira probabilística.

## IV. RASTREIO EM PRESENÇA DE GLINT

Dentro do quadro teórico descrito, a solução do problema de rastreo de um alvo extenso pode ser realizada com o FP, bastando para isso considerar a dinâmica do sistema e as medidas como, respectivamente, o modelo de movimento mostrado na Fig. 1 e o modelo de observação dado em (2.5).

Pode-se notar que o cálculo do vetor de coeficientes de retrodifusão  $\sigma$ , mostrado em (2.5), é linear, uma vez conhecida a trajetória do alvo. Assim, dada uma partícula  $i$ , é possível calcular o valor  $\sigma^i$  correspondente como uma pseudo-inversa de Moore-Penrose (Chamon, 1996):

$$\begin{aligned} \bar{\sigma}_{t+1} &= P_{t+1} \left( \sum_{\tau=0}^{t+1} D_\tau^* H_\tau^* R^{-1} Y_\tau \right) \\ P_{t+1}^{-1} &= P_0^{-1} + \sum_{\tau=0}^{t+1} D_\tau^* H_\tau^* R^{-1} H_\tau D_\tau \end{aligned} \quad (4.1)$$

Essa expressão se generaliza imediatamente no caso de uma rede de antenas, podendo ser escrita como:

$$\bar{\sigma}_t = \left( \sum_{\tau} D_0^* H_0^* H_0 D_0 + \frac{r P_0^{-1}}{N} \right)^{-1} \sum_{\tau} D_0^* H_0^* \frac{\sum_{n=0}^{N-1} Y_n e^{-jm\phi}}{N} \quad (4.2)$$

onde usou-se a simplificação mostrada em (2.6). Aqui,  $\phi = (2\pi d/\lambda) \sin\theta$  e os ruídos nas antenas elementares foram considerados independentes, com  $R = rI$  e  $I$  a matriz identidade. Para simplificar a notação, a dependência temporal dos parâmetros da equação (índice  $\tau$ ) não foi indicada.

Esse resultado mostra que, para se obter o estimador  $\bar{\sigma}^i$ , é necessário corrigir a fase dos dados captados pelas antenas e, em seguida, calcular sua média. A correção de fase corresponde ao processo de formação do diagrama da rede, onde o atraso de fase de cada elemento é compensado numericamente. Se o alvo se movimentar, a compensação não

é a mesma ao longo do tempo e a variação temporal das matrizes  $H$  e  $D$  e da fase  $\phi$  leva em conta esse fato.

A solução FP pode ser representada pelo seguinte algoritmo:

- Distribuir  $N$  partículas no espaço de estado, em torno da condição inicial  $X_0$ ;
- Gerar realizações das variáveis aleatórias que pilotam a dinâmica do sistema (variável  $\pi_t$  em (3.1)) e fazer evoluir o suporte de partículas, conforme (3.4);
- Estimar, para cada trajetória de partícula  $i$ , o vetor de parâmetros  $\bar{\theta}^i$ , conforme (4.2);
- Calcular o peso de cada partícula, conforme (3.5);
- Calcular o estimador do estado  $X_t$ , conforme (3.6).

## V. RESULTADOS DE SIMULAÇÃO

### V.1 Condições de Simulação

No referencial do radar o alvo tem uma trajetória descrita pelos parâmetros da tabela abaixo:

Parâmetro	Valor	Descrição
$(X_0, Y_0)$	(100 m, 10000 m)	posição inicial
$\Delta d$	+/- 100 m	incerteza da posição
$(V_{x0}, V_{y0})$	(250, 0) m/s	velocidade inicial
$\Delta v$	+/- 50 m/s	incerteza da velocidade
$(a_{x0}, a_{y0})$	(0, 0) m/s <sup>2</sup>	aceleração inicial
$\Delta a$	+/- 10 m/s <sup>2</sup>	incerteza da aceleração
$T_m$	5 s	tempo médio entre manobras
$\sigma_m$	20 m/s <sup>3</sup>	desvio padrão amplitude de manobras
	40 m/s <sup>2</sup>	aceleração limite (saturação)

Tabela I. Parâmetros da trajetória

Com os parâmetros indicados na Tabela I, gerou-se a trajetória mostrada na Fig. 3, utilizada nas simulações feitas. Pode-se notar nesse caso a presença de manobras do alvo, em particular na direção radial.

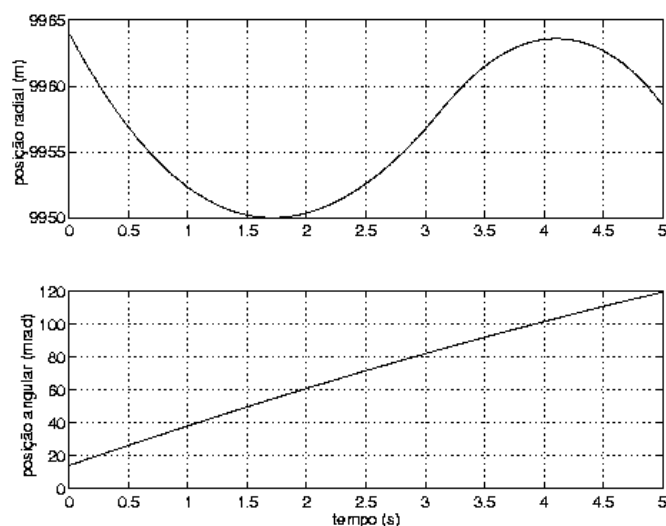


Fig. 3. Trajetória do alvo.

O radar opera numa frequência de 10 GHz, com um pulso de largura 140 ns (o que corresponde a uma resolução em distância de 20 m) e uma taxa de repetição de pulsos (PRF) de 5 kHz. A rede de antenas é composta de dois elementos omnidirecionais, separados de  $50\lambda/2$  (correspondendo a uma resolução angular de 20 mrad). A potência do sinal transmitido é ajustada de maneira a se obter na recepção uma relação sinal/ruído de 0 dB (SNR= 1).

### V.2 Características do Alvo

O alvo é representado pelo conjunto de pontos brilhantes mostrado na Fig. 4. Os pontos indicados têm os seguintes coeficientes de retrodifusão:

- ponto 1:  $\sigma = 3$ ;
- ponto 2:  $\sigma = 2$ ;
- demais pontos:  $\sigma = 1$ .

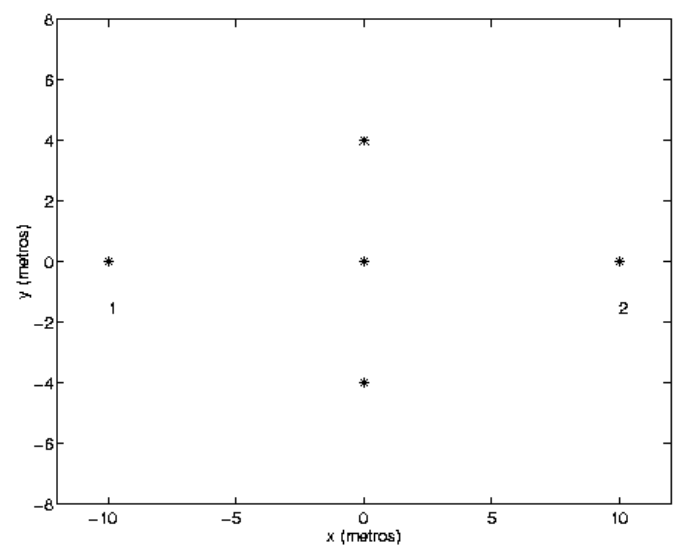


Fig. 4. Representação do alvo por pontos brilhantes.

O fenômeno de *glint* é bastante acentuado nesse alvo, como indicado na Fig. 5. A curva mostra o erro de um monopulso de fase ideal (na ausência de ruído) relativo ao tamanho angular do alvo (Chamon, 1996). Os pontos marcados com uma cruz (+), que correspondem a cerca de 30% das medidas do monopulso, indicam estimações fora do alvo. Pode-se notar também que o erro é fortemente assimétrico e que um número significativo de estimações correspondem a um erro maior do que uma vez o tamanho do avião.

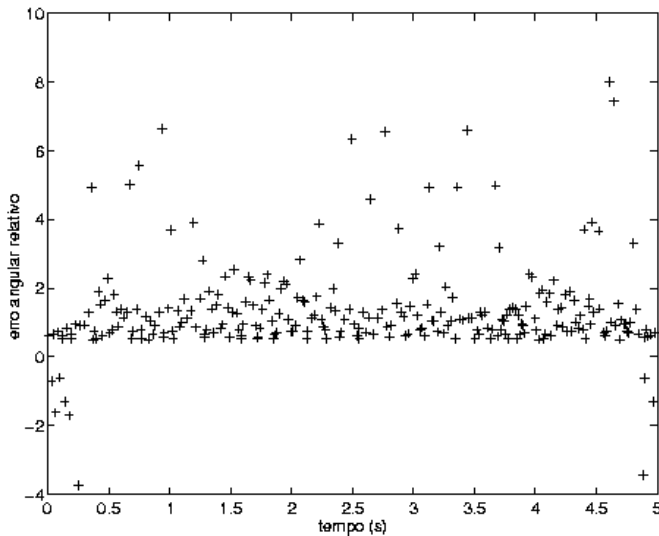


Fig. 5. Erro angular relativo de um monopulso de fase.

### V.3 Resultados de Simulação

A Fig. 6 mostra o erro de estimação das posições radial e angular do alvo em função do tempo. Pode-se notar que a estimação angular, geralmente a mais difícil, mantém-se a menos de 2 mrad da trajetória real e é, em valor rms, inferior a 1 mrad. A posição radial do centro do alvo é estimada com erro inferior a 2 m. Esses valores indicam uma precisão obtida no processo de filtragem dez vezes superior à precisão inicial do sensor (impulsão de 20 m e feixe da antena de 20 mrad). Pode-se notar também que a aquisição do alvo é bastante rápida, inferior a 0.3 s.

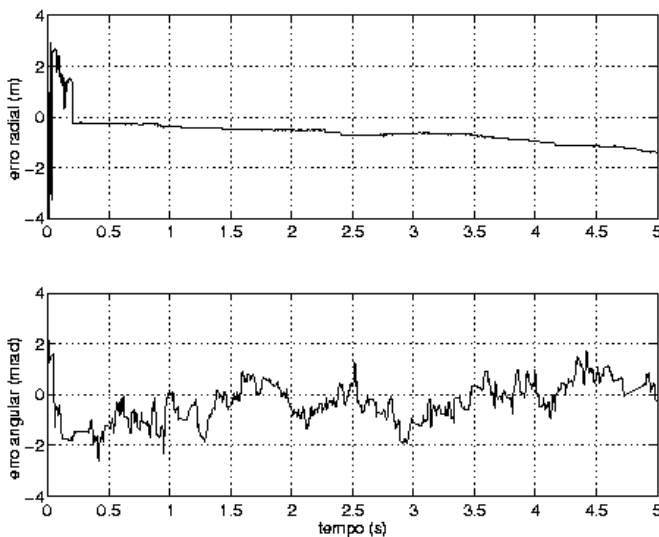


Fig. 6. Trajetória estimada do alvo.

## VI. CONCLUSÃO

Os resultados apresentados mostram que o filtro por partículas permite o rastreamento de um alvo extenso, fortemente marcado pelo fenômeno de *glint*. Essa técnica permite integrar características físicas do alvo no algoritmo de rastreamento, sem recorrer a hipóteses *ad hoc* sobre o ruído de observação.

## REFERÊNCIAS

- Borden, B. "Problems in Airborne Radar Target Recognition", *Inverse Problems*, 10:1009-1022, 1994.
- Chamon, M.A.; Noyer, J.C.; Salut, G., "Poursuite de cibles manoeuvrantes en présence de glint", *VI Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, Montréal, sep. 1995.
- Chamon, M.A., *Filtrage particulaire et ouverture synthétique inverse sur cibles radar non-coopératives*. Thèse de doctorat, ENSAE, Toulouse, 1996.
- Del Moral, P & Salut, G., "Filtrage non-linéaire : résolution particulaire à la Monte Carlo", *C.R. Acad. Sci.*, 320(I):1147-1152, Paris, 1995.
- Hewer, G.A.; Martin, R.D.; Zeh, J., "Robust Preprocessing for Kalman Filtering of Glint Noise", *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-1(23):120-128, jan. 1987.
- Jazwinski, A.H., *Stochastic Processes and Filtering Theory*, Academic Press, New York, 1970.
- Singer, R. A., "Estimating Optimal Tracking Filter Performance for Manned Maneuvering Targets", *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-6(4):473-483, jul. 1970.
- Skolnik, M.I., *Introduction to Radar Systems*, McGraw-Hill, New York, 2<sup>nd</sup> ed., 1980.
- Wu, W.R., "Target Tracking with Glint Noise", *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, AES-1(29):174-185, jan. 1993.

# Surface Acoustic Wave remote control passive ID tags: review of perspectives and development of the 8-bit tag prototype

Serguei M. Balashov, Clovis M. Cabreira, Célio A. Finardi

Research & Development Centre Telecomunicações Brasileiras S/A - Telebrás, Km 118, Rod. SP 340 - CP 1579 - CEP 13088-061Campinas, SP - Brazil

**Abstract** — A brief review of the present situation regarding the development of Surface Acoustic Waves (SAW) based passive tags and tags with sensing facility was made. The prototype of a 8-bits SAW tag was designed, manufactured and tested. The results obtained show that uniformity of the response of such a tag could be improved with the simple external matching circuit very easily.

**Index terms** — Surface acoustic waves, passive identification tag, coding of the tag.

## I. INTRODUCTION

The SAW tag, being a member of the set of SAW filters, is an analog device in which the data processing is performed with the help of pure acoustic or electroacoustic elements such as reflective strips, Interdigital Transducers (IDT), etc. The signal inside the tag, propagating with velocity between 3000 and 4000 m/s, allows one to arrange the response of the tag, which has a few centimeters in length, several microseconds after the input RF pulse. This time scale is very suitable for further signal processing. The effectiveness of the transform of electromagnetic energy into the SAW and back depends on piezoelectric strength of a given crystal and, for strong piezoelectrics, reaches the value which permits the tag to operate without any power supply and without complicate matching circuits at the same time. Thus, the process of SAW tag design and implementation happens to be quite similar to the process of design of SAW filters. It means that fabrication of SAW tags consists only from single stage lithography, which makes them competitive devices on the tags market.

Although the idea of using SAW devices as passive tags was proposed and discussed quite a long time ago [1], the extensive theoretical and experimental study of this devices started only few years ago [2-11]. These intensive researches were stimulated by growing demand for passive tags from various industrial spheres, where the tag should meet very strong requirements. For example, to work in the cars production industry, the tag should pass through various technological processes in temperature range from  $-100^{\circ}\text{C}$  to  $+200^{\circ}\text{C}$  together with the product it characterizes. It should work in an environment with strong mechanical vibrations or large contamination with the dust. The SAW tags, having very good characteristics in all these aspects, could offer the only

possibility to meet all these requirements. Assuming this, the following spheres of SAW tags use could be indicated:

- traffic control [3]
- security systems [2]
- personal control [4]
- industrial processes flow control [10]

The time delay of the SAW tag response is determined by the SAW velocity, which depends on the conditions of the wave propagation. As is well known, the SAW velocity depends on the density of the thing film deposited on the surface of the SAW waveguide. If this film could selectively absorb some of the components of the gas mixture to which it is exposed, the SAW device incorporating this film could be used as a gas sensor. Recently several attempts were made to use this phenomena to construct SAW tags with sensing facility [6-8]. The details of implementation of these devices are discussed in the next paragraph.

## II. IMPLEMENTATION OF SAW TAGS

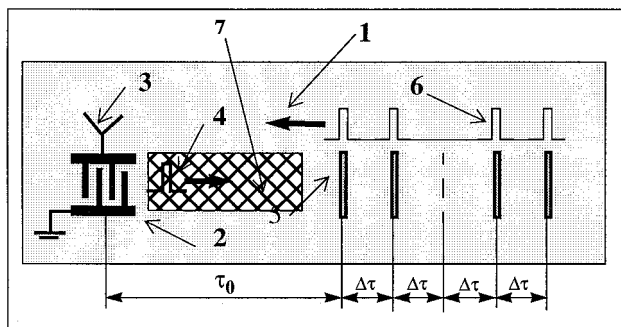
A typical SAW ID tag is shown in Fig. 1. It consists of the input IDT directly connected with the receiving antenna. The RF pulse received by the antenna is transformed by the IDT into a SAW pulse, which propagates towards a set of acoustic reflectors. Passing through the system of reflectors, this pulse is partly reflected from each reflector. The final reflected signal consists of the sequence of output pulses. Each pulse in this sequence is delayed by the time proportional to the distance between the input IDT and the reflector, which produced the given reflected pulse. Thus, the set of reflected pulses could be used as a code sequence characterizing the given tag. The sequence of reflected pulses finally reaches again the input IDT, which transforms it again into RF signal and sends back, using the same receiving antenna. In this device each reflector represents one bit in the code sequence. The "OFF" bit could be obtained by forcing the reflector to have zero reflectivity. Zero reflectivity could be obtained, for example, by removing the given reflector from the surface of the crystal (see Fig. 1). In other words, the absence of the reflected pulse in the sequence is considered to be the "OFF" state of the given bit. The time delay of the first bit in such a tag is equal to  $2\tau$  and the time delay between two nearest bits is equal to  $2\Delta\tau$  (see Fig.1.). The value of  $\tau$  could be obtained by dividing the appropriate distance by the velocity of the SAW. The third bit in the sequence in the Fig. 1 is chosen to be in the "OFF" state. This is implemented simply by removing the third reflector. If the reflectors are implemented as parts of another IDT or as separate transducers, they could be connected to

Manuscript received on March 20, 1998.

S.M. Balashov, Tel. +55-19-7056497, Fax: +55-19-7056197;

[sergei@cpqd.com.br](mailto:sergei@cpqd.com.br)

another output antenna (not shown) and the SAW signal, which reaches them,



**Fig.1.** Implementation of SAW Tag. 1 - Piezoelectric substrate, 2 - Input (output) IDT, 3 - antenna, 4 - SAW pulse, propagating from input IDT to reflectors, 5 - SAW reflectors, 6 - Reflecting SAW, propagating to output IDT, 7 - sensitive thin film deposited into acoustic channel (used only for tag with sensing facility).  $\tau$  - time delay, corresponding to propagation from the input IDT to the first reflector,  $\Delta\tau$  - is the time delay between two nearest bits.

could be directly transformed into the RF signal and transmitted. In this case the time delay of the first bit is equal to  $\tau$  and the delay time between two nearest bits is equal to  $\Delta\tau$ . Theoretical analysis of the performance limits of this type of tags [5] shows that this type of tags could be used in the system, which receives and transmits the pulses with carrier frequency 600 - 2500 MHz. The maximum length of the coding sequence could reach 128 bits. Both  $\tau$  and  $\Delta\tau$  are temperature dependent due to temperature dependence of SAW velocity. This dependence could be taken into account considering the first and the last bits as references [5].

If the sensitive film, selectively absorbing a certain amount of gaseous component from the mixture of gases, is deposited between, say, the input IDT and the first reflector (see Fig. 1), the time delay turns to be dependent from the density of the absorbed gas. A second reference channel with the same configuration of reflectors but without the sensitive film could be added to the system. By comparing the time delay of responses in both channels, the concentration of impurity in atmosphere could be calculated. In this simple example the identification part of the response is presented by the “ON” and “OFF” sequence of reflected pulses, while the time delay between the input pulse and the first reflected pulse carries information about the density of the deposited film and determines the sensing facility of this sensor. This class of the SAW tags with sensing capability seems to be very promising, as it joins together all advantages of SAW devices: passive way of signal processing, very sensitive sensing capability and relatively simple technology of fabrication.

The IDT and SAW reflectors being sufficiently wide band devices, the signal processing similar to those used in spread spectrum communications [4] and other types of data processing were used [11]. The main idea of the first approach is to

transmit the frequency spectrum component of the signal separately in time domain (decompress the pulse) and then to collect these components again (compress the pulse). This signal treatment improves the performance of the SAW tag in a way similar to that of the radar pulse compression technique. The second approach uses pulses wide enough in time to interact inside the reflective structure as acoustic waves. The result of this interaction could be considered as the SAW tag code. All these types of signal treatment improve the performance of SAW tags and open the way to design the principally new types of devices.

### III. EXPERIMENTAL PART

In mass production of tags, it is very important to have the opportunity to implement “ON” and “OFF” states of bits easily. Simple removing of reflectors or transducers from the surface of the crystal is not always possible, because very often it means the necessity to manufacture new photomask for new code, which is not acceptable due to the high price. The easiest way to overcome this problem was suggested in [5], where IDTs were used as reflective elements. The effect of electric regeneration of the SAW was utilized to produce SAW reflection. In this case the “OFF” state was implemented by short-circuiting the IDT, which represents the given bit. This allowed to use a single photomask for production of all possible codes. To improve uniformity of the response, the properties of the IDT (aperture and number of periods) could be changed from one reflecting IDT to another. Another approach, which was checked during our work, is to maintain the aperture constant but to use simple matching circuit as a load for IDT in the “ON” state as a way to change the reflectivity and, thus, to improve the uniformity of the tag response.

To verify the possibility of manipulating the properties of the ID tag, a 8-bit tag was manufactured and tested. Each bit was represented by a 4-period-split-finger IDT, manufactured on a 128° rotated YX-cut of LiNbO<sub>3</sub> substrate. The centre frequency of the device was chosen to be 240 MHz (line width 2.07 μm). All transducers had the same aperture. To generate the “OFF” state for the given transducer, it was shorted inside the package with the help of three microsoldered wires. To generate the reflected pulse (the “ON” state of the bit), the opened IDT was used as a reflecting element. The first bit delay ( $\tau$ ) and the distance between two nearest bits ( $\Delta\tau$ ) were designed to be 3.495 μs and 0.873 μs, respectively. The experimental result of response of this tag with all bits in the “ON” state is shown in Fig. 2. This response was obtained by measurement of the S<sub>11</sub> parameter of the tag in frequency domain and further Fourier transform of the result to time domain. The frequency response was measured in the 20 MHz bandwidth. The experimentally obtained values were:  $\tau=3.505$  μs and  $\Delta\tau=0.88$  μs. The discrepancy between experimentally obtained and designed values is mainly due to the difference

between the SAW velocity on the free surface of the crystal, which was used during the design process, and the actual SAW velocity on the surface, loaded with metal strips. The uniform decrease in the amplitude of all "ON" bits is caused by the fact, that each IDT partly reflects the propagating SAW back. As is well known, the reflectivity of the IDT caused by SAW electric regeneration could be changed varying its electric load. This fact could be used to improve uniformity of tag response. A 33 nH inductance was used as a load for the 7-th IDT in Fig. 2. Due to this simple matching circuit, the reflectivity of this IDT increased, and approximately 10 dB increase in response of this bit was obtained without essential changes in responses of all other bits.

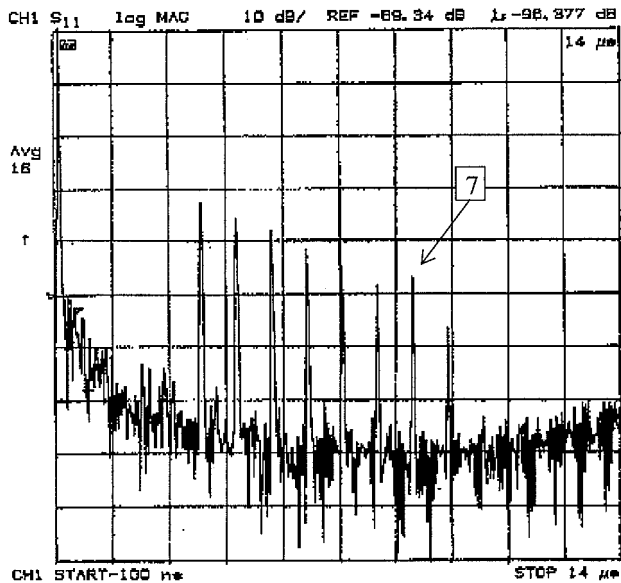


Fig.2. Time response of 8-bit tag with all bits in the "ON" state. The seventh bit marked with the figure 7 was loaded by 33 nH inductance.

Thus, such a simple matching circuits could be used to improve the uniformity of the tag response. The response of the same tag with the second and the forth bits in the "OFF" state is shown in Fig. 3. The difference between "OFF" and "ON" states is seen to be approximately 25 dB, which permits good resolution.

#### IV. CONCLUSION

SAW tags consisting only from IDTs as basic units look to be good candidates for the remote passive code producing devices working in the relatively narrow band communication channel. The simple matching circuits could be used to adjust the amplitude of the reflected pulse, which corresponds to the "ON" state of the given bit. This could be used in the case when, for example, the sensitive film is deposited between

IDTs to design the tag with the sensing facility. Further improvement in topology and sensitivity of such devices are in progress. For the practical implementation of this approach, additional study of packaging and effects of RF-leakage seems to be necessary.

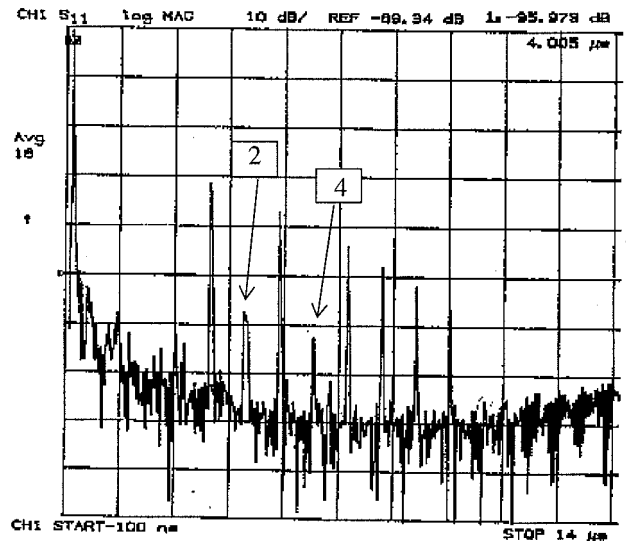


Fig.3. Time response of the 8-bit tag with the second and forth bit in the "OFF" state. These bits are marked with figures 2 and 4 correspondently. This state was implemented by short-circuiting these transducers (see text).

#### REFERENCES

- [1] C.S. Hartmann: "Future high volume applications of SAW devices", 1985 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 64 - 73.
- [2] I. Avramov: "Using surface transverse waves to guard your property", 1994 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 203 - 206.
- [3] L. Reindl, T. Ostertag, W. Ruile, C.C.W. Ruppel, A. Lauper, R. Bachtiger, H. Ernst: "Hybrid SAW-device for a european train control system", 1994 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 175 - 179.
- [4] V.P. Plessky, S.N. Kondratiev, R. Stierlin, F. Nyffeler: "SAW tags: New ideas", 1995 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, p.117 - 120.
- [5] L. Reindl, W. Ruile: "Programmable reflectors for SAW ID tags", 1993 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 125 - 130.
- [6] T. Vandahl, M. Rusko, F. Moller, W. Buff: "New SAW-sensor-device with identification capability", 1995 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 535 - 538.
- [7] W. Buff, F. Plath, O. Schmeckebier, M. Rusko, T. Vandahl, H. Luck, F. Moller, D. Malocha: "Remote sensor system using passive SAW sensors", 1994 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 585 - 588.
- [8] F. Schmidt, O. Sczesny, L. Reindl, V. Magori: "Remote sensing of physical parameters by means of passive surface acoustic wave devices ("ID-Tags")", 1994 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, p. 589 - 592.
- [9] A. Pohl, G. Ostermayer, C. Hausleitner, F. Seifert, L. Reindl: "Wavelet transform with a SAW convolver for sensor application", 1995 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 143 - 146.
- [10] A. Pohl, F. Seifert, L. Reindl, G. Scholl, T. Ostertag, W. Pietsch: "Radio signals for SAW ID tags and sensors in strong electromagnetic



interference”, 1994 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 195 - 198.

[11] A. Pohl, G. Ostermayer, L. Reindl, F. Seifert: “Notch sensor - a new signal processing method for interrogation of passive SAW sensors”, 1997 IEEE Ultrasonic Symp. Proceeding, pp. 355 - 357.

# Projeto de Espelhos de Bragg de Alta Refletividade Operando em Múltiplos Comprimentos de Onda

Carla Janaina Gonçalves da Silva e João Crisóstomo Weyl A. Costa  
CMEE-DEE-CT-UFPA

Caixa Postal 8619 ; 66075-900 Belém/PA, Bra

**Resumo** - Neste trabalho utiliza-se uma formulação matricial para análise de espelhos de Bragg de alta refletividade operando em múltiplos comprimentos de onda. Esta condição é obtida utilizando-se estruturas, que diferentemente das convencionais, consistem de repetições de células, nas quais é assegurada a condição de fase adequada para a operação do dispositivo.

**Palavras Chaves** – Filtros óticos, espelhos de Bragg

## 1. INTRODUÇÃO

Espelhos de alta reflectividade e camadas anti-refletoras baseados em estruturas periódicas dielétricas são utilizados em diversos dispositivos optoeletrônicos passivos e ativos. Camadas anti-refletoras ajudam a minimizar as perdas de potência óptica por reflexões indesejadas, camadas de alta-reflectividade melhoram a performance de dispositivos optoeletrônicos pela filtragem ou “reciclagem” de sinais óticos. Estas estruturas quando usadas em cavidades ressonantes, por exemplo, resulta em um dispositivo altamente eficiente com uma alta seletividade de comprimento de onda e uma alta velocidade de operação.

As estruturas periódicas usadas nos dispositivos citados anteriormente consistem de camadas alternadas com espessuras de  $\lambda/4$  de materiais apropriados. Um refletor de Bragg distribuído (DBR) de alta-refletividade, por exemplo, consiste de diversos pares de materiais de alto índice de refração diferencial. Por outro lado, uma única camada inserida entre dois meios, poderá funcionar como cobertura antirefletora, desde que possua espessura de  $\lambda/4$ , e seja coconsituída por um material com um índice de refração igual à raiz quadrada do produto dos dois meios adjacentes.

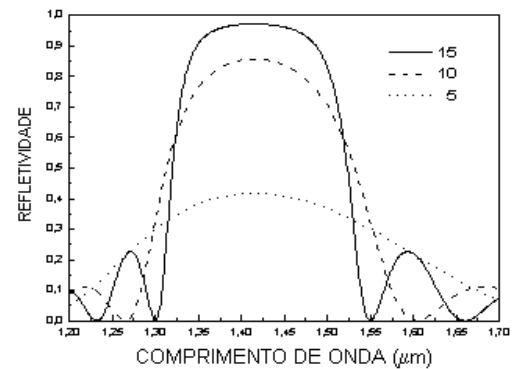
Além das estruturas convencionais, é possível a construção de espelhos operando em múltiplos comprimentos de onda [1]. Estes espelhos consistem de arranjos de células básicas as quais apresentam uma combinação adequada de camadas de forma a assegurar uma modulação de fase que permita a operação do espelho nas várias faixas de comprimentos de onda desejadas. Neste trabalho a estrutura de espelho dual proposta em [1] é analisada quanto ao seu projeto ótimo com relação à disposição das camadas na célula básica, bem como com relação ao total de células utilizadas.

## 2. REFLETORES DE BRAGG SIMÉTRICOS

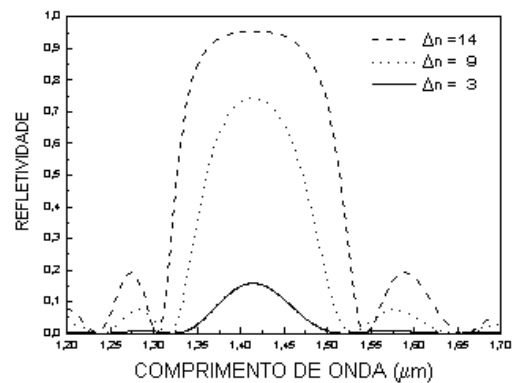
J.C.W.A. Costa, [jweyl@ufpa.br](mailto:jweyl@ufpa.br), C.J.G. da Silva, [janaina@guama.ccpgee.ufpa.br](mailto:janaina@guama.ccpgee.ufpa.br), fone/fax 091 2111634

Este trabalho foi financiado parcialmente pelas agências CNPq CAPES e FINEP

Um espelho de Bragg de quarto de onda consiste de camadas alternadas de materiais de alto e baixo índice de refração depositados sobre um substrato apropriado. A refletividade da estrutura é determinada pela variação entre os índices de refração em cada interface, pelo número de pares de camadas no espelho, pelo ângulo de incidência, e pela polarização da luz incidente. Uma vez que a polarização e o ângulo de incidência são usualmente definidos pela aplicação, os parâmetros a serem escolhidos pelo projetista são o número de pares e o tipo de material. As Fig. 1(a) e (b) mostram os efeitos da variação do número de pares e do índice de refração na refletividade e na largura espectral do espelho.



(a)



(b)

Fig. 1. (a) Espelho de GaAs-AlAs com 5, 10 e 15 pares de espessuras de  $\lambda_0/4$ , e (b) Espelho de GaAs-AlAs com  $\Delta n/n \cong 3, 9$  e 14%.

## 3. REFLETOR DE BRAGG OPERANDO EM DUPLO COMPRIMENTO DE ONDA

Espelhos operando em vários comprimentos de onda, com alta refletividade encontram uma vasta aplicação em comunicações óticas. Como exemplo nesta seção serão analisados espelhos operando nas faixas de 1.3 e 1.55  $\mu\text{m}$  que são os comprimentos de mais utilizados em aplicações de telecomunicações.

Para compreender o princípio de operação de um espelho dual, deve-se inicialmente considerar um espelho de  $\lambda/4$  convencional, com camadas alternadas de materiais alto e baixo índices de refração.

A diferença de fase entre o primeiro e o segundo raio refletido será de  $-e^{-2ikd}$ , onde  $d$  é a espessura da primeira camada, e  $k$  é a magnitude do vetor onda da onda eletromagnética propagante no interior da primeira camada. A condição de máxima refletividade será definida pela combinação de valores de  $k$  e  $d$  para os quais a parte real do fator fase é maximizado, isto é,  $-\cos(2kd)$  ser igual a um. Esta condição é satisfeita para  $2kd=\pi$ , ou  $d = \lambda/(4n)$  (condição de quarto de onda), onde  $n$  é o índice de refração da primeira camada.

Para maximizar o espectro de refletividade em dois comprimentos de onda distintos, é necessário maximizar o fator de fase que apresenta a forma  $-\cos(2k_1d) + \cos(2k_2d)$ . Esta expressão também pode ser escrita como  $-\cos(2k_0d) \cos(2\Delta kd)$ , onde  $k_0 = (k_1 + k_2)/2$  e  $\Delta k = (k_1 - k_2)/2$ .

O fator de fase apresenta agora uma forma familiar para espelhos de Bragg,  $-\cos(2k_0d)$ , modulado por um outro fator com uma frequência espacial muito menor,  $\Delta k$ .

Se o fator de modulação é representado por uma onda quadrada ao invés de um cosseno, isto pode ser facilmente implementado em um projeto de espelho de quarto de onda inserindo-se camadas adicionais de  $\lambda/4$  em pontos apropriados para deslocar a fase refletida de  $180^\circ$ . Esta modulação das fases refletidas é demonstrada na Fig. 2. Baseado na discussão anterior, as equações de projeto de um espelho dual com picos em  $\lambda_1$  e  $\lambda_2$  são

$$\lambda_0 = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2}, \quad (1)$$

$$\Delta\lambda = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1}, \quad (2)$$

tal que

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\lambda_2 + \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1}. \quad (3)$$

Deste modo em um projeto para gerar picos simultâneos em 1.3 e 1.55  $\mu\text{m}$ ,  $\lambda_0$  e  $\Delta\lambda/\lambda_0$  são determinados 1.414  $\mu\text{m}$  e 11.4 (que é arredondado para 11), respectivamente.

A estrutura do espelho analisado consiste de seis repetições da unidade mostrada na Fig. 3. Cada unidade é basicamente um espelho de dez camadas de quarto de onda com uma camada adicional  $\lambda/4$  inserida para chavear a fase

do raio refletido de  $180^\circ$  (modulação de onda quadrada da fase) e para fornecer à estrutura total uma periodicidade de 11 camadas de  $\lambda/4$ . Para  $\lambda_0=1.414\mu\text{m}$ , as espessuras das camadas de quarto de comprimento de onda são 1042 Å em GaAs e 1218 Å em AlAs, cujos índices de refração assumidos foram 3.5 e 2.95 respectivamente. No substrato utilizou-se o "Semi-insulation" GaAs (100) A refletividade da estrutura foi analisada utilizando o método matricial descrito em [2].

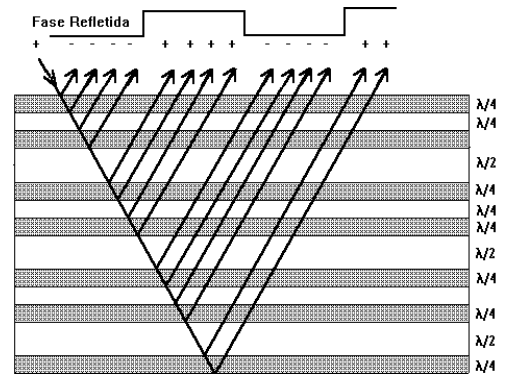


Fig. 2. A modulação das fases que resulta em espelhos de Bragg com dois picos distintos em dois comprimentos de onda.

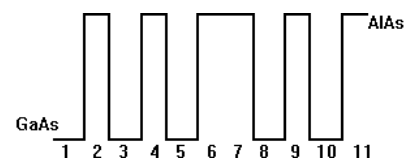


Fig. 3. Célula básica do projeto do espelho operando em 1.3 e 1.55  $\mu\text{m}$ .

#### 4. ANÁLISE DO ESPELHO DUAL

A primeira análise feita na estrutura da Fig. 3, foi quanto ao efeito do número de períodos no espectro de refletividade, na largura espectral e na fase. O resultado desta análise é mostrado na Fig. 5.

A Fig. 4 mostra a refletividade do espelho conforme apresentado em [1]. Observa-se que as condições descritas pelas Equações (1)-(3) garantem um casamento de fase para maximizar a refletividade em cada célula, de acordo com o apresentado na Fig. 3. Como comparação a Fig. 5 mostra a refletividade de um espelho com a mesma estrutura básica apresentada na Fig. 4, mas com diferentes números de períodos. Conclui-se então, como esperado, que o aumento do número de repetições da célula básica melhora a refletividade na região desejada, como pode ser visto comparando-se as Figs. 4 e 5.

Para melhor analisar o efeito da condição de fase, definida pelas Equações (1)-(3), na célula básica, variou-se nesta, a posição da camada de inserção. O resultado está apresentado na Fig. 6, onde situou-se a camada adicional de  $\lambda/4$  nas posições 10, 5 e 3. Observa-se então que a resposta do espelho com relação à reflexão máxima em  $\lambda$  igual a 1.3 e

1.55 $\mu\text{m}$  permanece. Entretanto, os valores das refletividades nas regiões intermediárias aumenta.

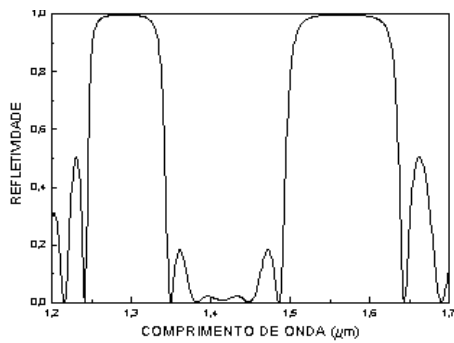


Fig. 4. Espectro de refletividade simulado do espelho dual que consiste de seis repetições da unidade mostrada na Fig. 3.

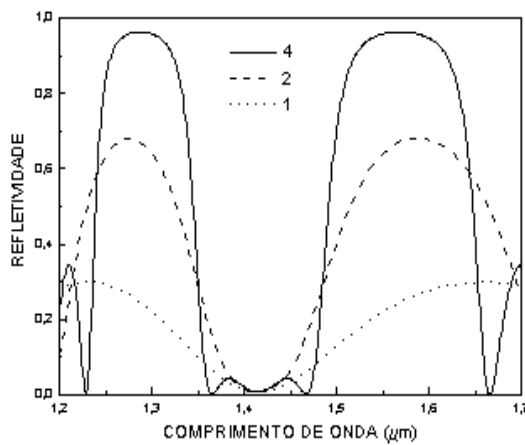


Fig. 5. Efeito da variação no número de períodos.

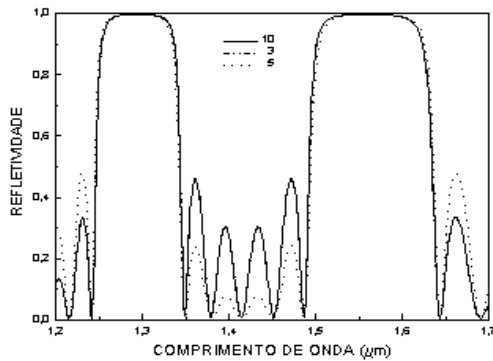


Fig. 6. Efeito do "shift" na camada de inserção.

Verificou-se ainda como pode-se obter resposta equivalente a proposta por [1], sem a camada adicional de  $\lambda/4$ , utilizando apenas configurações simétricas na célula básica, ou seja, configurações nas quais o índice de refração da primeira e da última camada são iguais. Isto pode ser verificada na Fig. 7. Evidentemente, uma configuração assimétrica (primeira e última camada com índices de refração diferentes) desfaz as condições impostas pelas Equações (1)-(3) resultando em uma resposta com

refletividade máxima em um único comprimento de onda, como mostra a Fig. 8.

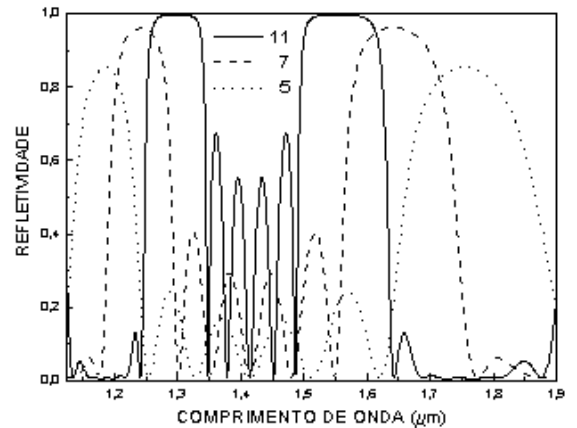


Fig. 7. Espectro de refletividade de estruturas sem a camada adicional de  $\lambda/4$  e com 6 células básicas simétricas de 11, 7 e 5 camadas.

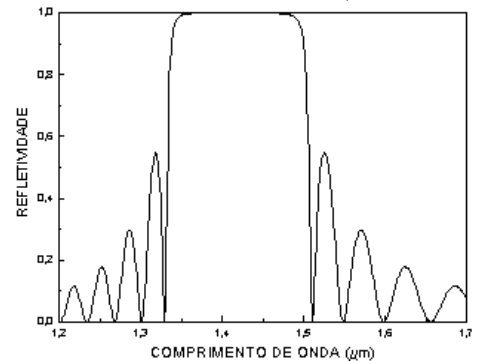


Fig. 8. Espelho com célula básica assimétrica sem inserção de  $\lambda/4$ .

## 5. REFLETORES DE BRAGG DE ALTA ORDEM

O conceito de refletor de Bragg dual pode ser estendido para espelhos de ordem maior com  $2^n$  picos no espectro de refletividade onde  $n$  é um inteiro maior ou igual a dois. Por exemplo, um espelho de quatro picos pode ser projetado pela adição de um outro termo de modulação ao fator de fase de espelho dual, o que resulta em um fator de fase da forma  $\cos(2k_0d) \cos(2\Delta k_1d) \cos(2\Delta k_2d)$ , onde  $\Delta k_1$  e  $\Delta k_2$  são frequências espaciais dos termos de modulação. Este processo de modulação pode ser melhor entendido observando-se a Fig. 9. A refletividade apresentará picos em quatro comprimentos de onda correspondentes a  $(k_0 + \Delta k_1 + \Delta k_2)$ ,  $(k_0 + \Delta k_1 - \Delta k_2)$ ,  $(k_0 - \Delta k_1 + \Delta k_2)$  e  $(k_0 - \Delta k_1 - \Delta k_2)$ , onde  $k_0 > \Delta k_1 > \Delta k_2$ . Esta técnica pode ser estendida para projetar espelhos com  $2^n$  picos de refletividade. Com aumento do número de picos, a largura de banda e os picos de refletividade diminuem.

O espelho que apresenta máxima refletividade em quatro comprimentos de onda projetado em [1] possui camadas de AsAl e GaAs com espessuras de 0.1037 $\mu\text{m}$  e 0.0881 $\mu\text{m}$  respectivamente. Estas estruturas, assim como, outras que possam apresentar esta máxima refletividade em múltiplos comprimentos de onda estão sendo estudadas afim de analisar-se o comportamento do espectro de refletividade em função da distribuição das camadas na célula básica que

constitui o espelho, que é responsável pela modulação de fase, de forma que o mesmo opere nas faixas de comprimentos de onda desejadas.

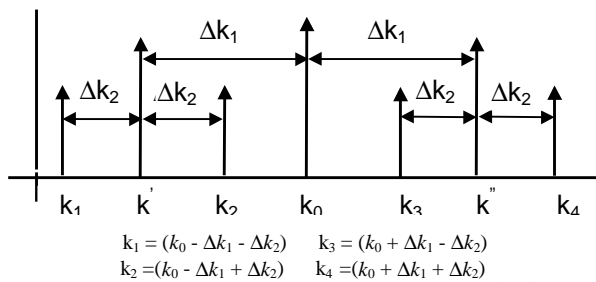


Fig. 9. Divisão de um único pico em  $k_0$  em dois picos em  $k'$  e  $k''$  que também são divididos em  $k_1$ ,  $k_2$ ,  $k_3$  e  $k_4$ .

## 6. CONCLUSÕES

Com as observações feitas, comprovou-se que utilizando uma formulação simples como o método matricial é possível projetar espelhos eficientes e de estrutura também simples para operar em múltiplas bandas de comprimento de onda. Estes espelhos são muito importantes para diversas aplicações em optoeletrônica e por isso têm merecido tanta atenção.

## REFERÊNCIAS

- [1] S. S. Murtaza, K. A. Anselm, A. Srinivasan, B. G. Streetman, J. C. Campbell, J. C. Bean e L. Peticolas. "High-reflectivity Bragg mirrors for optoelectronic Applications", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 31, no. 10, pp. 1819-1825, Out. 95.
- [2] M. Born e E. Wolf, "Principle of Optics", Pergamon Press, New York, 1975, cap. 1.
- [3] C. P. Lee, C. M. Tsai e J. S. Tsang. "Dual-wavelength Bragg reflectors using GaAs/AlAs multilayers", *Electron. Letters*, vol. 29, no 22, pp. 1980-1991, Out. 93.

# Autores

## A

<i>Abdalla, Humberto Jr.</i> .....	28, 251
<i>Albuquerque, Maria Rosa M. Lins de</i> .....	32, 437
<i>Alcantara, Licinius Dimitri Sá de</i> .....	29, 285
<i>Almeida, Renato T. R. de</i> .....	30, 317
<i>Alves, D. M.</i> .....	384
<i>Alves, Giovanni</i> .....	13, 20
<i>Alves, P. R. Franco D. M.</i> .....	31
<i>Aparício, Cláudia C. A.</i> .....	30, 364
<i>Assis, Mauro S. de</i> .....	29, 266

## B

<i>Balashov, Serguei M.</i> .....	32, 446
<i>Barreto, Luis Augusto N.</i> .....	28, 241
<i>Barroso, Joaquim J.</i> .....	367
<i>Bartholo, Álvaro</i> .....	13, 19
<i>Baude, E.</i> .....	30, 349
<i>Bergmann, José R.</i> .....	5, 28, 207
<i>Bermudez, Luís A.</i> .....	30, 354
<i>Bianchi, Ildefonso</i> .....	27, 155
<i>Blake, J.</i> .....	28, 200
<i>Bolzan, Ariovaldo</i> .....	21, 22
<i>Bordeaux-Rego, Antônio Carlos G.</i> .....	21, 22, 31
<i>Bordonalli, Aldário Chrestani</i> .....	5, 27, 30, 132, 309
<i>Borges, Ben-Hur Viana</i> .....	28, 31, 190, 394
<i>Brandão, André Louzada</i> .....	12, 73
<i>Brandão, José C. B.</i> .....	5
<i>Brandão, M. Lyra</i> .....	344

## C

<i>Cabreira, Clóvis M.</i> .....	32, 446
<i>Calmon, Luiz C.</i> .....	30
<i>Campos, Antônio Luiz P. S.</i> .....	30, 335
<i>Carpes, Walter Pereira Júnior</i> .....	30, 339
<i>Carvalho, Joabson Nogueira de</i> .....	13, 16, 27, 31, 179, 377, 380
<i>Carvalho, João Claudio Chamma</i> .....	28, 183
<i>Carvalho, Maria Cristina R.</i> .....	27, 136
<i>Carvalho, Paulo H. P. de</i> .....	28, 241
<i>Carvalho, R. T. de</i> .....	28, 200
<i>Castello Branco, Marcos G.</i> .....	28, 31, 207, 411
<i>Castro, Pedro J.</i> .....	367
<i>Cavalcante, Gervásio Protásio dos Santos</i> .....	27, 29, 31, 164, 261, 389

<i>Ceccato, José R.</i>	27, 151
<i>Celaschi, S.</i>	30, 306
<i>César, Amílcar Careli</i>	28, 30, 31, 190, 326, 394
<i>Chamon, Marco A.</i>	32, 441
<i>Christopoulos, C.</i>	31, 407
<i>Cividanes, Lucio</i>	28, 224
<i>Coelho, Eduardo de Castro Faustino</i>	28, 239
<i>Comiotto, Míriam S.</i>	21, 23, 27, 174
<i>Conforti, Evandro</i>	5, 27, 30, 132, 309
<i>Conrado, Luiz F. M.</i>	27, 30, 136, 301
<i>Consonni, Denise</i>	4, 5, 30, 32, 364
<i>Corisco, Ronald Augusto</i>	30, 359
<i>Corrêa, Rafael A.</i>	367
<i>Correra, Fátima S.</i>	30
<i>Costa, Emanuel P. O.</i>	4, 5
<i>Costa, João Crisóstomo Weyl Albuquerque</i>	27, 28, 29, 32, 164, 183, 432, 450
<i>Costa, Luiz Gustavo H. da Silva</i>	29, 280
<i>Cunha, Maurício P. da</i>	32, 427

## D

<i>d'Assunção, Adaildo Gomes</i>	30, 32, 335, 437
<i>d'Ávila, César Kyn</i>	5
<i>Descardec, J. R.</i>	27, 28, 229
<i>Descardec, Ricardo</i>	5
<i>Dias, Fábio Sales</i>	27, 159
<i>Dias, Maurício H. C.</i>	29, 266
<i>Domingos, Adriano Neto</i>	30, 309
<i>Dória, Adrião Duarte Neto</i>	27, 142

## F

<i>Fagundes, Saulo A.</i>	32, 427
<i>Farias, Rubem Gonçalves</i>	29, 285
<i>Fernandes, Francisco C. R.</i>	27, 151
<i>Fernandes, Humberto César Chaves</i>	4, 5, 27, 28, 29, 167, 220, 256, 293, 296
<i>Fernández, C.</i>	31, 384
<i>Ferreira, Golberi S.</i>	31, 407
<i>Ferreira, Kécio Patrick Delgado</i>	27, 31, 179, 377, 380
<i>Figueroa, Hugo Enrique Hernández</i>	4, 5, 21, 29, 30, 271, 344, 349
<i>Finardi, Célio A.</i>	32, 446
<i>Flórez, S. A. Jaramillo</i>	32, 425
<i>Fonseca, José Augusto Costa da</i>	31, 377
<i>Fonseca, Paulo Henrique da</i>	27, 142
<i>Fragalli, José Fernando</i>	4
<i>Fraguito, Hugo L.</i>	5, 28, 187, 203
<i>Franco, P. R.</i>	384
<i>Freire, José Evaristo</i>	29, 261
<i>Freitas, Luiz Carlos de Júnior</i>	27, 28, 167, 256
<i>Freitas, Márcio</i>	30, 317
<i>Furtado, Anderson Garcia</i>	28, 251

## G

<i>Gallep,</i>	27
<i>Gallep, Cristiano M.</i>	132
<i>Giarola, Atílio José</i>	5, 30, 330
<i>Giraldez, D. C.</i>	31, 372
<i>Giraldi, M. T. M. Rocco</i>	30, 321
<i>Gomes, Alfrêdo Neto</i>	27, 31, 179, 377, 380
<i>Gomes, Fábio Nunes Seguins</i>	31, 389
<i>Gomes, Robson Spinelli</i>	13, 18
<i>Gonçalves, Carlos A. B.</i>	28, 224
<i>Grosz, D. F.</i>	28, 187

## H

Hartmann, Gerd K. ....	29, 274
Hasselmann, Flávio J. V. ....	4, 5, 28, 207
Herscovici, Tuli ....	31
Hyodo, Kaijiro ....	28, 31, 211, 403

## J

Jarry, Pierre ....	30, 359
--------------------	---------

## K

Kalinowski, Hypolito J. ....	30, 321
Kashyap, Raman ....	30, 313
Kerherve, Eric ....	30, 359
Kitano, Cláudio ....	27, 127

## L

Lacava, José C. da S. ....	27, 28, 155, 224
Lima, César Albuquerque ....	27, 32, 164, 432
Lima, Cláudio Ribeiro ....	30, 309
Lima, Gustavo Adolfo de Brito ....	29, 296
Lima, Ivan Torres Jr. ....	4, 30, 330
Lima, Robson L. M. ....	27, 167
Lima, Rodolfo A. A. ....	30, 301
Lüdke, Everton ....	27, 151
Lumini, Feliciano ....	27, 155

## M

Manfrin, Stilante K. ....	28, 190
Mata, Wilson da ....	27, 142
Maurício P. da Cunha ....	32
Mazzali, Claudio ....	28, 203
Medeiros, Eduardo M. ....	30, 354
Mendes, Deiby Jr. ....	28, 235
Mendes, Leonardo S. ....	5
Mendonça, Laércio Martins de ....	30, 335
Menezes, Leonardo R. A. X. de ....	28, 241, 251
Mercedes, C. E. Rubio ....	30, 344
Miranda, J. M. ....	32, 425
Moreira, Fernando J. S. ....	27, 146
Moschim, Edson ....	5, 28, 195
Mosso, Marbey M. ....	27, 30, 136, 301
Motta, Cláudio Costa ....	27, 171
Muñoz, S. ....	32, 425

## N

Nascimento, Francisco Assis de Oliveira ....	27, 159
Neves, Shirley P. ....	30, 317
Nóbrega, Kléber Zuza ....	27, 120

## O

Oliveira, José Edimar Barbosa ....	27, 127
Oliveira, Luciano Prado ....	4

## P

Pacheco, Geferson Mendes ....	27, 171
Pait, F. M. ....	28, 246
Panázio, Jorge ....	21, 23



<i>Panicali, Antônio R.</i>	13, 18, 32, 420
<i>Paradisi, Alberto</i>	5, 30, 306
<i>Parini, C. G.</i>	28, 229
<i>Parro, V. C.</i>	28, 246
<i>Pereira, J. S.</i>	30, 306
<i>Pereira, L. C. P.</i>	28, 207
<i>Pereira, Wellton Pires</i>	29, 296
<i>Pereira, Welton P.</i>	27, 167
<i>Perez, Oscar Hernan Polanco</i>	29, 289
<i>Pichon, Lionel</i>	30, 339
<i>Pinho, João Tavares</i>	28, 31, 403
<i>Podcameni, Abelardo</i>	12, 27, 30, 33, 136, 301
<i>Pontes, M. J.</i>	30, 321
<i>Prata, Aluizio Jr.</i>	27, 146
<i>Puliafito, Carlos</i>	29, 274
<i>Puliafito, Enrique</i>	29, 274

## Q

<i>Quero, José L.</i>	29, 274
-----------------------	---------

## R

<i>Rabelo, R. C.</i>	28, 200
<i>Raizer, A.</i>	31, 407
<i>Recôva, Lílian L.</i>	28, 215
<i>Ribas, Paulo A. V.</i>	27, 174
<i>Ribeiro, Aurélio Garcia</i>	27, 171
<i>Ribeiro, Moisés R. N.</i>	30, 317
<i>Richter, Paulo</i>	31, 415
<i>Rocha, Brígida R. P. da</i>	4, 5, 31, 398
<i>Rocha, Mônica de L.</i>	30, 313
<i>Rodrigues, Paulo José Cunha</i>	28, 235, 239
<i>Romero, Murilo A.</i>	28, 190
<i>Rosa, Reinaldo R.</i>	27, 151
<i>Rossi, S.</i>	28, 195

## S

<i>Sales, Jarbas de Albuquerque Neto</i>	29, 293
<i>Salles, Álvaro A. de</i>	4, 5, 13, 14, 31, 384
<i>Salut, Gérard</i>	32, 441
<i>Sampaio Neto, Raimundo</i>	5
<i>Sancho, M.</i>	32, 425
<i>Santos, M. J. D.</i>	30, 321
<i>Sapienza, Antonio R.</i>	29, 280
<i>Sawant, Hanumant S.</i>	27, 151
<i>Scardino, Paula</i>	13, 17
<i>Schäffer, L.</i>	31, 384
<i>Sebastián, J. L.</i>	32, 425
<i>Senise, José Thomaz</i>	13, 15, 28, 246
<i>Silva, Carla Janaina Gonçalves da</i>	32, 450
<i>Silva, Franklin da Costa</i>	27, 159
<i>Silva, Jefferson Costa e</i>	27, 179
<i>Silva, José P. da</i>	28, 220
<i>Silva, Josemar Galdino da</i>	31, 380
<i>Silva, Luiz Costa da</i>	5, 29, 31, 289, 411
<i>Silva, Sidney A. P.</i>	28, 256
<i>Silveira, Geraldo F. da Filho</i>	28, 220
<i>Sirkova, Irina</i>	29, 271
<i>Sirqueira, Gláucio Lima</i>	29, 261
<i>Sobral, José H. A.</i>	27, 151
<i>Sombra, Antônio Sérgio Bezerra</i>	27, 120
<i>Sousa, Rafael Vieira de</i>	31, 326, 394

<i>Souza, J. C. de Jr</i> .....	28, 246
<i>Souza, José Geraldo de</i> .....	21, 22
<i>Souza, Lamartine Vilar de</i> .....	27, 32, 164, 432
<i>Souza, Regina Maria de Felice</i> .....	3, 4
<i>Souza, Rodolfo</i> .....	5
<i>Souza, Rui F.</i> .....	4, 5, 27, 30, 124, 313
<i>Souzas, Rafael Vieira de</i> .....	30
<i>Subramanian, Koovapady R.</i> .....	27, 151
<i>Swarup, Govind</i> .....	27, 151

## **T**

<i>Tejo, Francisco de A. F.</i> .....	4, 5, 13, 15, 31, 398
<i>Terada, Marco A. B.</i> .....	28, 215
<i>Tertuliano, Horacio Filho</i> .....	30, 359

## **V**

<i>Valle, R. R. M. do</i> .....	31, 398
<i>Viana, Rubens</i> .....	27, 124
<i>Vieira, João Hernandez S.</i> .....	13, 20, 31, 384

## **W**

<i>Waldman, Hélio</i> .....	4, 5, 21
<i>Weid, Jean P. Von Der</i> .....	4, 5

## **Y**

<i>Yacoub, Michel</i> .....	5
<i>Yazbek, João Jr.</i> .....	32, 420

## **Z**

<i>Zamorano, M. H.</i> .....	28, 195
<i>Zurita, Marcos Eduardo do Prado V.</i> .....	27, 31, 179, 377, 380