

Dispositivos à Óptica Integrada para Aplicações em Telecomunicações

C. Kitano^{*}, J.E.B. Oliveira^{**}

^{*} FEIS - Faculdade Eng. Ilha Solteira/UNESP

^{**} ITA - Instituto Tecnológico de Aeronáutica/CTA

Resumo - Este artigo tem como objetivo divulgar os resultados de pesquisas realizadas no ITA e na FEIS nos últimos cinco anos, envolvendo análise e projeto de dispositivos à óptica integrada para aplicações em telecomunicações. Ênfase especial é dada a dispositivos eletroópticos com guias ópticos e eletrodos de modulação estabelecidos por técnicas de difusão de titânio e de filmes finos, respectivamente. Discute-se em detalhes o caso geral do modulador eletroóptico de fase com substrato multi camadas e eletrodos assimétricos. O campo elétrico de modulação é calculado através da técnica de Abordagem de Domínio Espectral e sua interação com a portadora óptica, através da técnica perturbacional. Os resultados simulados são comparados com dados disponíveis de dispositivos práticos.

Abstract - This work address the research activities, which have being carried out for the past five years by ITA and UNESP-FEIS, on the subject of computer aided design of integrated optic devices for telecommunication applications. Besides giving a broad view of the integrated optic technology, this paper emphasizes the electro - optic devices which comprise an optical waveguide, obtained by titanium diffusion on lithium niobate, and thin film electrodes fabricated by sputtering. The design technique developed is illustrated by presenting the results obtained for a phase modulator in which the substrate is made up of three layers and the modulation electrodes are assembled as a asymmetric coplanar strip. The electric modulation field is determined using the Spectral Domain Analysis where as the optical modulation index is obtained by a perturbational approach. The simulated results are discussed and compared with data available on practical devices.

I. INTRODUÇÃO

A maior parte dos sistemas de comunicação por fibras ópticas no início da década de 90 empregava a modulação direta da fonte óptica (*laser*) para gerar sinais modulados em amplitudes. Contudo, nas aplicações de altíssimas taxas de transmissão, que atuam com várias dezenas de Gbits/s, é necessário o uso de transmissores ópticos com elevada linearidade (para reduzir a intermodulação) e portadora muito bem definida (para reduzir a dispersão). A modulação direta em alta frequência apresenta o problema de *chirp*, o qual causa alargamento do espectro do *laser*, limitando o comprimento dos enlaces. Por isso, este

tipo de modulação restringe a taxa de transmissão a algumas dezenas de Gbits/s.

A modulação externa proporciona uma forma de reduzir ou eliminar o *chirp*, uma vez que a fonte óptica opera em regime CW (*continuous wave*). Constituem exemplos de moduladores externos, os dispositivos baseados em eletro-absorção e efeito eletroóptico [1]. Neste trabalho é dado ênfase ao modulador eletroóptico (EO).

Na modulação EO a óptica integrada (OI), uma portadora óptica propaga-se num guia de canal fabricado em material EO, cujas características de índice de refração podem ser controladas através de um campo elétrico de modulação externo. Devido ao confinamento da energia do modo óptico estar próximo à superfície, obtém-se uma maior eficiência de efeito EO aproveitando-se da elevada intensidade dos campos produzidos por estruturas de eletrodos depositados no plano da superfície do modulador. Isto facilita também, o processo de fabricação dos eletrodos, através da utilização de técnicas de litografia para circuitos integrados convencionais. Além disso, o arranjo torna-se robusto e compacto.

Moduladores EO integrados a elementos concentrados têm sido implementados por vários grupos de pesquisas desde a década de 70, cujos resultados proporcionaram um encorajamento para estudos subsequentes e a evolução da área [1]. Contudo, o desempenho desses moduladores encontra-se limitado pelo tempo de trânsito finito da luz, o que constitui sério problema a medida que a frequência de modulação aumenta e, portanto, são adequados somente para baixas frequências (tipicamente inferiores a 2GHz).

A fim de explorar completamente suas características de operação em altíssimas frequências e largura de banda potencialmente elevada, a configuração de modulador EO por ondas caminantes deve ser empregada, pois proporciona um melhor casamento entre as velocidades das ondas óptica e de modulação. Entretanto, a utilização de modelos distribuídos exige conhecimentos das propriedades da linha de transmissão constituída pelos eletrodos de modulação, para assegurar que não hajam reflexões nas terminações, devido a descasamentos de impedâncias nesses acessos. Assim, o conceito de resposta em frequência ótima implica, normalmente, em que a linha esteja perfeitamente casada em todas as frequências da banda de passagem, através de cargas adequadas.

Este artigo constitui um tutorial, cujo objetivo é estudar moduladores EO por ondas caminantes em

substrato de niobato de lítio (LiNbO₃). Constituem atributos gerais destes dispositivos a possibilidade de operação com *chirp* desprezível, profundidades de modulação superiores a 20dB, operação com potência óptica elevada, excelente estabilidade para flutuações de temperatura, tensão de meia-onda reduzida (entre 4V a 10V) e faixa dinâmica superior a 20dB. Cita-se ainda, que este trabalho se insere na linha de pesquisa do ITA/FEIS para obter capacitação para projeto de *chips* ópticos a base de LiNbO₃ para aplicações em telecomunicações. Em particular, são apresentadas as potencialidades da técnica de Abordagem de Domínio Espectral (ADE) em projetos de moduladores EOs de fase, em configuração CPS (*Coplanar Strips*) com blindagem e distribuição assimétrica de eletrodos.

Na Fig. 1 ilustra-se o esquema básico de um modulador EO de fase, o qual encontra extensiva aplicação em controle de *chirp*, sensores ópticos e enlaces para comunicação coerente [1]-[2]. Em um modulador de fase a OI, o feixe óptico propaga-se em um guia de canal cujos parâmetros estruturais são selecionados a fim de estabelecer a condição de operação monomodo. Nesta figura, (1) é a fibra óptica que acopla luz ao modulador, (2) é o substrato, (3) é o guia de canal, (4) corresponde aos eletrodos de modulação e (5) é a fibra óptica de saída.

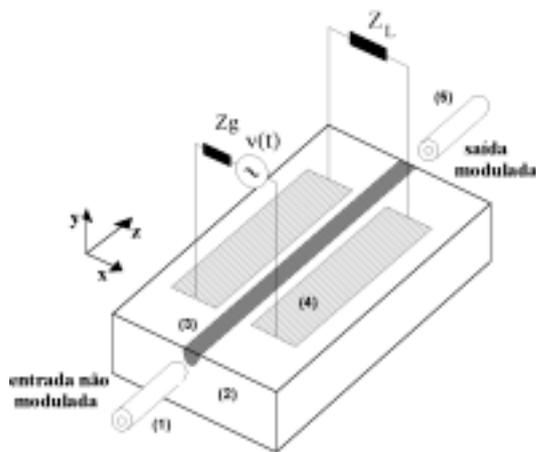


Figura 1 – Esquema de um modulador eletroóptico de fase a óptica integrada.

Aplicando-se uma tensão de modulação entre os dois eletrodos circunvizinhos ao guia óptico, gera-se um campo elétrico intenso que se superpõe ao modo óptico. A variação de índice de refração induzida pelo campo modifica a velocidade da luz no guia e, conseqüentemente, altera a fase óptica na saída do dispositivo. A magnitude dessa variação de fase depende do coeficiente eletroóptico, da tensão elétrica aplicada e do comprimento de interação (L) [2].

No caso de comunicação digital, utilizam-se moduladores de amplitude em configuração de Mach-Zehnder, conforme esquematizado na Fig.2. Modernas gerações desses dispositivos já são disponíveis comercialmente até 40Gbits/s, e suas principais aplicações são em sistemas de comunicação transoceânicos, modernas gerações da SONET e redes de CATV [2]. Na Fig.2 tem-se que (1) é a fibra óptica

de entrada, (2) é o substrato eletroóptico, (3) é um interferômetro de Mach-Zehnder integrado, (4) refere-se aos eletrodos de modulação e (5) a fibra óptica de saída. No caso de um modulador Mach-Zehnder simétrico, operando em regime de quadratura de fase e com pequenos sinais elétricos de modulação, pode-se demonstrar que a intensidade óptica normalizada na sua saída é dada por [3]:

$$I_c(t) = \frac{1}{2} [1 - \text{sen } \Delta\phi(t)] \quad (1)$$

onde $\Delta\Phi(t)$ é a variação de fase induzida pelo campo elétrico externo devido o efeito eletroóptico, o qual pode ser determinado através de análise perturbacional [4].

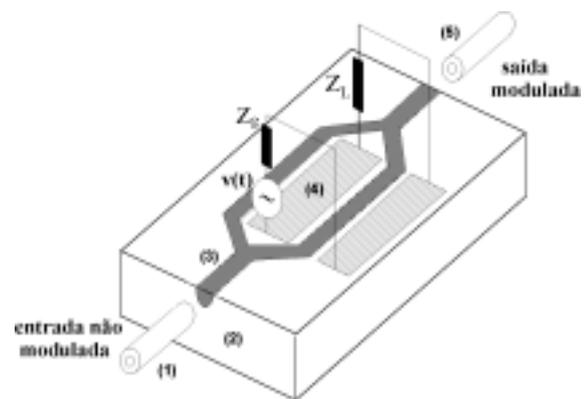


Figura 2 – Esquema de um modulador eletroóptico de intensidade do tipo Mach-Zehnder.

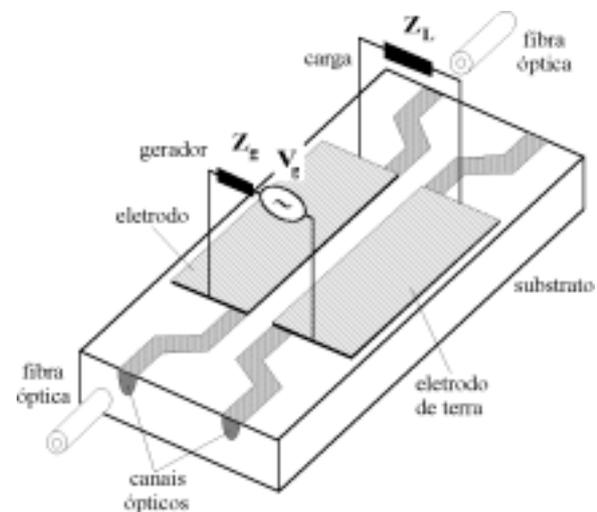


Figura 3 – Esquema geral de um acoplador direcional a óptica integrada em configuração push-pull.

Outro dispositivo bastante utilizado para chaveamento óptico, dentre outras aplicações, é o acoplador direcional, cujo esquema básico está ilustrado na Fig.3. O acoplamento unidirecional ocorre, quando dois guias ópticos I e II, cujos modos propagam-se no mesmo sentido, são posicionados próximos entre si. O modo óptico incidente no guia I excita modos, par e ímpar em z=0, em concordância de fase. Numa distância z=L₀, os modos estão a 180°

fora de fase, fazendo com que as distribuições dos campos par e ímpar superpostos coincidam com aquela do modo guiado no guia II. Assim, toda a energia se acopla ao guia II, conduzindo a saída nula no guia I. A Fig. 3 corresponde a um acoplador direcional com eletrodos de modulação por ondas caminhanes em configuração *push-pull*. O acoplador direcional é ajustado na condição $\kappa L_0 = \lambda/2$, onde κ é a constante de acoplamento. Para o caso particular de substrato de LiNbO_3 em corte-Z, demonstra-se que a intensidade óptica de saída (normalizada) é dada por [5]:

$$I_c(t) = \frac{\sin^2 \left[\frac{\pi L}{2L_0} \sqrt{1 + (\Delta/\kappa)^2} \right]}{1 + (\Delta/\kappa)^2} \quad (2)$$

$$\text{onde} \quad \Delta = V_0 \cdot \frac{\pi}{\lambda} n_e^3 r_{33} \Gamma \quad (3)$$

sendo n_e o índice de refração extraordinário do LiNbO_3 , r_{33} o coeficiente EO efetivo para este tipo de configuração. O fator V_0 corresponde a tensão elétrica aplicada aos eletrodos e Γ é o fator de superposição entre o campo elétrico e o campo óptico, conforme será discutido adiante.

Será mostrado nas próximas seções, que em casos de pequenos sinais de modulação, os dispositivos esquematizados nas Figs. 1 a 3 apresentam as mesmas expressões matemáticas para as profundidades de modulação. Além disso, esses dispositivos têm em comum a estrutura de eletrodos denominada de CPS (*Coplanar Strips*), constituída por duas fitas metálicas de larguras uniformes e paralelas entre si. Neste trabalho, tais eletrodos são considerados ideais, sem espessura e com condutividade infinita.

Segundo um outro ponto de vista, a estrutura da Fig.1 constitui uma célula elementar a partir da qual podem ser obtidos outros dispositivos básicos, como o modulador Mach-Zehnder ou o acoplador direcional das Figs 2 e 3, respectivamente. Por outro lado, dispositivos ainda mais elaborados como, por exemplo, deslocadores de frequência óptica, misturadores, equalizadores e filtros ópticos sintonizáveis, podem ser sintetizados a partir desses dispositivos básicos [5]. Portanto, a compreensão do modulador EO de fase é de fundamental importância na análise e projeto de dispositivos EO mais elaborados.

O modelamento matemático de dispositivos EO a ondas caminhanes, com estrutura aberta (sem blindagem) e substrato semi-infinito, como os das Figs 1 a 3, foi desenvolvido originalmente por Kubota et alii, em 1980 [6]. No trabalho, foi proposto um modelo linha de transmissão (LT) onde se levam em conta os efeitos de descasamentos de impedâncias, entre a linha e as cargas nas terminações, e os descasamentos de velocidades entre as ondas dos sinais óptico e modulador. A distribuição de campo elétrico gerada pelos eletrodos do CPS era determinada utilizando-se a técnica de mapeamento conforme.

Entretanto, as estruturas mostradas nas Figs 1 a 3 são muito limitadas relativamente a largura de banda, descasamento de velocidades, etc, e não possuem muitos graus de liberdade para fins de projeto.

Na Fig. 4 ilustra-se uma estrutura mais próxima da prática. O modulador é constituído por um substrato estratificado composto de LiNbO_3 em corte-Z (no caso deste trabalho), com espessura d_1 , e uma camada buffer-layer de SiO_2 , com espessura d_2 , normalmente muito delgada. A finalidade do buffer-layer é reduzir o descasamento de fases no dispositivo EO e aumentar seus níveis de impedância característica, quando se opera com frequências de modulação elevadas. A posição do guia óptico é especificada pelo parâmetro "p". Deseja-se determinar também, o valor de "p" associado ao menor consumo de potência pelo dispositivo.

Na Fig.4 considera-se um invólucro metálico que proporciona proteção mecânica, blindagem eletromagnética e suporte para conectores. Uma outra característica essencial, é que ele evita o aparecimento de modos de fuga (*leaky modes*), significando que todas as soluções da equação de onda da estrutura referem-se a modos guiados. Com a inclusão do invólucro metálico, o número de eletrodos no dispositivos aumenta de dois para três, entretanto, o modelo de Kubota et alii só contempla a presença de dois eletrodos (a fim de constituir a LT). Além disso, o número de modos de propagação sem frequência de corte passa de um para dois [7]. No caso de CPS blindado simétrico, esses modos são denominados de modos par e ímpar.

Como a literatura não havia analisado o modulador EO com blindagem, os autores deste trabalho apresentaram, em 1998, adaptações do modelo de Kubota et alii, a fim de contemplar o efeito da blindagem [7]. Contudo, foi particularizado que os eletrodos internos, em configuração CPS simétrico, apresentavam larguras iguais, $w_1=w_2=W$, espaçamento uniforme, S , e estavam centralizados em relação ao invólucro metálico de largura $2a$ e comprimento L . No trabalho, concluiu-se que a alimentação devia ser anti-simétrica, com tensões iguais a $\pm V_g/2$, diferentemente da alimentação simples mostrada nas Figs 1 a 3. Na Fig.4, os parâmetros (Z_{L1}, Z_{L2}) e (Z_{g1}, Z_{g2}) referem-se as impedâncias de carga e de gerador, respectivamente.

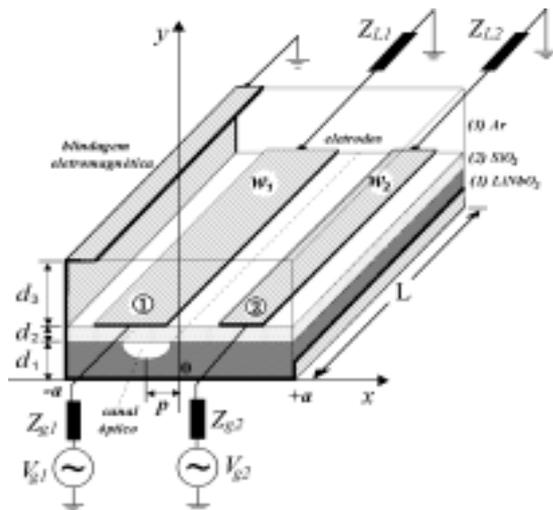


Figura 4. Vista interna da região de interação do modulador EO de LiNbO₃ em estrutura CPS assimétrica blindada.

No presente trabalho, investiga-se a influência das larguras de eletrodos assimétricos sobre as características de modulação, para estruturas CPS blindadas, cujas larguras de fitas estão em dimensões típicas de OI. A Fig.4 enfatiza a região de interação eletroóptica do modulador EO de fase a óptica integrada. Na estrutura os eletrodos de modulação têm larguras (w_1 e w_2) e posições arbitrárias dentro do invólucro metálico. Também são mostrados, os geradores e as cargas nos acessos do CPS, os quais desejam-se determinar criteriosamente, a fim de que o modulador opere de forma eficiente. Acredita-se que as larguras dos eletrodos possam proporcionar um grau de liberdade adicional no projeto de dispositivos EO a ondas caminantes, operando com descasamento de velocidades entre as ondas óptica e de microondas (de modulação) mínimo, e com baixo descasamento de impedâncias entre geradores e cargas. Justifica-se a realização deste trabalho, em vista de não ser encontrado na literatura um estudo sistemático de moduladores com CPS que leve em conta os efeitos da blindagem eletromagnética e da assimetria de eletrodos.

Antes de prosseguir, é importante ressaltar que existem algumas vantagens da estrutura de eletrodos CPW (*coplanar waveguides*) sobre o CPS como, por exemplo, a existência de um único modo sem frequência de corte (isto favorece a operação monomodo e simplifica a alimentação), maior largura de faixa de modulação (desde que seja utilizada uma camada de ar abaixo do substrato de LiNbO₃), permissividade efetiva reduzida e impedâncias características próximas a 50Ω [8]. Entretanto, se for de interesse aumentar a densidade de dispositivos integrados sobre um mesmo substrato, será constatado uma limitação na estrutura CPW, uma vez que seus eletrodos laterais devem apresentar larguras virtualmente infinitas. Contudo, este não constitui um problema para o CPS, uma vez que as larguras das

fitas são finitas. Por outro lado, como o CPS apresenta dois modos de propagação ortogonais sem frequência de corte, cuidados adicionais devem ser tomados para garantir a operação monomodo do campo de modulação.

II. MODELAMENTO E RESULTADOS

No modulador a OI, a portadora óptica que propaga-se no guia de canal, tem sua fase modificada através do campo elétrico de modulação estabelecido pelo CPS, via efeito EO. Devido a não homogeneidade transversal da estrutura, este campo elétrico propaga-se como modo híbrido, com componentes ao longo dos eixos x , y e z . Uma forma eficiente de obter o campo elétrico de modulação consiste na utilização da técnica de ADE [9]. A interação EO é modelada através da análise perturbacional do guia óptico [4].

II.1. Característica de Dispersão

A análise do CPS da Fig.4 envolve a solução das equações de Maxwell segundo um problema de contorno. O método de ADE é utilizado para reduzir as equações diferenciais parciais envolvidas nesse problema à equações diferenciais ordinárias [9]. Para isso, considera-se que os campos tenham dependência com z e t da forma $\exp[j(\omega_m t - \beta_m z)]$, onde β_m é a constante de fase, e, que a transformada de Fourier na direção x seja aplicada a todas as componentes de campo. Para campo com variação transversal $\Psi(x,y)$, define-se sua transformada de Fourier como

$$\tilde{\Psi}(\alpha_n, y, z, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(x, y) \cdot \exp[j(\omega_m t + \alpha_n x - \beta_m z)] \cdot dx \quad (4)$$

onde (\sim) denota que a grandeza está no espaço de Fourier e α_n é a variável espectral. No caso de uma estrutura CPS blindada com distribuição simétrica de eletrodos, sabe-se que [9]:

$$\alpha_n = \begin{cases} n\pi/a, & \text{para modos ímpares} \\ (n - 0,5)\pi/a, & \text{para modos pares} \end{cases} \quad (5)$$

para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. O período espacial, segundo x , das componentes de campo é $T_x = 4a$. Quando as relações em (5) forem satisfeitas, automaticamente se impõe as condições de contorno nas paredes metálicas, as quais estabelecem que os campos elétricos tangenciais devem ser nulos em $x = \pm a$.

A natureza anisotrópica do LiNbO₃ é levada em consideração através da permissividade dielétrica relativa que, para corte-Z, é representada da seguinte forma:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_{\perp} \hat{x}\hat{x} + \epsilon_{//} \hat{y}\hat{y} + \epsilon_{\perp} \hat{z}\hat{z} \quad (6)$$

onde $\epsilon_{//}$ e ϵ_{\perp} são permissividades relativas nas direções paralela e perpendicular ao eixo óptico do LiNbO₃, respectivamente.

A aplicação da transformada de Fourier às equações de Maxwell conduz a uma equação de onda no domínio espectral, que deve ser resolvida com o

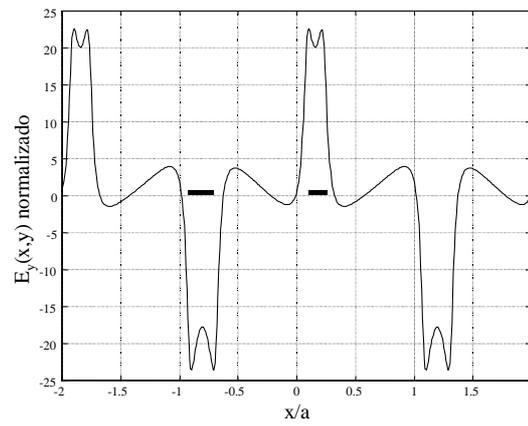
auxílio das condições de contorno nas paredes metálicas e nas interfaces entre as camadas dielétricas. As densidades lineares de corrente nas fitas segundo z e x, são representadas por J_z e J_x , respectivamente. As componentes de campo elétrico transformado obedecem a seguinte relação, na interface $y=d_1+d_2$:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z \\ \tilde{E}_x \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{zz} & \tilde{Z}_{zx} \\ \tilde{Z}_{xz} & \tilde{Z}_{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_z \\ \tilde{J}_x \end{bmatrix} \quad (7)$$

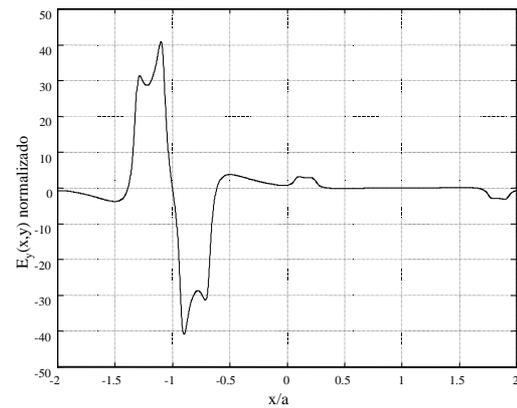
onde \tilde{Z}_{rs} , para $r,s=x,z$, são as diádicas de Green no domínio espectral. A técnica de imitâncias é utilizada para obtenção das diádicas para substratos em corte-Z, e são apresentados em [10].

Uma maneira de resolver o sistema de equações (7), consiste em empregar o método de momentos de Galerkin, expandindo-se as densidades de corrente em termos de funções de base previamente selecionadas [9]. Um aspecto a ser enfatizado, é que devido a assimetria na distribuição dos eletrodos, os modos de propagação não são nem pares nem ímpares. Contudo, alguns autores calculam a permissividade efetiva e a impedância característica, empregando relações oriundas de tais conceitos. Isto não chega a causar grandes imprecisões em vista da natureza variacional dos parâmetros de dispersão. Porém, o mesmo não acontece com o cálculo do campo eletromagnético, que não possui esta característica variacional. Na Fig. 5 a) é mostrado o resultado do cálculo da componente E_y do campo elétrico em um CPS assimétrico e blindado usando funções de base convencionais. Considerou-se que as fitas têm larguras $w_1=300\mu\text{m}$ e $w_2=200\mu\text{m}$, seus centros estão nas posições $s_1=870\mu\text{m}+w_1/2$ e $s_2=100+w_2/2$ a partir da origem, que o substrato tenha $d_1+d_2=254\mu\text{m}$ com dielétrico isotrópico $\epsilon_{\perp}=\epsilon_{//}=24,5$, a camada de ar tenha $d_3=2,54\text{mm}$ e que $2a=2,54\text{mm}$. Na Fig.5b), mostra-se o resultado correto, gerado pela formulação proposta pelos autores deste trabalho.

Percebe-se assim, que o cálculo do campo exige α_n e funções de base apropriados. Uma forma de impor as condições de contorno em $x=\pm a$, e obter α_n adequado, consiste em utilizar o clássico método de imagens. Neste método, as paredes laterais do invólucro metálico, com largura $2a$, são substituídas por uma rede periódica de estruturas objeto-imagem na direção x, cujo período é igual a $T_x=4a$. As funções de base para densidades de corrente, que obedecem ao método de imagens, forçam as componentes de campo a satisfazerem as condições de contorno. A seleção das funções dessas base foi discutida em [11].



(a)



(b)

Figura 5 – Componente de campo elétrico calculado usando ADE. a) com funções de base convencionais b) com a formulação proposta pelos autores deste trabalho.

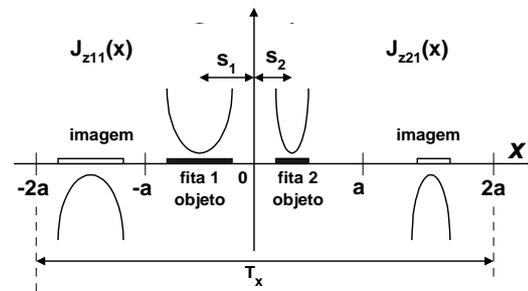


Figura 6 - Distribuição de densidades de correntes de base de um CPS assimétrico blindado usando o método de imagens.

Como é sabido, no método de ADE, todas as grandezas envolvidas na formulação podem ser escritas em termos das densidades espectrais de corrente, \tilde{J}_z e \tilde{J}_x [9]. Desta maneira, as condições de contorno em $x=\pm a$ podem ser impostas através da seleção adequada dessas densidades de corrente, obedecendo as regras de simetria da teoria de imagens conforme mostrado na Fig.6, a qual ilustra apenas a primeira função de base para a densidade de corrente longitudinal. Cada fita do CPS, e sua respectiva imagem, é tratada de forma independente, e sua densidade de corrente pode ser descrita em termos de

funções de base de ordem m , para as fitas (1), J_{z1m} e J_{x1m} , e (2), J_{z2m} e J_{x2m} , como:

$$\tilde{J}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M [a_m \tilde{J}_{z1m}(\alpha_n) + b_m \tilde{J}_{z2m}(\alpha_n)] \quad (8a)$$

$$\tilde{J}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N [c_m \tilde{J}_{x1m}(\alpha_n) + d_m \tilde{J}_{x2m}(\alpha_n)] \quad (8b)$$

com
$$\alpha_n = \frac{2n\pi}{T_x} \quad (8c)$$

onde $T_x=4.a$, e os índices 1 e 2 referem-se as fitas 1 e 2 do CPS, respectivamente; a_m , b_m , c_m e d_m são coeficientes a serem determinados. Neste trabalho, foram consideradas M funções de base na direção z , em cada linha do CPS ($J_{z1m}(x)$, $J_{z2m}(x)$), e N na direção x ($J_{x1m}(x)$ e $J_{x2m}(x)$), expressas em termos de polinômios de Chebyshev [10].

Seguindo o procedimento padrão, substitui-se (8a) e (8b) em (7), e aplica-se o teorema de Parseval, obtendo-se o sistema de equações homogêneas [9]:

$$[K_{ijkl}^{rs}] \cdot [c] = 0 \quad (9)$$

com
$$K_{ijkl}^{rs} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{Z}_{rs}(\alpha_n) \cdot \tilde{J}_{rik}(\alpha_n) \cdot [\tilde{J}_{sjl}(\alpha_n)]^* \quad (10)$$

e onde os índices i,j referem-se às fitas, e k,l às funções de base. A matriz $[K]$ tem ordem $(2M+2N) \times (2M+2N)$, e a ordem da matriz $[c]$ é $(2M+2N) \times 1$. As soluções não-triviais do sistema (9) ocorrem quando:

$$\det[\mathbf{K}(\alpha_n, \beta_m)] = 0 \quad (11)$$

Através desta equação determinantal, são calculadas as constantes de fase β_m , e portanto, as permissividades efetivas $\beta_{\text{eff}} = (\beta_m/k_0)^2$ dos modos normais, onde $k_0 = \omega_m \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$.

No caso do CPS blindado existem dois modos de propagação, com frequências de corte nulas [7]. Para estruturas simétricas, estas soluções correspondem aos modos par e ímpar, enquanto nas assimétricas, elas são denominadas de modo- c e modo- π , respectivamente. Estes modos, que são ortogonais, propagam-se como modos quase-TEM em certa faixa de frequências, porém, com constantes de propagação distintas. Como apenas tais soluções podem admitir representações circuitais unívocas, em termos de linhas de transmissão TEM, somente elas são predominantemente utilizadas em dispositivos práticos.

A Fig. 7 tem por objetivo validar a formulação proposta, considerando-se o caso particular de um CPS assimétrico e aberto, onde $w_1=0,6\text{mm}$, $w_2=1,2\text{mm}$, $s=0,4\text{mm}$, $h=0,635\text{mm}$ e $d_1=d_2=h/2$. Para simular a ausência de blindagem empregou-se $d_3=2\text{m}$ e $2a=d_3$. O substrato é isotrópico com $\epsilon_r=9,7$. Os resultados obtidos, para modos- π e $-c$ fundamentais, apresentam excelente concordância com os publicados por Jansen [12].

A seguir, investiga-se a estrutura com CPS assimétrico blindado ilustrado na Fig.4. O substrato de LiNbO_3 possui $\epsilon_{//}=28$ e $\epsilon_{\perp}=43$, e o SiO_2 possui $\epsilon_{r2}=3,9$. A Fig. 8 apresenta o gráfico de ϵ_{eff} versus f_m , obtido resolvendo-se (11), para modos- π e $-c$, parametrizados na razão w_2/w_1 . As distâncias entre os centros das fitas 1 e 2 e a origem do eixo x são denotadas por s_1 e s_2 , respectivamente. Neste trabalho, utilizou-se $M=N=8$. Foram selecionados $w_1=16 \mu\text{m}$, $s_1=10 \mu\text{m}$, $2a=11\text{mm}$, $d_3=10\text{mm}$ e $d_1=1\text{mm}$. O valor de w_2 variou entre $8\mu\text{m}$ e $24\mu\text{m}$, com a borda interna do eletrodo 2 a $2\mu\text{m}$ da origem. Além disso, considerou-se dois valores para d_2 : $0,2 \mu\text{m}$ e $1,5 \mu\text{m}$. Estes gráficos confirmam que em geometrias típicas de OI, os modos- π são muito pouco dispersivos. Este fato valida o modelo de linha de transmissão TEM discutido adiante, para o cálculo da impedância característica e dos parâmetros do modulador EO. Os modos- c são mais dispersivos, possuindo característica quase-TEM apenas em frequências inferiores a 1GHz aproximadamente.

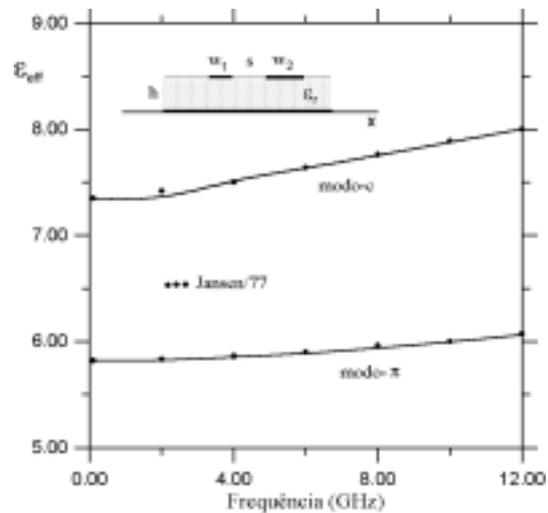


Figura 7- Curva de dispersão para um CPS assimétrico, aberto e com substrato com única camada.

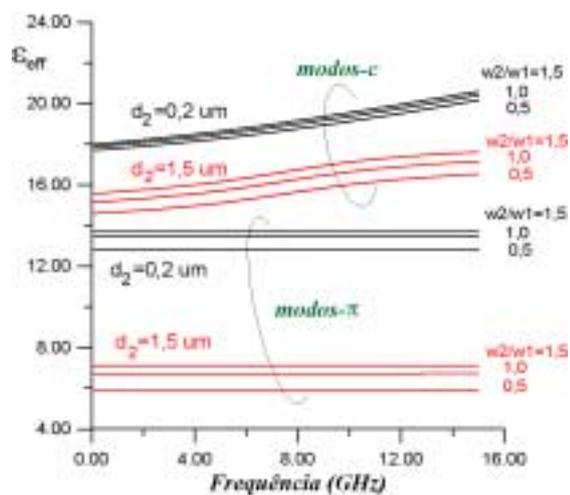


Figura 8 - Característica de dispersão do CPS assimétrico da Fig.4.

Observa-se que o comportamento quase-TEM dos modos- π não se mantém indefinidamente com f_m . A técnica de ADE determina a faixa de frequência de validade. Conforme discutido em [8] e [13], a faixa de baixa dispersão é limitada pela frequência de transição modal, envolvendo o modo fundamental sem frequência de corte e o primeiro modo superior do CPS. Nas curvas da Fig 8, opera-se abaixo desta frequência e, portanto, o comportamento quase-TEM ocorre em toda a faixa de frequências apresentada.

II.2. Impedância Característica

Uma vez determinadas as constantes de fase de cada modo, calculam-se as impedâncias características de cada linha do CPS para este modo. Denotando-se por $Z_{c1}^{\pi,c}$ e $Z_{c2}^{\pi,c}$ as impedâncias características, e $I_1^{\pi,c}$ e $I_2^{\pi,c}$ as correntes elétricas da fitas 1 e 2, respectivamente, então, para os modos-c e - π do CPS, tem-se que [11]:

$$Z_{c1}^c = \frac{P^c}{|I_1^c|^2 (1 - R_c/R_\pi)} \text{ e } Z_{c1}^\pi = \frac{P^c}{|I_1^\pi|^2 (1 - R_\pi/R_c)} \quad (12)$$

onde P_c é a potência transmitida por cada um dos modos, determinada através do vetor de Poynting [4]. Os termos R_c e R_π devem obedecer à seguinte relação [11]:

$$R_{\pi,c} = -\frac{1}{(b_1')_{\pi,c}} \cdot \frac{w_1}{w_2} \quad (13)$$

onde, o fator normalizado $b_1' = b_1/a_1$, é determinado resolvendo-se o sistema homogêneo (9). Utilizando-se as propriedades dos polinômios de Chebyshev, empregados nas funções de base em (8a) e (8b), mostra-se que as correntes elétricas nas fitas 1 e 2 obedecem as relações $I_1^{\pi,c} = a_1^{\pi,c} \cdot (\pi w_1/2)$ e $I_2^{\pi,c} = b_1^{\pi,c} \cdot (\pi w_2/2)$, respectivamente. As impedâncias da linha 2 para os modo- π e modo-c obedecem a seguinte equação [14]:

$$Z_{c2}^{\pi,c} = -R^c R^\pi Z_{c1}^{\pi,c} \quad (14)$$

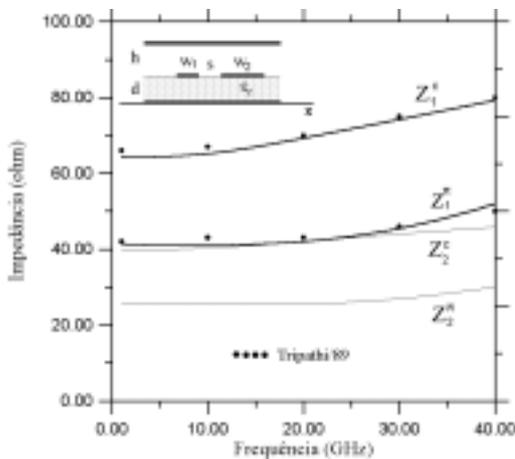
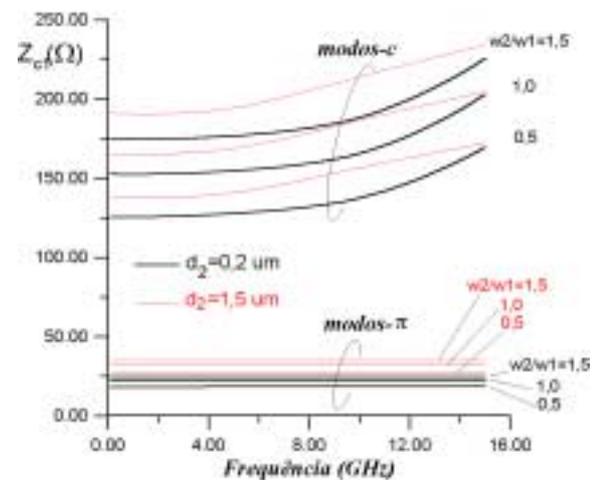


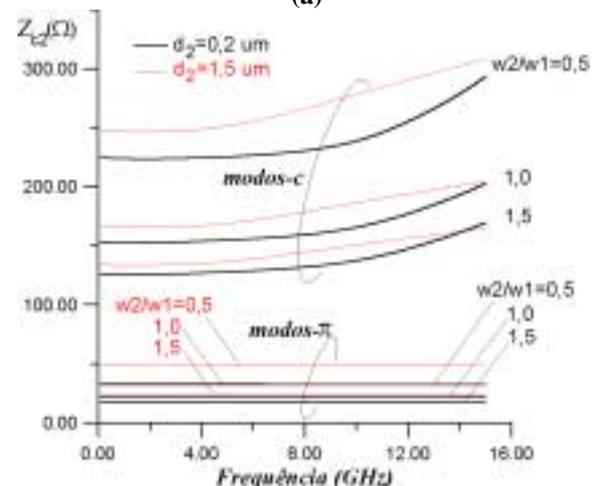
Figura 9–Impedância característica do eletrodo 1 de um CPS assimétrico com substrato de uma só camada e isotrópica.

O gráfico da Fig. 9 valida esta formulação, comparando-se os valores de impedância característica da fita 1 com a referência [15]. Considerou-se uma estrutura CPS sem paredes laterais onde $w_1=0,6\text{mm}$, $w_2=1,2\text{mm}$, $s=0,3\text{mm}$, $h=20\text{mm}$, $d=0,635\text{mm}$ e $\epsilon_r=9,8$. Para simular a ausência de paredes utilizou-se $2a=100\text{h}$.

Através de (12) a (14) foram calculadas as impedâncias características das fitas acopladas 1 e 2, para modos- π e -c, das estruturas correspondentes a Fig.8. Os resultados são mostrados na Fig.10 a), para a linha 1, e na Fig. 10 b), para a linha 2. Estes gráficos revelam que as impedâncias características dos modos- π variam muito pouco com a frequência, ao contrário dos modos-c. Isto significa que para modos- π , as redes de casamento de impedância entre gerador/carga e linha não são tão críticas, mesmo para impedâncias características diferentes de 50Ω .



(a)



(b)

Figura 10. Impedância característica do CPS assimétrico da Fig.4. a) da linha 1. b) da linha 2.

II.3. Distribuição de Campo Elétrico

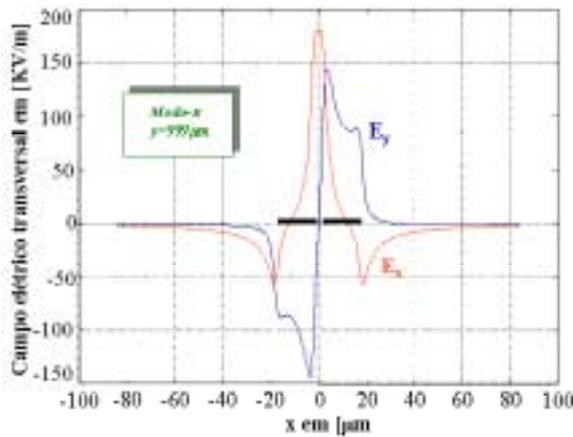
Em aplicações de circuitos de microondas, o principal interesse da análise de estruturas planares, normalmente, reside na determinação das permissividades efetivas e impedâncias características [9],[12]. Por outro lado, em óptica integrada, um

grande esforço concentra-se na determinação da distribuição do campo elétrico dos modos normais da estrutura.

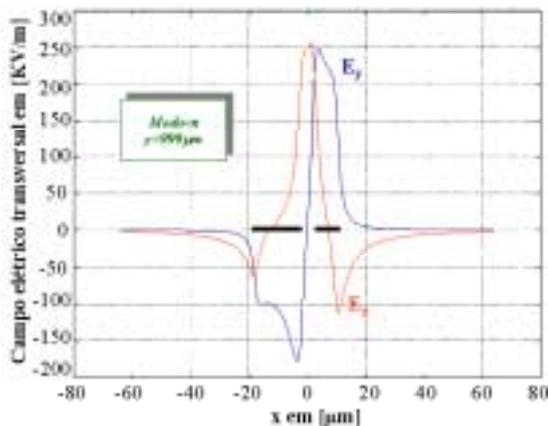
As distribuições de campo elétrico transversal dos dois modos podem ser obtidas através da transformada de Fourier inversa [9]. Por exemplo, para a componente $E_y(x,y)$, tem-se:

$$E_y(x, y, z, t) = \frac{1}{T_x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_y(\alpha_n, y) \cdot \exp[j(\omega_n t - \alpha_n x - \beta_n z)] \quad (15)$$

Na Fig. 11 a) foram desenhados os campos $E_y(x)$ e $E_x(x)$, em valores absolutos, para a estrutura simétrica onde $w_1=w_2=16\mu\text{m}$, $s_1=s_2=10\mu\text{m}$, $2a=11\text{mm}$, $d_1=1\text{mm}$, $d_2=0,2\mu\text{m}$ e $d_3=10\text{mm}$. Optou-se por considerar apenas o modo- π , em vista da sua baixa dispersão. Na figura, foi calculado o campo a $1\mu\text{m}$ abaixo da interface entre o substrato e o buffer-layer. Considerou-se nos cálculos que $f=1\text{GHz}$, e que a tensão elétrica do eletrodo 1 fosse igual a $1,0\text{V}$. Na Fig.11b), mostra-se os campos para um CPS assimétrico, com os mesmos parâmetros geométricos e de alimentação da Fig.11 a), exceto que $w_2=8\mu\text{m}$ e $s_2=6\mu\text{m}$.



(a)



(b)

Figura 11 - Campo elétrico transversal no CPS da Fig.4. a) caso simétrico. b) caso assimétrico.

II.4. Modulador EO por Ondas Caminhantes

A análise apresentada até este estágio, considera apenas ondas progressivas propagando-se no CPS assimétrico blindado. Investiga-se a seguir, a situação na qual as fontes de alimentação e as cargas são arbitrárias. Neste caso, poderão surgir ondas estacionárias, bem como a geração dos modos- π e -c simultaneamente. Na Fig.12 ilustra-se o circuito elétrico equivalente do CPS, através de duas linhas de transmissão acopladas.

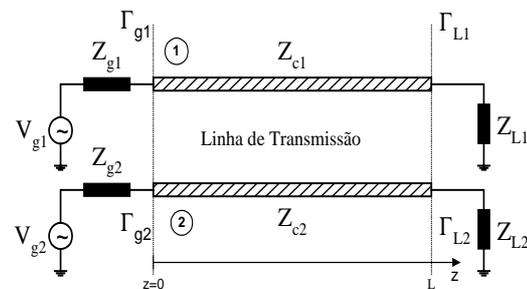


Figura 12. Modelo equivalente de linhas de transmissão para um CPS assimétrico blindado.

Para fins de modulação EO, utiliza-se o modo- π , devido a sua reduzida dispersão. Neste caso, o modelo adotado de linha de transmissão TEM é satisfeito. Além disso, em moduladores, é desejável operar em regime monomodo, para obter-se elevada largura de faixa com baixo consumo de potência. Entretanto, para alimentações e cargas arbitrárias, o CPS pode suportar os dois modos, devido às reflexões assimétricas nos acessos de gerador e/ou carga. Portanto, é necessário identificar os geradores e as cargas de um CPS para obter operação monomodo. Para isso, duas condições devem ser satisfeitas:

a) Os coeficientes de reflexão das linhas 1 e 2, nos acessos de gerador ou carga, devem ser iguais:

$$\Gamma_{g1} = \Gamma_{g2} = \Gamma_g \quad \text{e} \quad \Gamma_{L1} = \Gamma_{L2} = \Gamma_L \quad (16)$$

onde $\Gamma_{g1,2} = \frac{Z_{g1,2} - Z_{c1,2}}{Z_{g1,2} + Z_{c1,2}}$ e $\Gamma_{L1,2} = \frac{Z_{L1,2} - Z_{c1,2}}{Z_{L1,2} + Z_{c1,2}}$ (17)

Isto significa que as frentes da onda, sobre as fitas 1 e 2, devem perceber o mesmo coeficiente de reflexão. Substituindo-se (17) em (16) e usando a relação (14), mostra-se que

$$Z_{g2} = -R_c R_\pi Z_{g1} \quad \text{e} \quad Z_{L2} = -R_c R_\pi Z_{L1} \quad (18)$$

b) No instante $t=0^+$ as voltagens fornecidas pelos dois geradores, ao atingirem os pontos 1 e 2, em $z=0^+$ na Fig.12, devem obedecer às seguintes relações [14]:

$$V_1^\pi(z = 0^+, t = 0^+) = \frac{1}{R_\pi} V_2^\pi(z = 0^+, t = 0^+) \quad (19)$$

Estas tensões são fornecidas pelas fontes, em $t=0^+$, e têm as seguintes características:

$$V_{1,2}^\pi(z=0^+, t=0^+) = \frac{Z_{c1,2}^\pi}{Z_{c1,2}^\pi + Z_{g1,2}} V_{g1,2} \quad (20)$$

Combinando-se (18) a (20), e com o auxílio de (14), obtém-se

$$V_{g2} = R_\pi V_{g1} \quad (21)$$

Através de ADE, foram calculados os valores de $R_{\pi=-1}$ e $R_{\pi=+1}$, para o CPS simétrico da Fig 11 a). Estes valores obedecem a (13). Portanto, para gerar modo- π , as seguintes fontes e cargas devem ser utilizadas: $V_{g2}=-V_{g1}$, $Z_{g2}=Z_{g1}$ e $Z_{L2}=Z_{L1}$ em concordância com [7]. Utilizando-se ADE para o caso assimétrico da Fig. 11b), obtém-se $R_{\pi=-0,9708}$ e $R_{\pi=+1,8446}$. Desta forma, para operação em regime monomodo com o modo- π , devem ser selecionados $V_{g2}=-0,9708V_{g1}$, $Z_{g2}=1,79.Z_{g1}$ e $Z_{L2}=1,79.Z_{L1}$.

Portanto, o gerador e a carga da linha 1 podem ser selecionados de forma arbitrária, contudo, V_{g2} , Z_{g2} e Z_{L2} da linha 2 dependem das terminações da linha 1, de acordo com (18) e (21). De fato, pode-se mostrar que é possível utilizar as características da linha 1 como base para representar os parâmetros de propagação das ondas caminantes no CPS [16]. Assim, a análise da propagação do campo elétrico de modulação na estrutura CPS assimétrica blindada é apresentada através dos parâmetros da linha 1. Com isso, o modelo de linha de transmissão desenvolvido na referência [6], para analisar a interação EO num CPS simétrico e aberto, pode ser novamente utilizado. Denota-se por $\vec{G}_m(x, y)$ a distribuição transversal de campo elétrico de modulação, a qual está associada a uma onda progressiva no CPS casado. Este campo, em V/m, deve ser calculado para uma tensão de alimentação igual a 1,0V aplicado no ponto Oⓐ da Fig.4. Com isso, no modulador EO, o campo elétrico estacionário estabelecido no CPS descasado, relativo a uma referência que se desloca com a velocidade do modo óptico, pode ser descrito como [3]:

$$\vec{E}_m(x, y, z, t) = V_0(z) \cdot \vec{G}_m(x, y) \cdot e^{j\omega_m t} \quad (22)$$

onde $V_0(z)$ pode ser interpretado como um fator de forma que leva em consideração os descasamentos de impedâncias nos acessos, e o descasamento entre as velocidades de fase das ondas óptica e de modulação. Sua expressão geral é [3]:

$$V_0(z) = V_g \frac{Z_0}{Z_0 + Z_g} \left(\frac{u^+(z) + \Gamma_L e^{2\gamma_m L} u^-(z)}{1 - \Gamma_g \Gamma_L e^{-2\gamma_m L}} \right) \quad (23)$$

onde $u^\pm(z) = \exp\{\mp[\alpha_m \pm j\frac{\omega_m}{c}(n_e \mp \sqrt{\epsilon_{eff}})]z\}$ (24)

Nessas equações, $\gamma_m = \alpha_m + j\beta_m$ representa a constante de propagação da onda de modulação, α_m é o fator de atenuação [dB/m], $\beta_m = \omega_m \sqrt{\epsilon_{eff}} / c$ [rad/m] é o fator de fase e n_e é o índice de refração efetivo do modo óptico.

Em grande parte dos dispositivos eletroópticos práticos, os guias de canal difundidos sobre substrato de LiNbO₃ são obtidos por difusão de Ti ou troca de prótons [5]. Esses guias têm características de guiagem fraca, ou seja, as amplitudes da distribuições de índices de refração não possuem valores acentuadas em relação aos índices dos substratos. Além disso, a perturbação no perfil de índices causada pela ação do campo elétrico de modulação é muito reduzida, embora seja suficiente para causar modulação eletroóptica. Desta forma, a aplicação do cálculo perturbacional para resolver o problema da interação eletroóptica é adequada e proporciona resultados satisfatórios, sem a qual tornaria este problema de difícil solução. A variação do fator de fase da portadora óptica, $\Delta\beta$, devido a aplicação do campo elétrico de modulação, obtida através da análise perturbacional do guia óptico resulta numa função de z , estabelecida pela equação [3]:

$$\Delta\beta(z, t) = \Delta\beta(z) \cdot \cos(\omega_m t) \quad (25)$$

onde $\Delta\beta(z) = \frac{-\omega}{2c} n_e^3 r_{33} \Gamma_N V_0(z)$ (26)

$$\Gamma = \int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x, y) \cdot |F_y(x, y)|^2 dx dy \quad (27)$$

$$|F_y(x, y)|^2 = \frac{4y^2}{\pi w_x w_y^3} e^{-\left(\frac{x-p}{w_x}\right)^2} e^{-\left(\frac{y}{w_y}\right)^2} \quad (28)$$

Na expressão (26), r_{33} é o coeficiente EO efetivo, e Γ é o fator de superposição, calculado conforme (27) para a componente y de campo elétrico, $E_y(x, y)$, quando a tensão do eletrodo ⓐ for ajustada em 1,0V. A conformação de campo óptico, $F_y(x, y)$, dada em (28), leva em conta os desvios padrões (*mode sizes*) w_x e w_y do modo óptico quase-TM propagando-se num guia óptico difundido no substrato de LiNbO₃, o qual tem sua posição especificado pelo parâmetro “ p ”, mostrado na Fig.4.

A variação da fase óptica, $\Delta\phi$, é calculada integrando-se (25) entre 0 e L:

$$\Delta\phi(L, t) = \left(\int_0^L \Delta\beta(z) \cdot dz \right) \cdot \cos \omega_m t \quad (29)$$

A partir de (29) pode-se calcular a tensão de meia-onda, $V_{g1\pi}$, definida como a tensão de gerador que causa uma variação de fase óptica com valor de pico igual a π rad, na condição de casamentos de impedância e fase, e em baixa frequência (1 KHz):

$$V_{g1\pi} = -\frac{2\lambda_0}{n_e^3 r_{33} L} \cdot \frac{1}{\Gamma} \quad (30)$$

Através de (21), calcula-se $V_{g2\pi} = R_\pi V_{g1\pi}$ para o gerador 2. Apesar de ser possível determinar α_m através de ADE, com o auxílio de métodos

perturbacionais, neste trabalho consideram-se estruturas sem perdas, onde $\alpha_m=0$.

Uma vez obtida a distribuição de campo elétrico transversal, conforme a seção 2.3, pode-se determinar a tensão de meia-onda do modulador EO, através de (30). Analisa-se inicialmente o CPS simétrico referente a Fig.11 a). No cálculo de Γ , em (27), é necessário obter o campo elétrico $E_y(x,y)$, para valores de y entre 0 e d_1 utilizando ADE. A conformação de campo óptico empregada (quase-TM), obedece a (28), com $w_x=w_y=2\mu\text{m}$ [3]. O comprimento de onda óptico considerado foi $\lambda = 1,3\mu\text{m}$ e, portanto, para o LiNbO_3 , $n_e=2,2$ e $r_{33}=31 \text{ pm/V}$. Na Fig.13 a) ilustra-se o gráfico de $(V_{g1\pi}\cdot L)$ em função do parâmetro "p", na faixa $|x|\leq 20\mu\text{m}$, definido conforme a Fig.4. O gráfico revela que o valor mínimo de $(V_{g1\pi}\cdot L)$ é igual a 0,083 V.m, na posição $p=\pm 5,1\mu\text{m}$. Isto significa que, para um modulador com acessos casados e com comprimento de interação $L = 50\text{mm}$, por exemplo, as tensões mínimas dos geradores necessárias para variar a fase óptica de π rad são : $V_{g1\pi}=V_{g2\pi}=1,66\text{V}$. Na Fig.13 b), analisa-se o modulador EO com estrutura CPS assimétrica cujo campo corresponde aquele da Fig.11b). O gráfico indica que o valor mínimo de $(V_{g1\pi}\cdot L)$, 0,045, ocorre para $p=+5,6\mu\text{m}$. Assim, se $L=50 \text{ mm}$, obtém-se $V_{g1\pi}=0,9 \text{ V}$. Neste caso, calcula-se $R_\pi=-0,9708$ e, então, através de (21) tem-se que $V_{g2\pi}=-0,87\text{V}$.

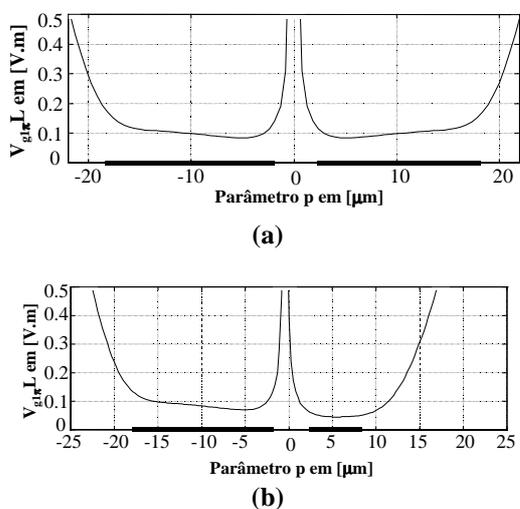


Figura 13. Tensão de meia-onda versus p para o CPS. a) caso simétrico. b) caso assimétrico.

O próximo tópico a ser abordado é a determinação da resposta em frequência do modulador. Considere-se um modulador de fase básico tal qual aquele da Fig.1. A relação entre $\Delta\phi(t)$ e $\Delta\phi_{DC}$ é denominada de resposta em frequência ou resposta óptica de moduladores de fase, isto é

$$OR(f) = \frac{\Delta\phi(f,t)}{\Delta\phi_{DC}} \quad (31)$$

onde foi empregada a notação $\Delta\phi(f,t)$ para enfatizar o comportamento da variação da fase óptica com a

frequência. Para um resposta óptica em dB, aplica-se $20\cdot\log_{10}(\cdot)$ a (31).

No caso do Mach-Zehnder da Fig.2, expandindo-se (1) em série de Taylor, desconsiderando-se os termos superior ao linear e filtrando-se a componente DC, obtém-se a componente AC da intensidade óptica na saída do modulador:

$$I_c(f,t) \cong \frac{1}{2}\Delta\phi(f,t) \quad (32)$$

Como se sabe, a profundidade de modulação para moduladores de amplitude é calculada como [5]

$$m(f) = \frac{|I_c(f,t)|}{I_c(0)} = \frac{|\Delta\phi(f,t)|}{\Delta\phi_{DC}} \quad (33)$$

que corresponde exatamente a resposta óptica do modulador de fase (31), que atua num dos braços de um modulador Mach-Zehnder.

Relativamente ao acoplador direcional, tem-se que o valor de Δ dado em (3) é variável com z , devido a (23). Desta forma, Kubota et alii sugeriram utilizar seu valor médio, uma vez que a teoria de modos acoplados não se aplica quando Δ varia com z [6]. Este valor médio é calculado como

$$\Delta = \Delta\beta_{AVG} = \frac{1}{L} \int_0^L \Delta\beta_{op}(z) dz = \frac{\Delta\phi(f,t)}{L} \quad (34)$$

Por outro lado, (2) pode ser expandida em série de Taylor, obtendo-se aproximadamente

$$I_c(f,t) \cong 1 - M \left(\frac{\Delta}{\kappa} \right)^2 \quad (35)$$

onde M não depende de f_m . A intensidade óptica na saída direta do acoplador direcional é obtida por $[1 - I_c(f,t)]$, e assim, sua profundidade de modulação resulta em

$$m(f) = \sqrt{\frac{1 - I_c(f,t)}{1 - I_c(0)}} \quad (36)$$

ressaltando-se que este $m(f)$ está sendo definido em termos de amplitudes de campo e não em termos de intensidades ópticas. Assim, substituindo-se (34) e (35) em (36), obtém-se exatamente (33). Portanto, (31) é a expressão geral para a resposta em frequência tanto para moduladores de fase, Fig.1, quanto para moduladores de amplitudes, Figs 2 e 3, em casos de pequenos sinais de modulação.

A partir de (29) ou (31) pode-se determinar a resposta em frequência do modulador de fase. Na Fig. 14, ilustram-se os resultados obtidos, em termos de gráficos de $20\log_{10}[\Delta\phi/\Delta\phi_{pico}]$, onde $\Delta\phi_{pico}$ é obtido a partir de (29) na situação de casamentos de impedâncias e de velocidades, com tensão DC. Os moduladores EOs operam com modos- π , nas geometrias das Figs. 11 a) e 11b), segundo situações casadas (impedâncias de geradores e cargas iguais as das linhas) e descasadas (cargas e geradores com

50 Ω). Conforme a Fig.10 a), a estrutura simétrica apresenta $Z_{c1}^{\pi} \cong 22,5\Omega$, e a estrutura assimétrica possui $Z_{c1}^{\pi} \cong 18,4\Omega$, para as frequências onde o modelo de linha de transmissão é válido. Os cálculos aplicam-se para um comprimento de interação $L=50\text{mm}$.

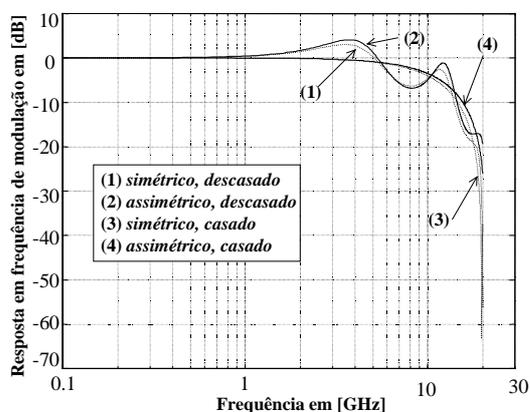


Figura 14. Resposta em frequência de modulação de fase.

III. CONCLUSÕES

Apresentou-se a técnica de ADE para obter as características de dispersão, de impedância característica e de distribuição de campo na estrutura CPS assimétrica blindada, utilizada em moduladores EOs de fase. Identificou-se as formas de alimentação e de terminações elétricas do modulador, que preservam a natureza do modo de propagação excitado na estrutura. Embora a assimetria dos eletrodos torne necessária a utilização de geradores e cargas específicas, verificou-se que ela pode ser empregada para reduzir a permissividade efetiva e a tensão de meia-onda, além de aumentar a largura de banda do modulador.

IV. REFERÊNCIAS

- [1] Dagli, N., "Wide-Band Lasers and Modulators for RF Photonics", *IEEE MTT*, vol.47 (7): 1151-1171, 1999.
- [2] "40 Gbits/s Lithium Niobate Electro-Optic Modulator", Technical Notes, Lucent Technologies web page: <http://www.lucnet.com/micro/opto>, ago. 1999.
- [3] Ribeiro, J.A.J., Kitano, C., Monteiro, E.C., Oliveira, J.E.B., "Análise de Moduladores Eletroópticos em Óptica Integra- da", *Anais do XIX Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada*. A. de Lindóia, SP, pags. 139-142, set. 1996.
- [4] Yariv, A. and Yeh, P., *Optical Waves in Crystals*, John Wiley & Sons, 1984.
- [5] Nishihara, N. et alii, *Optical Integrated Circuits*, McGraw-Hill, 1989.
- [6] Kubota, K., Noda, J., Mikami, O., "Traveling Wave Optical Modulator Using a Directional Coupler LiNbO₃ Waveguide" *IEEE J. Quantum Electronics*, vol. 16(7):754- 760, 1980.

- [7] Kitano. C. e Oliveira, J.E.B., "Análise Generalizada de Moduladores de Fase Eletroópticos a Óptica Integrada com Substrato Estratificado", *VIII SBMO*, Joinville, SC, 1998.
- [8] Kitazawa, T., Polifko, D., Ogawa, H., "Analysis of LiNbO₃ Optical Modulator Using Coplanar-Type Electrodes", *IEEE MTT-S Digest*, Atlanta, USA, 1993, pages 213-216.
- [9] Itoh, T. editor, *Numerical Techniques for Microwave and Millimeter-Wave Passive Structures*. John Wiley, 1989.
- [10] Kitazawa, T. and Hayashi, Y., "Propagation Characteristics of Striplines with Multilayered Anisotropic Media", *IEEE MTT*. Vol 34 (6): 429-433, jun. 1983.
- [11] Kitano. C. e Oliveira, J.E.B., "Estruturas Multi - Camadas com Substratos Eletroópticos para Aplicações em Óptica Integrada", *IX SBMO*, J. Pessoa, PB, Anais pp.270-274, Ago. 2000.
- [12] Jansen, R.H., "Fast Accurate Hybrid Mode Computation of Nonsymmetrical Coupled Microstrip Characteristics", *Proc.*
- [13] Kitano, C. e Oliveira, J.E.B., "Análise de Estruturas Multi Camadas Tipos CPW e CPS com Substratos de LiNbO₃ Através da Abordagem de Domínio Espectral", *IX SBMO*, J.Pessoa, PB, Anais pp.625-629, ago. 2000.
- [14] Tripathi, V.K., "Asymmetric Couple Transmission Lines in an Inhomogeneous Medium", *IEEE MTT*, vol MTT-23: 734-739, sep. 1975.
- [15] Tripathi, V.K., & Lee, H.J., "Spectral-Domain Computation of Characteristic Impedance and Multiport Parameters of Multiple Coupled Microstrip Lines", *IEEE MTT* 37(1), jan/89.
- [16] Kitano, C., Almeida, V.R., Oliveira, J.E.B., "Efeito da Assimetria do CPS em Moduladores Eletroópticos de Fase", *XVIII Simpósio Brasileiro de Telecomunicações*, 3 a 6 de Set. 2000, Gramado - RS, Anais em CD-ROM.

Cláudio Kitano formou-se em engenharia elétrica pela FEIS/UNESP, na qual passou a ser professor desde 1987. Realizou mestrado no ITA, no Departamento de Microondas e Optoeletrônica, e atualmente encontra-se concluindo o doutorado nesta instituição, na área de óptica integrada. Tem interesse em trabalhar com assuntos relacionados a comunicações ópticas e instrumentação eletrônica usando laser. É sócio da SBF e da SBMO. kitano@dee.feis.unesp.br

José Edimar Barbosa Oliveira recebeu o título de Doctor of Philosophy em 1986 pelo Departamento de Engenharia Elétrica da McGill University, Canadá. Mestre em Engenharia Eletrônica pelo Departamento de Circuitos e Microondas do Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos e é Engenheiro Elétrico (opção Eletrônica) pela Universidade de Brasília. É professor do Instituto Tecnológico de Aeronáutica desde março de 1977, onde atualmente

exerce função de Professor Titular. Tem ministrado diversos cursos em nível de graduação e de pós-graduação nas áreas de microondas e telecomunicações. Nos últimos vinte anos tem atuado intensamente na pesquisa de dispositivo para interação acusticoóptica e eletroóptica para fins de instrumentação e de telecomunicações. O professor Edimar orientou diversas teses em nível de mestrado e doutorado e possui inúmeras publicações em periódicos e congressos nacionais e internacionais.

Endereço para contato: ITA - Instituto Tecnológico de Aeronáutica - IEE - Divisão de Engenharia Eletrônica - IEEM - Departamento de Microondas e Optoeletrônica
e-mail:edimar@ita.cta.br