

COMPORTAMENTO DINÂMICO DO MODULADOR ELETROÓPTICO DE ONDAS CAMINHANTES

José Antônio Justino Ribeiro
INATEL
e-mail: justino@inatel.br

José Edimar Barbosa Oliveira
Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA
e-mail: fatinha@ele.ita.cta.br

Resumo

Neste artigo são apresentados os diversos parâmetros importantes para a análise e o projeto dos moduladores eletroópticos integrados. Discute-se a necessidade de se determinar com exatidão a forma pela qual o campo modulador distribui-se no substrato eletroóptico. Descrevem-se os mecanismos responsáveis pela resposta em frequência em uma estrutura de ondas caminhantes, incluindo-se as perdas, as reflexões e o descasamento de velocidade do sinal modulador em relação ao feixe óptico.

Abstract

In this article we introduce the important parameters to the analysis and design of integrated electrooptic modulators. The discussion conceals the necessity of the calculation of the modulation field across the electrooptic substrate and several effects that limit the frequency response in a travelling wave modulator. Among the relevant topics, we deal with the power losses, the reflections and the velocity mismatching between the optical and modulation wave along the device.

I. INTRODUÇÃO

O aumento na demanda dos serviços de telecomunicações tem estimulado a utilização de frequências sempre mais elevadas, capazes de transportar um número cada vez maior de informações. Um dos parâmetros para se avaliar o desempenho do sistema é a sua largura de faixa. Este fator determinará a taxa máxima de transmissão em um certo alcance, sem necessidade de recuperar-se o formato dos pulsos do sinal modulante. Na modulação direta do diodo

laser as oscilações transitórias na formação dos pulsos de luz e a modulação parasita em comprimento de onda^[1] são fatores limitantes na frequência máxima para o sinal modulante. Por estas razões, técnicas de modulação externa do laser, empregando o efeito eletroóptico linear em determinados materiais^{[2][3]} adquirem cada vez maior importância.

Têm sido desenvolvidas estruturas com este objetivo desde o início da década de 1980^[4]. Em geral, procura-se o aperfeiçoamento de dispositivos que permitam uma grande largura de faixa e exijam pequenas potências para o sinal de modulação. O aumento na eficiência, traduzido em níveis mais baixos exigidos para o sinal de modulação, e a grande largura de faixa possível, sugerem o emprego do modulador a ondas caminhantes.

Diversos modelos são exaustivamente pesquisados e desenvolvidos a partir de uma estrutura básica, na qual se obtém um controle de fase do sinal óptico transmitido. Podem ser citadas, por exemplo, a técnica de reversão de fase, apresentada originalmente por Alferness et al.^[5]. Consegue-se um casamento artificial entre as velocidades do sinal modulante e do feixe óptico por meio de um deslocamento lateral periódico de eletrodos depositados no substrato eletroóptico. O campo originado desses eletrodos permite a alteração na fase acumulativamente entre as várias secções ao longo da estrutura. Isto garante uma redução na tensão necessária para o sinal de modulação.

Partindo do trabalho pioneiro de Martin^[6] foram projetados e construídos diversos moduladores empregando o interferômetro de Mach-Zehnder, adaptado para óptica integrada. Um ponto comum a todos é a necessidade do controle de fase do sinal óptico transmitido em um substrato eletroóptico. Para tanto, deve-se conhecer a distribuição do campo de baixa frequência, gerado a partir da aplicação do sinal modulante em um conjunto de eletrodos.

Utilizam-se diversas técnicas para a análise e o projeto do dispositivo. Pode-se aplicar o método de transformação conforme para a determinação do campo^{[8]-[10]}, a técnica de

abordagem no domínio espectral^[11], o método da série de Fourier^[12] e outros. Estes procedimentos apresentam sempre algum tipo de limitação. Por exemplo, a abordagem no domínio espectral não contempla a influência que a espessura de eletrodos tem sobre o índice de refração efetivo e sobre a perda do sinal modulante. A técnica da série de Fourier admite propagação de onda quase TEM, o que não é exatamente verdadeiro em estruturas com perdas e envolvendo múltiplos dielétricos. A utilização de transformações conforme é um processo poderoso para estruturas limitadas transversalmente^[13], mas apresenta problemas quando houver múltiplos dielétricos ou se desejar conhecer a influência da espessura dos eletrodos.

São analisados neste artigo os mecanismos de perda, os efeitos do descasamento de impedância, a diferença entre as velocidades de propagação do sinal modulante e do fluxo óptico no meio. Também são investigadas suas influências na largura de faixa máxima possível e na amplitude do campo de modulação exigido.

II. O GUIA ÓPTICO DE CANAL

Em moduladores eletroópticos de ondas caminhanter o sinal modulador propaga-se ao longo da estrutura, interagindo continuamente com o feixe de luz que se desloca em um guia óptico construído no substrato eletroóptico. Uma estrutura comumente procurada é o guia de canal enterrado da Figura 1. Esse guia é formado por meio de uma pequena modificação no valor original do índice de refração, através de técnicas de difusão de titânio ou troca de prótons.^[14]

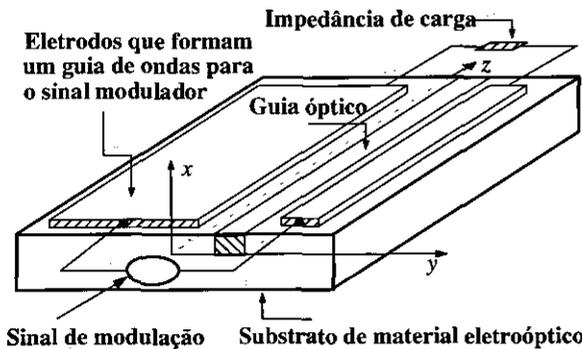


Figura 1. Esquema básico do modulador eletroóptico de fase.

As distribuições de campo guiado são soluções das equações de Maxwell e representam modos de propagação. Conforme as características dos materiais, a frequência do sinal óptico, o formato do canal, etc., pode-se ter parte da energia escapando através de suas fronteiras, constituindo os modos de irradiação. Qualquer distribuição arbitrária do campo pode ser descrita pela combinação linear de todos os modos possíveis. Em uma região com índice de refração n cada um deve satisfazer à equação de onda

$$\nabla_t^2 E_{op} + [\omega^2 \mu \epsilon_0 n^2 - \beta^2] E_{op} = 0 \quad (1)$$

onde E_{op} e n são grandezas variáveis no plano transversal à direção de propagação. O fator de fase β assume um valor próprio para cada modo.

Na prática não se consegue um canal com formato perfeitamente retangular. As técnicas usuais de fabricação geram contornos arredondados, com influências marcantes na distribuição de campo óptico. Em um guia de canal de tipo monomodo, onde se satisfaçam as condições de guiagem fraca, pode-se representá-lo por funções hermitiana e gaussiana, segundo as coordenadas transversais da região de confinamento.^[10] Assim, uma descrição do campo no guia óptico de canal deve ser dada por

$$E_{op} = \frac{E_{opm} y}{2\pi \sigma_x \sigma_y} \left[e^{-(x-\bar{x})^2/(2\sigma_x^2)} \right] \left[e^{-y^2/(2\sigma_y^2)} \right] \quad (2)$$

na qual σ_x e σ_y são desvios padrões. Na Seção 4 deste artigo mostra-se a relevância deste perfil de campo no cálculo da variação do fator de fase, via efeito eletroóptico.

III. PROPAGAÇÃO DO SINAL MODULADOR

Analisa-se o modulador de onda progressiva, ilustrado na Figura 1, do ponto de vista do sinal modulante, como tendo o comportamento de uma linha de transmissão.^{[4][7][9][10]} Terá uma impedância característica Z_o e uma função de propagação $\gamma_m = \alpha_m + i\beta_m$. Considera-se sua extremidade terminada em uma impedância de carga Z_L e a excitação com um gerador de impedância interna Z_g . (Figura 2). Em um ponto genérico, distante z do gerador, a tensão e a corrente totais são dadas pela superposição dos valores correspondentes à onda incidente e à onda refletida:

$$V(z) = V_i e^{-\gamma_m z} + V_r e^{\gamma_m z} \quad (a) \quad (3)$$

$$I(z) = I_i e^{-\gamma_m z} + I_r e^{\gamma_m z} \quad (b)$$

onde os índices i indicam a onda incidente e os índices r denotam a propagação no sentido oposto. Os coeficientes das diversas componentes são determinados a partir dos valores de tensão e corrente na carga e no gerador. Após uma manipulação algébrica simples, acha-se:

$$V(z) = \frac{V_g Z_o e^{-\gamma_m \ell} \left[e^{\gamma_m (\ell-z)} + \Gamma_L e^{-\gamma_m (\ell-z)} \right]}{(Z_g + Z_o) \left[1 - \Gamma_g \Gamma_L e^{-2\gamma_m \ell} \right]} \quad (4)$$

onde os coeficientes de reflexão na carga e no gerador são dados por

$$\Gamma_L = (Z_L - Z_o) / (Z_L + Z_o) \quad (a) \quad (5)$$

$$\Gamma_g = (Z_g - Z_o) / (Z_g + Z_o) \quad (b)$$

A expressão (4) inclui a influência das perdas de potência e da variação de fase da tensão modulante, através da função de propagação γ_m . Considera, ainda, os efeitos dos descasamentos de impedância nos lados do gerador e da carga. São informações de importância, pois afetam diretamente a amplitude do campo guiado na estrutura. Quando esta linha estiver incorporada ao modulador eletroóptico de ondas caminhanter a tensão descrita estabelece a condição de contorno para se calcular o campo de modulação, segundo um dos procedimentos

mencionados: mapeamento conforme, método da série de Fourier, etc.. A interação não será uniforme ao longo de seu comprimento. Portanto, o acoplamento entre o sinal de modulação e o sinal óptico sofrerá redução enquanto avança em direção à extremidade do dispositivo.

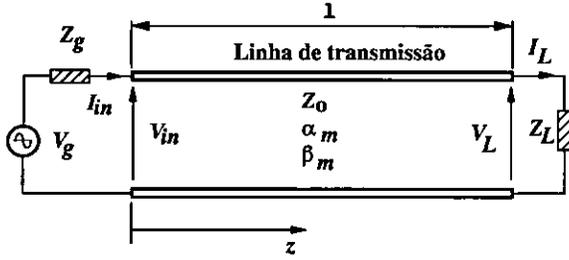


Figura 2. Linha de transmissão tendo impedância de carga e de gerador com valores arbitrários.

A redução no controle da fase do sinal óptico será em decorrência do descasamento de velocidades entre o sinal de modulação e o feixe de luz e também pelos diversos mecanismos de perda na estrutura. Os fatores de atenuação e de fase do sinal modulante devem ser determinados a partir da função de propagação complexa. Ou seja,

$$\gamma_m = \sqrt{(R + i\omega_m L)(G + i\omega_m C)} = \alpha_m + i\beta_m \quad (6)$$

sendo R , L , G e C a resistência dos condutores, a indutância, a condutância do dielétrico e a capacitância entre os eletrodos, por unidade de comprimento. A menos que os efeitos resistivos sejam muito pequenos comparados com os valores das reatâncias, o fator de fase é uma função não linear da frequência. Portanto, além da existência de descasamento de velocidades, ocorre um efeito adicional causado pela mudança do valor do índice de refração com a frequência.

Normalmente a condutância do dielétrico é muito pequena, de maneira que a resistência dos condutores é o principal fator responsável pelas perdas na linha de transmissão. O cálculo deste parâmetro exige o conhecimento da distribuição de corrente nos eletrodos, para se determinar a consequente dissipação de potência. Como os metais ou ligas metálicas apresentam condutividade finita, embora bastante elevada, não é conveniente admitir-se uma densidade de corrente apenas superficial. A distribuição real deve ser encontrada resolvendo-se a equação de onda dentro de cada lâmina condutora. As componentes tangenciais do campo magnético do sinal de modulação, em cada face dos eletrodos, estabelecem as condições de contorno necessárias para o cálculo das densidades de corrente. A partir daí obtém-se a potência dissipada e a resistência equivalente de perda, que será dependente da frequência.^[21]

IV. O EFEITO ELETROÓPTICO NO GUIA TIPO CANAL

As não uniformidades das distribuições espaciais do campo de modulação e do campo óptico guiado em estruturas

limitadas transversalmente exigem uma análise mais sofisticada do efeito eletroóptico do que a utilizada em óptica volumétrica. As variações absolutas introduzidas nos parâmetros ópticos são pequenas comparadas com os valores iniciais. Pode-se, pois, adotar uma técnica perturbacional,^{[16][17]} obtendo-se resultados confiáveis. Um campo externo modificará o índice de refração do guia e o fator de fase da onda guiada. Os novos valores passam a ser $n' = n + \Delta n$ e $\beta' = \beta + \Delta\beta$. A variação do índice de refração é obtida da forma tradicional^[18] por

$$\Delta n_i = -\frac{n_{i0}^3}{2} r_{ij} E_j \quad (7)$$

com $i = 1, \dots, 6$ e $j = 1, 2, 3$. Nesta equação utiliza-se a notação de índice reduzido^[18] na qual r_{ij} é o tensor eletroóptico característico do material do substrato e E_j representa as diversas componentes do vetor campo elétrico do sinal de modulação.

As diferenças nas características de propagação conduzem a pequenas alterações na onda guiada. O campo óptico passa a ser descrito por $E_{op} + \Delta E_{op}$, onde o incremento é dado em termos das componentes do campo não perturbado^[18]. A equação de onda fica idêntica à descrita anteriormente, substituindo-se n por n' , β por β' e o campo original pelo campo perturbado. Para variações diferenciais, tem-se

$$(n')^2 = (n + \Delta n)^2 \approx n^2 + 2n\Delta n \quad (8)$$

$$(\beta')^2 = (\beta_p + \Delta\beta)^2 \approx \beta_p^2 + 2\beta_p \Delta\beta \quad (9)$$

desprezando-se os termos quadráticos de segunda ordem. Deve ser ressaltado que Δn é proporcional ao campo de modulação, o qual depende das coordenadas espaciais transversais x e y de da coordenada longitudinal z , mostradas na Figura 1. A equação de onda deve ser reescrita da forma

$$\begin{aligned} \nabla_t^2 E_{op} + \omega^2 \mu \epsilon_o n^2 E_{op} - \beta_p^2 E_{op} + \\ + \nabla_t^2 (\Delta E_{op}) + \omega^2 \mu \epsilon_o (2n\Delta n) E_{op} - (2\beta_p \Delta\beta) E_{op} + \\ + \omega^2 \mu \epsilon_o n^2 \Delta E_{op} - \beta_p^2 \Delta E_{op} \approx 0 \end{aligned} \quad (10)$$

na qual os três primeiros termos satisfazem a equação de onda original, com a soma igual a zero. Expandindo-se a variação do campo em termos dos modos originais, tem-se

$$\Delta E_{op} = \sum_m a_{pm} E_{om} \quad (11)$$

que ao ser substituída na equação anterior resulta:

$$\begin{aligned} \sum_m a_{pm} \nabla_t^2 E_{om} + \omega^2 \mu \epsilon_o (2n\Delta n) E_{op} - (2\beta_p \Delta\beta) E_{op} + \\ + \omega^2 \mu \epsilon_o n^2 \sum_m a_{pm} E_{om} - \beta_p^2 \sum_m a_{pm} E_{om} = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

Da equação de onda original, os termos na primeira parcela são substituídos por

$$a_{pm}(\beta_{pm}^2 - \omega^2 \mu \epsilon_o n^2) E_{om}$$

e por conseguinte

$$\sum_m a_{pm}(\beta_{pm}^2 - \beta_p^2) E_{om} = (2\beta_p \Delta\beta - 2n\omega^2 \mu \epsilon_o \Delta n) E_{op} \quad (13)$$

Nesta expressão deseja-se conhecer o valor da variação do fator de fase e isto será possível multiplicando-se escalarmente os dois membros pelo conjugado do campo óptico e integrando-se ao longo da secção transversal. Em vista da ortogonalidade dos modos^{[16][18]}, a integração do primeiro membro desta equação será nula. Então,

$$\Delta\beta = \frac{\omega^2 \mu \epsilon_o}{\beta_p} \left[\frac{\int_{S_t} E_{op}^* (n \Delta n E_{op}) dS_t}{\int_{S_t} E_{op}^* E_{op} dS_t} \right] \quad (14)$$

Pode-se representar o primeiro membro da forma $\Delta(d\phi/dz) = d(\Delta\phi)/dz$. Com o campo óptico percorrendo um comprimento ℓ , a variação total de fase será

$$\Delta\phi = \frac{k_o^2}{\beta_p} \int_0^\ell \left[\frac{\int_{S_t} E_{op}^* (n \Delta n E_{op}) dS_t}{\int_{S_t} E_{op}^* E_{op} dS_t} \right] dz \quad (15)$$

sendo $k_o = \omega \sqrt{\mu \epsilon_o}$ e $(k_o/\beta) \cong 1/n$. Nesta equação leva-se em consideração a diferença entre as velocidades de fase do sinal modulador e do sinal óptico, como será mostrado na Seção 5 deste trabalho. Substituindo-se Δn , vem

$$\Delta\phi = -k_o \left(\frac{n_{io}^3}{2} \right) \int_0^\ell \left[\frac{\int_{S_t} E_{op}^* (\tilde{r}_{ij} E_j E_{op}) dS_t}{\int_{S_t} E_{op}^* E_{op} dS_t} \right] dz \quad (16)$$

A variação no índice de refração efetivo é a relação entre a mudança introduzida no fator de fase e o valor de k_o . Portanto, combinando-se as Equações (7) e (14) obtém-se:

$$\Delta n_{ef} = - \left(\frac{n_{io}^3}{2} \right) \left[\frac{\int_{S_t} E_{op}^* (\tilde{r}_{ij} E_j E_{op}) dS_t}{\int_{S_t} E_{op}^* E_{op} dS_t} \right] \quad (17)$$

Assim, o acoplamento de um campo elétrico ao guia óptico estabelece uma modulação de fase na luz transmitida. Uma maneira de se efetuar este controle é com a deposição de filmes metálicos no substrato, formando um guia de ondas planar, como o da Figura 1. A seleção do formato e dimensões transversais dos eletrodos, que permitam sua conexão com circuitos de microondas de faixa larga, é um fator importante para o projeto final do modulador.

É necessário conhecerem-se os efeitos das larguras e separação dos eletrodos sobre a impedância característica, sobre a constante dielétrica efetiva do conjunto e sobre a distribuição do campo de modulação no substrato. Esta última informação é útil para se determinar a melhor localização do guia óptico em relação à posição dos eletrodos.

Multiplicando-se a Equação (15) por $(V/G)(G/V)$, sendo V a tensão entre os eletrodos e G a separação entre eles, encontra-se

$$\Delta\phi = -k_o \left(\frac{n_{io}^3 V}{2G} \right) \int_0^\ell \Gamma_{ov}(z) dz \quad (18)$$

onde $\Gamma_{ov}(z)$ é o fator de superposição^[19], definido como

$$\Gamma_{ov}(z) = \left(\frac{G}{V} \right) \frac{\int_{S_t} E_{op}^* (\tilde{r}_{ij} E_j E_{op}) dS_t}{\int_{S_t} E_{op}^* E_{op} dS_t} \quad (19)$$

e a sua dependência com z advém do campo modulador E_j . Este fator é calculado normalmente por meio de integração numérica. O maior valor encontrado indicaria a máxima influência do campo de modulação sobre o índice de refração do meio. Isto seria possível quando o campo elétrico fosse perfeitamente uniforme no plano transversal. Os eletrodos deveriam ser planos paralelos, com pequena separação entre as lâminas, estando o guia óptico situado entre eles. O valor obtido para uma estrutura planar, como a apresentada no texto, dependerá das distribuições dos campos óptico e de modulação.

V. RESPOSTA EM FREQUÊNCIA

O campo elétrico modulante, propagando-se na direção z , com variação harmônica no tempo, é descrito por

$$e(t', x, y, z) = \text{Re} \left\{ E_m(x, y) e^{-\gamma_m \ell} \left[e^{\gamma_m(\ell-z)} + \Gamma_L e^{-\gamma_m(\ell-z)} \right] e^{i\omega_m t'} \right\} \quad (20)$$

que possui uma distribuição não uniforme na estrutura formada por eletrodos depositados no substrato eletroóptico.

Algumas de suas componentes apresentam grandes crescimentos nas proximidades das bordas de cada lâmina. A distância percorrida pelo sinal óptico será

$$z = v_o(t' - t_o) \quad (21)$$

sendo v_o a velocidade de propagação e t_o o instante em que o feixe de luz penetra no meio. Tem-se ainda $dz = v_o dt'$ e $\tau = \ell/v_o$ o tempo de trânsito ao longo do modulador. Portanto, a variação de fase resultante é

$$\Delta\phi = a v_o E_m^{(o)} \operatorname{Re} \left\{ e^{-\gamma_m \ell} \left[I^{(1)} + \Gamma_L I^{(2)} \right] \right\} \quad (22)$$

na qual o fator $E_m^{(o)}$ é o valor obtido das integrações no plano transversal, mostradas nas expressões anteriores, e o coeficiente a reúne as várias constantes envolvidas. Os termos $I^{(1)}$ e $I^{(2)}$ estão associados às ondas incidente e refletida do sinal modulador e são descritos por

$$I^{(1)} = \frac{e^{\gamma_m \ell} e^{i\omega_m t_o} \left[e^{-\alpha_m \ell} e^{-i\beta_m(v_o - v_m)\tau} - 1 \right]}{-\alpha_m v_o - i\beta_m(v_o - v_m)} \quad (23)$$

$$I^{(2)} = \frac{e^{-\gamma_m \ell} e^{i\omega_m t_o} \left[e^{\alpha_m \ell} e^{i\beta_m(v_o + v_m)\tau} - 1 \right]}{\alpha_m v_o + i\beta_m(v_o + v_m)} \quad (24)$$

encontrados das integrais ao longo do comprimento de interação entre os dois sinais. A grandeza $v_m = \omega_m/\beta_m$ representa a velocidade de fase do sinal de modulação. Nos valores de ω_m e γ_m estão implícitos os efeitos da velocidade de propagação e das perdas do campo modulador, que influirão no desempenho do dispositivo.

As componentes do campo de modulação, distribuídas ao longo do plano transversal da estrutura, variam substancialmente com as coordenadas espaciais. A forma de variação segundo estas coordenadas independe da frequência, para uma propagação de tipo quase TEM. Por conseguinte, a variação de fase, segundo a Equação (22), altera-se com a frequência a partir dos valores de atenuação, dos coeficientes de reflexão na linha e das velocidades de propagação da onda óptica e do campo de modulação.

Aplicando-se esta equação dentro de uma faixa especificada obtém-se o desempenho do modulador de fase em função da frequência. Ou seja, mantendo-se a mesma distribuição de campo e o mesmo comprimento do conjunto, pode-se comparar as alterações na variação do índice de refração efetivo em diversas frequências. Para o levantamento de uma curva, toma-se a relação entre os valores calculados em uma frequência genérica e o encontrado em frequência muito baixa. Em uma estrutura como a da Figura 1, a resistência de cada eletrodo é dependente da distribuição de campo e da distribuição de corrente em seu interior. Neste trabalho, não será feito um tratamento rigoroso da distribuição de corrente nos eletrodos. Com o objetivo de ilustrar os diversos efeitos sobre a modificação de fase no feixe óptico guiado, admitir-se-á que os eletrodos possuem espessuras suficientemente

elevadas para garantir uma distribuição de corrente de acordo com a teoria do efeito pelicular, em particular para frequências superiores a 1GHz. Os materiais usuais para formação dos eletrodos têm condutividades superiores a 10^7S/m , o que garante uma profundidade pelicular inferior a $3\mu\text{m}$. Portanto, como limite prático para aplicação da teoria do efeito pelicular, admite-se eletrodos com espessuras superiores a $10\mu\text{m}$.

Desta maneira, um eletrodo de seção transversal retangular com espessura t , largura w e profundidade pelicular $\delta = (\pi f \mu \sigma)^{-0,5}$ apresenta uma resistência por unidade de comprimento em baixas frequências dada por

$$R_o = \frac{1}{\sigma w t} \quad (25)$$

em altas frequências descrita aproximadamente por

$$R = \frac{R_o w t}{2\delta(w + t - 2\delta)} \quad (26)$$

Para eletrodos com as espessuras normalmente encontradas na prática a resistência distribuída de perda pode assumir valores elevados, da ordem de milhares de ohms por metro.^[14] A análise dos vários fatores geométricos e eletromagnéticos que definem as características de transmissão do sinal modulador não serão consideradas neste trabalho. Optou-se por uma estrutura de tipo linha fendida ("slot line"), com a largura dos eletrodos muito maior do que a espessura e a profundidade de penetração. Assim, a resistência dinâmica descrita em (25) passa a variar aproximadamente com a \sqrt{f} .

Os parâmetros distribuídos no guia para o sinal modulador deste artigo são: indutância de $2,0\mu\text{H/m}$, capacitância de 400pF/m , resistência em baixa frequência de $2,5\Omega/\text{metro}$. Evidentemente, estes valores estarão na dependência dos parâmetros geométricos dos eletrodos. Como se antecipou, a resistência distribuída, por exemplo, assumirá valores muito superiores ao indicado, quando os eletrodos tiverem larguras da ordem de alguns micrometros, comuns em certos modelos de moduladores. O valor elevado para a capacitância distribuída é consequência da grande constante dielétrica do niobato de lítio. Em alguns dispositivos conseguem-se valores menores com a inclusão de uma camada de separação ("buffer layer") de menor constante dielétrica entre os eletrodos e a região do substrato, onde serão construídos os guias ópticos de canal. Neste caso, é usual a aplicação de uma película de dióxido de silício, cuja constante dielétrica é em torno de 3,8.

No cálculo dos gráficos da Figura 3 utilizaram-se os valores de índices de refração para o niobato de lítio divulgados na literatura. No comprimento de onda de $1,3\mu\text{m}$ os índices ordinário e extraordinário são, respectivamente, 2,22 e 2,15. O comprimento do modulador foi fixado em 16 mm, tendo impedância característica de 70Ω . Na entrada considerou-se a excitação com um gerador de impedância interna de 50Ω , como usual na faixa de microondas. Nos terminais de saída, a impedância de carga foi modificada entre 30Ω e

200Ω, resultando nas diversas curvas apresentadas. Portanto, levaram-se em conta os efeitos de perda de potência e de reflexões em ambas extremidades, para diversos valores de frequência. Os resultados mostram que nestes casos particulares como a perda e o descasamento de impedância reduzem a largura de faixa útil do dispositivo.

VI. CONCLUSÃO

Demonstrou-se que a aplicação de um campo elétrico externo em um guia óptico estabelece uma modulação de fase na luz transmitida. Apresentaram-se os diversos parâmetros importantes para a análise e o projeto desses moduladores eletroópticos. Ficou destacada a necessidade de se conhecer a distribuição do campo de modulação dentro do guia óptico construído no material eletroóptico. A forma de superposição deste campo na portadora de luz determinará a eficiência no controle do índice de refração e, conseqüentemente, na fase do sinal guiado.

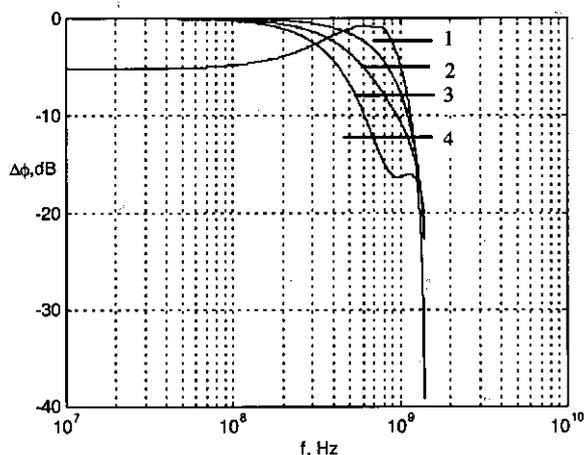


Figura 3. Influência da frequência, das perdas e do descasamento de impedância sobre o controle da fase no modulador eletroóptico básico. A curva 1, com maior variação em torno de 700MHz, é para uma impedância de carga de 30Ω. As demais, na seqüência mostrada, são para 70Ω, 100Ω e 200Ω, como explicado no texto.

Como a modificação no índice está associada à amplitude do campo, as reduções causadas por perda de potência ao longo do percurso afetarão de maneira substancial o resultado obtido. Sendo este campo proporcional à tensão entre os eletrodos, os coeficientes de reflexão nos lados do gerador e da carga da linha de transmissão têm influência marcante sobre a modulação do sinal óptico. Por conseguinte, deve-se conhecer o valor da sua impedância característica, para se garantir o casamento que melhora a eficiência do sistema.

Para a construção de dispositivos em óptica integrada as dimensões dos eletrodos assumem valores muito reduzidos. O cálculo do campo de modulação torna-se mais crítico do que nos moduladores volumétricos. Isto é particularmente observado nas proximidades das bordas dos eletrodos, onde o aumento na concentração de cargas conduz a uma deformação do campo, exigindo um cuidado grande para se encontrar o seu valor correto. Dependendo do corte adotado para o cristal do substrato, este fator pode sugerir o melhor

posicionamento para os guias ópticos, capaz de garantir uma variação mais acentuada na fase, permitindo uma redução na potência exigida na modulação.

REFERÊNCIAS

- [1] LIN, C. et alii - Fine structure of frequency chirping and FM sideband generation of a single-longitudinal-mode semiconductor laser under 10GHz direct intensity modulation. *Appl. Phys. Lett.*, **46**(1):12, 1985.
- [2] NYE, J. F. - *Physical properties of crystals*. London, Oxford University Press, 1957.
- [3] KAMINOW, I.P. and TURNER, E. H. - *Linear electrooptic materials*. In: PRESLEY, R. J., Ed.- *Handbook of lasers*. Cleveland, Chemical Rubber, 1971, pp. 447-457.
- [4] ALFERNESS, R.C. - Waveguide electrooptic modulators. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **30**(8):1121-1137, Aug., 1982.
- [5] ALFERNESS, R. C., KOROTKY, S. K. and MARCATILI, E. A. J. - Velocity-matching techniques for integrated optic traveling wave switch/modulators. *IEEE Journal Quantum Electronics*, **20**(3):301-309, Mar., 1984.
- [6] MARTIN, W.E. - A new waveguide switch/modulator for integrated optics. *Appl. Phys. Lett.*, **26**(10):562-564, 14 May 1975.
- [7] KUBOTA, K., NODA, J. and MIKAMI, O. - Traveling wave optical modulator using a directional coupler LiNbO₃ waveguide. *IEEE J. Quantum Electronics*, **16**(7):754-760, Jul., 1980.
- [8] ERASME, D. and WILSON, M.G.F. - Analysis and optimization of integrated-optic travelling-wave modulators using periodic and non-periodic phase reversals. *Optical and Quantum Electronics*, **18**:203-211, 1986.
- [9] BOURBIN, Y., ENARD, A., MORONVILLE, C., WERNER, M., et PAPUCHON, M. - Modulation hyperfréquence en optique intégrée. *Rev. Technique Thomson-CSF*, **19**(3-4):519-550, Sep.-Déc., 1987.
- [10] KIM, C. M. and RAMASWAMY, R. V. - Overlap integral factors in integrated optic modulators and switches. *J. Lightwave Technology*, **7**(7):1063-1070, Jul., 1989.
- [11] JANSEN, Ralph H. - High-speed computation of single and coupled microstrip parameters including dispersion, high order modes, losses and finite strip thickness. *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.*, **26**(2):75-82, Feb., 1978
- [12] JIN, H., BÉLANGER, M. and JAKUBCZYK, Z. - General analysis of electrodes in integrated-optics electrooptic devices. *IEEE J. Quantum Electronics*, **27**(2):253-251, Feb., 1991.
- [13] RIBEIRO, J.A.J. e OLIVEIRA, J.E.B. - Distribuição de campo em estruturas coplanares para moduladores eletroópticos com interferômetros de tipo Mach-Zehnder. *Anais do VI Simpósio Brasileiro de Microondas e Optoeletrônica*, pp. 49-54, Belém, Julho de 1994.

- [14] NISHIHARA, H., HARUNA, M. and SUHARA, T. - *Optical integrated circuits*. New York, McGraw-Hill, 1989.
- [15] MARCATILI, E. A. J. - Dielectric rectangular waveguide and directional coupler for integrated optics. *Bell System Technical J.*, 48(9): 2071-2102, Sep., 1969.
- [16] COLLIN, Robert E. - *Field theory of guided waves*. New York, McGraw-Hill, 1960.
- [17] HARRINGTON, Roger F. - *Time-harmonic electromagnetic field*. New York, McGraw-Hill, 1961.
- [18] YARIV, A. and YEH, P. - *Optical waves in crystals*. New York, John Wiley, 1984.
- [19] RANGARAJ, M., HOSOI, T., KONDO, M. - A wide-band Ti:LiNbO₃ optical modulator with a conventional coplanar waveguide type electrode. *IEEE Photonics Technology Lett.*, 4(9):1020-1022, Sep., 1992.
- [20] RANGANAH, T. R. and WANG, S. - Ti-difused LiNbO₃ branched-waveguide modulators: performance and design. *IEEE J. Quantum Electronics*, 13(4):290-295, Apr., 1977.
- [21] HAYDL, William - Experimentally observed frequency variation of the attenuation of millimeter-wave coplanar transmission lines with thin metallization. *IEEE Microwave and Guided Wave Lett.*, 2(8):322-324, Aug., 1992.

Endereço para contato: ITA - Instituto Tecnológico de Aeronáutica - IEE - Divisão de Engenharia Eletrônica - IEEM - Departamento de Microondas e Optoeletrônica - Tel (012) 347.5879 - Fax (012) 347.5878 - e-mail: fatinha@ele.ita.cta.br

Sobre os autores

José Antônio Justino Ribeiro é Engenheiro Eletricista pelo Instituto Nacional de Telecomunicações de Santa Rita do Sapucaí - MG - INATEL e Mestre em Engenharia Eletrônica pelo Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA, São José dos Campos - SP. Possui diversas publicações nas áreas de Eletrônica e Telecomunicações. Faz doutorado no ITA.

Endereço para contato: INATEL - Departamento de Telecomunicações - Av. João de Camargo, 510, 37540-000, Santa Rita do Sapucaí - MG. Tel. (035) 471-9218, e-mail: justino@inatel.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.