

ANDRYOS DA SILVA LEMES

**APLICAÇÃO DO MÉTODO DE ABORDAGEM DE DOMÍNIO ESPECTRAL PARA
ANÁLISE DE GUIAS DE ONDA PLANOS EM MODULADORES ELETRO-ÓPTICOS
INTEGRADOS COM SUBSTRATOS DE LNOI (LITHIUM NIOBATE THIN FILM ON
INSULATOR)**

Ilha Solteira
2020



ANDRYOS DA SILVA LEMES

**APLICAÇÃO DO MÉTODO DE ABORDAGEM DE DOMÍNIO ESPECTRAL PARA
ANÁLISE DE GUIAS DE ONDA PLANOS EM MODULADORES ELETRO-ÓPTICOS
INTEGRADOS COM SUBSTRATOS DE LNOI (LITHIUM NIOBATE THIN FILM ON
INSULATOR)**

Tese apresentada à Faculdade de Engenharia do Câmpus de Ilha Solteira - UNESP como parte dos requisitos para obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.
Especialidade: Automação.

Prof. Dr. Claudio Kitano
Orientador

Ilha Solteira
2020



FICHA CATALOGRÁFICA

Desenvolvido pelo Serviço Técnico de Biblioteca e Documentação

L552a Lemes, Andryos da Silva.
Aplicação do método de abordagem de domínio espectral para análise de guias de onda planos em moduladores eletro-ópticos integrados com substratos de LNOI(Lithium Niobate Thin film on Insulator) / Andryos da Silva Lemes. -- Ilha Solteira: [s.n.], 2020
125 f. : il.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual Paulista. Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira. Área de conhecimento: Automação, 2020

Orientador: Cláudio Kitano
Inclui bibliografia

1. Modulador eletro-óptico integrado. 2. Substrato de LNOI. 3. Guias de onda planos. 4. Abordagem de domínio espectral. 5. Expressões de campo eletromagnético.


Raiane da Silva Santos

CERTIFICADO DE APROVAÇÃO

TÍTULO DA TESE: Aplicação do método de abordagem de domínio espectral para análise de guias de onda planos em moduladores eletro-ópticos integrados com substratos de LNOI (Lithium Niobate Thin Film On Insulator)

AUTOR: ANDRYOS DA SILVA LEMES

ORIENTADOR: CLAUDIO KITANO

Aprovado como parte das exigências para obtenção do Título de Doutor em ENGENHARIA ELÉTRICA, área: Automação pela Comissão Examinadora:



Prof. Dr. CLAUDIO KITANO
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP



Prof. Dr. MARCELO CARVALHO MINHOTO TEIXEIRA
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP



Prof. Dr. RICARDO TOKIO HIGUTI
Departamento de Engenharia Elétrica / Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira - UNESP



Prof. Dr. GEFESON MENDES PACHECO
Departamento de Engenharia Eletrônica / Instituto Tecnológico de Aeronáutica - ITA



Prof. Dr. JOÃO MARCOS SALVI SAKAMOTO
Departamento de Ciência e Tecnologia Aeroespacial / Instituto de Estudos Avançados - IEAv

Ilha Solteira, 17 de setembro de 2020

Dedico

Aos meus pais, Edson e Madalena, aos meus irmãos, Dyangeles (*in memoriam*) e Natália, aos meus sogros, Renato e Sônia, e à minha esposa, Renata, por todo amor, confiança e apoio em todos os momentos que culminaram nesta conquista. Em especial, ao meu filho, Cauã, que com sua pureza se tornou o meu maior incentivo.

AGRADECIMENTOS

Meus agradecimentos a todos os familiares, amigos, professores e funcionários da FEIS-UNESP, que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho. Em especial, dedico meus agradecimentos:

- À minha esposa, Renata, que há 12 anos tem sido a minha companheira de vida. O seu amor, companheirismo e paciência foram o meu sustentáculo durante toda esta jornada.
- Ao meu filho, Cauã, que mesmo sem compreender o motivo da minha ausência, nunca me negou o seu carinho inocente. Você, que um dia ao ler esta página, saiba que foi no seu amor puro que encontrei forças para não desistir. Sinta-se motivado, meu filho.
- Aos meus pais, Edson e Madalena, à minha irmã, Natália, e aos meus sogros, Renato e Sônia, que sempre estiveram presentes com suas palavras de apoio e conforto em todos os momentos de dificuldades. Em especial, registro o agradecimento ao meu irmão, Dyangeles (*in memoriam*), cujos sacrifícios pessoais tornaram possível a minha dedicação aos estudos.
- Ao meu orientador, Prof. Dr. Claudio Kitano, por ser um pesquisador de excelência e inspiração para todos próximos. Obrigado pela paciência e por todo o conhecimento compartilhado durante a execução desta Tese.
- À todos colegas do LOE - Laboratório de Optoeletrônica, Stephany, Luiz Henrique, Guilherme, Galeti, Fernando, Flávio, Angel e Anderson, que além das discussões acadêmicas foram amigos durante minha caminhada. Em especial, ao amigo João Paulo, com quem compartilhei esta linha de pesquisa e dividi muitas horas de discussão, trabalho e também de companheirismo.
- Ao IFSP - Câmpus Presidente Epitácio pela concessão do afastamento para o desenvolvimento do meu doutorado com dedicação. Em especial, aos professores da área indústria, por sempre serem excelentes naquilo que se propõem.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

"Podemos facilmente perdoar uma criança que tem medo do escuro; a real tragédia da vida é quando os homens têm medo da luz." Platão

RESUMO

A substituição da eletrônica convencional por componentes ópticos em aplicações de processamento óptico de sinal tem aumentado o interesse em integrar diferentes dispositivos fotônicos em um único *chip*. Por conseguinte, as pesquisas em circuitos fotônicos integrados têm se intensificado ao longo das últimas décadas. Desta forma, aumentou-se a necessidade de moduladores de fase óptica integrados que sejam escaláveis e de alta performance, com ampla largura de banda, compatibilidade com a fotônica baseada em silício e integração com a eletrônica CMOS. Neste contexto, o filme de Niobato de Lítio Sobre o Isolador (LNOI - *Lithium Niobate Thin Film On Insulator*) é uma plataforma promissora que surgiu e tem permitido a confecção de moduladores eletro-ópticos de maior eficiência. Sendo assim, neste trabalho aplica-se a consagrada técnica de Abordagem de Domínio Espectral (ADE) para a análise dos guias de onda planos em moduladores eletro-ópticos integrados com substratos de LNOI. As expressões de campo eletromagnético destes guias são obtidas e a formulação desenvolvida é submetida a testes, obtendo-se resultados em concordância com a literatura publicada. Os resultados numéricos indicam que o substrato de LNOI pode permitir a confecção de guias de onda CPW e CPS pouco dispersivos para uma faixa ampla de frequências e com impedâncias próximas de 50Ω . Além disso, observou-se que a miniaturização do invólucro metálico pode estender a banda monomodo de operação quando comparada a dispositivos do tipo *bulk*. Mostrou-se que se pode obter moduladores eletro-ópticos com tensões de meia-onda de no máximo 5 V e com guias de onda de comprimentos inferiores ao da maioria dos dispositivos *bulk* comercialmente disponíveis. Verificou-se que a adição de uma camada de *buffer-layer*, além de evitar o contato da luz com os eletrodos, permite que se obtenham moduladores com bom casamento de velocidades entre o modo óptico e elétrico, o que resulta em modos fundamentais com respostas em frequência de modulação superiores a região monomodo. Por fim, os resultados sugerem que o modo- π fundamental do guia CPS possui curvas de dispersão pouco dispersivas até 1 THz, sendo que nos testes realizados não foram encontrados os gráficos típicos de transição modal que comumente estão associados às estruturas de óptica integrada. Desta forma, caso pesquisas futuras comprovem que não há acoplamento entre os modos fundamental e superiores, e garanta-se o estabelecimento de somente o modo fundamental no guia, poderia-se obter moduladores eletro-ópticos com respostas em frequência próximos a 900 GHz. Esta frequência está dentro da banda de terahertz, que é considerada a próxima fronteira para aplicações em sistemas de comunicação com banda extremamente larga.

Keywords: Modulador eletro-óptico integrado. Substrato de LNOI. Guias de onda planos. Abordagem de domínio espectral. Expressões de campo eletromagnético.

ABSTRACT

The replacement of conventional electronics by optical components in optical signal processing applications has increased the interest in integrating different photonic devices on a single chip. Therefore, researches in integrated photonic circuits have been intensified over the past few decades. In this way, the need for scalable and high performance integrated optical phase modulators, with wide bandwidth, compatibility with silicon-based photonics and integration with CMOS electronics has increased. In this context, Lithium Niobate Thin Film On Insulator (LNOI) is a promising platform that has emerged and enabled the production of more efficient electro-optic modulators. Thus, in this work the well-established technique of Spectral Domain Approach (SDA) is applied to planar waveguides analysis in integrated electro-optic modulators with LNOI substrates. Electromagnetic field expressions in these guides are obtained and the developed analysis is thoroughly tested, obtaining results in accordance to the literature, determined by other techniques. Numerical results indicate that LNOI substrate shows the possibility of manufacturing CPW and CPS presenting low dispersion for a wide range of frequencies and impedances close to 50Ω . Besides, it was observed that the metallic box miniaturization can extend the single-mode band of operation when compared to bulk type devices. It has been shown that electro-optic modulators can be obtained with a maximum of 5 V half-wave voltages and waveguide length shorter than most of commercially bulk devices available. It was found that the addition of a buffer-layer, besides avoiding the contact of the light with the electrodes, it allows to obtain modulators with good velocity matching between optical and electrical modes, which results in fundamental modes with higher modulation frequency responses than the single-mode region. Finally, the results indicate that the CPS fundamental π -mode has low dispersion curves up to 1 THz and, in the performed tests, the typical modal transition curves, commonly associated to integrated optics structures, were not found. Thus, if future researches prove that there is no coupling between fundamental and superior modes, and if it can be guaranteed the establishment of only the fundamental mode in the guide, electro-optic modulators with frequency responses close to 900 GHz could be obtained. This frequency is within the terahertz band, which is considered the next frontier to be applied to communication systems applications with extremely broadband demand.

Keywords: Integrated electro-optic modulator. LNOI substrate. Planar waveguides. Spectral Domain Approach. Electromagnetic field expressions.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1	Diagrama da região ativa de um modulador eletro-óptico com canal óptico do tipo Mach-Zehnder.	19
Figura 2	Estruturas blindadas de guias de ondas planos. (a) <i>Microstrip</i> . (b) CPW. (c) CPS.	22
Figura 3	Guia óptico do tipo <i>rib</i> ou <i>ridge</i> em uma plataforma de LNOI.	22
Figura 4	Substrato de LNOI típico com canal óptico difundido.	23
Figura 5	Seção transversal de um guia de onda plano com quatro camadas. (a) CPS. (b) CPW.	26
Figura 6	Elemento diferencial associado a duas linhas de transmissão acopladas.	43
Figura 7	Circuito geral de alimentação associado ao guia de onda. (a) CPS. (b) CPW.	48
Figura 8	Diagrama básico de moduladores de fase óptica com canais ópticos fabricados em substrato de LiNbO_3 em corte-Z. (a) Guia de onda do tipo CPS. (b) Guia de onda do tipo CPW.	50
Figura 9	Conformação do campo óptico no guia de canal difundido. (a) Componente na direção x em $y = -1 \mu\text{m}$. (b) Componente na direção y em $x = 0 \mu\text{m}$	52
Figura 10	Guia de onda do tipo CPS com canal óptico difundido na camada de LiNbO_3	53
Figura 11	Seção transversal de um guia de onda planar com quatro camadas e multieletródos distribuídos.	56
Figura 12	Recorte da seção transversal de um guia CPS com tensão V_x aplicada ao eletrodo 1.	73
Figura 13	Teste de curva de dispersão para os modos fundamental e primeiro superior ímpar de uma estrutura CPW.	76
Figura 14	Teste do cálculo de impedância característica para o modo fundamental de uma estrutura CPW com substrato anisotrópico.	77
Figura 15	Testes da formulação para uma estrutura de 4 camadas com diferentes materiais no substrato.	78
Figura 16	Teste do cálculo de campo elétrico absoluto da componente E_y . (a) Modos $-c$ e $-\pi$. (b) Campo resultante.	80

Figura 17	Determinação das frequências de corte dos três primeiros modos $-\pi$ de ordem superior para o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989).	82
Figura 18	Curvas de dispersão de ϵ_{ef} que se obtêm para os modos- π fundamental e primeiro superior para o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989).	82
Figura 19	Fator de superposição Γ^N para um modulador com o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989).	83
Figura 20	Resposta em frequência de modulação para um modulador com o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989), quando se considera $L_z = 9,1$ mm.	84
Figura 21	Guias de onda de moduladores eletro-ópticos com substratos de LNOI básico. (a) CPS. (b) CPW.	86
Figura 22	Curvas de dispersão dos modos fundamentais do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico.	87
Figura 23	Curvas de impedância característica dos modos fundamentais do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico.	88
Figura 24	Magnitude do campo E_y na camada de TFLN do guia de onda do modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico. (a) CPW ($h_3 = 1 \mu m$). (b) CPW ($h_3 = 4 \mu m$). (c) CPS: modo-c ($h_3 = 1 \mu m$). (d) CPS: modo-c ($h_3 = 4 \mu m$). (e) CPS: modo- π ($h_3 = 1 \mu m$). (f) CPS: modo- π ($h_3 = 4 \mu m$).	91
Figura 25	Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico. (a) Com guia de onda CPW. (b) Com guia de onda CPS.	94
Figura 26	Resposta em frequência de modulação para os modos fundamentais dos moduladores das Tabelas 2 e 3. Consideram-se que as impedâncias estão casadas nos acessos.	97
Figura 27	Guias de onda de moduladores eletro-ópticos com substratos de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) CPS. (b) CPW.	99
Figura 28	Curvas de dispersão para os guias CPW e CPS de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) Modo fundamental do CPW. (b) Modo- π fundamental do CPS.	100
Figura 29	Curvas de impedância característica para os guias CPW e CPS de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) Modo fundamental do CPW. (b) Modo- π fundamental do CPS.	101

Figura 30	Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com guia CPW e substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) $w_{1,2} = 8 \mu\text{m}$. (b) $w_{1,2} = 16 \mu\text{m}$	104
Figura 31	Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com guia CPS e substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) $w_{1,2} = 8 \mu\text{m}$. (b) $w_{1,2} = 16 \mu\text{m}$	105
Figura 32	Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com um guia CPS assimétrico e substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i>	108
Figura 33	Resposta em frequência de modulação dos moduladores com substratos de LNOI com <i>buffer-layer</i> indicados na Tabela 5. (a) CPW. (b) CPS.	110
Figura 34	Curvas de dispersão dos modos fundamental e primeiro superior para os guias CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) caso 1: $w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \mu\text{m}$. (b) caso 2: $w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$. (c) caso 3: $w_i = 16 \mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \mu\text{m}$. (d) caso 4: $w_i = 16 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$	112
Figura 35	Curvas de dispersão dos modos- π fundamental e primeiro superior para os guias CPS de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> . (a) caso 1: $w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \mu\text{m}$. (b) caso 2: $w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$. (c) caso 3: $w_i = 16 \mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \mu\text{m}$. (d) caso 4: $w_i = 16 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$	113
Figura 36	Curvas de dispersão dos modos- π fundamental e primeiro superior para o caso 2 ($w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$) do guia CPS com caixa metálica de $10 \times 10 \text{mm}^2$	114
Figura 37	Curvas estendidas da resposta em frequência de modulação dos moduladores com guias de onda CPS e substratos de LNOI com <i>buffer-layer</i> indicados na Tabela 5.	115

LISTA DE TABELAS

Tabela 1	Frequências de corte dos primeiros modos superiores do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico.	89
Tabela 2	Parâmetros dos moduladores com substrato de LNOI básico analisados quando se tem interação eletro-óptica máxima.	96
Tabela 3	Parâmetros dos moduladores com substrato de LNOI básico analisados quando os centros dos canais ópticos são deslocados em $\sim 1,65 \mu\text{m}$ das bordas dos eletrodos.	97
Tabela 4	Frequências de corte dos primeiros modos superiores do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i>	103
Tabela 5	Parâmetros dos moduladores com substrato de LNOI com <i>buffer-layer</i> analisados quando se tem interação eletro-óptica máxima.	106
Tabela 6	Parâmetros dos moduladores com guias de onda CPS assimétricos e substratos de LNOI com <i>buffer-layer</i>	108

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ADE	Abordagem de Domínio Espectral
CFI	Circuito Fotônico Integrado
CPS	<i>Coplanar Strips</i>
CPW	<i>Coplanar Waveguide</i>
TEM	Eletromagnético Transversal
FEIS	Faculdade de Engenharia de Ilha Solteira
LOE	Laboratório de Optoeletrônica
LB	Largura de Banda
LTs	Linhas de Transmissão
LNOI	<i>Lithium Niobate Thin Film on Insulator</i>
MZ	Mach-Zehnder
MIADE	Método das Imagens em ADE
MFOI	Modulador de Fase Óptica Integrado
LiNbO ₃ ou LN	Niobato de Lítio
PE	<i>Proton Exchange</i>
RF	Radiofrequência
SiO ₂	Sílica
SOI	<i>Silicon-on-Insulator</i>
TFLN	<i>Thin Film Lithium Niobate</i>
TDF	Transformada Discreta de Fourier

LISTA DE SÍMBOLOS

h_m	Espessura da camada m da estrutura.
w_i	Largura da fita metálica i .
s_i	Distância entre os centros da fita i e o centro da estrutura.
L	Metade da largura da seção transversal da estrutura.
μ_{rm}	Permeabilidade magnética relativa do material da camada m da estrutura.
μ_0	Permeabilidade magnética relativa do vácuo.
ϵ_{rm}	Permissividade elétrica relativa do material da camada m da estrutura.
ϵ_0	Permissividade elétrica relativa do vácuo.
$\epsilon_{rm//}$	Permissividade elétrica relativa na direção paralela ao eixo óptico da camada m da estrutura.
$\epsilon_{rm\perp}$	Permissividade elétrica relativa na direção perpendicular ao eixo óptico da camada m da estrutura.
\vec{E}_m	Campo elétrico na camada m .
E_{xm}, E_{ym}, E_{zm}	Componentes de campo elétrico nas direções x , y e z na camada m .
\vec{H}_m	Campo magnético na camada m .
H_{xm}, H_{ym}, H_{zm}	Componentes de campo magnético nas direções x , y e z na camada m .
β	Constante de fase do modo guiado.
k_0	Constante de fase no espaço livre.

ω	Frequência angular.
t	Variável temporal.
T_x	Período espacial.
α_n	Variável espectral.
$\tilde{E}_{xm}, \tilde{E}_{ym}, \tilde{E}_{zm}$	Componentes de campo elétrico, no domínio espectral, nas direções x , y e z na camada m .
$\tilde{H}_{xm}, \tilde{H}_{ym}, \tilde{H}_{zm}$	Componentes de campo magnético, no domínio espectral, nas direções x , y e z na camada m .
\tilde{J}_x e \tilde{J}_z	Componentes da densidade linear de corrente no domínio espectral.
$\tilde{Z}_{zz}, \tilde{Z}_{zx}, \tilde{Z}_{xz}$ e \tilde{Z}_{xx}	Diádicas de Green no domínio espectral.
\tilde{J}_{zm} e \tilde{J}_{xm}	Funções de base de \tilde{J}_z e \tilde{J}_x , respectivamente.
\tilde{E}_{zm} e \tilde{E}_{xm}	Funções de base de \tilde{E}_z e \tilde{E}_x , respectivamente.
c_m	Coefficientes de ponderação de \tilde{J}_{zm} e \tilde{E}_{xm} .
d_m	Coefficientes de ponderação de \tilde{J}_{xm} e \tilde{E}_{zm} .
M	Quantidade de funções de base para \tilde{J}_z e \tilde{E}_z .
N	Quantidade de funções de base para \tilde{J}_x e \tilde{E}_x .
c'_i	Coefficientes de ponderação normalizados (c_i/c_1 para $i = 2, 3, \dots, M$).
d'_j	Coefficientes de ponderação normalizados (d_j/c_1 para $j = 1, 2, \dots, N$).
\tilde{J}_{zim} e \tilde{J}_{xim}	Funções de base relacionadas a \tilde{J}_{zm} e \tilde{J}_{xm} , respectivamente, sobre a fita i .
c_{im} e d_{im}	Coefficientes de ponderação de \tilde{J}_{zim} e \tilde{J}_{xim} , respectivamente.

ϵ_{ef}	Permissividade elétrica efetiva.
n_{ef}	Índice de refração efetivo.
Z_0	Impedância característica.
P_{AVG}	Potência média transmitida.
I_z	Corrente elétrica na fita metálica.
V_x	Tensão elétrica no <i>slot</i> .
V_i^c e V_i^π	Ondas de tensão na fita i para os modos $-c$ e $-\pi$, respectivamente.
R_c e R_π	Razões entre as ondas de tensão nas fitas para os modos $-c$ e $-\pi$, respectivamente.
Z_{0i}^c e Z_{0i}^π	Impedância característica da fita i para os modos $-c$ e $-\pi$, respectivamente.
Γ^N	Integral de superposição.
$V_{g\pi}$	Tensão de meia-onda do gerador.
RFM	Resposta em frequência de modulação.

SUMÁRIO

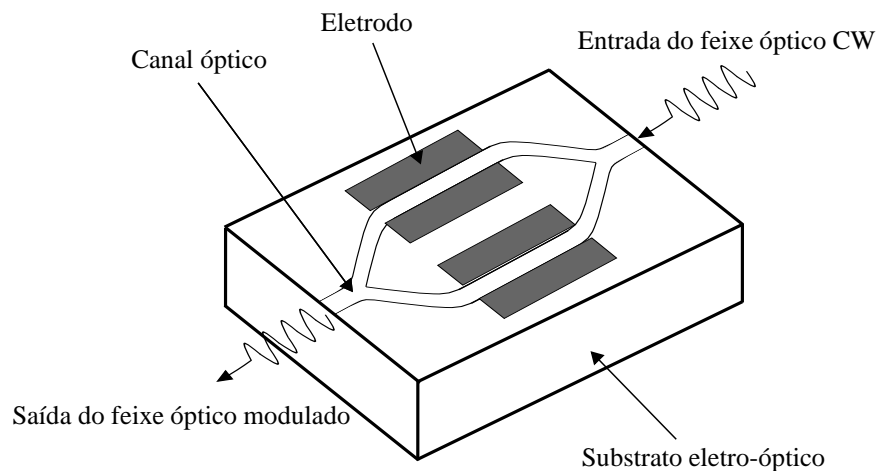
1	INTRODUÇÃO	19
1.1	MODULADORES DE FASE ÓPTICA EM CFIS	20
1.2	ANÁLISE DE MFOIS COM SUBSTRATO DE LNOI	21
1.3	ANÁLISE DE GUIAS DE ONDAS PLANOS COM SUBSTRATOS DE LNOI	23
1.4	OBJETIVOS	24
1.5	ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO	25
2	MÉTODO DE ABORDAGEM DE DOMÍNIO ESPECTRAL	26
2.1	ESTRUTURA DE GUIA DE ONDA PLANAR COM QUATRO CAMADAS	26
2.2	MÉTODO DE GALERKIN	31
2.3	SELEÇÃO DAS FUNÇÕES DE BASE	34
2.4	DETERMINAÇÃO DOS COEFICIENTES c_m E d_m	35
2.5	MÉTODO DAS IMAGENS EM ADE - MIADE	37
2.5.1	Método de Galerkin adaptado para o MIADE	39
3	PARÂMETROS ELÉTRICOS DOS GUIAS DE ONDA PLANOS	41
3.1	CURVAS DE DISPERSÃO	41
3.2	IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA	41
3.2.1	Impedância característica do CPS	43
3.2.1.1	Análise de linhas de transmissão acopladas	43
3.2.2	Impedância característica do CPW	46
4	FUNDAMENTOS DE MFOIS ASSOCIADOS AO GUIA DE ONDA	48
4.1	CIRCUITOS GERAIS DE ALIMENTAÇÃO ASSOCIADOS AO CPS E CPW	48
4.2	MFOI COM GUIA DE CANAL	49
4.3	CONFORMAÇÃO DE CAMPO ÓPTICO	50
4.4	INTEGRAL DE SUPERPOSIÇÃO (<i>OVERLAP INTEGRAL FACTOR</i>)	53
4.5	TENSÃO DE MEIA-ONDA DO GERADOR - $V_{g\pi}$	54
4.6	RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DE MODULAÇÃO - <i>RFM</i>	55
5	DETERMINAÇÃO DAS COMPONENTES TRANSVERSAIS DE CAMPO ELETROMAGNÉTICO DE UM GUIA DE ONDA PLANAR COM SUBSTRATO DE LNOI	56
5.1	DECOMPOSIÇÃO DAS COMPONENTES DE CAMPO ELETROMAGNÉTICO	57
5.2	CAMPO ELETROMAGNÉTICO TRANSVERSAL	59
5.3	CÁLCULO DE P_{AVG}	68

5.4	CAMPO ELÉTRICO EM VALORES ABSOLUTOS	72
6	TESTES COMPUTACIONAIS DA FORMULAÇÃO DESENVOLVIDA	75
6.1	DISCUSSÃO GERAL SOBRE AS ROTINAS NUMÉRICAS	75
6.2	VALIDAÇÃO - IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA	77
6.3	VALIDAÇÃO - CAMPO $E_y(x,y)$ EM VALORES ABSOLUTOS	79
6.4	ANÁLISE DE UM MODULADOR ELETRO-ÓPTICO TÍPICO	81
7	RESULTADOS NUMÉRICOS PARA ESTRUTURAS COM SUBSTRATOS DE LNOI	85
7.1	PARÂMETROS GERAIS DOS PROCEDIMENTOS NUMÉRICOS	85
7.2	RESULTADOS - SUBSTRATO DE LNOI BÁSICO	85
7.3	RESULTADOS - SUBSTRATO DE LNOI COM <i>BUFFER-LAYER</i>	98
7.3.1	Descrição das estruturas de guias de onda	99
7.3.2	Curvas de dispersão	100
7.3.3	Impedâncias Características	101
7.3.4	Bandas de operação monomodo	102
7.3.5	Tensões de meia-onda dos geradores	103
7.3.6	Resposta em frequência de modulação eletro-óptica	109
7.3.7	Resultados numéricos para $f > 100$ GHz	111
8	CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS	117
8.1	CONCLUSÕES	117
8.2	PESQUISAS FUTURAS	119
	REFERÊNCIAS	121

1 INTRODUÇÃO

Os Moduladores de Fase Óptica Integrados (MFOIs) são elementos importantes em sistemas de telecomunicações (WOOTEN *et al.*, 2000), dispositivos de Radiofrequência (RF) em fotônica (SOUZA *et al.*, 2017), Circuitos Fotônicos Integrados (CFIs) (HE *et al.*, 2019; WEIGEL *et al.*, 2016; FATHPOUR, 2015) e sensores (OUYANG *et al.*, 2019). Os MFOIs regularmente empregados são baseados no efeito eletro-óptico linear (BOYNTON *et al.*, 2020), no qual um campo elétrico de modulação é utilizado para variar linearmente o índice de refração de um material através do qual a luz se propaga (YARIV; YEH, 1984). Um diagrama básico da região ativa de um modulador eletro-óptico integrado é apresentado na Figura 1, cujo canal óptico está na forma de interferômetro de Mach-Zehnder. O campo elétrico de modulação pode ser aplicado por meio de eletrodos, a um ou ambos braços do interferômetro, induzindo uma variação nos índices de refração do material eletro-óptico, modificando a fase da onda óptica guiada.

Figura 1 - Diagrama da região ativa de um modulador eletro-óptico com canal óptico do tipo Mach-Zehnder.



Fonte: Elaboração do autor.

Neste contexto, o Niobato de Lítio (LiNbO_3 ou LN) tem sido uma ótima escolha de material empregado nos MFOIs devido ao seu elevado coeficiente eletro-óptico ($r_{33} \approx 31 \text{ pm/V}$), ampla janela de transparência (de $0,4 \mu\text{m}$ a $5 \mu\text{m}$), rápida resposta eletro-óptica e boa estabilidade com relação a flutuação de temperatura (WANG *et al.*, 2018a). Entretanto, os MFOIs de LN

não são escaláveis devido a dificuldade de miniaturização dessas estruturas (LACOUR *et al.*, 2005), como, por exemplo, no processo de fabricação dos canais ópticos pelas técnicas padrões como difusão de titânio e troca de prótons (BAZZAN; SADA, 2015). Geralmente, esses canais ópticos apresentam guiagem fraca e grande *mode-size* devido ao baixo contraste entre os índices de refração efetivo do guia óptico e o substrato de LN. Essa característica faz com que se tenha uma baixa eficiência de modulação, uma vez que a interação entre os campos óptico e elétrico é fraca, o que aumenta o valor da tensão de meia onda (V_π) do modulador. Desta forma, com o objetivo de reduzir V_π , costuma-se empregar eletrodos e guias ópticos mais longos a fim de induzir maiores deslocamentos na fase óptica. Sendo assim, a maioria dos MFOIs comerciais de LN são relativamente grandes (50-150 mm de comprimento), o que faz deles inadequados para aplicações que exigem dispositivos de tamanho reduzido, ampla Largura de Banda (LB) e baixas tensões de alimentação (BOYNTON *et al.*, 2020). Atualmente, um típico MFOI pode alcançar -3dB de LB em 35 GHz e $V_\pi = 3,5$ V (THORLABS, 2020).

Paralelamente, com a substituição da eletrônica convencional por componentes ópticos em aplicações de processamento óptico de sinal, tem-se aumentado o interesse em integrar diferentes dispositivos fotônicos em um único *chip* (POBERAJ *et al.*, 2012). Por conseguinte, as pesquisas em Circuitos Fotônicos Integrados (CFIs) têm se intensificado ao longo das últimas décadas, e com isso, os CFIs vêm se consolidando como uma plataforma industrial, pois permitem a integração de dispositivos ópticos ativos e passivos em um único chip (BOES *et al.*, 2018). Logo, aumentou-se a necessidade de MFOIs escaláveis e de alta performance, o que tem impulsionado os esforços na direção de plataformas miniaturizadas, com ampla LB (WANG *et al.*, 2018b), compatibilidade com a fotônica baseada em silício e integração com a eletrônica CMOS (MERCANTE *et al.*, 2016; WANG *et al.*, 2018a).

1.1 MODULADORES DE FASE ÓPTICA EM CFIS

Recentemente, diferentes princípios de MFOIs competem entre si para atingirem os requisitos de projeto dos CFIs, como baixas tensões de alimentação, ampla resposta em frequência de modulação, miniaturização e compatibilidade com a fotônica baseada em silício. Para citar alguns exemplos, as plataformas compatíveis com processos de micro fabricação têm produzido MFOIs baseados em eletro-absorção (AMIN *et al.*, 2019; JI *et al.*, 2019), semicondutores (FATHPOUR, 2015; AMIN *et al.*, 2018), polímeros (SATO *et al.*, 2017) e grafeno (DING *et al.*, 2015).

Cada uma dessas abordagens tem seus prós e contras (RAO; FATHPOUR, 2018). Por exemplo, moduladores com Silício Sobre o Isolador (SOI - *Silicon-On-Insulator*) podem atingir taxas de 50 Gb/s, contudo, apresentam baixa razão de extinção (RAO *et al.*, 2016). Moduladores com polímeros, apesar de possuírem elevados coeficientes eletro-ópticos, sofrem com as perdas intrínsecas de propagação (KIENINGER *et al.*, 2018). As limitações de outras plataformas

incluem ainda baixa eficiência de chaveamento (AlN, Nitreto de Alumínio), elevada perda óptica (plasmônicos) e desafios de escalabilidade (grafeno) (WANG *et al.*, 2018b).

Uma plataforma promissora que tem surgido é o Filme de Niobato de Lítio no Isolador (LNOI - *Lithium Niobate Thin Film On Insulator*), que consiste de um Filme de LN (TFLN - *Thin Film Lithium Niobate*), de algumas centenas de nanômetros, colocado sobre uma camada de sílica (SiO₂) (BOYNTON *et al.*, 2020). O processo de fabricação de um substrato de LNOI pode ser consultado em detalhes na referência Poberaj *et al.* (2012).

Devido ao grande contraste entre os índices de refração do TFLN e do SiO₂, tem-se produzido canais ópticos com boas qualidade de confinamento e guiamento, *mode-size* reduzido e, conseqüentemente, MFOIs de maior eficiência eletro-óptica (REN *et al.*, 2019). Sendo assim, nos últimos tempos têm-se produzido MFOIs com substratos de LNOI que são altamente competitivos com as outras plataformas de CFIs que foram mencionadas anteriormente (MERCANTE *et al.*, 2018; WANG *et al.*, 2018b; BOYNTON *et al.*, 2020).

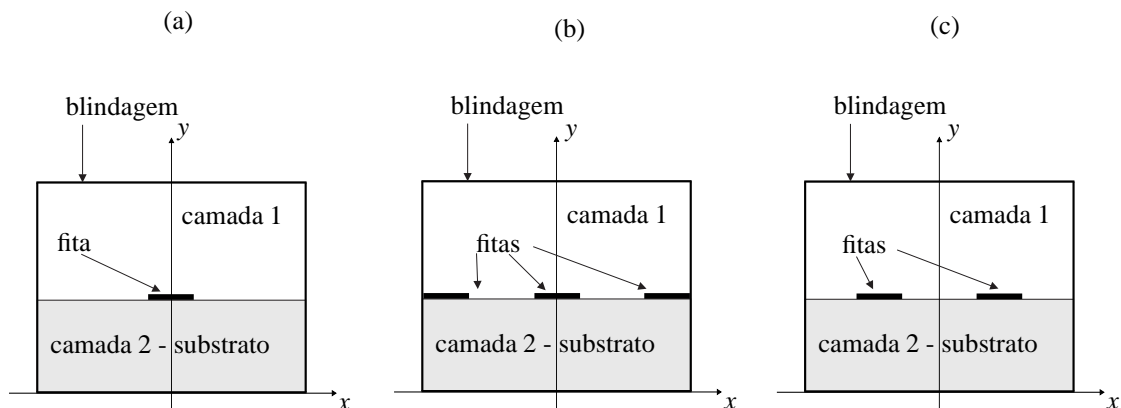
Desta forma, a tecnologia para a plataforma de LNOI tem feito avanços significativos recentemente, o que tem demandado técnicas de projeto para predizer a performance dos dispositivos com este substrato (HONARDOOST *et al.*, 2018).

Neste ponto, deseja-se chamar a atenção do leitor para a nomenclatura adotada neste trabalho. Para diferenciar os dispositivos que fazem uso de LNOI, será empregado o termo volumétrico (*bulk*) para se referir aos substratos de LN cujas espessuras são da ordem de poucos milímetros, contudo, enfatiza-se que estes também se tratam de dispositivos integrados.

1.2 ANÁLISE DE MFOIS COM SUBSTRATO DE LNOI

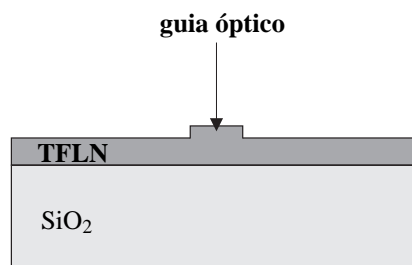
Semelhantemente ao caso *bulk*, as características fundamentais dos MFOIs com substrato de LNOI, tais como V_{π} e resposta em frequência, dependem da determinação dos parâmetros elétricos associados aos guias de ondas do campo de micro-ondas estabelecidos pelos eletrodos de modulação, conforme ilustrado na Figura 1.

Uma técnica de projeto eficiente para determinar esses parâmetros, tais como dispersão, impedância característica e campo elétrico, é o consagrado método de Abordagem de Domínio Espectral (ADE), que pode ser aplicado a maioria das estruturas de guias de onda com distribuição de eletrodos planares, tais como a *microstrip*, CPW (*Coplanar Waveguide*) e CPS (*Coplanar Strips*) em configurações de multicamadas, podendo ser estruturas abertas ou fechadas (ITOH, 1989). Como exemplo, ilustram-se na Figura 2 as representações da seção transversal de guias de ondas planares com blindagem metálica, sendo que em (a) tem-se a *microstrip*, (b) CPW e (c) a CPS. Por simplicidade, os guias de onda são representados apenas com duas camadas.

Figura 2 - Estruturas blindadas de guias de ondas planos. (a) *Microstrip*. (b) CPW. (c) CPS.

Fonte: Elaboração do autor.

O uso da técnica de ADE provou-se extremamente adequado no projeto de alguns tipos de MFOIs no passado, como nos influentes trabalhos de Railton e McGeehan (1989), Kawano *et al.* (1991), Kitazawa, Polifko e Ogawa (1992). Entretanto, um requisito fundamental para a aplicabilidade da técnica de ADE é a homogeneidade ao longo da direção horizontal da estrutura, pois isso permite o emprego da transformada de Fourier nesta direção. Desta forma, não é possível a aplicação do método de ADE em estruturas de MFOIs com guias ópticos do tipo *rib* ou *ridge* (HE *et al.*, 2019; WEIGEL *et al.*, 2016; WANG *et al.*, 2018a; RAO *et al.*, 2016; MERCANTE *et al.*, 2016; REN *et al.*, 2019). Como exemplo, apresenta-se na Figura 3 um guia óptico do tipo *rib* ou *ridge* fabricado em um substrato de LNOI. Observa-se que a estrutura não é homogênea na direção horizontal.

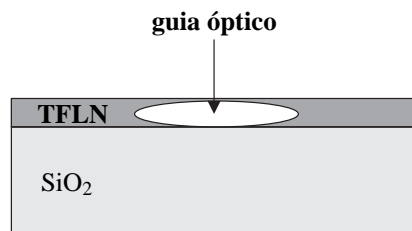
Figura 3 - Guia óptico do tipo *rib* ou *ridge* em uma plataforma de LNOI.

Fonte: Elaboração do autor.

Por outro lado, a técnica de troca de prótons (PE - *Proton Exchange*), que é uma tecnologia de baixo custo e já bem estabelecida na confecção de canais ópticos difundidos em substratos

volumétricos de LN (BAZZAN; SADA, 2015), satisfazem a exigência imposta pelo método de ADE. Essas técnicas têm sido aprimoradas para a aplicação em TFLN, obtendo canais ópticos em substratos de LNOI com *mode-size* de $1 \mu\text{m}^2$, tipicamente, e perdas de propagação tão baixas quanto 0,2 dB/cm para o comprimento de onda $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$ (CAI; WANG; HU, 2015; CAI *et al.*, 2015). Ilustra-se na Figura 4 um substrato de LNOI típico com canal óptico difundido na camada de TFLN.

Figura 4 - Substrato de LNOI típico com canal óptico difundido.



Fonte: Elaboração do autor.

1.3 ANÁLISE DE GUIAS DE ONDAS PLANOS COM SUBSTRATOS DE LNOI

De acordo com Rao *et al.* (2016), o descasamento de velocidades entre os modos óptico e elétrico em MFOIs pode ser minimizado pelo projeto apropriado da topologia de distribuição eletrodos que, por sua vez, determina o balanço entre descasamento de velocidades, V_π e impedância característica para performances de alta velocidade. Desta forma, é de interesse ter a disposição ferramentas capazes de auxiliar nos projetos de guias de ondas planos em CFIs com substratos de LNOI, tais como o MFOI com canal óptico difundido.

O método de ADE é uma boa escolha para tratar deste problema, visto que, ao contrário de outras técnicas, como elementos finitos, a ADE é um método semianalítico, isto é, embora seja uma técnica numérica, ela necessita de uma fase significativa de pré-processamento analítico. Isso possibilita uma maior eficiência, porque, além de diminuir o custo computacional com a redução de interações numéricas, permite obter informações físicas importantes e fazer previsões sobre as soluções através de todo o desenvolvimento matemático realizado, o que é mais difícil de conseguir com métodos totalmente numéricos (ITOH; MITTRA, 1973; ITOH, 1989).

A técnica de ADE pode ser aplicada a estruturas de guias de onda planos onde os números de camadas e eletrodos podem ser variados. Neste contexto, é de interesse que na fase de desenvolvimento analítico obtenham-se expressões genéricas o suficiente para permitir um grau de liberdade na alocação de materiais nas camadas de substrato, o que permite maior flexibilidade na análise dos guias de ondas. Uma forma de atingir este objetivo é considerar

que meios anisotrópicos possam preencher as camadas de substrato. Todavia, esta generalidade aumenta a complexidade do tratamento matemático.

Há vários trabalhos na literatura que fornecem os procedimentos para se obterem as expressões das diádicas de Green no domínio espectral para estruturas multicamadas que exibem anisotropia (KAMRA; DREHER, 2018; LUCIDO, 2012; MARQUES; HORNO, 1987). Contudo, as expressões necessárias para o cálculo da impedância característica e campo elétrico de estruturas com multicamadas anisotrópicas são pouco documentadas.

Na referência Itoh (1989), o autor descreve o procedimento para se obterem essas expressões para uma estrutura de até quatro camadas isotrópicas. Kitano (2001) as deduz para estruturas de três e quatro camadas, sendo que em ambos os casos apenas uma das camadas exibe anisotropia.

Salienta-se que a determinação da impedância característica e distribuição de campo elétrico do guia de onda é essencial para se obterem importantes parâmetros de MFOIs, como resposta em frequência de modulação e V_π (FUSTE, 2015; JANNER *et al.*, 2009; KIM; RAMASWAMY, 1989).

Sendo assim, na pesquisa bibliográfica realizada pelo autor deste texto de Tese de Doutorado não foram encontrados registros de dispositivos confeccionados na plataforma de LNOI analisados com o método de ADE, em especial, os MFOIs com guias ópticos difundidos no substrato de LNOI. À vista disso, neste trabalho, pretende-se empregar a técnica de ADE para a análise de guias de onda planos em MFOIs com substratos de LNOI.

Desta forma, se aplicará o método das imagens em ADE (MIADE), que consiste em utilizar a clássica teoria das imagens do eletromagnetismo para descrever as funções de base que estão presentes no método de Galerkin (KITANO, 2001). Esta técnica tem mostrado precisão no cálculo da distribuição de campo elétrico em estruturas com diversos arranjos de eletrodos planares (KITANO, 2001; MENEZES, 2020).

1.4 OBJETIVOS

O objetivo desta Tese de doutorado é aplicar o MIADE para a análise dos guias de onda planos da região ativa dos MFOIs com substratos de LNOI. O direcionamento deste estudo será para as estruturas do tipo CPW e CPS, que são guias de onda típicos de MFOIs. Consideram-se, ainda, que o LN seja de corte-Z e que as fitas metálicas tenham espessuras desprezíveis.

Pretende-se fornecer as expressões necessárias para se determinarem a impedância característica e campo elétrico para estruturas com multicamadas anisotrópicas. Desta forma, para permitir maior flexibilidade na análise de diversas estruturas, considera-se uma configuração de guia com quatro camadas, sendo que o ar é o material da camada acima dos

eletrodos e as três camadas restantes abaixo das fitas são o substrato de LNOI. Considera-se um caso geral onde todos os três meios de substratos podem ser compostos por um material com anisotropia uniaxial e corte-Z, tal como o LiNbO_3 .

As expressões obtidas serão incorporadas à rotinas numéricas, em ambiente MATLAB, no qual se implementará o MIADE para a determinação de parâmetros elétricos dos guias de ondas planos. Com isso, também serão obtidos os valores de resposta em frequência de modulação e de V_π que essas estruturas permitem quando aplicadas em MFOIs com substratos de LNOI.

Espera-se que os resultados obtidos neste trabalho possam auxiliar em projetos de guias de onda planos presentes nos variados dispositivos de CFIs, especialmente, os MFOIs com substratos de LNOI.

1.5 ORGANIZAÇÃO DO TRABALHO

Este texto de Tese de Doutorado é composto por sete capítulos, incluindo-se esta discussão introdutória.

No capítulo 2, apresentam-se os conceitos gerais da técnica de ADE e a incorporação do método das imagens para se obterem as funções de base adequadas para tratar o caso geral da distribuição de eletrodos planares. O intuito desse capítulo é discorrer sobre o método de ADE de forma ampla, sendo que os detalhes dos longos procedimentos de tratamento analítico são encaminhados para vasta literatura existente em momentos oportunos no decorrer do texto.

Na sequência, aborda-se no capítulo 3 a determinação dos parâmetros elétricos dos guias de onda CPS e CPW, como as curvas de dispersão e impedância característica. No capítulo 4, abordam-se os fundamentos gerais de MFOIs que estão associados ao guia de onda do campo de modulação, como V_π e resposta em frequência. Conforme será exposto nesses capítulos, a obtenção da impedância característica e de importantes parâmetros do modulador dependem das componentes transversais do campo eletromagnético do guia de onda. Sendo assim, dedica-se o capítulo 5 para a obtenção dessas expressões de campo, constituindo como uma das contribuições desta Tese.

Em seguida, realiza-se no capítulo 6 a validação da teoria exposta neste texto, onde os resultados obtidos através das rotinas numéricas desenvolvidas são comparados com alguns trabalhos particulares publicados na literatura. Com isso, na sequência, no capítulo 7 são apresentados os resultados que se obtêm na análise de guias de onda empregados em MFOIs com substrato de LNOI e canal óptico difundido.

Por fim, apresentam-se no capítulo 8 as conclusões deste trabalho e as possibilidades de futuras pesquisas que podem se beneficiar dos resultados desta Tese de Doutorado.

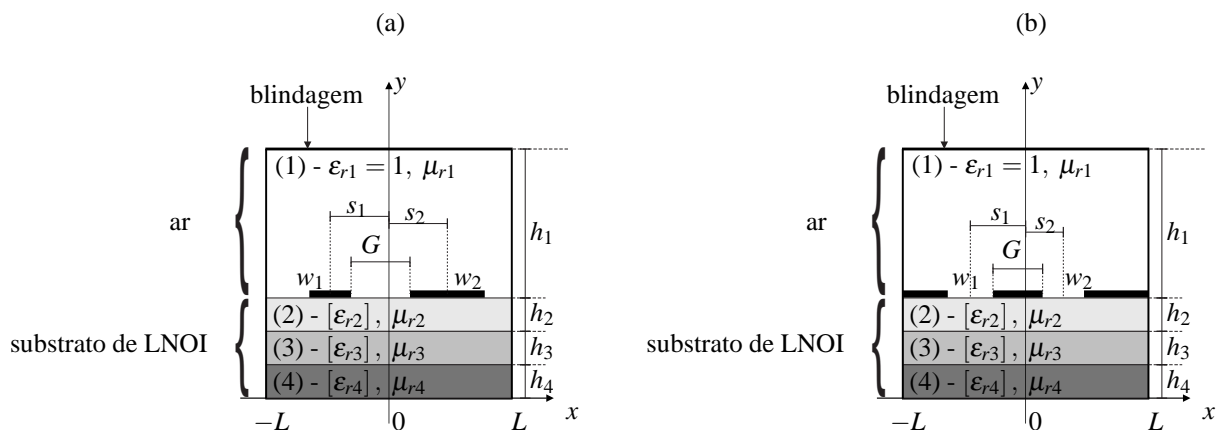
2 MÉTODO DE ABORDAGEM DE DOMÍNIO ESPECTRAL

Apresentam-se neste capítulo os conceitos gerais da técnica de ADE e a incorporação do método das imagens para se obterem as funções de base adequadas para tratar o caso geral da distribuição de eletrodos planares.

2.1 ESTRUTURA DE GUIA DE ONDA PLANAR COM QUATRO CAMADAS

Conforme exposto no capítulo 1, o objeto de estudo deste texto são estruturas de guias de onda planares de até quatro camadas aplicadas em plataformas do tipo LNOI, sendo que a configuração do LiNbO_3 é de corte-Z. Sendo assim, a camada que está acima dos eletrodos é constituída de ar e as três camadas abaixo são o substrato de LNOI. Para dar maior flexibilidade na análise, será considerado que o LN possa ocupar qualquer uma das três camadas de substrato. Desta forma, considera-se que os materiais das camadas de substrato são anisotrópicas em corte $-Z$. Apresentam-se na Figura 5 a representação da seção transversão do guia de onda supracitado, sendo que (a) e (b) são guias do tipo CPS e CPW, respectivamente. Assumem-se que a estrutura seja uniforme e infinita na direção z , que os condutores são perfeitos e que as fitas metálicas tenham espessuras desprezíveis.

Figura 5 - Seção transversal de um guia de onda plano com quatro camadas. (a) CPS. (b) CPW.



Fonte: Elaboração do autor.

As variáveis indicadas na Figura 5 são: h_m a espessura da camada m , w_i a largura da fita

metálica i (ou fenda, para o caso do CPW), s_i a distância entre os centros da fita i (ou fenda) e o centro da estrutura, L a metade da largura da seção transversal da estrutura, G é o espaçamento entre os eletrodos (ou largura da fita central do CPW), μ_{rm} e ϵ_{rm} a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica relativas do material da camada m , respectivamente. No caso do substrato, $[\epsilon_{r2}]$, $[\epsilon_{r3}]$ e $[\epsilon_{r4}]$ são tensores de segunda ordem para um material com anisotropia dielétrica uniaxial em corte - z , tal como o LiNbO₃, e possuem a forma (YARIV; YEH, 1984):

$$[\epsilon_{rm=2,3,4}] = \begin{bmatrix} \epsilon_{rm\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{rm//} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{rm\perp} \end{bmatrix}, \quad (1)$$

sendo que $\epsilon_{rm//}$ e $\epsilon_{rm\perp}$ são as permissividades relativas nas direções paralela e perpendicular ao eixo óptico do material da camada m , respectivamente. Quando alguma camada do substrato for de LN, têm-se que $\epsilon_{rm//} = 28$ e $\epsilon_{rm\perp} = 43$; já no caso de ser algum material isotrópico deve-se utilizar o valor da permissividade relativa do material, por exemplo, se o material for de SiO₂, têm-se que $\epsilon_{rm//} = \epsilon_{rm\perp} = 3,9$.

Estruturas planares nas quais os meios de propagação das ondas eletromagnéticas não são homogêneos, como a representada na Figura 5, não são capazes de suportar modos de propagação TEM (eletromagnético transversal), uma vez que todas as componentes do campo eletromagnético, \vec{E} e \vec{H} (E_x, E_y, E_z, H_x, H_y e H_z), estarão sempre presentes. Diz-se, então, que a estrutura admite modos híbridos de propagação (GUPTA *et al.*, 1996). A análise matemática dessas estruturas envolve a solução das equações de Maxwell em conjunto com condições de contorno. Devido a homogeneidade da estrutura na direção x , pode-se aplicar o método de ADE e, assim, reduzir as equações diferenciais parciais envolvidas nesse problema a equações diferenciais ordinárias (ITOH, 1989).

Para isso, considera-se que os campos se propaguem ao longo do eixo z e possuam dependência temporal harmônica, de forma que todas as componentes de campo variem com $e^{j(\omega t - \beta z)}$, sendo que β , ω e t são a constante de fase do modo guiado, a frequência angular do campo eletromagnético e a variável temporal, respectivamente. Em seguida, devida a natureza blindada da estrutura, as equações são transformadas do domínio físico para o espectral por meio da transformada discreta de Fourier (TDF) aplicada na direção x . Na linguagem de microondas, geralmente define-se o par de transformadas discretas de Fourier de uma função $\phi(x, y)$ como (ITOH; MITTRA, 1974):

$$\tilde{\phi}(\alpha_n, y) = \mathfrak{F}\{\phi(x, y)\} = \int_{-T_x/2}^{T_x/2} \phi(x, y) e^{j\alpha_n x} dx, \quad (2)$$

e

$$\phi(x, y) = \mathfrak{S}^{-1} \{ \tilde{\phi}(\alpha_n, y) \} = \frac{1}{T_x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{\phi}(\alpha_n, y) e^{-j\alpha_n x}, \quad (3)$$

sendo que T_x é o período espacial das funções, $\tilde{\phi}$ a função transformada no domínio espectral e α_n a variável espectral discreta cujos valores são dados por (ITOH, 1980):

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{L}, \quad (4)$$

para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$.

Partindo-se das equações de Maxwell e aplicando as condições de contorno do problema no espaço transformado, obtém-se uma relação, no domínio espectral, entre as componentes de campo elétrico na interface que contém os eletrodos ($y = h_2 + \dots + h_m$), \tilde{E}_x e \tilde{E}_z , e as transformadas discretas de Fourier, \tilde{J}_x e \tilde{J}_z , das componentes da densidade linear de corrente $\vec{J}_s = J_x \hat{x} + J_z \hat{z}$ nas fitas metálicas (ITOH; MITTRA, 1973, 1974; ITOH, 1980, 1989), conforme:

$$\begin{bmatrix} \tilde{E}_z(\alpha_n) \\ \tilde{E}_x(\alpha_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n, \beta) \\ \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{J}_z(\alpha_n) \\ \tilde{J}_x(\alpha_n) \end{bmatrix}, \quad (5)$$

sendo que \tilde{Z}_{zz} , \tilde{Z}_{zx} , \tilde{Z}_{xz} e \tilde{Z}_{xx} são as diádicas de Green no domínio espectral.

Uma observação importante de (5) é que as diádicas de uma estrutura planar, como a da Figura 5, independem do número de eletrodos distribuídos na interface entre as regiões 1 e 2, mas dependem apenas da quantidade e características das camadas da estrutura. A informação referente aos eletrodos está contida nas densidades lineares de corrente \tilde{J}_z e \tilde{J}_x . Desta forma, ao se deduzir as diádicas de uma estrutura planar de m camadas, essas expressões podem ser utilizadas para estruturas com diferentes números de eletrodos, desde que sejam mantidas as características de seus meios.

As diádicas de Green em (5) são obtidas após um longo esforço de processamento analítico e estão disponíveis na literatura para algumas estruturas. Sendo assim, neste texto, apenas se listarão as expressões que se obtêm para uma estrutura com as característica da Figura 5, sendo que o leitor interessado pode consultar todo o desenvolvimento matemático no trabalho de Kitano (2001).

Portanto, apresentam-se em (6)-(8) as diádicas de Green para a estrutura da Figura 5:

$$\tilde{Z}_{zz} = \frac{\alpha_n^2 Z_u + \beta^2 Z_v}{\alpha_n^2 + \beta^2}, \quad (6)$$

$$\tilde{Z}_{xz} = \tilde{Z}_{zx} = \frac{-\alpha_n \beta (Z_u - Z_v)}{\alpha_n^2 + \beta^2}, \quad (7)$$

$$\tilde{Z}_{xx} = \frac{\alpha_n^2 Z_v + \beta^2 Z_u}{\alpha_n^2 + \beta^2}, \quad (8)$$

sendo que

$$Z_v = \frac{Z_{in1}^{(1)} Z_{in1}^{(2)}}{Z_{in1}^{(1)} + Z_{in1}^{(2)}}, \quad (9)$$

$$Z_u = \frac{Z_{in2}^{(1)} Z_{in2}^{(2)}}{Z_{in2}^{(1)} + Z_{in2}^{(2)}}, \quad (10)$$

e

$$Z_{in1}^{(1)} = Z_{01}^{(1)} \tanh(\gamma_1 h_1), \quad (11)$$

$$Z_{in1}^{(2)} = \frac{Z_{01}^{(2)} (Z_{in1}^{(3)} + Z_{01}^{(2)} \tanh(\gamma_2 e h_2))}{Z_{01}^{(2)} + Z_{in1}^{(3)} \tanh(\gamma_2 e h_2)}, \quad (12)$$

$$Z_{in1}^{(3)} = \frac{Z_{01}^{(3)} (Z_{in1}^{(4)} + Z_{01}^{(3)} \tanh(\gamma_3 e h_3))}{Z_{01}^{(3)} + Z_{in1}^{(4)} \tanh(\gamma_3 e h_3)}, \quad (13)$$

$$Z_{in1}^{(4)} = Z_{01}^{(4)} \tanh(\gamma_4 e h_1), \quad (14)$$

$$Z_{in2}^{(1)} = Z_{02}^{(1)} \tanh(\gamma_1 h_1), \quad (15)$$

$$Z_{in2}^{(2)} = \frac{Z_{02}^{(2)} (Z_{in2}^{(3)} + Z_{02}^{(2)} \tanh(\gamma_2 h h_2))}{Z_{02}^{(2)} + Z_{in2}^{(3)} \tanh(\gamma_2 h h_2)}, \quad (16)$$

$$Z_{in2}^{(3)} = \frac{Z_{02}^{(3)} (Z_{in2}^{(4)} + Z_{02}^{(3)} \tanh(\gamma_3 h h_3))}{Z_{02}^{(3)} + Z_{in2}^{(4)} \tanh(\gamma_3 h h_3)}, \quad (17)$$

$$Z_{in2}^{(4)} = Z_{02}^{(4)} \tanh(\gamma_4 h h_1), \quad (18)$$

e

$$Z_{01}^{(1)} = -\frac{\gamma_1}{\hat{y}_1}, \quad (19)$$

$$Z_{01}^{(m)} = -\frac{\gamma_{me}}{\hat{y}_{m\perp}} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4) \quad (20)$$

$$Z_{02}^{(1)} = -\frac{\hat{z}_1}{\gamma_1}, \quad (21)$$

$$Z_{02}^{(m)} = -\frac{\hat{z}_m}{\gamma_{mh}} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4), \quad (22)$$

e

$$\gamma_1 = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{r1}}, \quad (23)$$

$$\gamma_{me} = \sqrt{\frac{\epsilon_{rm\perp}}{\epsilon_{rm//}} (\alpha_n^2 + \beta^2) - k_0^2 \epsilon_{rm\perp}} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4), \quad (24)$$

$$\gamma_{mh} = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{rm\perp}} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4), \quad (25)$$

$$\hat{y}_1 = j\omega\epsilon_0\epsilon_{r1}, \quad (26)$$

$$\hat{y}_{m\perp} = j\omega\epsilon_0\epsilon_{rm\perp} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4), \quad (27)$$

$$\hat{z}_m = j\omega\mu_0\mu_{rm} \quad (\text{para } m = 1, 2, 3 \text{ e } 4), \quad (28)$$

sendo que k_0 , μ_0 e ϵ_0 são a constante de fase no espaço livre, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica do vácuo, respectivamente.

Na próxima seção será apresentado o método de Galerkin, no qual utiliza-se das diádicas de Green da estrutura para construir um sistema homogêneo em que serão determinadas as constantes de fase β do modo guiado para cada frequência ω .

2.2 MÉTODO DE GALERKIN

Na seção anterior, apresentou-se a expressão matricial (5) que corresponde às expressões dos campos elétricos no domínio transformado para a região de interface que contém a fita metálica. Entretanto, esse sistema possui cinco incógnitas (\tilde{E}_x , \tilde{E}_z , \tilde{J}_x , \tilde{J}_z e β) e apenas duas equações. Uma técnica eficiente para se resolver o sistema (5) é o método de Galerkin aplicado no domínio espectral (ITOH; MITTRA, 1974).

No método de Galerkin, expandem-se as desconhecidas distribuições de corrente, \tilde{J}_z e \tilde{J}_x , em somatórios de funções de base conhecidas:

$$\tilde{J}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M c_m \tilde{J}_{zm}(\alpha_n), \quad (29)$$

e

$$\tilde{J}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N d_m \tilde{J}_{xm}(\alpha_n), \quad (30)$$

sendo que \tilde{J}_{zm} e \tilde{J}_{xm} são as funções de base; M e N são as quantidades de funções de base de \tilde{J}_z e \tilde{J}_x , respectivamente, e c_m e d_m são coeficientes de ponderação a serem determinados.

As funções de base \tilde{J}_{zm} e \tilde{J}_{xm} devem ser escolhidas tal que suas expressões no domínio físico sejam não nulas somente na fita metálica. Uma discussão sobre a escolha das funções de base será realizada na seção 2.3.

Na sequência, substituindo-se (29) e (30) em (5), e multiplicando-as por funções de testes a fim de igualar as quantidades de incógnitas e equações, pode-se aplicar o teorema de Parseval para se obter o seguinte sistema homogêneo (ITOH; MITTRA, 1974):

$$\sum_{m=1}^M K_{pm}^{zz} c_m + \sum_{m=1}^N K_{pm}^{zx} d_m = 0, \quad (31)$$

e

$$\sum_{m=1}^M K_{qm}^{xz} c_m + \sum_{m=1}^N K_{qm}^{xx} d_m = 0, \quad (32)$$

para $p = 1, 2, \dots, M$, $q = 1, 2, \dots, N$, e:

$$K_{pm}^{zz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zm}(\alpha_n), \quad (33)$$

$$K_{pm}^{zx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zp}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xm}(\alpha_n), \quad (34)$$

$$K_{qm}^{xz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xq}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zm}(\alpha_n), \quad (35)$$

e

$$K_{qm}^{xx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xq}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xm}(\alpha_n), \quad (36)$$

sendo que o símbolo (*) denota complexo conjugado.

As equações (33)-(36) formam um sistema homogêneo $(M+N) \times (M+N)$ com número de equações e incógnitas iguais a $(M+N)$, cujos coeficientes são funções apenas de β . Sendo assim, reescreve-se esse sistema na forma matricial:

$$\begin{bmatrix} K_{11}^{zz} & \cdots & K_{1M}^{zz} & K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1N}^{zx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{M1}^{zz} & \cdots & K_{MM}^{zz} & K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MN}^{zx} \\ K_{11}^{xz} & \cdots & K_{1M}^{xz} & K_{11}^{xx} & \cdots & K_{1N}^{xx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{N1}^{xz} & \cdots & K_{NM}^{xz} & K_{N1}^{xx} & \cdots & K_{NN}^{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_M \\ d_1 \\ \vdots \\ d_N \end{bmatrix} = [K(\beta)] [C] = 0. \quad (37)$$

O sistema homogêneo (37) tem solução não-trivial se, e somente se, for satisfeita a equação (38):

$$\det [K(\beta)] = 0. \quad (38)$$

Os valores da constante de fase β são determinados ao extraírem-se as raízes de (38) para cada frequência angular ω .

Na análise numérica, deve-se escolher adequadamente o número de termos n do somatório para que ocorra a convergência do método. Além disto, a solução do problema melhora sistematicamente com o aumento da ordem $(M+N)$ da matriz (ITOH; MITTRA, 1974).

Nos casos de linhas de fendas (*slots*), como a CPW (ver Figura 5(b)), torna-se mais interessante expandir a distribuição de campo elétrico nas fendas, uma vez que os eletrodos laterais podem ser considerados semi-infinitos em estruturas sem blindagem (ITOH, 1989). Sendo assim, (5) seria reescrita como:

$$\begin{bmatrix} \tilde{J}_x(\alpha_n) \\ \tilde{J}_z(\alpha_n) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) \\ \tilde{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{E}_x(\alpha_n) \\ \tilde{E}_z(\alpha_n) \end{bmatrix}, \quad (39)$$

sendo

$$\begin{bmatrix} \tilde{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) \\ \tilde{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) \\ \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n, \beta) & \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n, \beta) \end{bmatrix}^{-1}, \quad (40)$$

com

$$\tilde{E}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M d_m \tilde{E}_{zm}(\alpha_n), \quad (41)$$

e

$$\tilde{E}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N c_m \tilde{E}_{xm}(\alpha_n), \quad (42)$$

onde c_m e d_m estão agora associados às direções x e z , respectivamente. Isto ocorre para que c_m continue relacionado às componentes mais significativas de campo.

Com isso, aplicando-se o método de Galerkin apresentado nesta seção, chega-se em um sistema similar a (37):

$$\begin{bmatrix} K_{11}^{xx} & \cdots & K_{1N}^{xx} & K_{11}^{xz} & \cdots & K_{1M}^{xz} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{N1}^{xx} & \cdots & K_{NN}^{xx} & K_{N1}^{xz} & \cdots & K_{NM}^{xz} \\ K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1N}^{zx} & K_{11}^{zz} & \cdots & K_{1M}^{zz} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MN}^{zx} & K_{M1}^{zz} & \cdots & K_{MM}^{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ \vdots \\ c_N \\ d_1 \\ \vdots \\ d_M \end{bmatrix} = [K(\beta)] [C] = 0, \quad (43)$$

porém, com os elementos de $[K]$ dados por:

$$K_{qm}^{xx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{xq}^*(\alpha_n) \tilde{Y}_{xx}(\alpha_n, \beta) \tilde{E}_{xm}(\alpha_n), \quad (44)$$

$$K_{qm}^{xz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{xq}^*(\alpha_n) \tilde{Y}_{xz}(\alpha_n, \beta) \tilde{E}_{zm}(\alpha_n), \quad (45)$$

$$K_{pm}^{zx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{zp}^*(\alpha_n) \tilde{Y}_{zx}(\alpha_n, \beta) \tilde{E}_{xm}(\alpha_n), \quad (46)$$

e

$$K_{pm}^{zz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{zp}^*(\alpha_n) \tilde{Y}_{zz}(\alpha_n, \beta) \tilde{E}_{zm}(\alpha_n), \quad (47)$$

no qual sua solução também é dada pelas raízes de (38).

Uma vez determinados os valores de β que satisfazem (38), devem-se calcular os coeficientes de ponderação c_m e d_m de (37) e, com isso, calcular as aproximações das densidades lineares de correntes $\tilde{J}_z(\alpha_n)$ e $\tilde{J}_x(\alpha_n)$ dadas em (29)-(30), respectivamente. No caso de linhas de fendas, após calcular os coeficientes de ponderação em (43), $\tilde{J}_z(\alpha_n)$ e $\tilde{J}_x(\alpha_n)$ são obtidas por meio de (39). O conhecimento das densidades lineares de correntes é de suma importância para determinação da impedância característica e da distribuição de campo na estrutura, conforme serão discutidos em momento oportuno neste texto.

Na próxima seção, será abordado como deve ser o processo de escolha das funções de base para a convergência adequada do método de ADE.

2.3 SELEÇÃO DAS FUNÇÕES DE BASE

Conforme dito na seção 2.2, as funções de base são escolhidas de modo que (29) e (30) se aproximem da verdadeira distribuição de densidade linear de corrente, além de que a eficácia do método de Galerkin é melhorada sistematicamente com o aumento da quantidade de funções de base utilizadas.

Quaisquer funções de base podem ser empregadas desde que sejam ortogonais entre si e não-nulas na região da fita metálica. Entretanto, a exatidão do método de Galerkin depende da escolha adequada das funções de base para a natureza do problema (ITOH, 1989). Os principais critérios de seleção de funções de base podem ser consultados no artigo de Jansen (1978).

Nesta Tese é empregado um conjunto de funções de base bastante eficiente, denominado Maxwell-Chebyshev (MCKINZIE; ALEXOPOULOS, 1992), composto por:

$$J_{zm}(x) = \frac{T_{m-1}(2x/w)}{\sqrt{1 - (2x/w)^2}}, \quad (48)$$

e

$$J_{xm}(x) = U_{m-1}\left(\frac{2x}{w}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{2x}{w}\right)^2}, \quad (49)$$

para $m = 1, 2, \dots$, sendo que T_m e U_m são polinômios de Chebyshev de primeira e segunda

espécies, respectivamente, e ordem m .

As transformadas de Fourier de (48) e (49) são dadas por:

$$\tilde{J}_{zm}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{\pi w}{2} J_{m-1} \left(\left| \frac{\alpha_n w}{2} \right| \right), \quad (50)$$

e

$$\tilde{J}_{xm}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{m\pi w}{2} \frac{J_m \left(|\alpha_n w/2| \right)}{|\alpha_n w/2|}, \quad (51)$$

sendo que $J_m(\cdot)$ é uma função de Bessel de primeira espécie e ordem m e $\text{sgn}(\cdot)$ é a função sinal algébrico.

A escolha adequada das funções de base, além de serem necessárias ao método Galerkin, são fundamentais para a determinação das impedâncias características e da distribuição de campo elétrico no guia de onda, uma vez que essas grandezas são dependentes das densidades de correntes (\tilde{J}_z e \tilde{J}_x) sobre as fitas metálicas. Contudo, para se obter \tilde{J}_z e \tilde{J}_x por meio de (29) e (30), respectivamente, é necessário a determinação dos coeficientes de ponderação c_m e d_m . Sendo assim, na próxima seção será descrito um procedimento para se determinar os coeficientes de ponderação c_m e d_m do sistema homogêneo (37).

2.4 DETERMINAÇÃO DOS COEFICIENTES c_m E d_m

Após se determinar o valor de β numa dada frequência, por meio do método de Galerkin apresentado na seção 2.2, pode-se calcular os coeficientes c_m e d_m do sistema homogêneo (37). Como se sabe, um sistema homogêneo, com determinante nulo, é indeterminado. Sendo assim, pode-se escolher um coeficiente de normalização e normalizar todos por este, e, desta forma, calcular os coeficientes normalizados c'_i e d'_j . Portanto, escolhendo-se c_1 como o coeficiente de normalização, reescreve-se (37) com todos os coeficientes normalizados com relação a c_1 :

$$\begin{bmatrix} K_{12}^{zz} & \cdots & K_{1M}^{zz} & K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1N}^{zx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{M2}^{zz} & \cdots & K_{MM}^{zz} & K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MN}^{zx} \\ K_{12}^{xz} & \cdots & K_{1M}^{xz} & K_{11}^{xx} & \cdots & K_{1N}^{xx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{N2}^{xz} & \cdots & K_{NM}^{xz} & K_{N1}^{xx} & \cdots & K_{NN}^{xx} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c'_2 \\ \vdots \\ c'_M \\ d'_1 \\ \vdots \\ d'_N \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} K_{11}^{zz} \\ \vdots \\ K_{M1}^{zz} \\ K_{11}^{xz} \\ \vdots \\ K_{N1}^{xz} \end{bmatrix}, \quad (52)$$

sendo $c'_i = c_i/c_1$, para $i = 2, 3, \dots, M$, e, $d'_j = d_j/c_1$, para $j = 1, 2, \dots, N$.

Como se observa, (52) é um sistema não-homogêneo que contém uma equação a mais que o número de incógnitas, e, portanto, pode ser resolvido pelo método dos mínimos quadrados (DRAPER; SMITH, 1981). Sendo assim, usando-se uma notação mais simplificada para (52), tem-se:

$$[K_2][C'] = [K_1], \quad (53)$$

sendo

$$[K_2] = \begin{bmatrix} K_{12}^{zz} & \cdots & K_{1M}^{zz} & K_{11}^{zx} & \cdots & K_{1N}^{zx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{M2}^{zz} & \cdots & K_{MM}^{zz} & K_{M1}^{zx} & \cdots & K_{MN}^{zx} \\ K_{12}^{xz} & \cdots & K_{1M}^{xz} & K_{11}^{xx} & \cdots & K_{1N}^{xx} \\ \vdots & \cdots & \vdots & \vdots & \cdots & \vdots \\ K_{N2}^{xz} & \cdots & K_{NM}^{xz} & K_{N1}^{xx} & \cdots & K_{NN}^{xx} \end{bmatrix}, \quad (54)$$

$$[C'] = \begin{bmatrix} c_2' \\ \vdots \\ c_M' \\ d_1' \\ \vdots \\ d_N' \end{bmatrix}, \quad (55)$$

e

$$[K_1] = - \begin{bmatrix} K_{11}^{zz} \\ \vdots \\ K_{M1}^{zz} \\ K_{11}^{xz} \\ \vdots \\ K_{N1}^{xz} \end{bmatrix}. \quad (56)$$

No método dos mínimos quadrados, $[K_2][C'] - [K_1]$ corresponde ao resíduo de $[K_1]$. Desta forma, este método busca determinar $[C']$ de forma que o quadrado do resíduo de $[K_1]$ seja mínimo. Sendo assim, a matriz $[C']$, cujos elementos são os coeficientes normalizados c_i' e d_j' , pode ser estimada como (DRAPER; SMITH, 1981):

$$[C'] = \left([K_2]^T [K_2] \right)^{-1} [K_2]^T [K_1], \quad (57)$$

sendo que o sobrescrito T indica o transposto da matriz que o precede.

Após determinados os coeficientes normalizados, c_i^j e d_j^i , podem-se calcular as distribuições normalizadas de densidades lineares de corrente:

$$\frac{\tilde{J}_z(\alpha_n)}{c_1} = \tilde{J}_{z1} + c_2^j \tilde{J}_{z2} + \dots + c_M^j \tilde{J}_{zM}, \quad (58)$$

e

$$\frac{\tilde{J}_x(\alpha_n)}{c_1} = d_1^i \tilde{J}_{x1} + d_2^i \tilde{J}_{x2} + \dots + d_M^i \tilde{J}_{xM}. \quad (59)$$

As transformadas inversas de Fourier de (58)-(59) correspondem à conformação espacial, com relação a c_1 , de $J_z(x)$ e $J_x(x)$, respectivamente, as quais são necessárias para se calcularem as impedâncias características e a conformação de campo elétrico no guia de onda.

Neste ponto, precisa-se ressaltar que as expressões das funções de base \tilde{J}_{zm} e \tilde{J}_{xm} dadas em (50) e (51), respectivamente, referem-se a uma fita localizada no centro da estrutura metálica. A princípio, bastaria transladar as funções de base \tilde{J}_{zm} e \tilde{J}_{xm} para descrever os casos em que os eletrodos estão deslocados do centro. Contudo, este procedimento não estabelece as condições de contorno nas paredes metálicas ($x = \pm L$), isto é, a nulidade das componentes tangenciais de campo elétrico sobre um condutor perfeito. Desta forma, a simples translação das funções de base conduz a imprecisões na determinação da distribuição de campo elétrico no guia de onda (MENEZES, 2020). Sendo assim, na próxima seção, apresenta-se a incorporação do método das imagens na técnica de ADE (KITANO, 2001) para se obterem as funções de base adequadas que atendam as condições de contorno deste problema.

2.5 MÉTODO DAS IMAGENS EM ADE - MIADE

O consagrado método das imagens estabelece que um elemento objeto, que irradia um campo eletromagnético, analisado em conjunto com seu elemento imagem, resulta em componentes tangenciais de campo elétrico nulas no plano condutor perfeito entre eles (COLLIN, 1992). Desta forma, aplicando as regras de simetria da teoria das imagens para as componentes tangenciais de densidades de correntes sobre os eletrodos (J_x e J_z) pode-se assegurar as condições de contorno em $x = \pm L$ (KITANO, 2001). Isto, porque todas as variáveis calculadas pela método de ADE são diretamente relacionadas às densidades de correntes espectrais (\tilde{J}_x e \tilde{J}_z), e, portanto, a seleção adequada das funções de base (\tilde{J}_{xm} e \tilde{J}_{zm}) para o par objeto-imagem das densidades de correntes implicam em componentes de campo que satisfaçam tais condições de contorno.

Sendo assim, considerando-se o conjunto de funções de base do tipo Maxwell-Chebyshev,

dadas em (48) e (49), Kitano (2001), por meio do MIADE, obtém o seguinte conjunto de funções de base no domínio espectral:

$$\tilde{J}_{zim}(\alpha_n) = \begin{cases} g(s_i) \tilde{f}_{zim}(\alpha_n), & \text{para } m = 1, 3, 5, \dots \\ h(s_i) \tilde{f}_{zim}(\alpha_n), & \text{para } m = 2, 4, 6, \dots \end{cases}, \quad (60)$$

e

$$\tilde{J}_{xim}(\alpha_n) = \begin{cases} h(s_i) \tilde{f}_{xim}(\alpha_n), & \text{para } m = 1, 3, 5, \dots \\ g(s_i) \tilde{f}_{xim}(\alpha_n), & \text{para } m = 2, 4, 6, \dots \end{cases}, \quad (61)$$

nas quais

$$\tilde{f}_{zim}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{\pi w_i}{2} J_{m-1} \left(\left| \frac{\alpha_n w_i}{2} \right| \right), \quad (62)$$

$$\tilde{f}_{xim}(\alpha_n) = [j \cdot \text{sgn}(\alpha_n)]^{m-1} \frac{m\pi w_i}{2} \frac{J_m \left(|\alpha_n w_i / 2| \right)}{|\alpha_n w_i / 2|}, \quad (63)$$

$$g(s_i) = [1 - (-1)^n] \cos(\alpha_n s_i) + j [1 + (-1)^n] \sin(\alpha_n s_i), \quad (64)$$

e

$$h(s_i) = [1 + (-1)^n] \cos(\alpha_n s_i) + j [1 - (-1)^n] \sin(\alpha_n s_i), \quad (65)$$

sendo que os subíndices m e i referem-se à ordem da função de base e à fita metálica, respectivamente, e que α_n agora é dado por

$$\alpha_n = \frac{n\pi}{2L}, \quad (66)$$

para $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, uma vez que as funções de base obtidas possuem periodicidade $T_x = 4L$.

Desta forma, a expansão das densidades de correntes em funções de base dadas em (29) e (30) devem ser reescritas para

$$\tilde{J}_z(\alpha_n) = \sum_{m=1}^M \sum_{i=1}^{NF} [c_{im} \tilde{J}_{zim}(\alpha_n)], \quad (67)$$

e

$$\tilde{J}_x(\alpha_n) = \sum_{m=1}^N \sum_{i=1}^{NF} [d_{im} \tilde{J}_{xim}(\alpha_n)] , \quad (68)$$

nos quais NF é o número total de fitas, c_{im} e d_{im} são os coeficientes de ponderação associados as funções de base de ordem m da fita i .

2.5.1 Método de Galerkin adaptado para o MIADE

Uma vez obtidas as distribuições de densidades de correntes com o MIADE, dadas em (67) e (68), pode-se aplicar o método de Galerkin descrito na seção 2.2.

Observa-se que, para cada valor m em (67) e (68), há NF parcelas que descrevem \tilde{J}_z e \tilde{J}_x , sendo uma para cada fita metálica do guia de onda. Com isso, as quantidades de funções de base que descrevem \tilde{J}_z e \tilde{J}_x são $(NF \cdot M)$ e $(NF \cdot N)$, respectivamente. Desta forma, ao seguir o procedimento descrito na seção 2.2, obtém-se um sistema homogêneo $[(NF \cdot M)] \times [(NF \cdot N)]$ similar a (31) e (32) (KITANO, 2001):

$$\sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^M K_{jikm}^{zz} c_{im} + \sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^N K_{jikm}^{zx} d_{im} = 0 , \quad (69)$$

e

$$\sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^M K_{rivm}^{xz} c_{im} + \sum_{i=1}^{NF} \sum_{m=1}^N K_{rivm}^{xx} d_{im} = 0 , \quad (70)$$

sendo

$$K_{jikm}^{zz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zjk}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zim}(\alpha_n) , \quad (71)$$

$$K_{jikm}^{zx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{zjk}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{zx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xim}(\alpha_n) , \quad (72)$$

$$K_{rivm}^{xz} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xrv}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xz}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{zim}(\alpha_n) , \quad (73)$$

e

$$K_{rivm}^{xx} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{J}_{xrv}^*(\alpha_n) \tilde{Z}_{xx}(\alpha_n, \beta) \tilde{J}_{xim}(\alpha_n) , \quad (74)$$

para $j, r = 1, 2, \dots, NF$, $k = 1, 2, \dots, M$ e $v = 1, 2, \dots, N$.

Esse novo sistema homogêneo também pode ser reescrito na forma matricial de modo

semelhante a (37), sendo que as raízes de $\det[K(\beta)] = 0$ correspondem às soluções de β . Uma vez resolvida a equação determinantal, os resultados conduzem a distribuições de campo que satisfazem as condições de contorno em $x = \pm L$.

Na sequência, aborda-se no capítulo 3 a determinação dos parâmetros elétricos dos guias de onda CPS e CPW, como as curvas de dispersão e impedância característica.

3 PARÂMETROS ELÉTRICOS DOS GUIAS DE ONDA PLANOS

Aborda-se neste capítulo a determinação dos parâmetros elétricos dos guias de onda CPS e CPW pela técnica de ADE em conjunto com o método das imagens.

3.1 CURVAS DE DISPERSÃO

As raízes do sistema homogêneo $\det[K(\beta)] = 0$, dado em (69) e (70), correspondem às soluções das constantes de fase β , na frequência ω , pelo método de Galerkin adaptado para o MIADE. Sendo assim, pode-se levantar a curva característica de dispersão do guia onda através dos valores de β que se obtêm para uma determinada faixa de frequências ($\beta \times \omega$). As curvas de dispersão também costumam ser expressas em termos de permissividade elétrica efetiva (ϵ_{ef}) e índice de refração efetivo (n_{ef}), sendo definidos, respectivamente, por (COLLIN, 1992):

$$\epsilon_{ef} = \left(\frac{\beta}{k_0} \right)^2, \quad (75)$$

e

$$n_{ef} = \sqrt{\epsilon_{ef}} = \left(\frac{\beta}{k_0} \right). \quad (76)$$

Uma característica importante de se determinar nos guias de onda é a faixa de frequências de operação monomodo, desta forma, deve-se conhecer os valores da frequência de corte dos modos superiores da estrutura. Pode-se determinar essas frequências ao considerar $\beta = 0$ em (38), fazendo -se:

$$\det[K(\alpha_n, \beta = 0, f)] = 0. \quad (77)$$

3.2 IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA

A impedância característica de uma linha de transmissão TEM possui definição única, que corresponde à razão entre a onda de tensão e a onda de corrente aferidas em qualquer ponto da linha, quando esta última tem comprimento infinito (SADIKU, 2007). Em linhas onde a carga, ou gerador, conectados à linha possuem impedâncias descasadas, ocorrem a reflexão de uma parcela da potência transmitida, o que prejudica a transferência de potência na linha de transmissão. Justifica-se assim, a importância de se determinar a impedância característica de

uma estrutura de transmissão.

Entretanto, em estruturas que não suportam modos TEM, a definição de impedância característica não é única, pois não possui um significado físico rigoroso (BIANCO *et al.*, 1978). Contudo, em estruturas planares, cujo modo fundamental é quase-TEM, duas definições, em que normalmente os resultados numéricos se aproximam dos experimentais, estabelecem que a impedância característica Z_0 pode ser calculada por (BREWS, 1987; GANGULY; KROWNE, 1991):

$$Z_0 = \frac{2P_{AVG}}{|I_z|^2}, \quad (78)$$

e

$$Z_0 = \frac{|V_x|^2}{2P_{AVG}^*}, \quad (79)$$

sendo que no caso de linhas acopladas, como a CPS, geralmente emprega-se (78), enquanto que no caso de *slots*, como a CPW, emprega-se (79). Os termos P_{AVG} , I_z e V_x referem-se a potência média transmitida, corrente elétrica fluindo na fita metálica e a tensão elétrica no *slot*, respectivamente.

A potência P_{AVG} pode ser calculada a partir da integração do vetor de Poynting no plano transversal à direção de propagação no guia de onda, ou seja:

$$P_{AVG} = \frac{1}{2} \text{Re} \left\{ \int_0^{h_1+h_2+\dots+h_m} \int_{-T_x/2}^{T_x/2} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{z} dx dy \right\}, \quad (80)$$

sendo que $\text{Re}\{\cdot\}$ é o operador real e o subíndice m está relacionado à camada da estrutura. No caso do MIADE, a expressão (80) pode ser reescrita como (KITANO, 2001):

$$P_{AVG} = \frac{1}{16L} \text{Re} \left\{ \int_0^{h_1+h_2+\dots+h_m} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot \hat{z} dy \right\}. \quad (81)$$

Como se pode observar em (81), P_{AVG} depende das componentes transversais de campo eletromagnético no guia de onda. No capítulo 5, as expressões dessas componentes de campo serão obtidas para um guia de onda planar de quatro camadas e com substrato de LNOI, constituindo como uma das contribuições desta Tese.

Nas próximas subseções será empregada a técnica de ADE para se obterem os termos I_z e V_x de (78) e (79), respectivamente, para o cálculo das impedâncias características nos guias de

onda CPS e CPW.

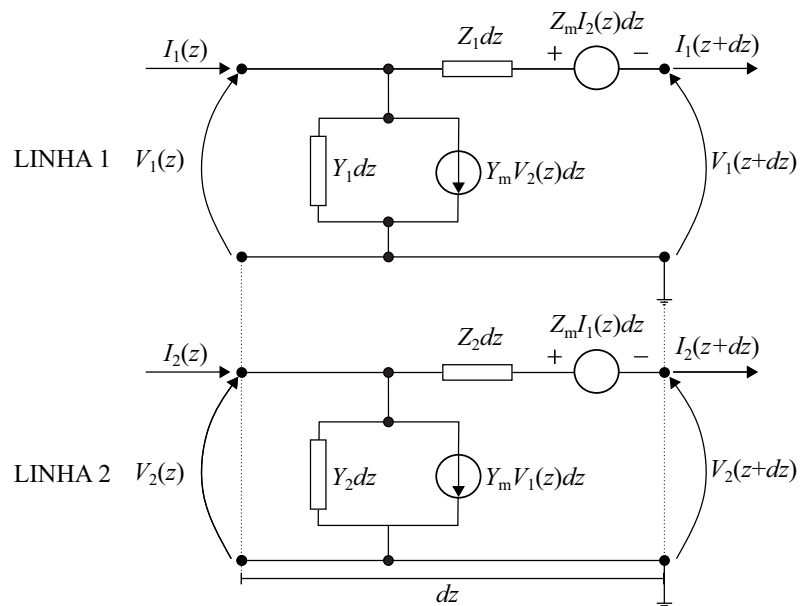
3.2.1 Impedância característica do CPS

Em estruturas multi-eletrodos, a distribuição assimétrica das fitas metálicas conduz a valores distintos de impedância característica para cada eletrodo i . Diante disso, apresenta-se nesta subseção as expressões que determinam as impedâncias características de estruturas CPS blindadas e assimétricas.

3.2.1.1 Análise de linhas de transmissão acopladas

Apresenta-se na Figura 6 a ilustração de um elemento diferencial associado a duas Linhas de Transmissão (LTs) acopladas, o qual será utilizado para descrever um CPS blindado. Nesta figura, tem-se que V_i e I_i são as ondas progressivas de tensão e corrente elétrica na fita i , respectivamente, Z_i e Y_i são as impedância e admitância nas fitas, respectivamente, e, Z_m e Y_m são as impedância e admitância mútuas, respectivamente, por unidade de comprimento de LT. Esta estrutura admite dois modos fundamentais de propagação, que no caso geral de distribuição de eletrodos são chamados de modos $-c$ e $-\pi$. Em estruturas simétricas, que é um caso particular do geral, estes modos também são conhecidos como par e ímpar, respectivamente. Neste texto, por simplicidade, será adotado a denominação do caso geral.

Figura 6 - Elemento diferencial associado a duas linhas de transmissão acopladas.



Fonte: Elaboração do autor.

A análise desta estrutura, na presença de blindagem eletromagnética, pode ser realizada por meio das equações de linhas de transmissão acopladas descritas no artigo clássico de Tripathi (1975). De acordo com o autor, o fator de relação entre as tensões das LTs acopladas associadas aos modos $-c$ e $-\pi$, R_c e R_π , respectivamente, são definidos por:

$$\frac{V_2^{(c, \pi)}}{V_1^{(c, \pi)}} \equiv R_{c, \pi}, \quad (82)$$

sendo que os superíndices, c e π , e subíndices, 1 e 2, indicam o modo e a LT associada.

Uma vez que R_c e R_π dependem das impedâncias e admitâncias por unidade de comprimento, Z_i , Z_m , Y_i e Y_m , é possível demonstrar que

$$\frac{I_2^{(c, \pi)}}{I_1^{(c, \pi)}} = -\frac{1}{R_{\pi, c}}. \quad (83)$$

Deve-se atentar na inversão dos subíndices c e π em (83), indicando que a relação entre as correntes associadas a um dos modos fundamentais determina o fator de relação de tensão associado ao outro modo fundamental.

Conforme dito anteriormente, devido ao modo híbrido de propagação, a definição de impedância característica dos eletrodos 1 e 2 (Z_{01} e Z_{02}) para os modos $-c$ e $-\pi$ não é única (BIANCO *et al.*, 1978). Sendo assim, considerando uma abordagem quase-TEM, pode-se aplicar a definição de impedância característica para os modos fundamentais de baixa dispersão:

$$Z_{01}^{(c, \pi)} = \frac{V_1^{(c, \pi)}}{I_1^{(c, \pi)}}, \quad (84)$$

e

$$Z_{02}^{(c, \pi)} = \frac{V_2^{(c, \pi)}}{I_2^{(c, \pi)}}. \quad (85)$$

Por meio da análise circuital, pode-se demonstrar que (TRIPATHI, 1975):

$$\frac{Z_{02}^{(c, \pi)}}{Z_{01}^{(c, \pi)}} = -R_c R_\pi, \quad (86)$$

o qual revela que as impedâncias características estão acopladas entre si, ou seja, ao se determinar umas das impedâncias, automaticamente é determinada a outra, desde que os fatores R_c e R_π sejam conhecidos. Estes fatores podem ser determinados pelo método de ADE.

Quando se emprega as funções de base do tipo Maxwell-Chebyshev obtidas com o método das imagens, dadas em (60) e (61), Kitano (2001) demonstra que as correntes nos eletrodos podem ser determinadas por:

$$I_1 = c_{11} \left(\frac{\pi w_1}{2} \right), \quad (87)$$

e

$$I_2 = c_{21} \left(\frac{\pi w_2}{2} \right), \quad (88)$$

sendo que c_{11} e c_{21} são os coeficientes de ponderação dos eletrodos 1 e 2, respectivamente, relacionadas à primeira função de base de \tilde{J}_z , conforme observa-se em (67).

As equações (87) e (88) são válidas para os modos $-c$ e $-\pi$, independentemente. Substituindo-as em (83), obtém-se:

$$R_{\pi,c} = -\frac{1}{(C_{21}')^{(c,\pi)}} \left(\frac{w_1}{w_2} \right), \quad (89)$$

sendo

$$(C_{21}')^{(c,\pi)} = \frac{c_{21}^{(c,\pi)}}{c_{11}^{(c,\pi)}}, \quad (90)$$

o qual pode ser calculado ao se resolver o sistema homogêneo estabelecido por (69) e (70), e aplicando-se o procedimento de determinação dos coeficientes de ponderação que foram descritos na seção 2.4.

Nota-se que, no caso simétrico, tem-se $w_1 = w_2$ e assim, para o modo par, $c_{11}^{(c)} = c_{21}^{(c)}$, enquanto que no modo ímpar, $c_{11}^{(\pi)} = -c_{21}^{(\pi)}$, o que conduz (89) a $R_c = 1$ e $R_\pi = -1$, respectivamente. Substituindo-se estes resultados em (86), obtém-se $Z_{01}^{(c,\pi)} = Z_{02}^{(c,\pi)}$, confirmando que as fitas possuem impedâncias características iguais no caso simétrico.

A partir de (78), a potência média total associada ao modo- π pode ser determinada por

$$P_{AVG}^{(\pi)} = \frac{1}{2} Z_{01}^{(\pi)} |I_1^{(\pi)}|^2 + \frac{1}{2} Z_{02}^{(\pi)} |I_2^{(\pi)}|^2. \quad (91)$$

Assim, manipulando-se (86), (87), (88) e (91), obtém-se (KITANO, 2001):

$$Z_{01}^{(\pi)} = \frac{2P_{\text{AVG}}^{(\pi)}}{\left| \frac{1}{2}w_1 c_{11}^{(\pi)} \right|^2 \left(1 - \frac{(C_{21}')^{(\pi)}}{(C_{21}')^{(c)}} \right)}. \quad (92)$$

Após calculado $Z_{01}^{(\pi)}$, pode-se calcular $Z_{02}^{(\pi)}$ por meio de (86), o que conduz a

$$Z_{02}^{(\pi)} = -\left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 \frac{Z_{01}^{(\pi)}}{(C_{21}')^{(c)} (C_{21}')^{(\pi)}}. \quad (93)$$

Semelhantemente, para o modo- c mostra-se que

$$Z_{01}^{(c)} = \frac{2P_{\text{AVG}}^{(c)}}{\left| \frac{1}{2}w_1 c_{11}^{(c)} \right|^2 \left(1 - \frac{(C_{21}')^{(c)}}{(C_{21}')^{(\pi)}} \right)}, \quad (94)$$

e

$$Z_{02}^{(c)} = -\left(\frac{w_1}{w_2} \right)^2 \frac{Z_{01}^{(c)}}{(C_{21}')^{(c)} (C_{21}')^{(\pi)}}. \quad (95)$$

3.2.2 Impedância característica do CPW

Conforme discutido na seção 2.2, na obtenção de β para o CPW, é mais interessante trabalhar com \tilde{E}_x e \tilde{E}_z nos *slots*. Desta forma, no cálculo da sua impedância característica, em vez de trabalhar com a corrente nos eletrodos I_z torna-se conveniente trabalhar com a tensão V_x nos espaçamentos, tal como foi dado em (79).

A tensão V_x no *slot* é obtida integrando-se a distribuição de campo no espaçamento:

$$V_x = \int_{\text{slot}} E_x(x) dx = \sum_{m=1}^M c_m \int_{\text{slot}} E_{xm}(x) dx. \quad (96)$$

Desta forma, aplicando-se o MIADE às funções de base do tipo Maxwell-Chebyshev, para o caso de *slots*, pode-se obter uma expressão para V_x bastante similar a (87) e (88) (KITANO, 2001):

$$V_x = c_{11} \left(\frac{\pi w_1}{2} \right), \quad (97)$$

sendo que no caso de análise de *slots*, o fator w_1 está relacionado à largura do espaçamento 1.

Com isso, substituindo-se (97) em (79), obtém-se:

$$Z_0 = \frac{|c_{11}\pi w_1|^2}{8P_{AVG}^*}, \quad (98)$$

sendo que P_{AVG} é dado por (81).

Com isso, neste capítulo apresentaram-se a obtenção de importantes parâmetros dos guias de onda CPS e CPW através da técnica de ADE. No próximo capítulo abordam-se os fundamentos gerais de MFOIs, com canal óptico difundido, que são impactados pela estrutura de guia de onda do campo de modulação.

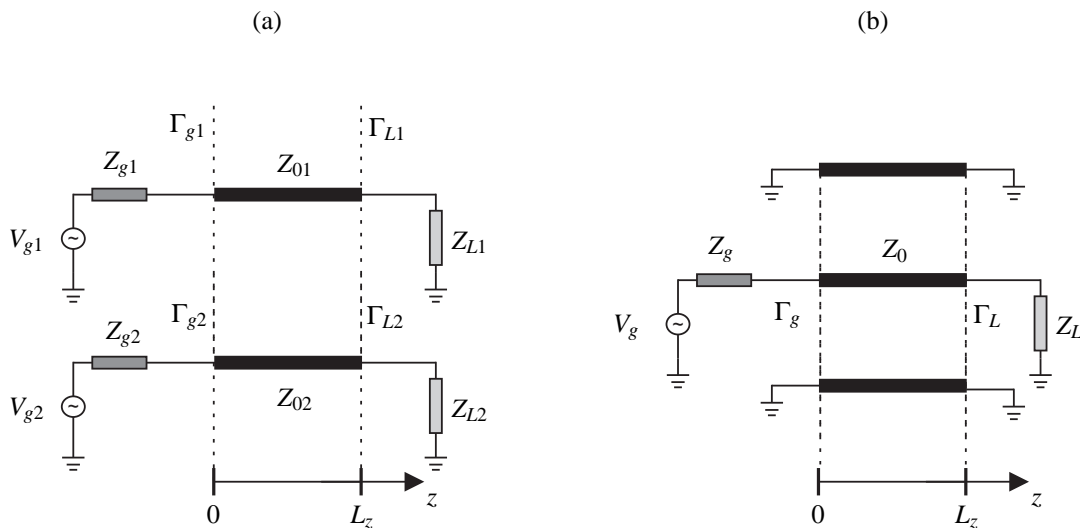
4 FUNDAMENTOS DE MFOIS ASSOCIADOS AO GUIA DE ONDA

O guia de onda do campo de modulação influencia diretamente em importantes parâmetros dos MFOIs, como a tensão de meia-onda V_π e a resposta em frequência de modulação. Desta forma, neste capítulo será apresentado o cálculo desses parâmetros por meio das grandezas elétricas dos guias de onda CPS e CPW que foram obtidas pelo método de ADE.

4.1 CIRCUITOS GERAIS DE ALIMENTAÇÃO ASSOCIADOS AO CPS E CPW

Na seção 3.2 foram estabelecidas as impedâncias características do CPS e CPW, assim como as tensões de alimentação necessárias para estabelecer um modo normal na estrutura CPS. Desta forma, apresentam-se na Figura 7 (a) e (b) os circuitos gerais de alimentação e terminações associados aos guias de onda CPS e CPW, respectivamente.

Figura 7 - Circuito geral de alimentação associado ao guia de onda. (a) CPS. (b) CPW.



Fonte: Elaboração do autor.

Nesta figura, L_z é o comprimento de interação eletro-óptica da linha estabelecido pelo eletrodo, V_{gi} e V_g são fontes de tensão conectadas aos eletrodos i e central do CPS e CPW, respectivamente, que possuem impedâncias de saída Z_{gi} e Z_g , respectivamente. Os termos Γ_{gi} e Γ_g , e, Γ_{Li} e Γ_L , são os coeficientes de reflexão nos acessos de entrada e saída do CPS e CPW,

respectivamente, sendo calculados por:

$$\Gamma_{gi} = \frac{Z_{gi} - Z_{0i}}{Z_{gi} + Z_{0i}}, \quad (99)$$

e

$$\Gamma_{Li} = \frac{Z_{Li} - Z_{0i}}{Z_{Li} + Z_{0i}}, \quad (100)$$

sendo que no caso do CPW o subíndice i é suprimido nestas equações.

Deve-se atentar que para estabelecer um modo fundamental na estrutura CPS, segundo (82), é preciso fazer:

$$V_{g2}^{(c, \pi)} = R_{c, \pi} V_{g1}^{(c, \pi)}, \quad (101)$$

sendo que para se ter casamento de impedâncias, além de $Z_{g1}^{(c, \pi)} = Z_{01}^{(c, \pi)} = Z_{L1}^{(c, \pi)}$, deve-se utilizar a relação (86) para se obter:

$$Z_{g2}^{(c, \pi)} = Z_{02}^{(c, \pi)} = Z_{L2}^{(c, \pi)} = -R_c R_\pi Z_{01}^{(c, \pi)}. \quad (102)$$

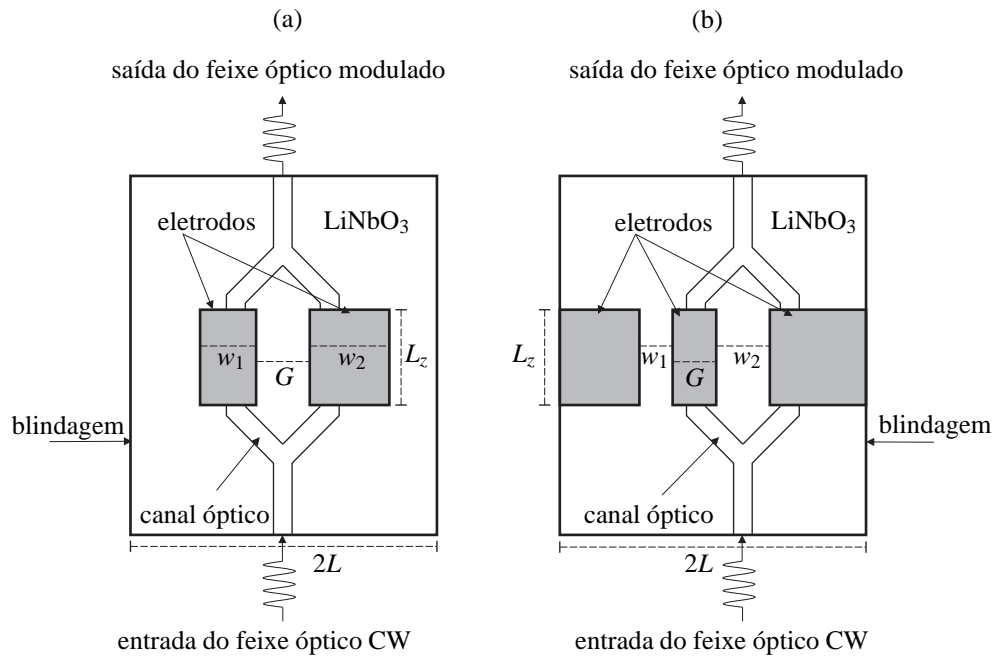
As expressões (101) e (102), indicam que há um aumento na complexidade do projeto dos circuitos de alimentação e terminações do CPS assimétrico, uma vez que os dois eletrodos necessitam de valores distintos de tensão e carga conectadas aos seus acessos de entrada e saída.

4.2 MFOI COM GUIA DE CANAL

Em um MFOI com guia de canal, o feixe óptico se propaga em um canal óptico difundido em um substrato de material eletro-óptico cujos parâmetros estruturais devem ser associados à condição de operação monomodo. Apresentam-se na Figura 8 (a) e (b) os diagramas básicos de moduladores de fase óptica com guias de onda do tipo CPS e CPW, respectivamente. Nestas figuras, têm-se a vista superior do posicionamento das distribuições de eletrodos sobre os canais ópticos fabricados no substrato de LiNbO_3 em corte-Z. Por simplificação, os circuitos de alimentação foram omitidos nas figuras, porém, seguem os esquemas apresentados na Figura 7.

Os guias ópticos representados na Figura 8 estão na configuração de interferômetro de Mach-Zehnder (MZ) e o seu posicionamento com relação aos eletrodos é típico da operação denominada de *push-pull*, que ocorre quando o campo elétrico modulador apresenta direções opostas sobre cada braço do MZ, gerando diferenças de fase também opostas. Com isso, a diferença de fase relativa total entre os braços do MZ é aumentada.

Figura 8 - Diagrama básico de moduladores de fase óptica com canais ópticos fabricados em substrato de LiNbO_3 em corte-Z. (a) Guia de onda do tipo CPS. (b) Guia de onda do tipo CPW.



Fonte: Elaboração do autor.

Na próxima seção, descreve-se o modelo matemático adotado neste texto para representar a conformação de campo óptico, o qual é empregado para se determinar a integral de superposição, que é um importante parâmetro do modulador de fase óptica.

4.3 CONFORMAÇÃO DE CAMPO ÓPTICO

No MFOI, o campo óptico tem a sua fase modulada através da interação com o campo elétrico de modulação estabelecido pelos eletrodos. A integral de superposição é um importante parâmetro do modulador de fase óptica, pois permite obter informações sobre a interação eletro-óptica entre os campos óptico e elétrico de modulação. Sendo assim, precisa-se de um modelo matemático para representar a conformação de campo óptico.

Conforme informado no capítulo de introdução desta Tese, neste trabalho são considerados canais ópticos difundidos em substratos de LNOI. As técnicas de difusão têm sido aprimoradas para se obter guias ópticos, na camada de TFLN, com boa qualidade de guiamento, *mode-size* reduzido ($\sim 1\mu\text{m}^2$) e perdas tão baixas quanto 0,2 dB/cm (CAI; WANG; HU, 2015; CAI *et al.*, 2015). Contudo, os trabalhos publicados apresentam uma característica empírica, sendo que as informações a respeito de modelos matemáticos que descrevem o perfil de campo óptico no

interior desses canais ainda é pouco documentada.

Desta forma, para manter o foco desta Tese na análise do guia de onda do campo de modulação, se evitará a necessidade de se envolver com métodos numéricos rigorosos para analisar a propagação do modo óptico. Sendo assim, neste trabalho será utilizado o modelo usualmente empregado nos projetos de moduladores eletro-ópticos com guias ópticos difundidos de condição de guiamento fraco, sendo que os parâmetros do modelo serão ajustados para se obterem os valores de *mode-size* publicados na literatura para os canais difundidos na camada de TFLN. Neste modelo, costuma-se aproximar o perfil de campo óptico do modo fundamental para uma distribuição do tipo Hermitiana-Gaussiana, cuja expressão é dada por (KIM; RAMASWAMY, 1989):

$$|F(x,y)|^2 = \frac{4y^2}{\pi w_x w_y^3} e^{-\left(\frac{x}{w_x}\right)^2} e^{-\left(\frac{y}{w_y}\right)^2}, \quad (103)$$

sendo que os parâmetros w_x e w_y estão relacionados as larguras ℓ_x e ℓ_y do *mode-size* ($\ell_x \times \ell_y$), que correspondem a $\frac{1}{e}$ do valor de pico da distribuição de intensidades nas direções x e y , respectivamente. Essas larguras são estabelecidas por:

$$\ell_x = 2w_x, \quad (104)$$

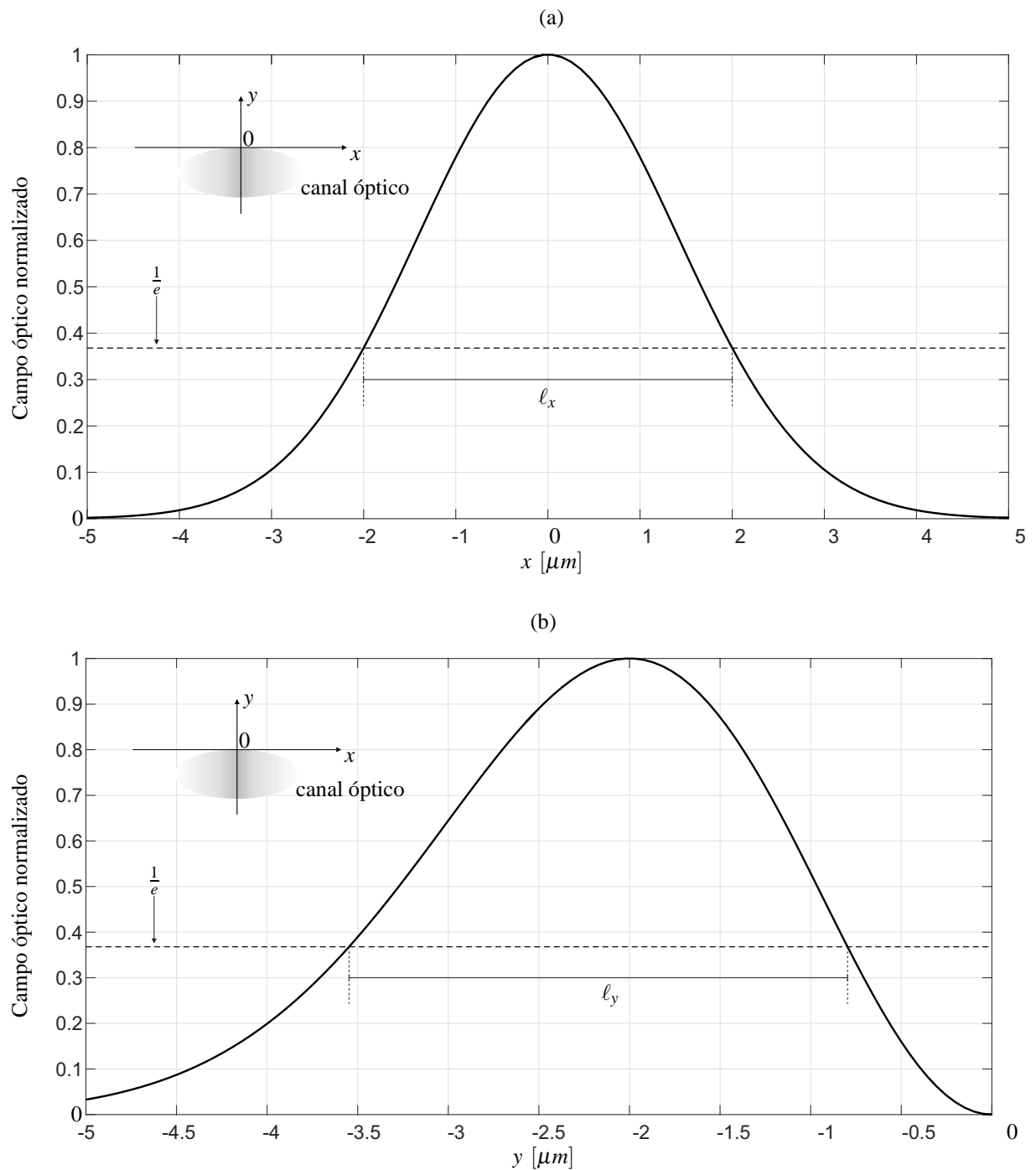
e

$$\ell_y = 1,376w_y. \quad (105)$$

Apresentam-se nas Figuras 9 (a) e (b) as conformações de campo óptico nas direções x (para $y = -1 \mu m$) e y (para $x = 0 \mu m$), respectivamente, que se obtêm de (103) para $w_x = w_y = 2 \mu m$.

Uma vez que se conhece a conformação do campo óptico no interior do canal, pode-se determinar um importante índice de mérito do modulador que é o fator de superposição.

Figura 9 - Conformação do campo óptico no guia de canal difundido. (a) Componente na direção x em $y = -1 \mu\text{m}$. (b) Componente na direção y em $x = 0 \mu\text{m}$.

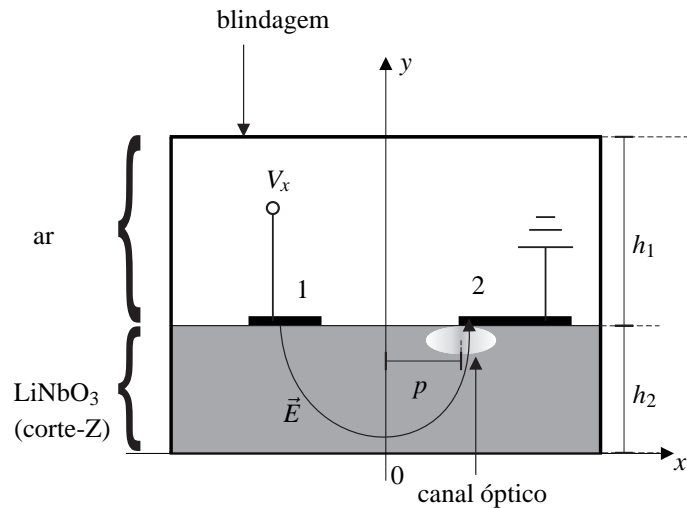


Fonte: Elaboração do autor.

4.4 INTEGRAL DE SUPERPOSIÇÃO (OVERLAP INTEGRAL FACTOR)

Para a discussão a seguir, considera-se o CPS que é apresentado na Figura 10, o qual possui um canal óptico difundido na camada de LiNbO₃ em corte-Z.

Figura 10 - Guia de onda do tipo CPS com canal óptico difundido na camada de LiNbO₃.



Fonte: Elaboração do autor.

A tensão de meia-onda V_π de um modulador de fase óptica corresponde ao valor de tensão aplicado ao eletrodo de referência 1 da Figura 10 que produz um deslocamento de π rad na fase óptica entre os braços do MZ ilustrados na Figura 8.

O valor de V_π depende da interação entre o campo elétrico de modulação e o campo óptico no canal posicionado em $x = p$. Desta forma, considerando-se os moduladores com substratos de LiNbO₃ em corte-Z, o fator de superposição entre os campos, conhecido por integral de superposição (*overlap integral factor*), é dado por (KIM; RAMASWAMY, 1989):

$$\Gamma^N = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_y^N(x,y) |F(x,y)|^2 dx dy, \quad (106)$$

sendo que $E_y^N(x,y)$ é o campo modulador em valores absolutos, na direção y , quando uma tensão de $V_x = 1$ V é aplicada ao eletrodo 1 do CPS, conforme ilustrado na Figura 10.

Desta expressão, que deve ser avaliada numericamente, pode-se extrair a posição p no eixo x onde ocorre a interação máxima entre os campos ópticos e elétrico, sendo que esse local é o mais indicado para se posicionar o canal óptico para se obter a maior eficiência eletro-óptica.

Desta forma, o fator $|F(x,y)|^2$, dado anteriormente em (103), deve ser reescrito para

$$|F(x,y)|^2 = \frac{4y^2}{\pi w_x w_y^3} e^{-\left(\frac{x-p}{w_x}\right)^2} e^{-\left(\frac{y}{w_y}\right)^2}, \quad (107)$$

onde considera-se que o guia está deslocado em p unidades de comprimento a partir da origem na direção x .

4.5 TENSÃO DE MEIA-ONDA DO GERADOR - $V_{g\pi}$

Define-se $V_{g\pi}$ como a tensão do gerador que produz a tensão V_π no eletrodo o qual está conectado. No caso do MFOI a base de LiNbO_3 em corte-Z operando em *push-pull*, e na situação de casamento de impedâncias entre gerador, linha e carga, tem-se que (KITANO, 2001):

$$V_{g\pi} = \frac{2\lambda_0}{n_m^3 r_{33} L_z} \frac{1}{|\Gamma_T^N|}, \quad (108)$$

sendo que L_z , λ_0 , r_{33} e n_m são o comprimento de interação da linha estabelecido pelo eletrodo, o comprimento de onda do modo óptico, o coeficiente eletro-óptico efetivo para o caso do LiNbO_3 em corte-Z ($r_{33} \cong 31$ pm/V) e o índice de refração efetivo do modo óptico fundamental, respectivamente. O fator de superposição Γ_T^N corresponde a resultante das integrais de *overlap* calculadas individualmente por (106) para cada canal óptico dos braços do MZ da Figura 8, ou seja (KIM; RAMASWAMY, 1989):

$$\Gamma_T^N = \Gamma_1^N - \Gamma_2^N, \quad (109)$$

sendo que os subíndices 1 e 2 referem-se aos canais ópticos dos braços do MZ.

Como é considerado que as linhas dadas na Figura 7 estão com os acessos casados, tem-se que $Z_g = Z_L$, e portanto, a tensão aplicada sobre os eletrodos vale:

$$V_\pi = \frac{V_{g\pi}}{2}. \quad (110)$$

Novamente é importante ressaltar que no caso do CPS há duas fontes de alimentação envolvidas, desta forma, ao se determinar a tensão de meia-onda do gerador conectado ao eletrodo 1, $V_{g1\pi}$, a tensão de gerador $V_{g2\pi}$ deve ser determinada por (101) para que se tenha um modo fundamental estabelecido na linha.

4.6 RESPOSTA EM FREQUÊNCIA DE MODULAÇÃO - RFM

Geralmente os MFOIs são projetados para operação em banda larga. Sendo assim, é fundamental determinar suas respostas em frequência de modulação, especialmente quando não é possível estabelecer os casamentos de impedâncias na LT ou de fases entre os modos óptico e elétrico presentes no canal óptico e no guia de onda, respectivamente.

Desta forma, para o caso geral, onde considera-se o descasamento de impedâncias entre gerador, linha e carga, a resposta em frequência de modulação *RFM* é determinada por (KITANO, 2001):

$$RFM = \frac{Z_0 Z_L + Z_g}{Z_L Z_0 + Z_g} \frac{1}{1 - \Gamma_L \Gamma_g e^{-j2\beta L_z}} \left\{ e^{j\frac{\omega}{2c}(n_m - n_{ef})L_z} \operatorname{sinc} \left[\frac{\omega}{2c} (n_m - n_{ef}) L_z \right] + \Gamma_L e^{-j2\beta L_z} e^{j\frac{\omega}{2c}(n_m + n_{ef})L_z} \operatorname{sinc} \left[\frac{\omega}{2c} (n_m + n_{ef}) L_z \right] \right\}, \quad (111)$$

sendo que $\operatorname{sinc}(x) = \frac{\sin(x)}{x}$ e c é a velocidade da luz no vácuo.

Com isso, apresentou-se neste capítulo a influência que o guia de ondas do campo de modulação exerce sobre importantes parâmetros de MFOIs com guia óptico difundido no substrato de LiNbO_3 .

Conforme pôde-se observar, as grandezas como *RFM* e $V_{g\pi}$ dependem de Z_0 e Γ_T^N , respectivamente, os quais, por sua vez, dependem das distribuições de campo no guia de onda estabelecido pelos eletrodos de modulação, tal como informado em (81) e (106). No julgamento do autor desta Tese, ainda não encontram-se documentadas na literatura as expressões que descrevem essas distribuições de campo no domínio espectral para estruturas de guias de onda com substrato de LNOI. Adicionalmente, é desejável que se tenham expressões genéricas o suficiente para permitirem um grau de liberdade na alocação dos meios do substrato, o que possibilitaria maior flexibilidade na análise dos guias de ondas. Sendo assim, no próximo capítulo deste texto obtêm-se as expressões de campo transversal no domínio espectral que objetiva atender aos requisitos supracitados, constituindo, assim, como uma das contribuições desta Tese.

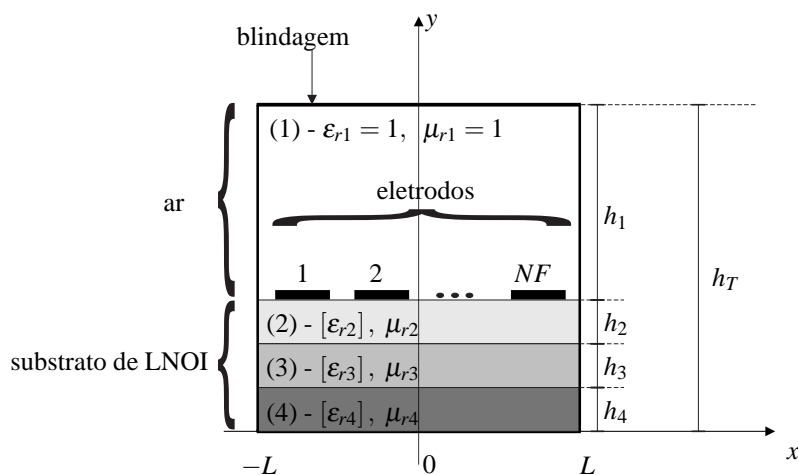
5 DETERMINAÇÃO DAS COMPONENTES TRANSVERSAIS DE CAMPO ELETROMAGNÉTICO DE UM GUIA DE ONDA PLANAR COM SUBSTRATO DE LNOI

Neste capítulo obtêm-se as expressões das componentes transversais de campo eletromagnético, no domínio espectral, para uma configuração de guia de onda com quatro camadas, sendo que o ar é o material da camada acima dos eletrodos e as três camadas restantes abaixo dos eletrodos são o substrato de LNOI. Considera-se um caso geral onde todos os três meios de substratos possam ser compostos por um material com anisotropia uniaxial e corte-Z, tal como o LiNbO_3 . Desta forma, quando algum desses meios não for de LN, basta igualar as permissividades relativas descritas no tensor dado em (1) com a permissividade do material desejado.

Na sequência, utilizam-se essas expressões para se calcular o termo P_{AVG} de (81), necessário para a determinação de Z_0 , e a distribuição de campo em valores absolutos.

Sendo assim, para a discussão a seguir, considera-se o guia de onda com quatro camadas e multieletródos distribuídos apresentado na Figura 11. Assumem-se que a estrutura seja uniforme e infinita na direção z , que os condutores são perfeitos e que as fitas metálicas tenham espessuras desprezíveis.

Figura 11 - Seção transversal de um guia de onda planar com quatro camadas e multieletródos distribuídos.



Fonte: Elaboração do autor.

5.1 DECOMPOSIÇÃO DAS COMPONENTES DE CAMPO ELETROMAGNÉTICO

Neste texto utilizam-se as publicações de Itoh (1980) e Kitazawa e Hayashi (1983) como ponto de partida para a determinação das expressões de campo. No trabalho de Itoh (1980), o autor aplica o modelo de imitâncias para obter as diádicas de Green, no domínio espectral, de estruturas com substratos isotrópicos. Esta abordagem é generalizada por Kitazawa e Hayashi (1983) para operar com materiais anisotrópicos em corte-Z. Nesta abordagem, o campo é decomposto em modos TE^y (modo elétrico transversal à direção y) e TM^y (modo magnético transversal à direção y).

Desta forma, para o modo TM^y ($\tilde{H}_y = 0$) tem-se:

$$\tilde{E}_{xm} = -jR \frac{\epsilon_{rm//}}{\epsilon_{rm\perp}} \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{ym}, \quad (112)$$

$$\tilde{E}_{zm} = -jQ \frac{\epsilon_{rm//}}{\epsilon_{rm\perp}} \frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{ym}, \quad (113)$$

$$\tilde{H}_{xm} = jQ \hat{y}_m \tilde{E}_{ym}, \quad (114)$$

e

$$\tilde{H}_{zm} = -jR \hat{y}_m \tilde{E}_{ym}, \quad (115)$$

enquanto que para o modo TE^y ($\tilde{E}_y = 0$) tem-se:

$$\tilde{E}_{xm} = -jQ \hat{z}_m \tilde{H}_{ym}, \quad (116)$$

$$\tilde{E}_{zm} = jR \hat{z}_m \tilde{H}_{ym}, \quad (117)$$

$$\tilde{H}_{xm} = -jR \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{ym}, \quad (118)$$

e

$$\tilde{H}_{zm} = -jQ \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{ym}, \quad (119)$$

sendo que o subíndice m refere-se as camadas de 1 a 4 e

$$\hat{y}_1 = j\omega\epsilon_0\epsilon_{r1} , \quad (120)$$

$$\hat{y}_m = j\omega\epsilon_0\epsilon_{rm//} \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (121)$$

$$\hat{z}_m = j\omega\mu_0\mu_{rm} , \quad (122)$$

$$R = \frac{\alpha_n}{\alpha_n^2 + \beta^2} , \quad (123)$$

e

$$Q = \frac{\beta}{\alpha_n^2 + \beta^2} . \quad (124)$$

Na decomposição TM^y e TE^y , as componentes \tilde{E}_y e \tilde{H}_y , obedecem às seguintes equações de onda, respectivamente:

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \tilde{E}_{ym} - \gamma_{1,me}^2 \tilde{E}_{ym} = 0 , \quad (125)$$

e

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2} \tilde{H}_{ym} - \gamma_{1,mh}^2 \tilde{H}_{ym} = 0 , \quad (126)$$

sendo que γ_1 é a constante de propagação no meio isotrópico da camada 1 (ar), e γ_{me} e γ_{mh} são as constantes de propagação transversais dos modos extraordinário e ordinário no meio anisotrópico uniaxial das camadas 2, 3 e 4 (KITAZAWA; HAYASHI, 1983), respectivamente, cujas expressões foram dadas em (23)-(25), respectivamente, mas que são listadas novamente a seguir:

$$\gamma_1 = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{r1}} , \quad (127)$$

$$\gamma_{me} = \sqrt{\frac{\epsilon_{rm\perp}}{\epsilon_{rm//}} (\alpha_n^2 + \beta^2) - k_0^2 \epsilon_{rm\perp}} \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (128)$$

e

$$\gamma_{mh} = \sqrt{\alpha_n^2 + \beta^2 - k_0^2 \epsilon_{rm\perp}} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (129)$$

As equações diferenciais (125) e (126) são do tipo linear e ordinárias, cujas soluções em cada camada m da estrutura são do tipo

$$\tilde{E}_{ym} = A_m \cosh(\gamma_{me}y) + B_m \sinh(\gamma_{me}y) , \quad (130)$$

e

$$\tilde{H}_{ym} = C_m \cosh(\gamma_{mh}y) + D_m \sinh(\gamma_{mh}y) . \quad (131)$$

Desta forma, partindo-se das equações listadas nesta seção, determinam-se as expressões de campo eletromagnético transversal do guia de onda ilustrado na Figura 11.

5.2 CAMPO ELETROMAGNÉTICO TRANSVERSAL

Primeiramente, analisam-se as expressões (130) e (131).

As condições de contorno estabelecem que o campo elétrico tangencial é nulo sobre superfícies condutoras perfeitas. Desta forma, tem-se que

$$\tilde{E}_{xm} = 0 , \text{ para } \begin{cases} y = 0 \\ y = h_1 + h_2 + h_3 + h_4 = h_T \end{cases} . \quad (132)$$

Consequentemente, de (112) tem-se que $\frac{\partial}{\partial y} \tilde{E}_{ym} = 0$ nas tampas metálicas. Sendo assim, multiplicando (130) por $-j\hat{y}_m$, têm-se:

$$-j\hat{y}_1 \tilde{E}_{y1} = A_{1e} \cosh[\gamma_1 (h_T - y)] , \quad (133)$$

$$-j\hat{y}_2 \tilde{E}_{y2} = A_{2e} \cosh[\gamma_{2e} (y - h_3 - h_4)] + B_{2e} \sinh[\gamma_{2e} (y - h_3 - h_4)] , \quad (134)$$

$$-j\hat{y}_3 \tilde{E}_{y3} = A_{3e} \cosh[\gamma_{3e} (y - h_4)] + B_{3e} \sinh[\gamma_{3e} (y - h_4)] , \quad (135)$$

e

$$-j\hat{y}_4\tilde{E}_{y4} = A_{4e} \cosh(\gamma_{4e}y) , \quad (136)$$

sendo que

$$A_{me} = -j\hat{y}_m A_m , \quad (137)$$

e

$$B_{me} = -j\hat{y}_m B_m . \quad (138)$$

Similarmente, aplicando-se em (116) a condição de contorno dada em (132), tem-se que $\tilde{H}_{ym} = 0$ nas tampas metálicas. Sendo assim, multiplicando (131) por $-j\hat{z}_m$, têm-se:

$$-j\hat{z}_1\tilde{H}_{y1} = B_{1h}\sinh[\gamma_1(h_T - y)] , \quad (139)$$

$$-j\hat{z}_2\tilde{H}_{y2} = A_{2h}\cosh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] + B_{2h}\sinh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] , \quad (140)$$

$$-j\hat{z}_3\tilde{H}_{y3} = A_{3h}\cosh[\gamma_{3h}(y - h_4)] + B_{3h}\sinh[\gamma_{3h}(y - h_4)] , \quad (141)$$

e

$$-j\hat{z}_4\tilde{H}_{y4} = B_{4h}\sinh(\gamma_{4h}y) , \quad (142)$$

sendo que

$$A_{mh} = -j\hat{z}_m C_m , \quad (143)$$

e

$$B_{mh} = -j\hat{z}_m D_m . \quad (144)$$

Observam-se que nas componentes de \tilde{E}_{ym} , dadas em (133)-(136), e \tilde{H}_{ym} , dadas em (139)-(142), há 6 coeficientes a determinar, sendo necessário resolver um sistema 6x6. Sendo assim o problema é resolvido em duas partes, modos TM^y e TE^y , e aplica-se o princípio da superposição para obter a solução final. Em cada caso, as seguintes condições de contorno devem ser

aplicadas nas interfaces:

- Em $y = h_4$:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x4} &= \tilde{E}_{x3} \\ \tilde{H}_{x4} &= \tilde{H}_{x3} \end{aligned} ; \quad (145)$$

- Em $y = h_4 + h_3$:

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x3} &= \tilde{E}_{x2} \\ \tilde{H}_{x3} &= \tilde{H}_{x2} \end{aligned} , \quad (146)$$

- Em $y = h_4 + h_3 + h_2$ (interface que contém os eletrodos) (ITOH, 1989):

$$\text{modo TM}^y \left\{ \begin{array}{l} \tilde{E}_{x2} = \tilde{E}_{x1} \\ j(\hat{y}_1 \tilde{E}_{y1} - \hat{y}_2 \tilde{E}_{y2}) = \alpha \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z \end{array} \right. , \quad (147)$$

$$\text{modo TE}^y \left\{ \begin{array}{l} \tilde{E}_{x2} = \tilde{E}_{x1} \\ -j \left(\frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{y1} - \frac{\partial}{\partial y} \tilde{H}_{y2} \right) = -\beta \tilde{J}_x + \alpha \tilde{J}_z \end{array} \right. . \quad (148)$$

Sendo assim, após uma série de manipulações algébricas, obtêm-se as soluções superpostas que são listadas a seguir:

- Camada 1 ($h_T - h_1 \leq y \leq h_T$):

$$\tilde{E}_{x1} = A1 \sinh[\gamma_1 (h_T - y)] ; \quad (149)$$

$$\tilde{E}_{y1} = B1 \cosh[\gamma_1 (h_T - y)] ; \quad (150)$$

$$\tilde{H}_{x1} = C1 \cosh[\gamma_1 (h_T - y)] ; \quad (151)$$

$$\tilde{H}_{y1} = D1 \sinh[\gamma_1 (h_T - y)] . \quad (152)$$

- Camada 2 ($h_4 + h_3 \leq y \leq h_T - h_1$):

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x2} = & A2\sinh[\gamma_{2e}(y - h_3 - h_4)] + A3\cosh[\gamma_{2e}(y - h_3 - h_4)] \\ & + A4\cosh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] + A5\sinh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] ; \end{aligned} \quad (153)$$

$$\tilde{E}_{y2} = B2\cosh[\gamma_{2e}(y - h_3 - h_4)] + B3\sinh[\gamma_{2e}(y - h_3 - h_4)] ; \quad (154)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{x2} = & C2\cosh[\gamma_{2e}(y - h_3 - h_4)] + C3\sinh[\gamma_{2e}(y - h_3 - h_4)] \\ & + C4\sinh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] + C5\cosh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] ; \end{aligned} \quad (155)$$

$$\tilde{H}_{y2} = D2\cosh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] + D3\sinh[\gamma_{2h}(y - h_3 - h_4)] . \quad (156)$$

- Camada 3 ($h_4 \leq y \leq h_4 - h_3$):

$$\begin{aligned} \tilde{E}_{x3} = & A6\sinh[\gamma_{3e}(y - h_4)] + A7\cosh[\gamma_{3e}(y - h_4)] \\ & + A8\cosh[\gamma_{3h}(y - h_4)] + A9\sinh[\gamma_{3h}(y - h_4)] ; \end{aligned} \quad (157)$$

$$\tilde{E}_{y3} = B4\cosh[\gamma_{3e}(y - h_4)] + B5\sinh[\gamma_{3e}(y - h_4)] ; \quad (158)$$

$$\begin{aligned} \tilde{H}_{x3} = & C6\cosh[\gamma_{3e}(y - h_4)] + C7\sinh[\gamma_{3e}(y - h_4)] \\ & + C8\sinh[\gamma_{3h}(y - h_4)] + C9\cosh[\gamma_{3h}(y - h_4)] ; \end{aligned} \quad (159)$$

$$\tilde{H}_{y3} = D4 \cosh[\gamma_{3h}(y - h_4)] + D5 \sinh[\gamma_{3h}(y - h_4)] . \quad (160)$$

- Camada 4 ($0 \leq y \leq h_4$):

$$\tilde{E}_{x4} = A10 \sinh(\gamma_{4e}y) + A11 \sinh(\gamma_{4h}y) ; \quad (161)$$

$$\tilde{E}_{y4} = B6 \cosh(\gamma_{4e}y) ; \quad (162)$$

$$\tilde{H}_{x4} = C10 \cosh(\gamma_{4e}y) + C11 \cosh(\gamma_{4h}y) ; \quad (163)$$

$$\tilde{H}_{y4} = D6 \sinh(\gamma_{4h}y) . \quad (164)$$

Os coeficientes das expressões dadas em (149)-(164) são dados por:

$$A1 = QB_{1h} - R\gamma_{y1}A_{1e} , \quad (165)$$

$$A2 = R\gamma_{y2}A_{2e} , \quad (166)$$

$$A3 = R\gamma_{y2}B_{2e} , \quad (167)$$

$$A4 = QA_{2h} , \quad (168)$$

$$A5 = QB_{2h} , \quad (169)$$

$$A6 = R\gamma_{y3}A_{3e} , \quad (170)$$

$$A7 = R\gamma_{y3e}B_{3e} , \quad (171)$$

$$A8 = QA_{3h} , \quad (172)$$

$$A9 = QB_{3h} , \quad (173)$$

$$A10 = R\gamma_{y4e}A_{4e} , \quad (174)$$

$$A11 = QB_{4h} , \quad (175)$$

$$B1 = j \frac{A_{1e}}{\hat{y}_1} , \quad (176)$$

$$B2 = j \frac{A_{2e}}{\hat{y}_2} , \quad (177)$$

$$B3 = j \frac{B_{2e}}{\hat{y}_2} , \quad (178)$$

$$B4 = j \frac{A_{3e}}{\hat{y}_3} , \quad (179)$$

$$B5 = j \frac{B_{3e}}{\hat{y}_3} , \quad (180)$$

$$B6 = j \frac{A_{4e}}{\hat{y}_4} , \quad (181)$$

$$C1 = -(QA_{1e} + R\gamma_{z1}B_{1h}) , \quad (182)$$

$$C2 = -QA_{2e} , \quad (183)$$

$$C3 = -QB_{2e} , \quad (184)$$

$$C4 = R\gamma_{z2h}A_{2h} , \quad (185)$$

$$C5 = R\gamma_{z2h}B_{2h} , \quad (186)$$

$$C6 = -QA_{3e} , \quad (187)$$

$$C7 = -QB_{3e} , \quad (188)$$

$$C8 = R\gamma_{z3h}A_{3h} , \quad (189)$$

$$C9 = R\gamma_{z3h}B_{3h} , \quad (190)$$

$$C10 = -QA_{4e} , \quad (191)$$

$$C11 = R\gamma_{z4h}B_{4h} , \quad (192)$$

$$D1 = j \frac{B_{1h}}{\hat{z}_1} , \quad (193)$$

$$D2 = j \frac{A_{2h}}{\hat{z}_2} , \quad (194)$$

$$D3 = j \frac{B_{2h}}{\hat{z}_2} , \quad (195)$$

$$D4 = j \frac{A_{3h}}{\hat{z}_3} , \quad (196)$$

$$D5 = j \frac{B_{3h}}{\hat{z}_3} , \quad (197)$$

$$D6 = j \frac{B_{4h}}{\hat{z}_4} . \quad (198)$$

Que por sua vez, os termos das equações (165)-(198) são definidos por:

$$\gamma_{y1} = \frac{\gamma_1}{\hat{y}_1}, \quad (199)$$

$$\gamma_{yme} = \frac{\gamma_{me} \epsilon_{rm//}}{\hat{y}_m \epsilon_{rm\perp}} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4), \quad (200)$$

$$\gamma_{z1} = \frac{\gamma_1}{\hat{z}_1}, \quad (201)$$

$$\gamma_{z mh} = \frac{\gamma_{mh}}{\hat{z}_m} \quad (\text{para } m = 2, 3 \text{ e } 4), \quad (202)$$

$$A_{1e} = -\frac{1}{Sh_1} \frac{\gamma_{y2e}}{\gamma_{y1}} \left[Ct_{3e} Ct_{4e} + \frac{\gamma_{y4e}}{\gamma_{y3e}} + \frac{\gamma_{y3e}}{\gamma_{y2e}} Ct_{2e} \left(Ct_{4e} + \frac{\gamma_{y4e}}{\gamma_{y3e}} Ct_{3e} \right) \right] \left(\frac{\alpha_n \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z}{a_{4e}} \right), \quad (203)$$

$$A_{2e} = \frac{1}{Sh_{2e}} \left[Ct_{3e} Ct_{4e} + \frac{\gamma_{y4e}}{\gamma_{y3e}} \right] \left(\frac{\alpha_n \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z}{a_{4e}} \right), \quad (204)$$

$$B_{2e} = \frac{1}{Sh_{2e}} \frac{\gamma_{y3e}}{\gamma_{y2e}} \left(Ct_{4e} + \frac{\gamma_{y4e}}{\gamma_{y3e}} Ct_{3e} \right) \left(\frac{\alpha_n \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z}{a_{4e}} \right), \quad (205)$$

$$A_{3e} = \frac{1}{Sh_{2e} Sh_{3e}} Ct_{4e} \left(\frac{\alpha_n \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z}{a_{4e}} \right), \quad (206)$$

$$B_{3e} = \frac{1}{Sh_{2e} Sh_{3e}} \frac{\gamma_{y4e}}{\gamma_{y3e}} \left(\frac{\alpha_n \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z}{a_{4e}} \right), \quad (207)$$

$$A_{4e} = \frac{1}{Sh_{2e} Sh_{3e} Sh_{4e}} \left(\frac{\alpha_n \tilde{J}_x + \beta \tilde{J}_z}{a_{4e}} \right), \quad (208)$$

$$B_{1h} = \frac{1}{Sh_1} \left[Ct_{2h} \left(Ct_{3h} + \frac{\gamma_{z4h}}{\gamma_{z3h}} Ct_{4h} \right) + \frac{\gamma_{z3h}}{\gamma_{z2h}} \left(1 + \frac{\gamma_{z4h}}{\gamma_{z3h}} Ct_{3h} Ct_{4h} \right) \right] \left(\frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha_n \tilde{J}_z}{b_{4h}} \right), \quad (209)$$

$$A_{2h} = \frac{1}{Sh_{2h}} \left(Ct_{3h} + \frac{\gamma_{z4h}}{\gamma_{z3h}} Ct_{4h} \right) \left(\frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha_n \tilde{J}_z}{b_{4h}} \right), \quad (210)$$

$$B_{2h} = \frac{1}{Sh_{2h}} \frac{\gamma_{z3h}}{\gamma_{z2h}} \left(1 + \frac{\gamma_{z4h}}{\gamma_{z3h}} Ct_{3h} Ct_{4h} \right) \left(\frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha_n \tilde{J}_z}{b_{4h}} \right), \quad (211)$$

$$A_{3h} = \frac{1}{Sh_{2h} Sh_{3h}} \left(\frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha_n \tilde{J}_z}{b_{4h}} \right), \quad (212)$$

$$B_{3h} = \frac{1}{Sh_{2h} Sh_{3h}} Ct_{4h} \frac{\gamma_{z4h}}{\gamma_{z3h}} \left(\frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha_n \tilde{J}_z}{b_{4h}} \right), \quad (213)$$

$$B_{4h} = \frac{1}{Sh_{2h} Sh_{3h} Sh_{4h}} \left(\frac{\beta \tilde{J}_x - \alpha_n \tilde{J}_z}{b_{4h}} \right). \quad (214)$$

Os termos a_{4e} e b_{4h} são determinados por:

$$a_{4e} = a_{3e} Ct_{4e} + b_{3e} \frac{\gamma_{y4e}}{\gamma_{y3e}}, \quad (215)$$

$$a_{3e} = a_{2e} Ct_{3e} + b_{2e} \frac{\gamma_{y3e}}{\gamma_{y2e}}, \quad (216)$$

$$b_{3e} = a_{2e} + b_{2e} \frac{\gamma_{y3e}}{\gamma_{y2e}} Ct_{3e}, \quad (217)$$

$$a_{2e} = Ct_{2e} + \frac{\gamma_{y2e}}{\gamma_{y1}} Ct_1, \quad (218)$$

$$b_{2e} = 1 + \frac{\gamma_{y2e}}{\gamma_{y1}} Ct_1 Ct_{2e}, \quad (219)$$

$$b_{4h} = a_{3h} + b_{3h} \frac{\gamma_{z4h}}{\gamma_{z3h}} Ct_{4h}, \quad (220)$$

$$a_{3h} = a_{2h} Ct_{3h} + b_{2h} \frac{\gamma_{z3h}}{\gamma_{z2h}}, \quad (221)$$

$$b_{3h} = a_{2h} + b_{2h} \frac{\gamma_{z3h}}{\gamma_{z2h}} Ct_{3h}, \quad (222)$$

$$a_{2h} = \gamma_{z1} Ct_1 Ct_{2h} + \gamma_{z2h}, \quad (223)$$

$$b_{2h} = \gamma_{z1} Ct_1 + \gamma_{z2h} Ct_{2h} . \quad (224)$$

Por fim, os termos restantes são:

$$Sh_1 = \sinh(\gamma_1 h_1) , \quad (225)$$

$$Sh_{me} = \sinh(\gamma_{me} h_m) \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (226)$$

$$Sh_{mh} = \sinh(\gamma_{mh} h_m) \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (227)$$

$$Ct_1 = \cotgh(\gamma_1 h_1) , \quad (228)$$

$$Ct_{me} = \cotgh(\gamma_{me} h_m) \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (229)$$

$$Ct_{mh} = \cotgh(\gamma_{mh} h_m) \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) . \quad (230)$$

Com isto, as componentes transversais de campo eletromagnético, da camada 1 a 4, são determinadas no domínio espectral através das expressões dadas de (149)-(230). Ressalta-se que o desenvolvimento analítico apresentado é válido para qualquer quantidade de eletrodos distribuídos na interface entre as camadas 1 e 2, já que essa informação está contida nas funções de base das densidades lineares de correntes, \tilde{J}_x e \tilde{J}_z , que devem ser selecionadas adequadamente para cada caso.

5.3 CÁLCULO DE P_{AVG}

Conforme abordado no capítulo 3, o cálculo das impedâncias características dos guias CPS, dado em (92)-(95), e CPW, dado em (98), dependem da determinação da potência média transmitida nos guias. Nota-se, em (81), que o parâmetro P_{AVG} é calculado a partir da integração do vetor de Poynting no plano transversal à direção de propagação do guia de onda. Sendo assim, pode-se reescrever (81) para um guia com quatro camadas:

$$P_{AVG} = \frac{1}{16L} \text{Re} \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} (Eh_1 + Eh_2 + Eh_3 + Eh_4) \right\} , \quad (231)$$

sendo que

$$Eh_1 = \int_{h_T-h_1}^{h_T} (\tilde{E}_{x1}\tilde{H}_{y1}^* - \tilde{E}_{y1}\tilde{H}_{x1}^*) dy, \quad (232)$$

$$Eh_2 = \int_{h_4+h_3}^{h_T-h_1} (\tilde{E}_{x2}\tilde{H}_{y2}^* - \tilde{E}_{y2}\tilde{H}_{x2}^*) dy, \quad (233)$$

$$Eh_3 = \int_{h_4}^{h_4+h_3} (\tilde{E}_{x3}\tilde{H}_{y3}^* - \tilde{E}_{y3}\tilde{H}_{x3}^*) dy, \quad (234)$$

e

$$Eh_4 = \int_0^{h_4} (\tilde{E}_{x4}\tilde{H}_{y4}^* - \tilde{E}_{y4}\tilde{H}_{x4}^*) dy. \quad (235)$$

Com isso, devem-se substituir os resultados obtidos para o campo eletromagnético transversal, dados em (149)-(230), nas expressões (232)-(235) e executar as operações integrais. Desta forma, consultando as tabelas de integrais e após um longo desenvolvimento analítico, obtêm-se:

$$Eh_1 = \pm \frac{1}{2} \left[A1 \cdot D1^* \left(\frac{Sh_1Ch_1}{\gamma_1} - h_1 \right) - B1 \cdot C1^* \left(\frac{Sh_1Ch_1}{\gamma_1} + h_1 \right) \right], \quad (236)$$

$$\begin{aligned}
Eh_2 = & \frac{1}{2} \left\{ A4 \cdot D2^* \left(\frac{Sh_{2h}Ch_{2h}}{\gamma_{2h}} + h_2 \right) \pm_{(h)} A5 \cdot D3^* \left(\frac{Sh_{2h}Ch_{2h}}{\gamma_{2h}} - h_2 \right) \right. \\
& - B2 \cdot C2^* \left(\frac{Sh_{2e}Ch_{2e}}{\gamma_{2e}} + h_2 \right) - \left[\pm_{(e)} B3 \cdot C3^* \left(\frac{Sh_{2e}Ch_{2e}}{\gamma_{2e}} - h_2 \right) \right] \\
& + (A2 \cdot D2^* - B3 \cdot C5^*) \left(\frac{Ch_{2(e+h)}}{\gamma_{2e} + \gamma_{2h}} + \frac{Ch_{2(e-h)}}{\gamma_{2e} - \gamma_{2h}} - \frac{2\gamma_{2e}}{\gamma_{2e}^2 - \gamma_{2h}^2} \right) \\
& + (A3 \cdot D2^* - B2 \cdot C5^*) \left(\frac{Sh_{2(e+h)}}{\gamma_{2e} + \gamma_{2h}} + \frac{Sh_{2(e-h)}}{\gamma_{2e} - \gamma_{2h}} \right) + (A5 \cdot D2^* \pm_{(h)} A4 \cdot D3^*) \frac{Sh_{2h}^2}{\gamma_{2h}} \quad (237) \\
& \pm_{(h)} (A2 \cdot D3^* - B3 \cdot C4^*) \left(\frac{Sh_{2(e+h)}}{\gamma_{2e} + \gamma_{2h}} - \frac{Sh_{2(e-h)}}{\gamma_{2e} - \gamma_{2h}} \right) \\
& \pm_{(h)} (A3 \cdot D3^* - B2 \cdot C4^*) \left(\frac{Ch_{2(e+h)}}{\gamma_{2e} + \gamma_{2h}} - \frac{Ch_{2(e-h)}}{\gamma_{2e} - \gamma_{2h}} + \frac{2\gamma_{2h}}{\gamma_{2e}^2 - \gamma_{2h}^2} \right) \\
& \left. - (B3 \cdot C2^* \pm_{(e)} B2 \cdot C3^*) \frac{Sh_{2e}^2}{\gamma_{2e}} \right\} ,
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
Eh_3 = & \frac{1}{2} \left\{ A8 \cdot D4^* \left(\frac{Sh_{3h}Ch_{3h}}{\gamma_{3h}} + h_3 \right) \pm_{(h)} A9 \cdot D5^* \left(\frac{Sh_{3h}Ch_{3h}}{\gamma_{3h}} - h_3 \right) \right. \\
& - B4 \cdot C6^* \left(\frac{Sh_{3e}Ch_{3e}}{\gamma_{3e}} + h_3 \right) - \left[\pm_{(e)} B5 \cdot C7^* \left(\frac{Sh_{3e}Ch_{3e}}{\gamma_{3e}} - h_3 \right) \right] \\
& + (A6 \cdot D4^* - B5 \cdot C9^*) \left(\frac{Ch_{3(e+h)}}{\gamma_{3e} + \gamma_{3h}} + \frac{Ch_{3(e-h)}}{\gamma_{3e} - \gamma_{3h}} - \frac{2\gamma_{3e}}{\gamma_{3e}^2 - \gamma_{3h}^2} \right) \\
& + (A7 \cdot D4^* - B4 \cdot C9^*) \left(\frac{Sh_{3(e+h)}}{\gamma_{3e} + \gamma_{3h}} + \frac{Sh_{3(e-h)}}{\gamma_{3e} - \gamma_{3h}} \right) + (A9 \cdot D4^* \pm_{(h)} A8 \cdot D5^*) \frac{Sh_{3h}^2}{\gamma_{3h}} \quad (238) \\
& \pm_{(h)} (A6 \cdot D5^* - B5 \cdot C8^*) \left(\frac{Sh_{3(e+h)}}{\gamma_{3e} + \gamma_{3h}} - \frac{Sh_{3(e-h)}}{\gamma_{3e} - \gamma_{3h}} \right) \dots \\
& \pm_{(h)} (A7 \cdot D5^* - B4 \cdot C8^*) \left(\frac{Ch_{3(e+h)}}{\gamma_{3e} + \gamma_{3h}} - \frac{Ch_{3(e-h)}}{\gamma_{3e} - \gamma_{3h}} + \frac{2\gamma_{3h}}{\gamma_{3e}^2 - \gamma_{3h}^2} \right) \\
& \left. - (B5 \cdot C6^* \pm_{(e)} B4 \cdot C7^*) \frac{Sh_{3e}^2}{\gamma_{3e}} \right\} ,
\end{aligned}$$

e

$$\begin{aligned}
Eh_4 = & \frac{1}{2} \left\{ \pm_{(h)} A10 \cdot D6^* \left(\frac{Sh_{4(e+h)}}{\gamma_{4e} + \gamma_{4h}} - \frac{Sh_{4(e-h)}}{\gamma_{4e} - \gamma_{4h}} \right) \pm_{(h)} A11 \cdot D6^* \left(\frac{Sh_{4h}Ch_{4h}}{\gamma_{4h}} - h_4 \right) \right. \\
& \left. - B6 \cdot C10^* \left(\frac{Sh_{4e}Ch_{4e}}{\gamma_{4e}} + h_4 \right) - B6 \cdot C11^* \left(\frac{Sh_{4(e+h)}}{\gamma_{4e} + \gamma_{4h}} + \frac{Sh_{4(e-h)}}{\gamma_{4e} - \gamma_{4h}} \right) \right\} , \quad (239)
\end{aligned}$$

nos quais os sinais (\pm), ($\pm_{(e)}$) e ($\pm_{(h)}$), estão relacionados as constantes de propagação γ_1 , γ_{me} e γ_{mh} , respectivamente, sendo que o sinal (+) é atribuído quando a respectiva constante de propagação for real, e (-) quando for imaginário. Ainda com relação às equações (236)-(239), têm-se que:

$$Ch_1 = \cosh(\gamma_1 h_1) , \quad (240)$$

$$Ch_{me} = \cosh(\gamma_{me}h_m) \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (241)$$

$$Ch_{mh} = \cosh(\gamma_{mh}h_m) \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (242)$$

$$Ch_{m(e\pm h)} = \cosh[(\gamma_{me} \pm \gamma_{mh})h_m] \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) , \quad (243)$$

e

$$Sh_{m(e\pm h)} = \sinh[(\gamma_{me} \pm \gamma_{mh})h_m] \text{ (para } m = 2, 3 \text{ e } 4) . \quad (244)$$

Desta forma, as expressões (236)-(239) devem ser substituídas em (231) e avaliadas numericamente para uma quantidade suficientemente alta de termos espectrais α_n para a convergência de Z_0 .

5.4 CAMPO ELÉTRICO EM VALORES ABSOLUTOS

Conforme discutido no capítulo 4, a distribuição de campo elétrico transversal \vec{E}_t tem importância fundamental no cálculo da tensão de meia-onda V_π . Na seção 5.2, as expressões destas componentes foram determinadas através da técnica de ADE, obtendo-se \tilde{E}_{tm} , para cada camada m da estrutura de guia de onda, sendo que suas distribuições espaciais são obtidas a partir da definição de transformada discreta de Fourier inversa dada em (3):

$$E_{tm}^{(N)}(x,y) = \frac{1}{T_x} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \tilde{E}_{tm}(\alpha_n,y) e^{-j\alpha_n x} , \quad (245)$$

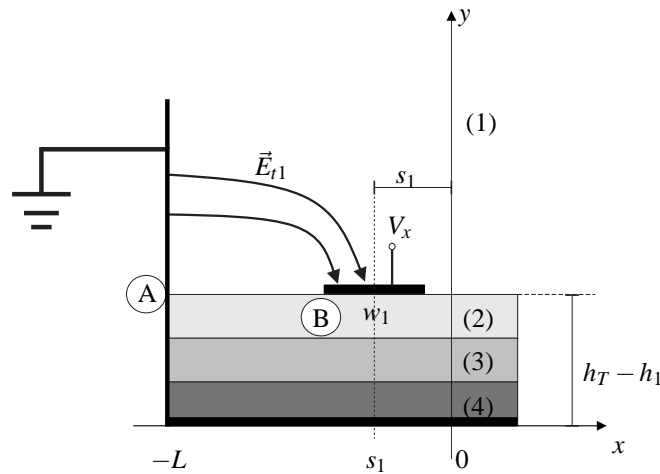
para $t = x, y$.

As expressões de \tilde{E}_{tm} dependem das distribuições de densidades de corrente \tilde{J}_z e \tilde{J}_x , tal como pode-se observar em seus coeficientes, $A_{1e} \dots B_{4h}$, dados em (203)-(214). Contudo, na técnica de ADE, as expressões que se obtêm para \tilde{J}_z e \tilde{J}_x , dadas em (58) e (59), estão normalizadas pelo coeficiente de ponderação da primeira função de base empregada para descrever \tilde{J}_z ou \tilde{E}_x no plano que contém os eletrodos, que no caso do método das imagens trata-se de c_{11} , conforme observa-se em (67). Desta forma, o campo $E_{tm}^{(N)}$ que se obtêm em (245) está normalizado por c_{11} . Entretanto, para se determinar o V_π do modulador eletro-óptico, o interesse está na obtenção de E_{tm} em valores absolutos (volts/m). Sendo assim, torna-se necessário obter o valor de c_{11} , para em seguida determinar a componente absoluta de campo elétrico:

$$E_{tm}(x,y) = c_{11} E_{tm}^{(N)} [\text{V/m}] . \quad (246)$$

Na literatura é comum, em estruturas típicas de óptica integrada, empregar-se o valor do potencial elétrico de um dos eletrodos para estabelecer c_{11} (RAILTON; MCGEEHAN, 1989). Desta forma, apresenta-se na Figura 12 um recorte correspondente à metade esquerda da seção transversal de um CPS com quatro camadas, o qual tem-se uma tensão V_x aplicada ao eletrodo 1.

Figura 12 - Recorte da seção transversal de um guia CPS com tensão V_x aplicada ao eletrodo 1.



Fonte: Elaboração do autor.

Com o auxílio da Figura 12 e selecionando a componente transversal de campo $E_{x1}(x,y)$ (camada 1), tem-se que a diferença de potencial entre os pontos A e B é dada por:

$$V_x = V_B - V_A = - \int_A^B E_{x1}(x,y) \cdot d\vec{l} . \quad (247)$$

Escolhendo-se o caminho de integração A e B, sobre a interface entre as camadas 1 e 2, tem-se que:

$$V_x = V_B - 0 = - \int_{-L}^{s_1 - w_1/2} E_{x1}(x, h_T - h_1) \cdot dx \quad (248)$$

A expressão de E_{x1} foi dada em (149), no domínio espectral. Desta forma, manipulando-se

(149), (245), (246) e (248), obtém-se:

$$c_{11} = jT_x \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} A1 \cdot Sh_1 \left[\frac{e^{-j\alpha_n(s_1 - w_1/2)} - e^{j\alpha_n L}}{\alpha_n} \right] \right\}^{-1} V_x. \quad (249)$$

No caso do CPW, e quando se utiliza o método das imagens para descrever as funções de base, pode-se demonstrar que o coeficiente c_{11} é obtido por (KITANO, 2001):

$$c_{11} = -\frac{2}{\pi w_1} V_x. \quad (250)$$

Como o sistema é linear, torna-se mais conveniente fazer $V_x = 1$ V, em (249) e (250), na fase de programação, pois assim, ao final do procedimento numérico, basta realizar o produto do campo que se obtém pelo valor da tensão desejada.

Com isso, neste capítulo, foram obtidas as expressões das componentes transversais de campo eletromagnético no domínio espectral. Com elas, obtiveram-se as equações necessárias para o cálculo de P_{AVG} , necessário para a determinação de Z_0 , e o procedimento para o cálculo do campo elétrico transversal em valores absolutos. Sendo assim, no julgamento deste autor, este capítulo representa uma das contribuições desta Tese, no qual espera-se auxiliar o leitor interessado na análise de guias de onda planos com até 4 camadas, sendo que os três meios de substrato podem ser compostos por materiais com anisotropia uniaxial e corte-Z, tal como o LiNbO_3 . Ressalta-se que o desenvolvimento analítico apresentado é válido para qualquer quantidade de eletrodos distribuídos entre as camadas 1 e 2 da Figura 11, já que essa informação está contida nas funções de base das densidades lineares de correntes \tilde{J}_x e \tilde{J}_z .

No próximo capítulo, o equacionamento apresentado será incorporado às rotinas numéricas desenvolvidas no Laboratório de Optoeletrônica (LOE) da FEIS-UNESP (MENEZES, 2020) e os seus resultados serão comparados com alguns trabalhos particulares publicados na literatura. Desta forma, espera-se obter a confiança necessária para que a formulação obtida seja empregada na análise de estruturas de guias de onda planos com substrato de LNOI.

6 TESTES COMPUTACIONAIS DA FORMULAÇÃO DESENVOLVIDA

Neste capítulo, realiza-se a validação teórica da formulação desenvolvida no capítulo 5. As expressões que foram obtidas serão incorporadas às rotinas numéricas desenvolvidas no LOE da FEIS-UNESP (MENEZES, 2020) e os seus resultados serão comparados com alguns trabalhos particulares publicados na literatura.

6.1 DISCUSSÃO GERAL SOBRE AS ROTINAS NUMÉRICAS

Conforme abordado nos capítulos 3 e 4, os parâmetros elétricos associados ao guia de onda estabelecido pelos eletrodos de modulação, tais como curvas de dispersão, Z_0 , $V_{g\pi}$ e RFM , dependem, primeiramente, da determinação dos valores da constante de fase β para a frequência ω .

Os valores de β são obtidos pelas raízes de $\det[K(\beta)] = 0$, para o $K(\beta)$ dado em (69) e (70). A solução deste sistema homogêneo, que deve ser avaliada numericamente, não é trivial, pois trata-se de uma função que tipicamente é repleta de descontinuidades que podem ser confundidas com as raízes do sistema. Este problema fica ainda mais complexo conforme se aumenta a frequência, uma vez que a faixa de valores de β onde se realizam a busca de soluções também é ampliada.

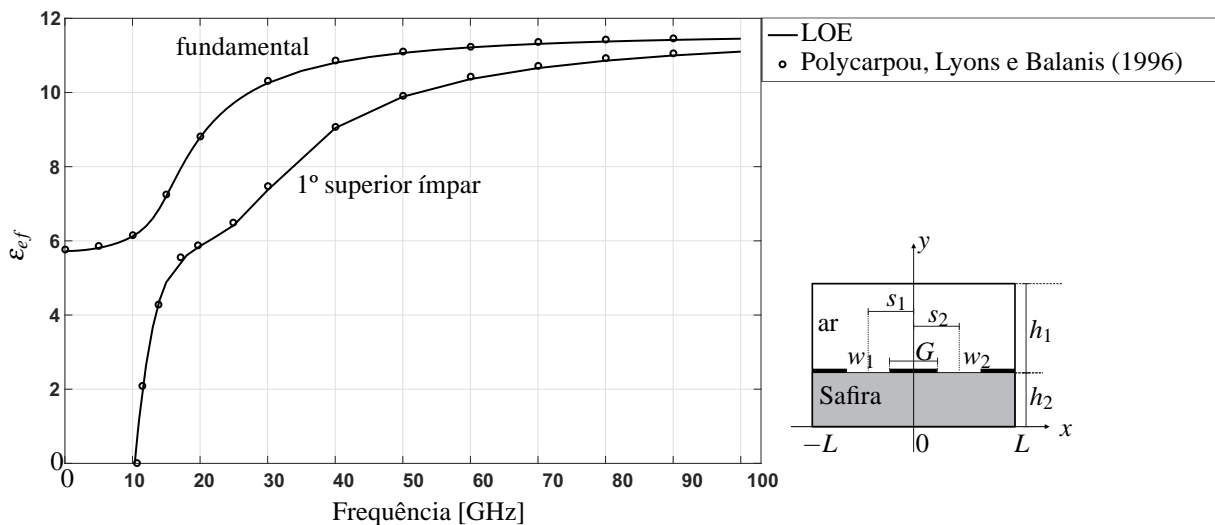
As rotinas numéricas que podem lidar com este problema não são facilmente encontradas na literatura, desta forma, o LOE tem desenvolvido um conjunto de algoritmos robustos capazes de lidar com a análise de guias de onda planos com a técnica de ADE. Os detalhes de desenvolvimento e implementação dos algoritmos podem ser consultados no trabalho de Menezes (2020), onde se mostrou que os resultados que se obtêm estão de acordo com a literatura publicada.

A título de exemplo, apresenta-se na Figura 13 a curva de dispersão (ϵ_{ef}) para a faixa de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 100 \text{ GHz}$ que se obtém para os modos fundamental e primeiro superior ímpar de um CPW analisado por Polycarpou, Lyons e Balanis (1996). Os dados da estrutura são $2L = 4,5 \text{ mm}$, $w_1 = w_2 = G = 0,5 \text{ mm}$, $s_1 = -0,5 \text{ mm}$, $s_2 = 0,5 \text{ mm}$, $h_1 = 2,71 \text{ mm}$, $h_2 = 3,2 \text{ mm}$, sendo que as camadas 1 e 2 são preenchidas por ar e safira ($\epsilon_{r2//} = 11,6$ e $\epsilon_{r2\perp} = 9,4$), respectivamente. Conforme abordado anteriormente, os algoritmos implementados foram desenvolvidos para estruturas com quatro camadas, sendo assim, para a realização desta simulação, os parâmetros relativos à camada de safira foram descritos nas camadas 2, 3 e 4 da Figura 11, cujas espessuras foram ajustadas para $h_2 = h_3 = h_4 \approx 1.07 \text{ mm}$. Os demais

parâmetros considerados no procedimento numérico foram $M = N = 3$ (número de funções de base, conforme (67) e (68)) e $n_{max} = 3000$, que é a quantidade de termos espectrais de α_n .

Conforme pode-se observar na Figura 13, há boa concordância entre os resultados do algoritmo desenvolvido no LOE com os publicados na referência (POLYCARPOU; LYONS; BALANIS, 1996).

Figura 13 - Teste de curva de dispersão para os modos fundamental e primeiro superior ímpar de uma estrutura CPW.



Fonte: Elaboração do autor.

Contudo, embora as rotinas desenvolvidas no LOE até então permitam solucionar o sistema $\det[K(\beta)] = 0$ para estruturas de até quatro camadas, o qual o substrato pode ser composto por três camadas de material com anisotropia uniaxial e corte-Z, os algoritmos para cálculo de impedância característica e campo elétrico foram modelados para o caso em que apenas a camada 3 seja de material anisotrópico. Desta forma, essas rotinas precisam ser adaptadas para a formulação desenvolvida neste texto, no qual assume-se que todas as camadas de substrato possam ser de materiais com anisotropia uniaxial e corte-Z.

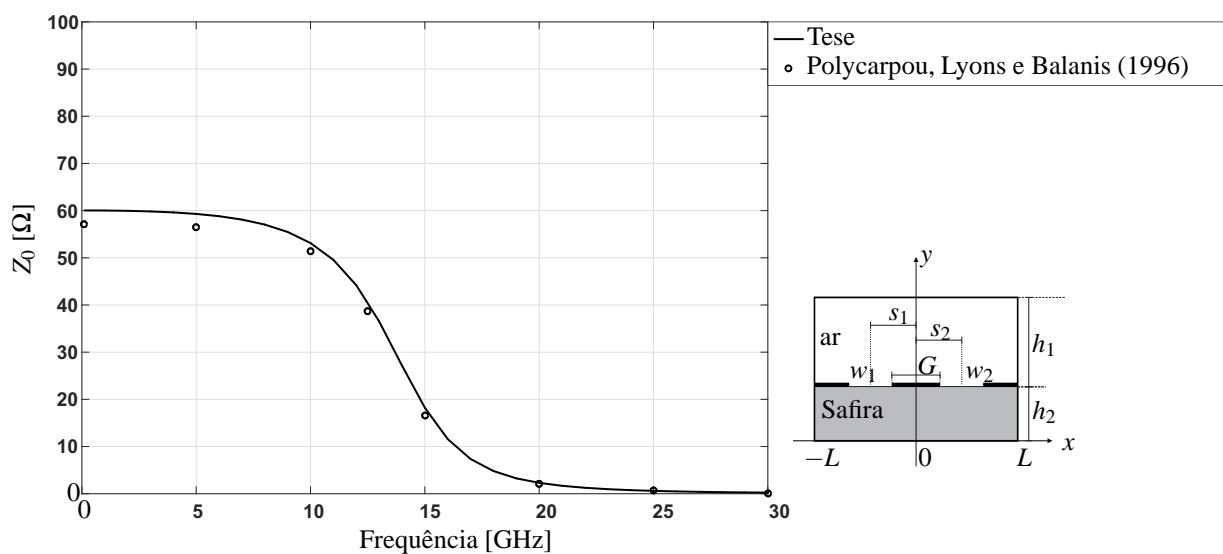
Portanto, implementou-se a formulação descrita no capítulo 5 nos algoritmos de determinação de impedância característica e distribuição de campo elétrico. Sendo assim, apresentam-se nas próximas seções a validação dessas rotinas por meio de comparações com os resultados de alguns casos particulares publicados na literatura.

6.2 VALIDAÇÃO - IMPEDÂNCIA CARACTERÍSTICA

As expressões obtidas no capítulo 5 podem ser aplicadas a estruturas de até quatro camadas. Portanto, a seguir, busca-se validar a formulação desenvolvida neste trabalho para a determinação da impedância característica.

Um teste relevante é considerar uma estrutura de duas camadas, sendo que o substrato é de material anisotrópico, desta forma, no procedimento numérico deve-se igualar os valores dos parâmetros referentes às camadas 2, 3 e 4. Portanto, recorre-se novamente à estrutura CPW com duas camadas, cuja curva de dispersão foi apresentada na Figura 13. Trata-se de um guia de onda com substrato composto por safira, que é um material anisotrópico. Apresenta-se na Figura 14 a curva de impedância que se obtém para o modo fundamental referente à faixa de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 30 \text{ GHz}$.

Figura 14 - Teste do cálculo de impedância característica para o modo fundamental de uma estrutura CPW com substrato anisotrópico.

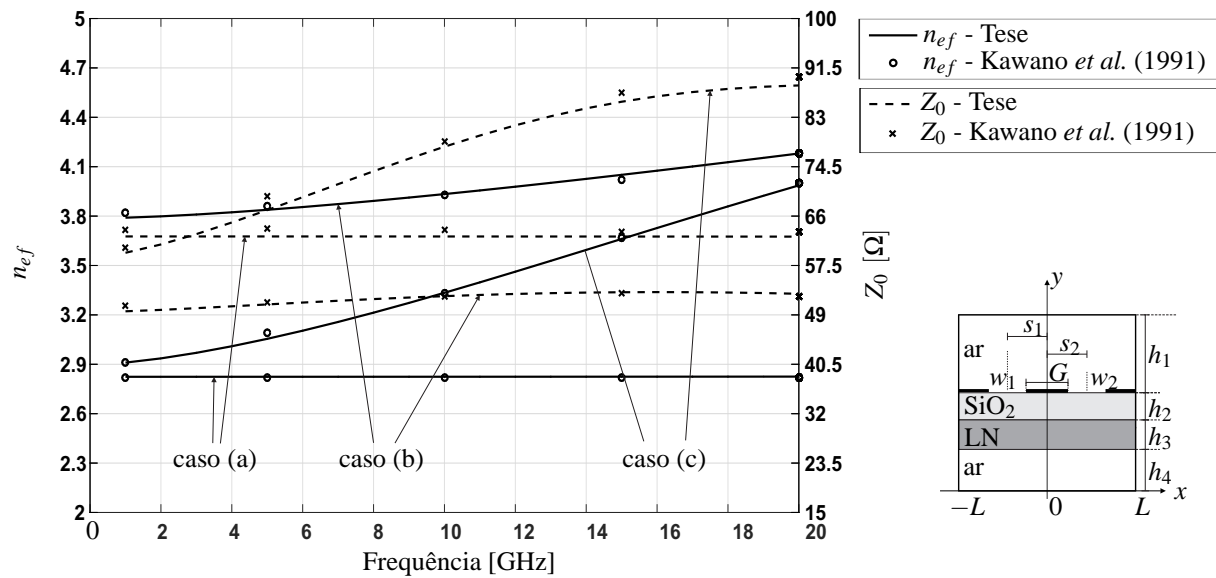


Fonte: Elaboração do autor.

Os autores do artigo que analisaram esta estrutura não empregaram o método de ADE na análise, mas sim, elementos finitos (POLYCARPOU; LYONS; BALANIS, 1996). Contudo, observa-se que os resultados desta Tese apresentam boa concordância com os da publicação, com uma diferença absoluta máxima de apenas $2,89 \Omega$, que ocorre em 100 MHz . Nota-se ainda que a elevada dispersão que o modo fundamental apresenta a partir de $\sim 10 \text{ GHz}$, conforme ilustrado na Figura 13, faz com que a impedância tenha uma variação acentuada em direção a zero a partir da mesma frequência.

Na sequência, pretende-se testar a generalidade da formulação obtida no capítulo 5 em lidar com diferentes materiais nas camadas de substrato. Desta forma, apresentam-se na Figura 15 as curvas de dispersão (n_{ef}) e impedância característica que se obtêm para o modo fundamental de um CPW com quatro camadas, sendo que as regiões de 1 a 4 são compostas por ar, SiO₂ ($\epsilon_{r2} = 3,9$), LN (LiNbO₃: $\epsilon_{r3//} = 28$ e $\epsilon_{r3\perp} = 43$) e ar, respectivamente. Os parâmetros de simulação considerados por esta Tese foram $M = N = 5$ e $n_{max} = 30000$. Esta estrutura foi analisada por Kawano *et al.* (1991) para três casos: (a) $w_1 = w_2 = 15 \mu\text{m}$, $G = 8 \mu\text{m}$, $s_1 = -11,5 \mu\text{m}$ e $s_2 = 11,5 \mu\text{m}$; (b) $w_1 = w_2 = 700 \mu\text{m}$, $G = 300 \mu\text{m}$, $s_1 = -500 \mu\text{m}$ e $s_2 = 500 \mu\text{m}$; e (c) $w_1 = w_2 = 2 \text{mm}$, $G = 1,2 \text{mm}$, $s_1 = -1,6 \text{mm}$ e $s_2 = 1,6 \text{mm}$. Os demais dados estruturais são $2L = 2000w_1$, $h_1 = h_4 = 2L$, $h_2 = 1,2 \mu\text{m}$ e $h_3 = 0,5 \text{mm}$.

Figura 15 - Testes da formulação para uma estrutura de 4 camadas com diferentes materiais no substrato.



Fonte: Elaboração do autor.

Novamente os testes se mostraram bem sucedidos, com boa concordância entre os resultados desta Tese e os publicados por Kawano *et al.* (1991), em especial os que se referem a Z_0 , que são oriundos do desenvolvimento analítico deste trabalho.

Na próxima seção, verifica-se a eficácia da formulação em obter a distribuição de campo $E_y(x,y)$ em valores absolutos, pois esta componente é essencial para se determinar o fator de superposição Γ^N , dado em (106), de moduladores eletro-ópticos de LiNbO₃ em corte-Z.

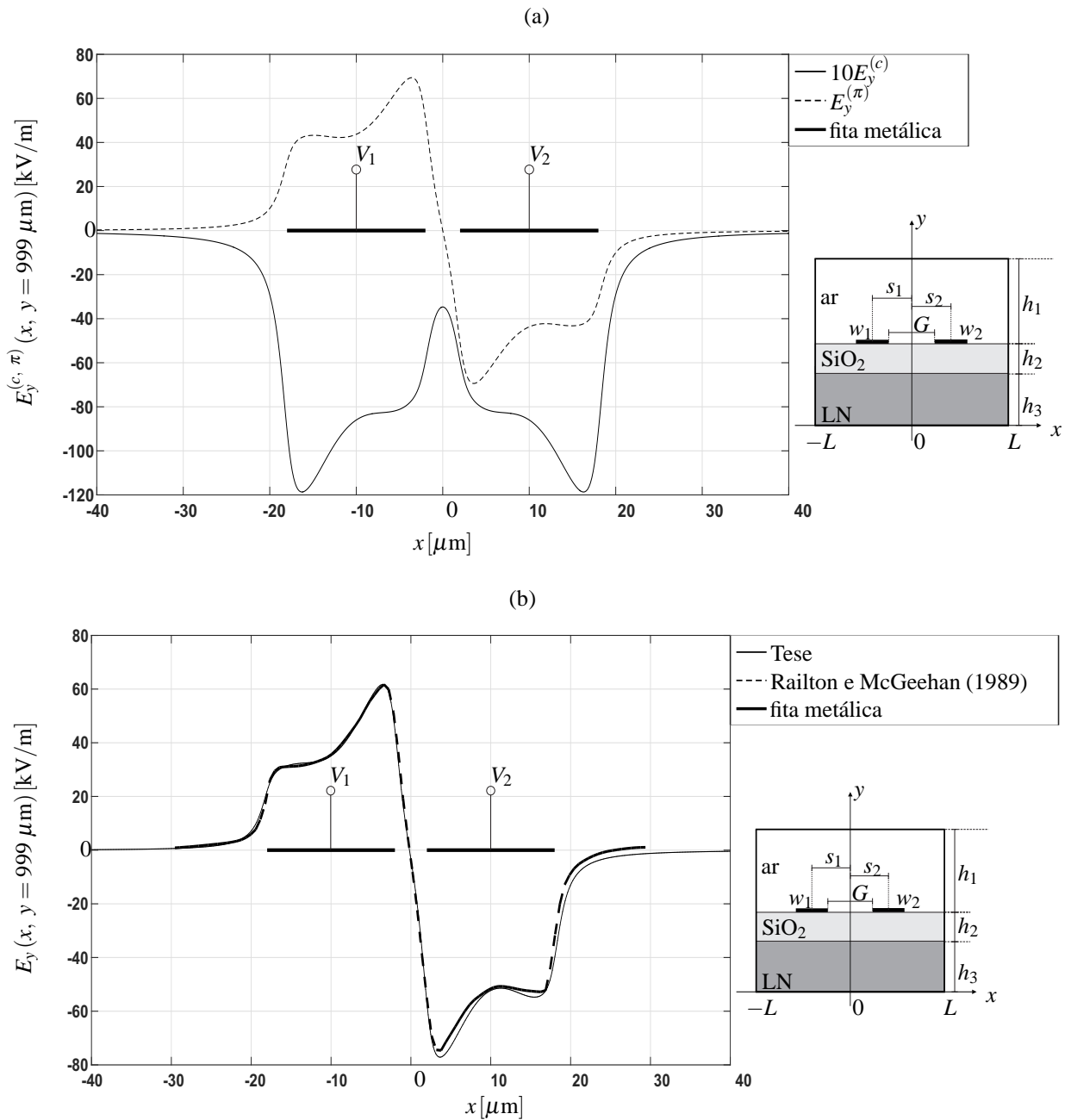
6.3 VALIDAÇÃO - CAMPO $E_y(x,y)$ EM VALORES ABSOLUTOS

A seguir, realiza-se o teste da determinação do campo $E_y(x,y)$ em valores absolutos. A estrutura escolhida para a análise é o guia CPS presente no artigo clássico de Railton e McGeehan (1989). O CPS possui três camadas, sendo que as camadas 1, 2 e 3 são preenchidas por ar, SiO_2 ($\epsilon_{r2} = 3,9$) e LN ($\epsilon_{r3//} = 28$ e $\epsilon_{r3\perp} = 43$). Os dados da estrutura são $w_1 = w_2 = 16 \mu\text{m}$, $G = 4 \mu\text{m}$, $s_1 = -10 \mu\text{m}$, $s_2 = 10 \mu\text{m}$, $2L = 10,036 \text{ mm}$, $h_1 = 10 \text{ mm}$, $h_2 = 0,2 \mu\text{m}$ e $h_3 = 1 \text{ mm}$. Para a realização deste procedimento numérico, os parâmetros relativos à camada de LN foram descritos nas camadas 3 e 4 da Figura 11, cujas espessuras foram ajustadas para $h_3 = h_4 = 0.5 \text{ mm}$. Os demais parâmetros de simulação considerados por esta Tese foram $M = N = 5$ e $n_{max} = 30000$.

Os autores do artigo obtêm a componente E_y na posição $y = 999 \mu\text{m}$ quando os eletrodos 1 e 2 são alimentados por $V_1 = 0 \text{ V}$ e $V_2 = 1 \text{ V}$, respectivamente. Esta alimentação assimétrica nas fitas não excita um modo normal da estrutura, mas sim uma combinação entre os modos $-c$ (par) e $-\pi$ (ímpar). Em verdade, pode-se demonstrar que este modo, em particular, é obtido ao se superpor os campos dos modos $-c$, resultante de uma alimentação $V_1 = V_2 = 0,5 \text{ V}$, e $-\pi$, excitada por $V_1 = -0,5 \text{ V}$ e $V_2 = 0,5 \text{ V}$ (COLLIN, 2001). Desta forma, considerando-se $f = 100 \text{ MHz}$, pode-se determinar, por meio das rotinas de dispersão, que as permissividades efetivas valem $\epsilon_{ef}^{(c)} = 17,82$ e $\epsilon_{ef}^{(\pi)} = 13,43$ (MENEZES, 2020). Com esses valores, determinam-se as distribuições de campo de cada modo com a formulação deste trabalho, cujos resultados são apresentados na Figura 16 (a), sendo que o campo $E_y^{(c)}$ foi ampliado em 10 vezes para melhor visualização da curva. Na Figura 16 (b), apresenta-se o campo resultante que se obtém quando se faz $E_y = E_y^{(c)} + E_y^{(\pi)}$. Observa-se boa conformidade entre os resultados obtidos por esta Tese e os do artigo de Railton e McGeehan (1989).

Neste exemplo, ressalta-se que os modos $-c$ e $-\pi$ apresentam valores distintos de ϵ_{ef} , portanto, a partir de (76), observam-se que esses modos se propagam pela estrutura com velocidades diferentes. Desta forma, haverá defasagens entre os campos ao longo do guia. Sendo assim, a rigor, a conformação de campo obtida na Figura 16 (b) é correta apenas na origem, em $z = 0 \text{ m}$.

Figura 16 - Teste do cálculo de campo elétrico absoluto da componente E_y . (a) Modos $-c$ e $-\pi$. (b) Campo resultante.



Fonte: Elaboração do autor.

Com isso, mostrou-se que a formulação desenvolvida neste trabalho produz resultados em concordância com alguns casos particulares publicados na literatura.

Embora os exemplos apresentados neste texto se concentraram nos guias CPW e CPS para os cálculos de Z_0 e E_y , respectivamente, a formulação é independente da disposição dos eletrodos na interface entre as camadas de superestrato e substrato. Isto porque essa informação

está contida nas funções de base utilizadas, sendo que neste trabalho empregam-se o conjunto de Maxwell-Chebyshev que se obtém através do método das imagens em ADE (KITANO, 2001), que foram implementadas nas rotinas numéricas e amplamente testadas no trabalho de Menezes (2020).

Por fim, na seção seguinte, empregam-se essas rotinas numéricas, que foram modificadas com a formulação deste trabalho, para realizar a análise dos parâmetros de um modulador eletro-óptico típico que estão associados ao guia de onda do campo de modulação.

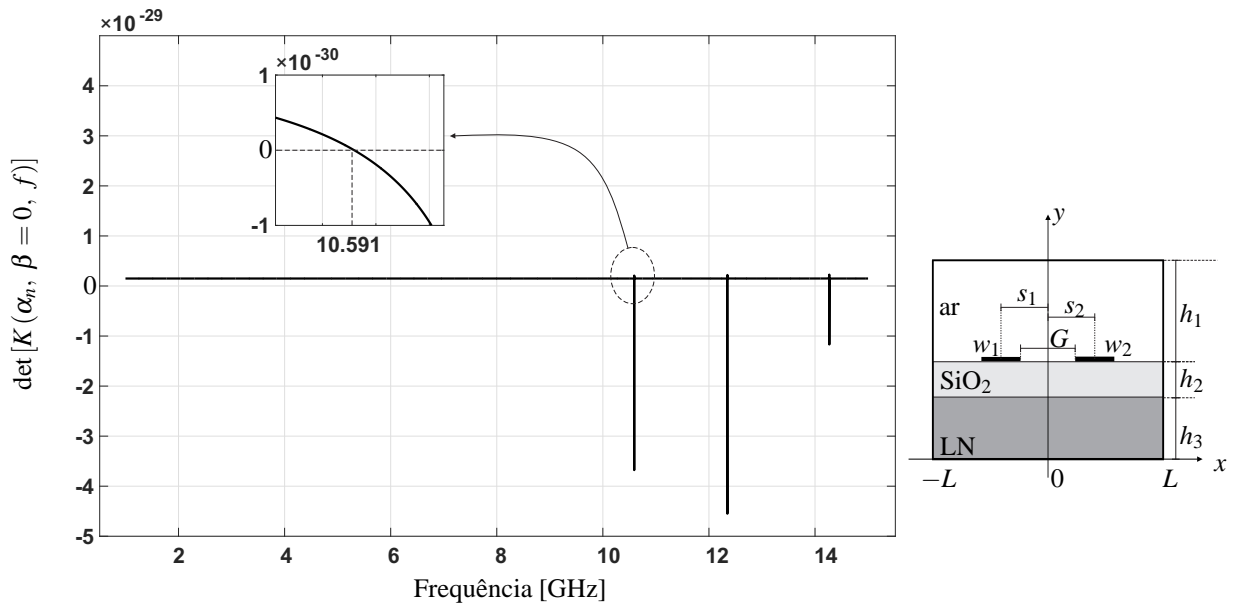
6.4 ANÁLISE DE UM MODULADOR ELETRO-ÓPTICO TÍPICO

Para a análise a seguir, considera-se a estrutura CPS estudada por Railton e McGeehan (1989), cujos parâmetros estruturais foram dados na seção 6.3. Este guia de onda possui dimensões que são tipicamente empregadas em moduladores eletro-ópticos *bulk*, pois permite que o modo- π seja pouco dispersivo para uma faixa ampla de frequências. Os parâmetros de simulação adotados a seguir são $M = N = 5$ e $n_{max} = 30000$.

Primeiramente, identifica-se a faixa de frequências de operação monomodo do guia onda. Apresenta-se na Figura 17 a curva que se obtém de (77) para identificar as frequências de corte dos três primeiros modos $-\pi$ de ordem superior. Observa-se que os três primeiros modos superiores têm frequências de corte em aproximadamente 10,59 GHz, 12,35 GHz e 14,27 GHz. No destaque da figura, mostra-se em detalhe o cruzamento por zero da curva na região que se encontra o primeiro modo superior.

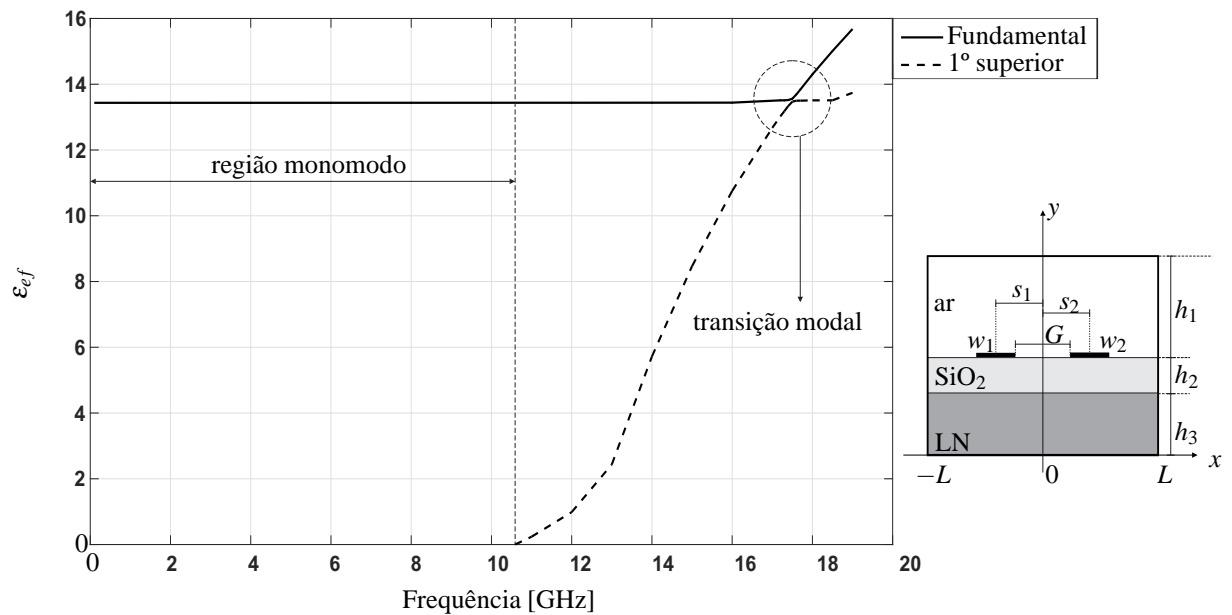
Sendo assim, apresentam-se na Figura 18 as curvas de dispersão de ϵ_{ef} que se obtém para os modos- π fundamental e primeiro superior. Pode-se observar claramente que a região de operação monomodo é limitada pela frequência de corte do primeiro modo superior, em 10,59 GHz. Além disso, percebe-se que o modo- π fundamental apresenta dispersão desprezível até a região de transição modal, que ocorre em 17,5 GHz, aproximadamente, o qual é um fenômeno particularmente evidenciado em dispositivos cujas dimensões são típicas de óptica integrada (KITAZAWA; POLIFKO; OGAWA, 1993; MIRSHEKAR-SYAHKAL; DANNEEL, 1994).

Figura 17 - Determinação das frequências de corte dos três primeiros modos $-\pi$ de ordem superior para o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989).



Fonte: Elaboração do autor.

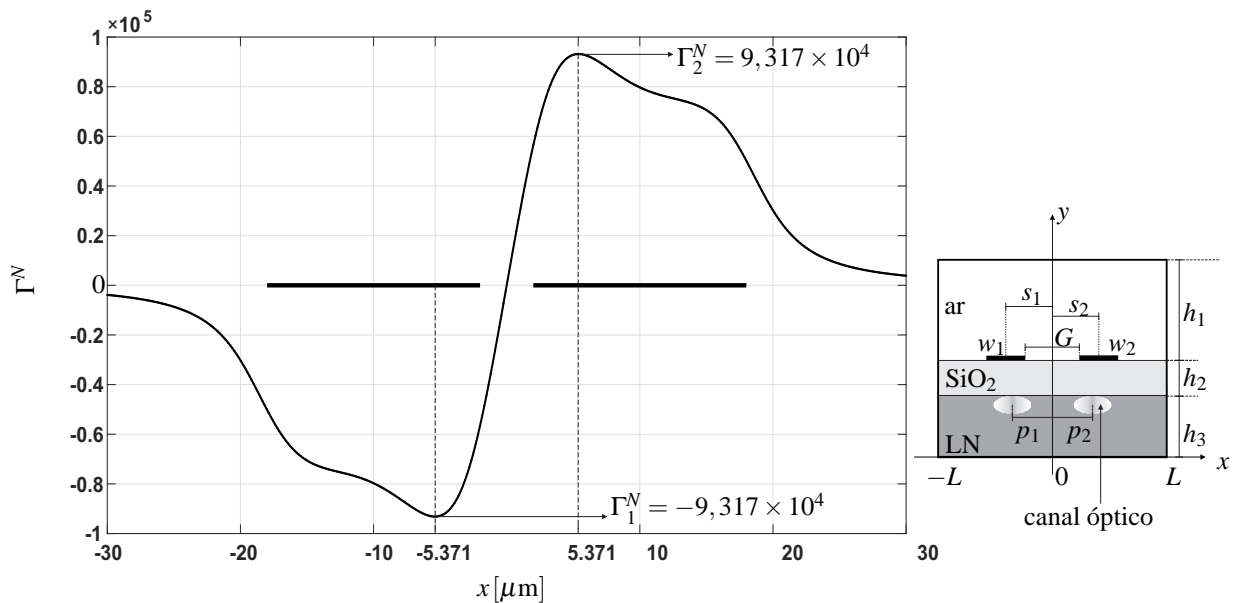
Figura 18 - Curvas de dispersão de ϵ_{ef} que se obtêm para os modos- π fundamental e primeiro superior para o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989).



Fonte: Elaboração do autor.

Na sequência, considera-se o canal óptico difundido no substrato de LN que foi reportado por Suchoski e Ramaswamy (1987). Este modo, descrito pela distribuição Hermitiana-Gaussiana dada em (103), possui $w_x = w_y = 2 \mu\text{m}$ para $\lambda_0 = 1,3 \mu\text{m}$. Para este comprimento de onda, o LN possui $n_m = 2,146$ e $r_{33} \cong 31 \text{ pm/V}$. Com isso, apresenta-se na Figura 19 a curva do fator de superposição Γ^N que se obtém de (106) para uma região de integração que corresponde a $-30 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ e $0,994 \text{ mm} \leq y \leq 1 \text{ mm}$.

Figura 19 - Fator de superposição Γ^N para um modulador com o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989).



Fonte: Elaboração do autor.

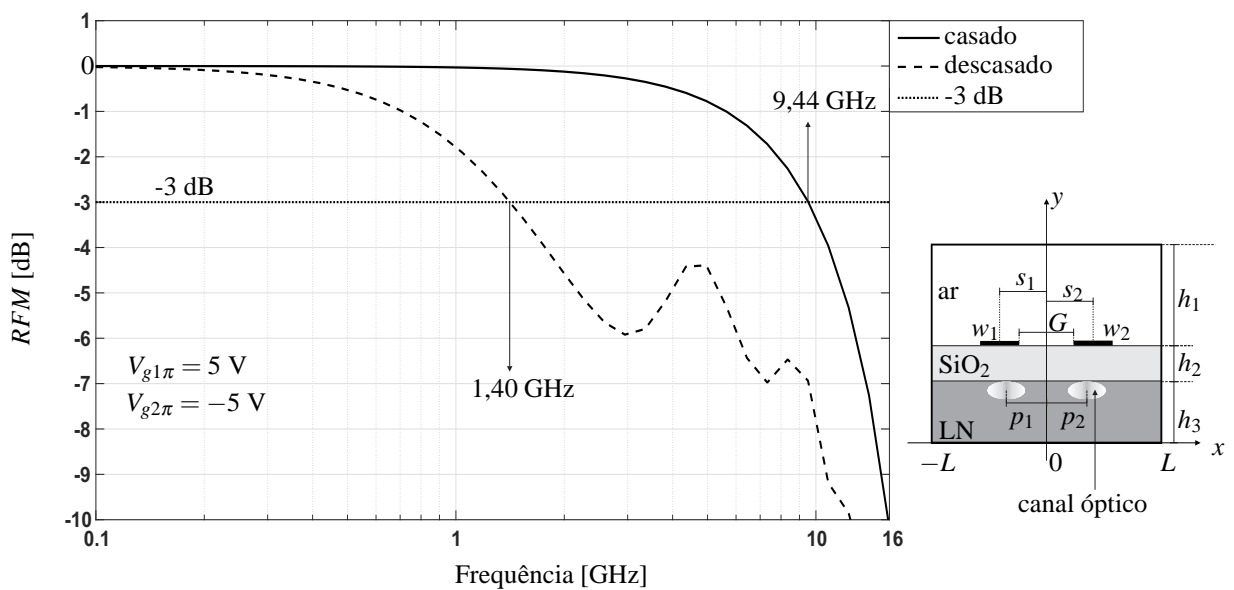
Observa-se que as maiores interações eletro-ópticas ocorrem em $x = \pm 5,371 \mu\text{m}$. Caso se posicione os dois canais ópticos de um modulador operando em *push-pull* (ver a Figura 8) nesses pontos $p_{1,2}$, pode-se aplicar (108) e determinar que a tensão de meia-onda do gerador conectado ao eletrodo 1, quando parametrizada pelo comprimento L_z da linha, vale $V_{g1\pi}L_z = 4,55 \text{ Vcm}$. Como se trata de um CPS simétrico operando no modo- π , tem-se que $V_{g2\pi} = -V_{g1\pi}$. Estes resultados estão em concordância com os reportados por Kitano (2001) e Menezes (2020).

Por fim, para que este modulador tenha no máximo 5 V em cada gerador, o comprimento de interação da linha deve ser no mínimo $L_z = 9,1 \text{ mm}$. Desta forma, aplicando-se (111), podem-se obter as curvas de resposta em frequência de modulação, *RFM*, que se apresentam na Figura 20 para os casos das impedâncias estarem casadas ou descasadas (considerando $Z_g = Z_L = 50 \Omega$) nos acessos, conforme foram ilustrados na Figura 7 (a). Para a faixa não dispersiva do modo- π , os valores das impedâncias características que se calculam para as linhas são aproximadamente

constantes e valem $Z_{01}^{(\pi)} = Z_{02}^{(\pi)} = 22,45 \Omega$.

Nota-se que RFM decai -3dB nas frequências de 9,44 GHz e 1,40 GHz, quando as impedâncias estão casadas e descasadas nos acessos, respectivamente. Isto mostra a importância do casamento de impedâncias para expandir a banda útil de modulação. Percebe-se, ainda, que a resposta em frequência de modulação para o caso casado está dentro da região de operação monomodo do guia de onda CPS, o qual é limitado em 10,59 GHz, conforme apresentado na Figura 18.

Figura 20 - Resposta em frequência de modulação para um modulador com o guia CPS do artigo de Railton e McGeehan (1989), quando se considera $L_z = 9,1$ mm.



Fonte: Elaboração do autor.

Sendo assim, através dos testes numéricos apresentados neste capítulo, obteve-se a confiança necessária para que, no capítulo seguinte, a formulação obtida neste texto seja empregada na análise de estruturas de guias de onda planos com substrato de LNOI. Segundo o julgamento deste autor, ainda não há publicado na literatura os resultados de tal análise por meio da técnica de ADE, constituindo, assim, uma outra contribuição desta Tese.

7 RESULTADOS NUMÉRICOS PARA ESTRUTURAS COM SUBSTRATOS DE LNOI

Conforme descrito na introdução deste texto, no capítulo 1, o filme de niobato de lítio sobre o isolador (LNOI) tem surgido como uma plataforma promissora para aplicações em circuitos fotônicos integrados (CFIs), permitindo a fabricação de guias ópticos com boa qualidade de confinamento e guiamento.

No julgamento do autor desta Tese, ainda não se encontram documentadas na literatura as análises numéricas dos guias de onda planos de MFOIs com substratos de LNOI por meio da técnica de ADE. Sendo assim, neste capítulo aplica-se a formulação descrita neste texto para a análise dessas estruturas com canal óptico difundido no substrato.

7.1 PARÂMETROS GERAIS DOS PROCEDIMENTOS NUMÉRICOS

O substrato básico LNOI consiste de um filme de LN (TFLN) colocado sobre uma camada de SiO₂, conforme foi ilustrado na Figura 4, no capítulo 1. Utilizando-se deste substrato, o trabalho de Cai, Wang e Hu (2015) descreve resultados numéricos e práticos da fabricação de canais ópticos, no interior da camada de TFLN em corte-Z, com *mode-size* reduzido e perdas tão baixas quanto 0,2 dB/cm. Sendo assim, para as análises desta Tese, adotam-se o melhor resultado obtido pelos autores supracitados, que corresponde a um canal óptico com *mode-size* de $\sim 1,3 \mu\text{m}^2$ ($\ell_x = 3,3 \mu\text{m}$ e $\ell_y = 0,4 \mu\text{m}$), para $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$, fabricado na camada de TFLN com 560 nm de espessura. Para este comprimento de onda, o TFLN possui $n_m = 2,138$ e $r_{33} \cong 31 \text{ pm/V}$.

Os autores não especificam a espessura da camada de SiO₂, desta forma, adotam-se espessuras que variam de 1 μm a 4 μm , que são valores encontrados em substratos de LNOI disponíveis comercialmente (NANOLN, 2020).

Com isso, nos procedimentos numéricos deste capítulo são utilizadas as informações supracitadas para descrever o modo óptico por meio de (103)-(105), sendo que os parâmetros de simulação adotados são $M = N = 5$ e $n_{max} = 30000$.

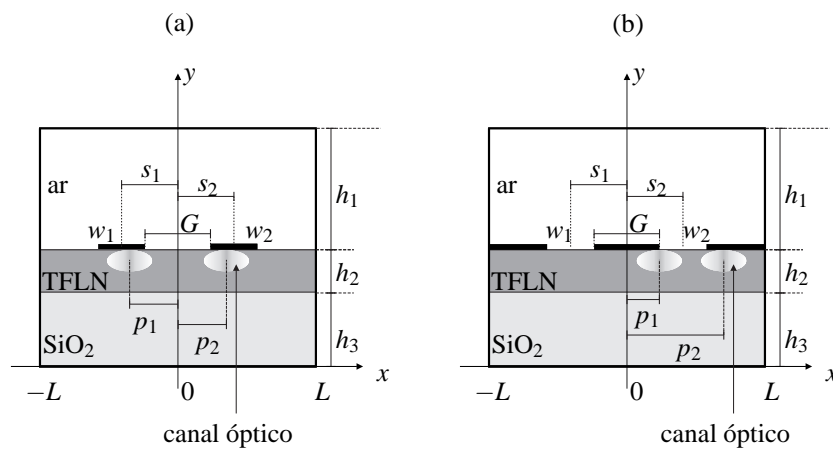
7.2 RESULTADOS - SUBSTRATO DE LNOI BÁSICO

Nesta seção, realiza-se a análise de guias CPS e CPW de moduladores eletro-ópticos que possuem substratos de LNOI básico, conforme se ilustra na Figura 21 (a) e (b) respectivamente.

Consideram-se que as fitas metálicas tenham espessuras desprezíveis.

Na Figura 21, nota-se que a camada de TFLN possui canais ópticos difundidos com as características apresentadas na seção 7.1. As camadas 1, 2 e 3 são preenchidas por ar, TFLN ($\epsilon_{r2//} = 28$ e $\epsilon_{r2\perp} = 43$) e SiO_2 ($\epsilon_{r3} = 3,9$), respectivamente. Os testes serão realizados para três tamanhos da caixa metálica. Na primeira, tem-se dimensões similares à estrutura *bulk* apresentada na seção 6.4, sendo $2L = 10$ mm e $h_1 = 10$ mm, formando uma caixa metálica de aproximadamente 10×10 mm². Nas duas seguintes, como a plataforma de LNOI surgiu como resultado dos esforços em direção a miniaturização (WANG *et al.*, 2018a; BOYNTON *et al.*, 2020), consideram-se dimensões reduzidas, sendo $2L = 5$ mm e $h_1 = 5$ mm (5×5 mm² aprox.), e $2L = 2$ mm e $h_1 = 2$ mm (2×2 mm² aprox.). Em ambos casos, a distribuição de eletrodos corresponde a $w_1 = w_2 = 8$ μm , $G = 4$ μm , $s_1 = -6$ μm e $s_2 = 6$ μm . Consideram-se fixa a espessura do TFLN em $h_2 = 560$ nm, conforme definida na seção 7.1. Além disso, consideram-se dois valores de espessura para o SiO_2 , $h_3 = 1$ μm e $h_3 = 4$ μm , para investigar seus efeitos no desempenho do modulador. Com isso, para a realização dos procedimentos numéricos a seguir, os parâmetros relativos à camada de SiO_2 foram descritos nas camadas 3 e 4 da Figura 11, cujas espessuras foram ajustadas para $h_3 = h_4$.

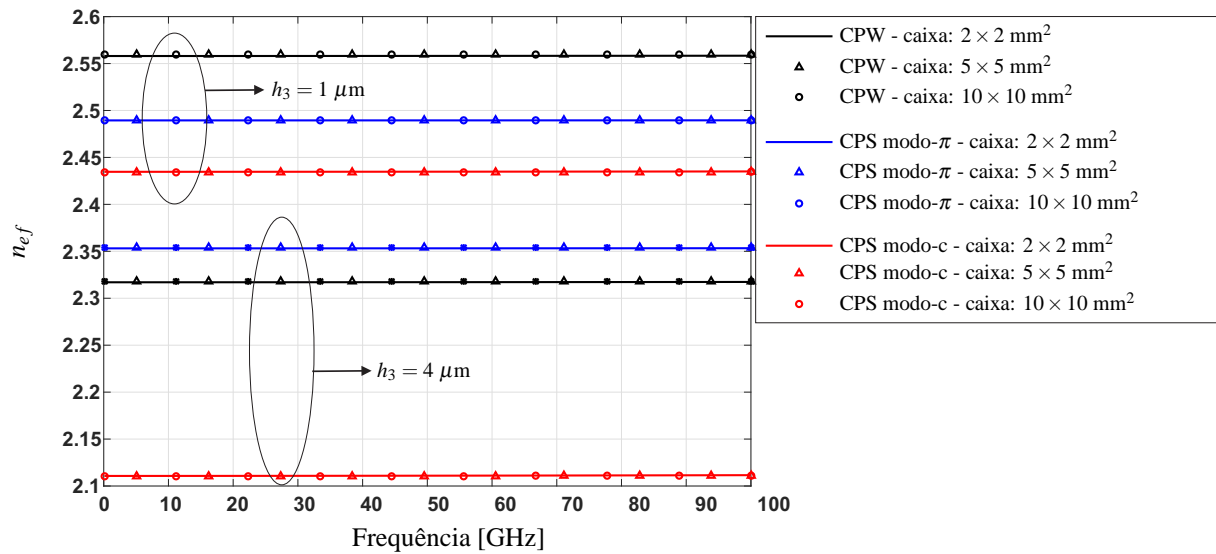
Figura 21 - Guias de onda de moduladores eletro-ópticos com substratos de LNOI básico. (a) CPS. (b) CPW.



Fonte: Elaboração do autor.

Primeiramente, investiga-se as curvas de dispersão que se obtêm para os modos fundamentais do CPS e CPW. Desta forma, apresentam-se na Figura 22 as curvas de n_{ef} para a faixa de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 100 \text{ GHz}$.

Figura 22 - Curvas de dispersão dos modos fundamentais do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico.



Fonte: Elaboração do autor.

Primeiramente, observa-se na Figura 22 que as dimensões da caixa não alteraram significativamente os valores de n_{ef} . Como nos três casos as dimensões da blindagem são muito maiores que as dos eletrodos, isto faz o procedimento numérico convergir para os mesmos resultados.

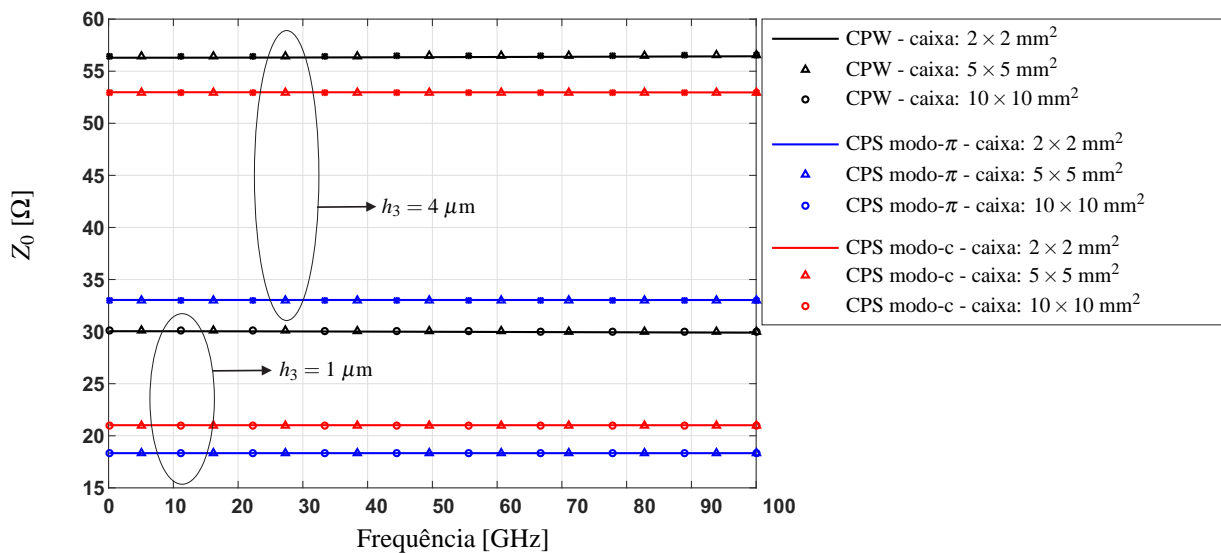
Observa-se, ainda, que miniaturização do substrato resultou em modos fundamentais com dispersão bastante reduzida, sendo que os valores de n_{ef} são aproximadamente constantes na banda de frequências analisada. Este comportamento se mostra muito superior ao do modulador *bulk* apresentado anteriormente na seção 6.4, o qual apresentava dispersão elevada a partir de 17,5 GHz. Em especial, destaca-se o modo-c do guia CPS, pois este modo geralmente apresenta um comportamento dispersivo mesmo em baixas frequências de moduladores *bulk* (MENEZES, 2020). Isto indica que o modo-c também pode ser empregado na modulação eletro-óptica em estruturas miniaturizadas com substratos de LNOI.

Outra característica que se pode observar na Figura 22 é que esta estrutura permite valores menores de n_{ef} quando comparada com o modulador *bulk*. Isto porque o SiO_2 constitui a maior parte do substrato dos guias de onda e o seu valor de ϵ_r é menor que o do TFLN. Desta forma, observa-se que ao manipular a espessura h_3 pode-se alterar o valor de n_{ef} , o qual pode ser ajustado para se casarem as velocidades do modo óptico com o elétrico, aumentando, assim, a resposta em frequência de modulação.

A seguir, determinam-se as impedâncias características dos modos fundamentais destes

guias de onda. Sendo assim, apresentam-se na Figura 23 as curvas de Z_0 para a faixa de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 100 \text{ GHz}$. Como se trata de uma estrutura simétrica, tem-se que as impedâncias do CPS são iguais, ou seja, $Z_{01}^{(c,\pi)} = Z_{02}^{(c,\pi)} = Z_0^{(c,\pi)}$

Figura 23 - Curvas de impedância característica dos modos fundamentais do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico.



Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se na Figura 23 que, conforme esperado, as dimensões da caixa não alteraram significativamente os valores de Z_0 , já que os seus respectivos valores de n_{ef} , dados na Figura 22, são aproximadamente iguais.

Observam-se, ainda, que as baixas dispersões apresentadas pelo CPS e CPW na Figura 22 resultam em valores de impedâncias características aproximadamente constantes para a faixa de frequências analisadas. Esta característica diminui a complexidade de um eventual projeto de casamento de impedâncias nos acessos dos guias de onda de um modulador operando em banda larga.

Com relação ao valor de h_3 , ao contrário do que ocorre com n_{ef} , nota-se que o aumento da espessura de camada de SiO_2 eleva os valores de Z_0 . Em especial, destacam-se as impedâncias características dos modos fundamental e $-c$ do CPW ($\sim 56,20 \Omega$) e CPS ($\sim 52,98 \Omega$), respectivamente, quando $h_3 = 4 \mu\text{m}$, uma vez que estes valores permitem reflexões reduzidas nos acessos quando as impedâncias de gerador (Z_g) e carga (Z_L) valem 50Ω .

Na sequência, determinam-se as bandas de operação monomodo dos moduladores com estes guias CPS e CPW. Assim, apresentam-se na Tabela 1 as frequências de corte dos primeiros modos superiores que se obtêm de (77).

Tabela 1 - Frequências de corte dos primeiros modos superiores do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico.

guia de onda	blindagem [mm ²]	h_3 [μm]	f -corte [GHz]	
CPW	10 × 10	1	6,32	
		4	7,18	
	5 × 5	1	12,65	
		4	14,38	
	2 × 2	1	32	
		4	36	
CPS: modo- π	10 × 10	1	14,99	
		4	14,98	
	5 × 5	1	29,97	
		4	29,95	
	2 × 2	1	74,89	
		4	74,78	
	CPS: modo-c	10 × 10	1	21,20
			4	21,19
		5 × 5	1	42,39
			4	42,38
		2 × 2	1	74,92
			4	74,88

Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se na Tabela 1 que as dimensões da blindagem alteram significativamente as frequências de corte do primeiro modo superior dos guias de onda. Nota-se que a miniaturização da caixa metálica amplia a banda monomodo dos guias. Isto pode indicar que, caso se consigam produzir estruturas com dimensões de caixa reduzidas, conseguiria-se ampliar a banda monomodo útil de modulação eletro-óptica. Como exemplo, citam-se os modos -c e - π do CPS com as dimensões de caixa nos valores de 5 × 5 mm² e 2 × 2 mm². Em ambas situações, a banda monomodo foi ampliada com relação ao do modulador *bulk* apresentado na seção 6.4, cuja caixa metálica tinha 10 × 10 mm² (aprox.) e o primeiro modo superior surgia em 10,59 GHz.

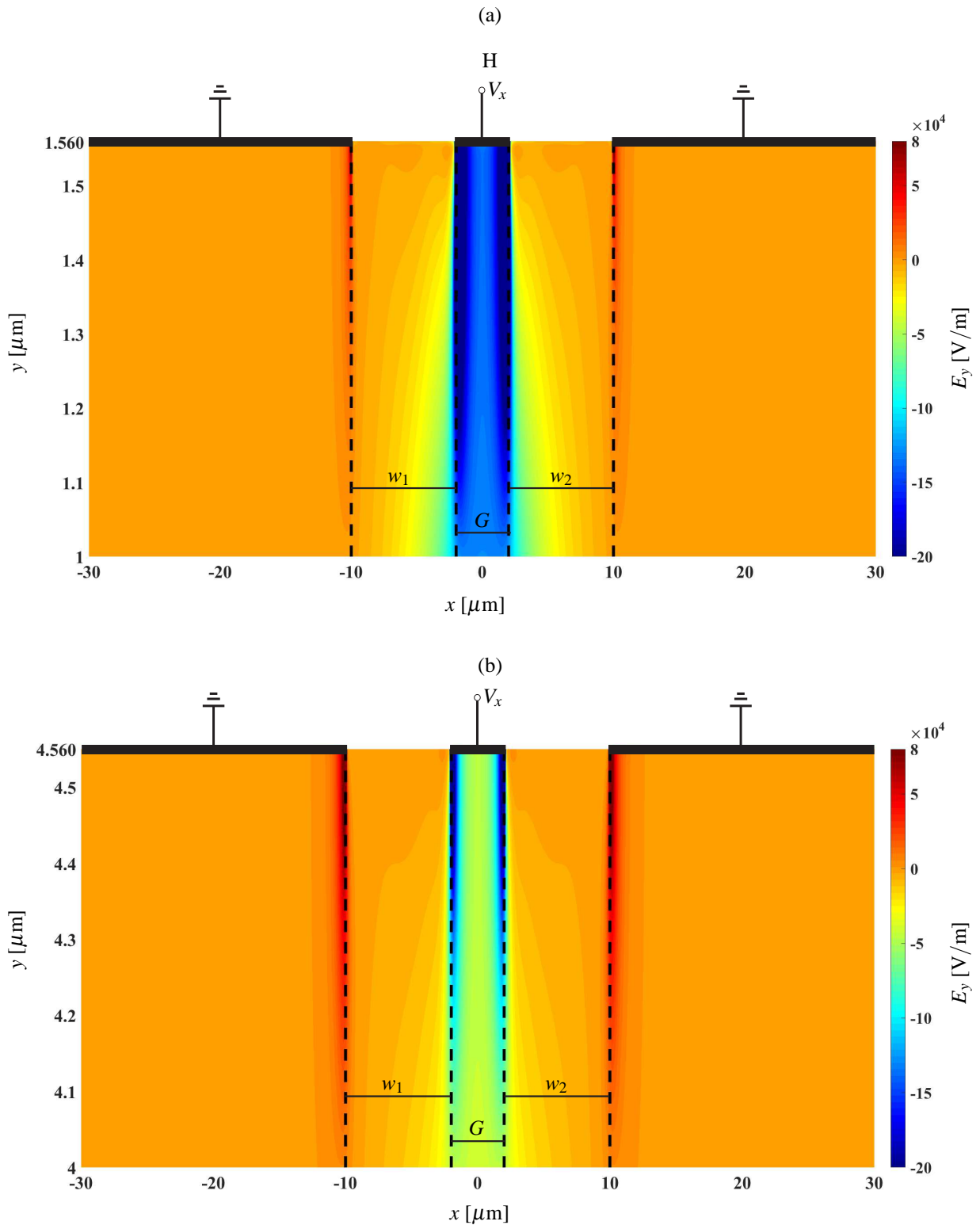
Com relação à espessura de SiO₂, observa-se que o valor de h_3 exerce maior influência na banda monomodo do modulador com guia CPW, enquanto que no CPS as frequências de corte variam muito pouco dentro do intervalo de h_3 considerado.

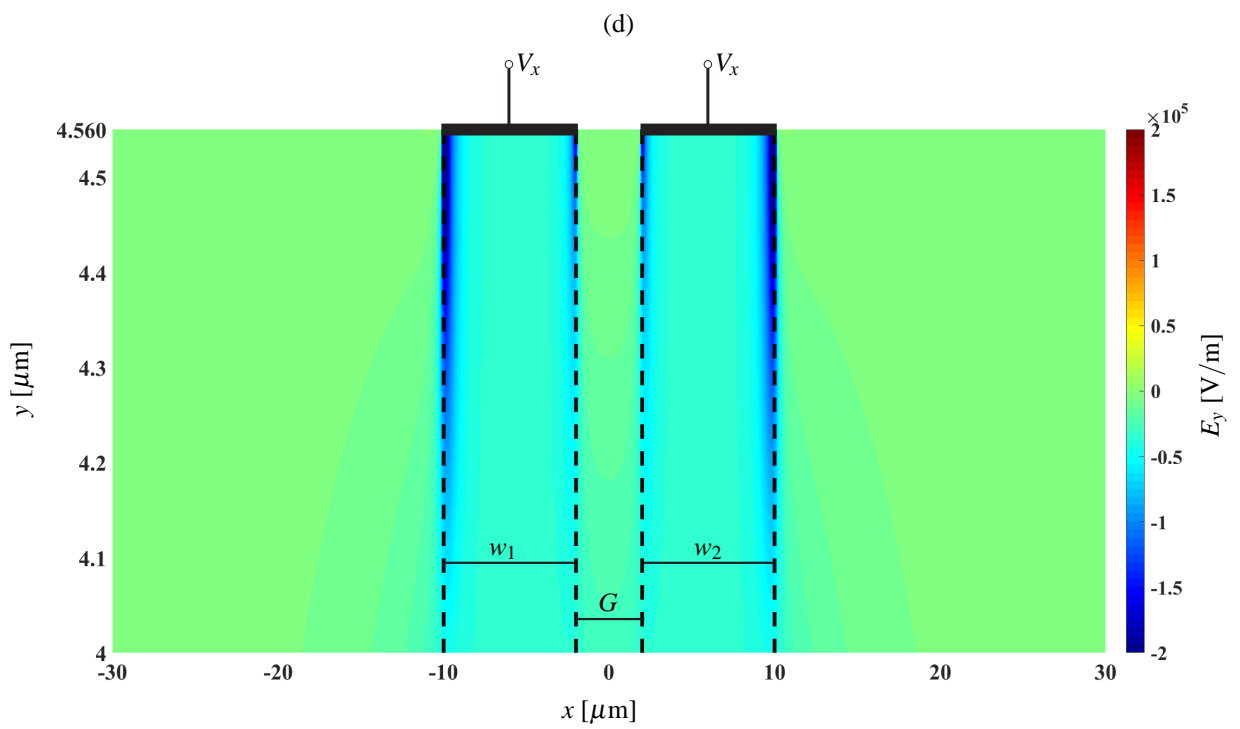
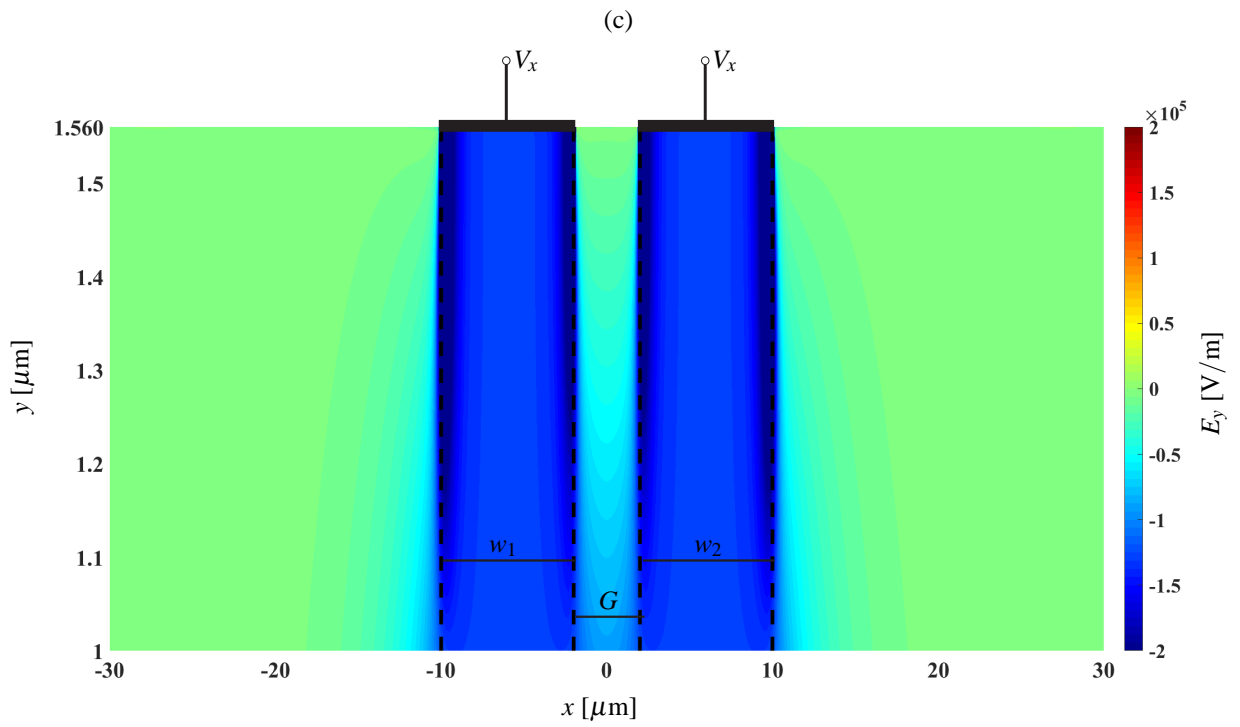
Nos próximos parágrafos serão calculados os parâmetros do modulador com os guias de onda descritos nesta seção. Como esses resultados dependem dos valores de n_{ef} e Z_0 , apresentados nas Figuras 22 e 23, respectivamente, todas as configurações de caixa resultarão em resultados aproximadamente iguais, já que suas respectivas curvas de n_{ef} e Z_0 ficaram sobrepostas. Desta forma, apresentam-se somente as curvas referentes à caixa de $5 \times 5 \text{ mm}^2$.

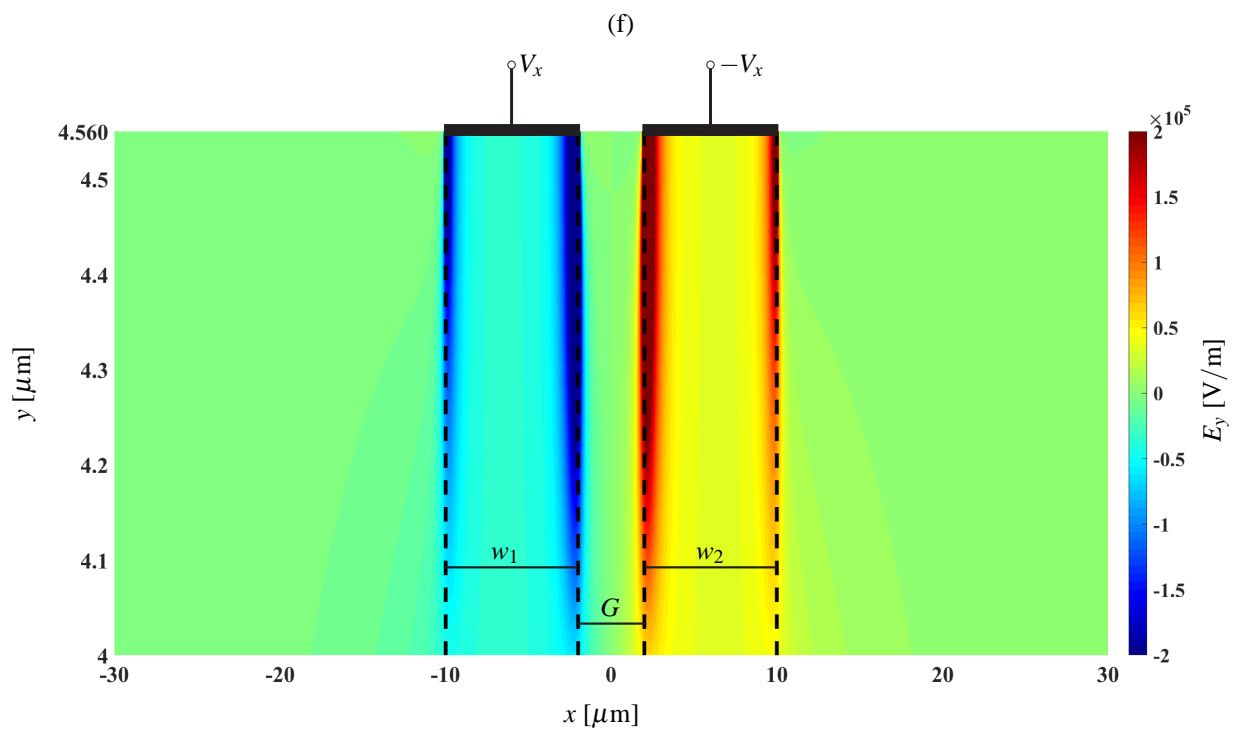
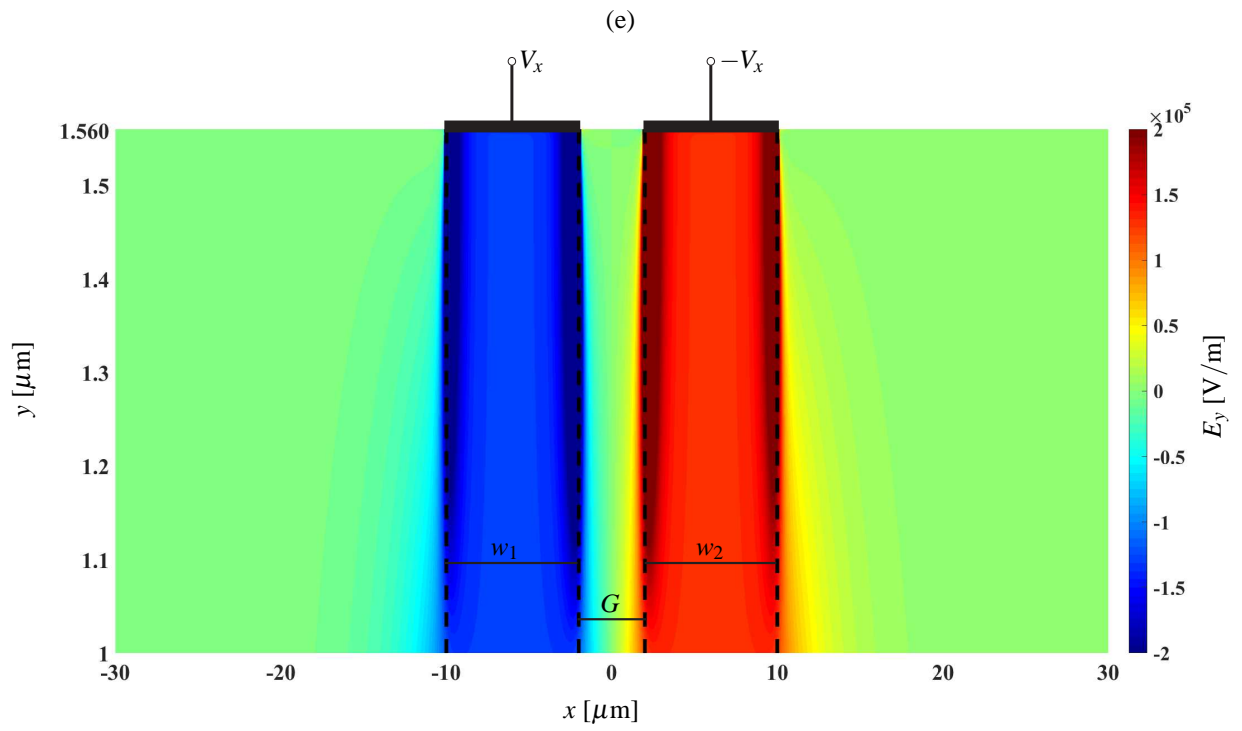
Sendo assim, a seguir, determinam-se as intensidades da componente de campo elétrico E_y no interior da camada de TFLN dos guias de onda CPS e CPW da Figura 21 (a) e (b), respectivamente. Apresentam-se na Figura 24 as intensidades do campo E_y que se calculam para a seção transversal do guia delimitada por $-30 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ e $h_3 \leq y \leq h_3 + h_2$, para a frequência de 1 GHz, quando se aplica uma tensão $V_x = 1 \text{ V}$ no eletrodo de referência. Nesta figura, têm-se que (a) e (b) são o guia CPW para $h_3 = 1 \mu\text{m}$ e $h_3 = 4 \mu\text{m}$, respectivamente, em (c) e (d) são o modo-c fundamental do guia CPS para $h_3 = 1 \mu\text{m}$ e $h_3 = 4 \mu\text{m}$, respectivamente, e, (d) e (e) são o modo- π fundamental do guia CPS para $h_3 = 1 \mu\text{m}$ e $h_3 = 4 \mu\text{m}$, respectivamente.

De modo geral, observa nas Figuras 24 (a)-(f) que ocorre redução nas amplitudes de E_y quando se aumenta a espessura da camada de SiO_2 de 1 para $4 \mu\text{m}$. Com relação ao guia CPW, Figuras 24 (a) e (b), observam-se que o campo E_y é mais intenso abaixo da fita central, sendo que as maiores intensidades ocorrem nas bordas deste eletrodo. Notam-se que abaixo das fitas laterais do CPW as orientações do campo E_y são opostas a da região do eletrodo central, sendo esta uma característica essencial para se ter um modulador operando em *push-pull*. A respeito ao modo-c do CPS, Figuras 24 (c) e (d), notam-se que os campos são mais intensos abaixo das bordas externas dos eletrodos. Percebe-se ainda, no caso do modo-c do CPS, que a orientação do campo E_y é igual sob os dois eletrodos, sendo, portanto, mais adequado para aplicações em moduladores operando com um canal óptico apenas. Por fim, com relação ao modo- π do CPS, Figuras 24 (e) e (f), observam-se que o campo E_y é mais intenso abaixo das bordas internas das fitas metálicas. Além disso, notam-se que nos dois eletrodos as magnitudes do campo E_y são semelhantes e possuem orientações opostas, o que pode ser aproveitado para se ter moduladores com maior eficiência de modulação quando se opera em *push-pull*.

Figura 24 - Magnitude do campo E_y na camada de TFLN do guia de onda do modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico. (a) CPW ($h_3 = 1 \mu m$). (b) CPW ($h_3 = 4 \mu m$). (c) CPS: modo-c ($h_3 = 1 \mu m$). (d) CPS: modo-c ($h_3 = 4 \mu m$). (e) CPS: modo- π ($h_3 = 1 \mu m$). (f) CPS: modo- π ($h_3 = 4 \mu m$).





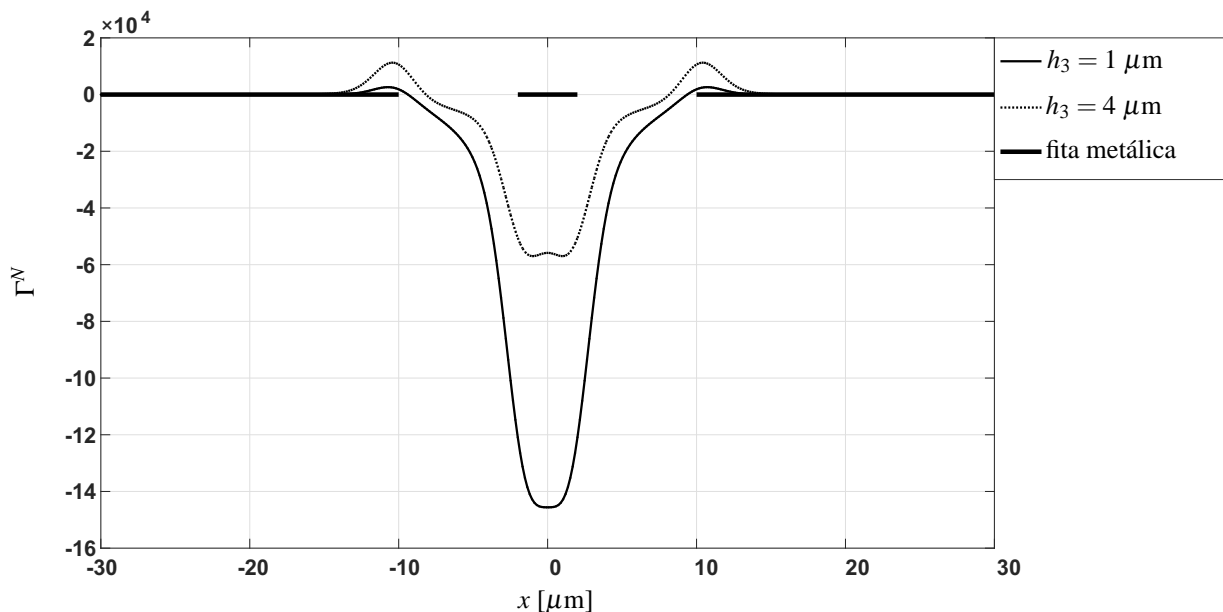


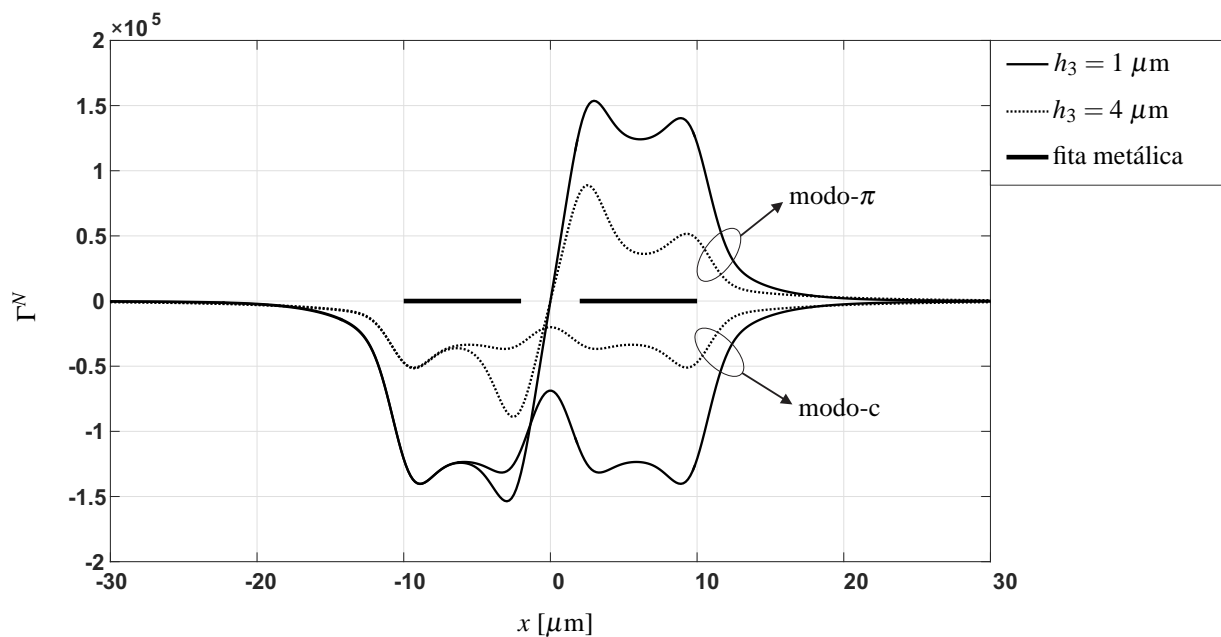
Fonte: Elaboração do autor.

Com isso, utilizam-se os campos E_y obtidos nas Figuras 24 (a)-(f) para se determinar os fatores de superposição Γ^N que se obtêm para os moduladores com os guias de onda analisados nesta seção. Apresentam-se nas Figuras 25 (a) e (b) as curvas de Γ^N que se obtêm em $f = 1$ GHz para os guias CPW e CPS, respectivamente, para $h_3 = 1 \mu\text{m}$ e $h_3 = 4 \mu\text{m}$. Considera-se o modo óptico descrito na seção 7.1 e uma região de integração que corresponde a $-30 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ e $h_3 \leq y \leq h_3 + h_2$.

De modo geral, observam-se nas Figuras 25 (a) e (b) que as amplitudes de Γ^N têm distribuições similares ao das intensidades do campo E_y , dadas na Figuras 24 (a)-(f). Notam-se que os valores de Γ^N diminuem em aproximadamente 50% quando se aumenta h_3 de $1 \mu\text{m}$ para $4 \mu\text{m}$. Percebem-se ainda que as intensidades máximas ocorrem próximas às bordas da fita central do guia CPW e nas extremidades externas e internas dos eletrodos do CPS quando operando com os modos $-c$ e $-\pi$, respectivamente. Observa-se ainda que a vantagem de um modulador operando em *push-pull* é menor quando o guia de onda é um CPW (com TFLN em corte-Z) quando comparada ao modo- π do CPS. Isto porque, as amplitudes de Γ^N sobre os eletrodos são mais elevadas no modo- π do que no CPW, o que resultará em um deslocamento de fase maior entre os braços do interferômetro estabelecidos pelos canais ópticos. Sob o mesmo princípio, observa-se que não se deve operar em *push-pull* quando se excita o modo-c do CPS, uma vez que não há polaridades opostas na curva de Γ^N . Sendo assim, deve-se empregar apenas um canal óptico quando se opera com o modo-c do CPS.

Figura 25 - Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico. (a) Com guia de onda CPW. (b) Com guia de onda CPS.





Fonte: Elaboração do autor.

Com isso, apresentam-se na Tabela 2 os valores de $V_{g\pi}L_z$ que se obtêm de (108) para os moduladores com guias CPW e CPS quando os canais ópticos estão posicionados nas posições $p_{1,2}$ que maximizam as interações eletro-ópticas. Para o CPW e os modos $-\pi$ e $-c$ do CPS, estas posições são $p_1 = 0 \mu\text{m}$ e $p_2 = 10,66 \mu\text{m}$, $p_1 = -2,996 \mu\text{m}$ e $p_2 = 2,996 \mu\text{m}$, e $p_1 = 8,898 \mu\text{m}$ (canal único), respectivamente. Mostram-se também os comprimentos L_z mínimos que os guias devem possuir para se ter no máximo $V_{g\pi} = 5 \text{ V}$ nas fontes de tensão. Lembra-se que para o modo- π do CPS simétrico, também chamado de modo ímpar, tem-se que $V_{g2\pi} = -V_{g1\pi}$. Considera-se o caso em que $h_3 = 1 \mu\text{m}$, o qual se refere as maiores amplitudes de Γ^N obtidas na Figura 25.

Conforme esperado, observa-se na Tabela 2 que utilizando-se o modo- π do CPS se consegue explorar as vantagens do modulador operando em *push-pull*, sendo que é necessário ter um comprimento de linha de apenas $6,66 \text{ mm}$ para se ter fontes de tensão de no máximo $V_{g\pi} = 5 \text{ V}$. Esta vantagem é reduzida no CPW, onde os valores praticamente dobram, sendo que estes são similares aos que se obtêm com o modo- c do CPS, cujo modulador opera com apenas um canal óptico. Contudo, vale ressaltar que todos os valores de L_z apresentados na Tabela 2 são inferiores ao da maioria dos dispositivos comerciais *bulk* à base de LN, que são em torno de $50\text{-}150 \text{ mm}$ (BOYNTON *et al.*, 2020).

Tabela 2 - Parâmetros dos moduladores com substrato de LNOI básico analisados quando se tem interação eletro-óptica máxima.

guia de onda	p_1 [μm]	p_2 [μm]	$V_{g\pi}L_z$ [V·cm]	L_z ($V_{g\pi} = 5$ V) [mm]
CPW	0,08	10,66	6,90	13,81
CPS: modo- π	-3,00	3,00	3,33	6,66
CPS: modo-c	8,90	-	7,29	14,59

Fonte: Elaboração do autor.

Neste ponto deve-se fazer uma ressalva importante. Os dados da Tabela 2 foram obtidos quando se aproveitam a máxima interação eletro-óptica que as configurações analisadas permitem. Acontece que isto é alcançado quando os canais ópticos são posicionados em regiões situadas logo abaixo dos eletrodos, o que pode gerar algum problema de atenuação no modo óptico (NAGATA *et al.*, 1997).

Sendo assim, investiga-se os parâmetros destes moduladores quando os canais ópticos são posicionados fora da região de eletrodos. Desta forma, apresentam-se na Tabela 3 os resultados que se obtêm quando os centros dos canais ópticos são deslocados em $\sim 1,65 \mu\text{m}$ das extremidades dos eletrodos, sendo que, no caso do modo-c do CPS, o canal é posicionado no centro da estrutura. Este valor corresponde à metade de ℓ_x , que é a largura do *mode-size* na direção x do modo óptico, conforme descrito na seção 7.1. Note que os canais do CPW foram posicionados em $p_1 = 3,768 \mu\text{m}$ e $p_2 = 8,257 \mu\text{m}$, que corresponde a regiões onde as magnitudes de Γ^N possuem polaridades iguais (ver Figura 25 (a)), o que reduz ainda mais o deslocamento de fase no modulador.

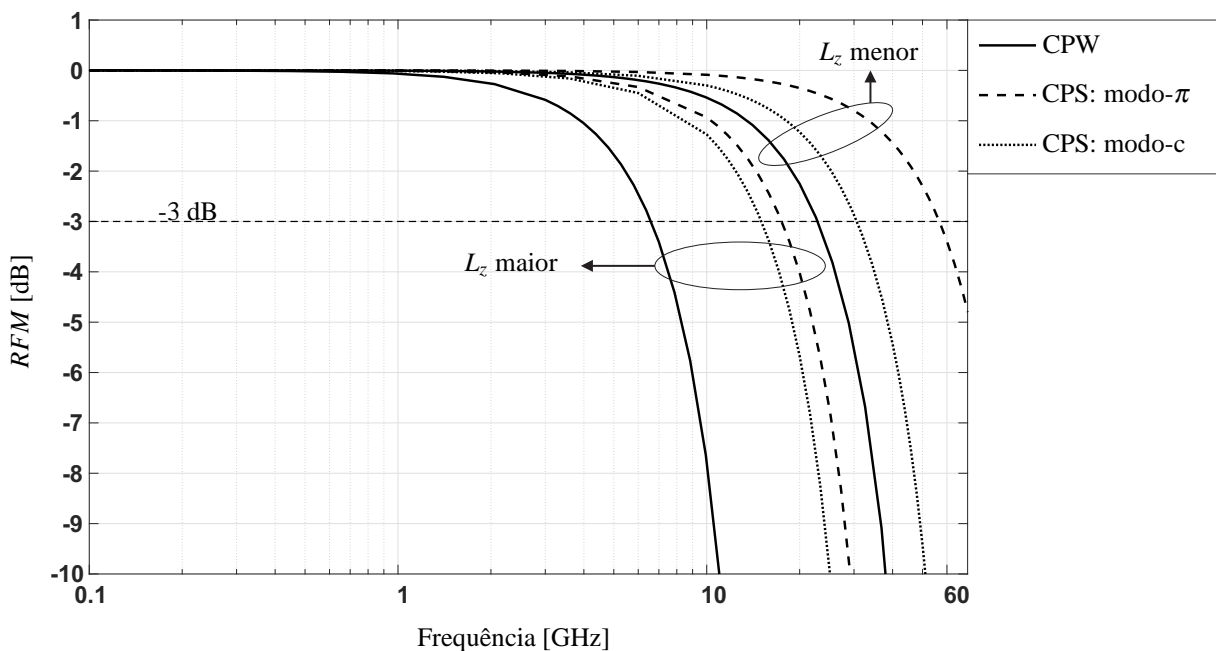
Observa-se na Tabela 3 que os valores de $V_{g\pi}$ aumentaram significativamente. Conseqüentemente, para se manter uma tensão máxima de 5 V nas fontes, os guias de onda precisam ser mais longos, o que, por sua vez, deve reduzir as respostas em frequência de modulação. Isto pode ser observado na sequência, na Figura 26, onde se apresentam as respostas em frequência de modulação *RFM* que se obtêm para os modos fundamentais dos moduladores com os parâmetros apresentados nas Tabelas 2 e 3. Consideram-se que as impedâncias estão casadas nos acessos.

Tabela 3 - Parâmetros dos moduladores com substrato de LNOI básico analisados quando os centros dos canais ópticos são deslocados em $\sim 1,65 \mu\text{m}$ das bordas dos eletrodos.

guia de onda	p_1 [μm]	p_2 [μm]	$V_{g\pi}L_z$ [V·cm]	L_z ($V_{g\pi} = 5 \text{ V}$) [mm]
CPW	3,77	8,26	23,93	47,86
CPS: modo- π	-11,78	11,78	10,79	21,58
CPS: modo-c	0,00	-	14,87	29,74

Fonte: Elaboração do autor.

Figura 26 - Resposta em frequência de modulação para os modos fundamentais dos moduladores das Tabelas 2 e 3. Consideram-se que as impedâncias estão casadas nos acessos.



Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se claramente na Figura 26 a diminuição da resposta em frequência de modulação quando se aumenta L_z , que é o caso onde os canais ópticos foram posicionados fora da região de eletrodos (Tabela 3). O modulador com guia CPW apresentou o pior desempenho em ambas situações, sendo que as curvas de RFM têm quedas de -3 dB em 22,93 e 6,6 GHz, para os casos das Tabelas 2 e 3, respectivamente, seguido pelo guia CPS com os modos-c, 30,65 e 15,04 GHz, e - π , 56,72 e 17,51 GHz.

Deve-se atentar que os resultados exibidos na Figura 26 referem-se aos modos fundamentais dos guias de onda CPW e CPS. Desta forma, a banda limitada em -3 dB só poderia ser considerada útil para modulação eletro-óptica caso se garanta que apenas o modo fundamental seja estabelecido no guia de onda. Sendo assim, o ideal seria utilizar somente a banda monomodo que foi determinada na Tabela 1 para diferentes dimensões da caixa metálica que envolve os guias de onda.

Com isso, nesta seção analisou-se a região ativa do modulador eletro-óptico com substrato de LNOI básico. Observaram-se que essas estruturas com dimensões reduzidas diminuem o efeito da dispersão para uma ampla faixa de frequências (ver Figura 22), além de ampliar a região de operação monomodo (ver Tabela 1), quando comparados ao modulador do tipo *bulk* apresentado na seção 6.4. Contudo, para se obterem os melhores resultados de $V_{g\pi}$ e RFM , e manter as pequenas dimensões das estruturas, os canais ópticos devem ser posicionados nos locais onde ocorrem as interações eletro-ópticas máximas, conforme ilustrados nas curvas do fator de superposição nas Figuras 25 (a) e (b). Essas posições correspondem às regiões abaixo dos eletrodos de modulação, o que na prática pode gerar problemas de atenuação no modo óptico. Caso se posicione os canais em outros locais, implicaria em valores menores de Γ^N , o que piora significativamente os parâmetros do modulador com substrato de LNOI básico.

Portanto, na próxima seção, realiza-se a análise do desempenho da região ativa do modulador eletro-óptico quando se acrescenta uma camada de isolamento (*buffer-layer*) entre a superfície do eletrodo e o substrato de LNOI básico. Este é um procedimento largamente empregado, pois além de eliminar a atenuação óptica, devido ao contato da luz com o metal, ajuda a equalizar as velocidades de propagação dos modos elétrico e óptico (JANNER *et al.*, 2009). Com isso, espera-se obter resultados que possam auxiliar no projeto de moduladores eletro-ópticos com substratos de LNOI.

7.3 RESULTADOS - SUBSTRATO DE LNOI COM BUFFER-LAYER

Nesta seção, realiza-se a análise da região ativa do modulador eletro-óptico quando se acrescenta uma camada de *buffer-layer* entre os eletrodos e o substrato de LNOI básico. Enfatiza-se que, apesar da estrutura sob análise ter o acréscimo de mais uma camada, as expressões desenvolvidas no capítulo 5 seguem válidas, já que a formulação permite a análise de estruturas com substratos de até 3 camadas. Desta forma, basta apenas configurar na programação as informações relativas as características de cada material em suas respectivas camadas. Sendo assim, na próxima subseção realiza-se a descrição da geometria dessas estruturas que serão analisadas.

7.3.1 Descrição das estruturas de guias de onda

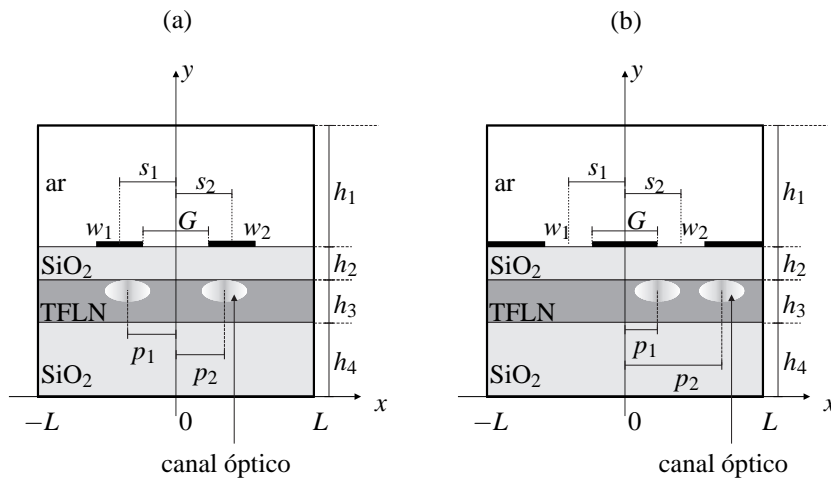
Apresentam-se nas Figuras 27 (a) e (b) os guias de onda CPS e CPW, respectivamente, que serão analisados. Observam-se nas figuras que as camadas de 1 a 4 são preenchidas por ar, *buffer-layer* de SiO₂ ($\epsilon_{r2} = 3,9$), TFLN ($\epsilon_{r3//} = 28$ e $\epsilon_{r3\perp} = 43$) e SiO₂ ($\epsilon_{r4} = 3,9$), respectivamente. Consideram-se que as fitas metálicas tenham espessuras desprezíveis.

As espessuras das camadas de *buffer-layer* e TFLN são fixadas em $h_2 = 200$ nm e $h_3 = 560$ nm, respectivamente. Conforme foi demonstrado na seção anterior, quando as dimensões da caixa metálica são muito maiores que as larguras de $w_{1,2}$, os resultados de n_{ef} e Z_0 não são alterados significativamente, o que conduz a resultados aproximadamente iguais de $V_{g\pi}L_z$. Sendo assim, apresentam-se nesta seção os resultados para a caixa metálica de 5×5 mm², exceto quando especificado outro valor, o que corresponde a $2L = 5$ mm e $h_1 = 5$ mm.

Com isso, nas próximas subseções, consideram-se quatro combinações entre a distribuição de eletrodos e a espessura h_4 da camada de SiO₂, sendo:

- caso 1: $w_1 = w_2 = 8$ μ m, $s_1 = -6$ μ m, $s_2 = 6$ μ m, $G = 4$ μ m e $h_4 = 1$ μ m;
- caso 2: $w_1 = w_2 = 8$ μ m, $s_1 = -6$ μ m, $s_2 = 6$ μ m, $G = 4$ μ m e $h_4 = 4$ μ m;
- caso 3: $w_1 = w_2 = 16$ μ m, $s_1 = -10$ μ m, $s_2 = 10$ μ m, $G = 4$ μ m e $h_4 = 1$ μ m;
- caso 4: $w_1 = w_2 = 16$ μ m, $s_1 = -10$ μ m, $s_2 = 10$ μ m, $G = 4$ μ m e $h_4 = 4$ μ m.

Figura 27 - Guias de onda de moduladores eletro-ópticos com substratos de LNOI com *buffer-layer*. (a) CPS. (b) CPW.

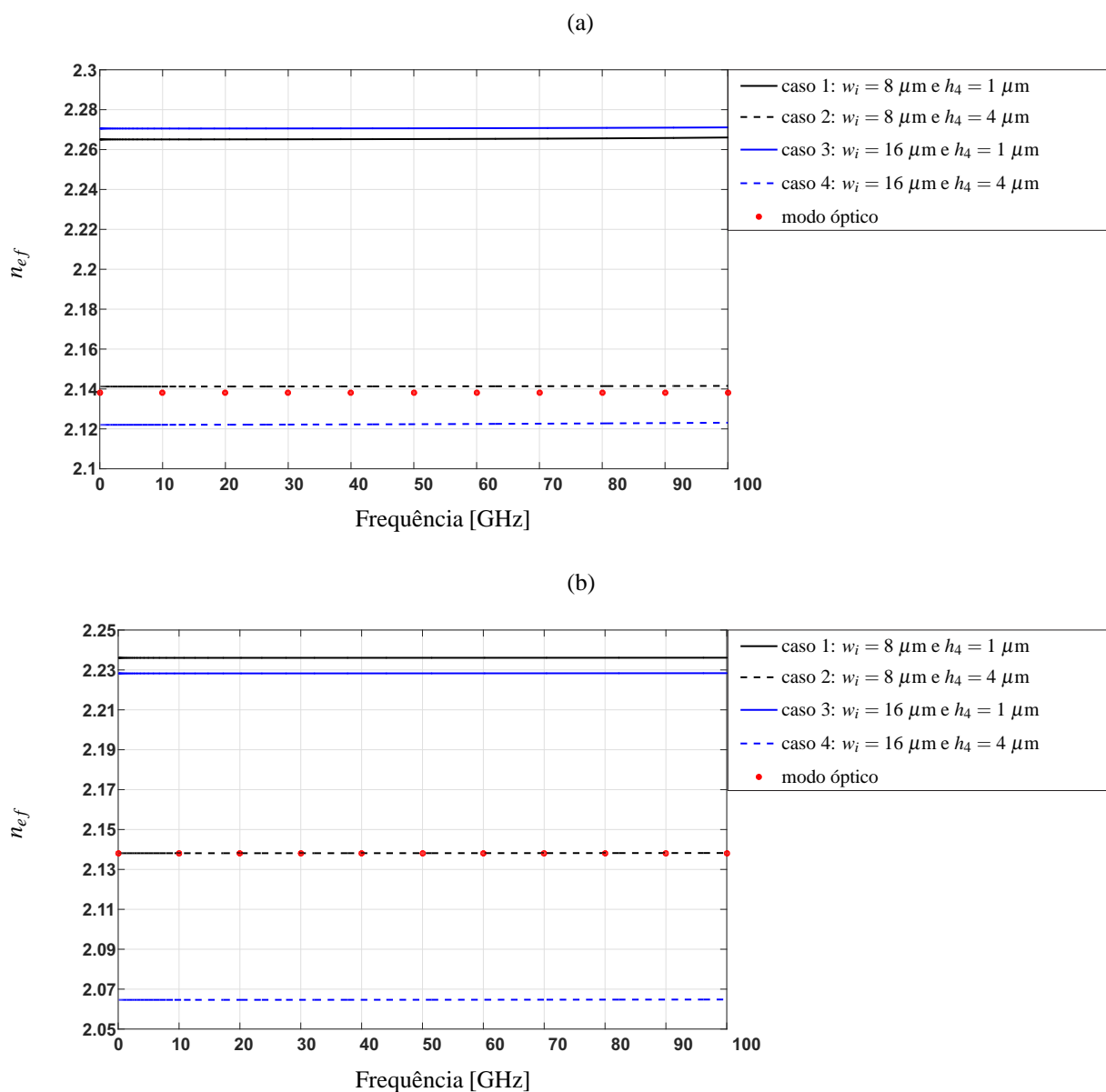


Fonte: Elaboração do autor.

7.3.2 Curvas de dispersão

Considerando-se os casos de 1 a 4 descritos na subseção 7.3.1, apresentam-se na Figura 28 as curvas de dispersão que se obtêm para a faixa de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 100 \text{ GHz}$, sendo que em (a) tem-se a curva do modo fundamental do guia CPW e em (b) tem-se a curva do modo- π fundamental do CPS, que é o modo mais adequado para que o modulador opere em *push-pull*, conforme observado nos resultados obtidos na seção 7.2.

Figura 28 - Curvas de dispersão para os guias CPW e CPS de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com *buffer-layer*. (a) Modo fundamental do CPW. (b) Modo- π fundamental do CPS.



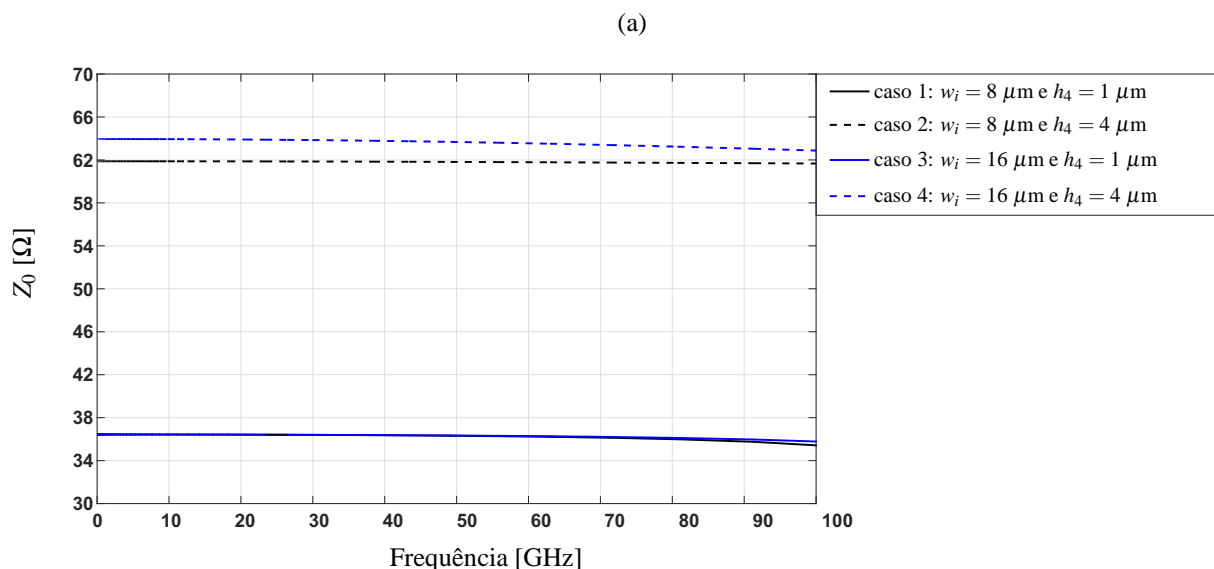
Fonte: Elaboração do autor.

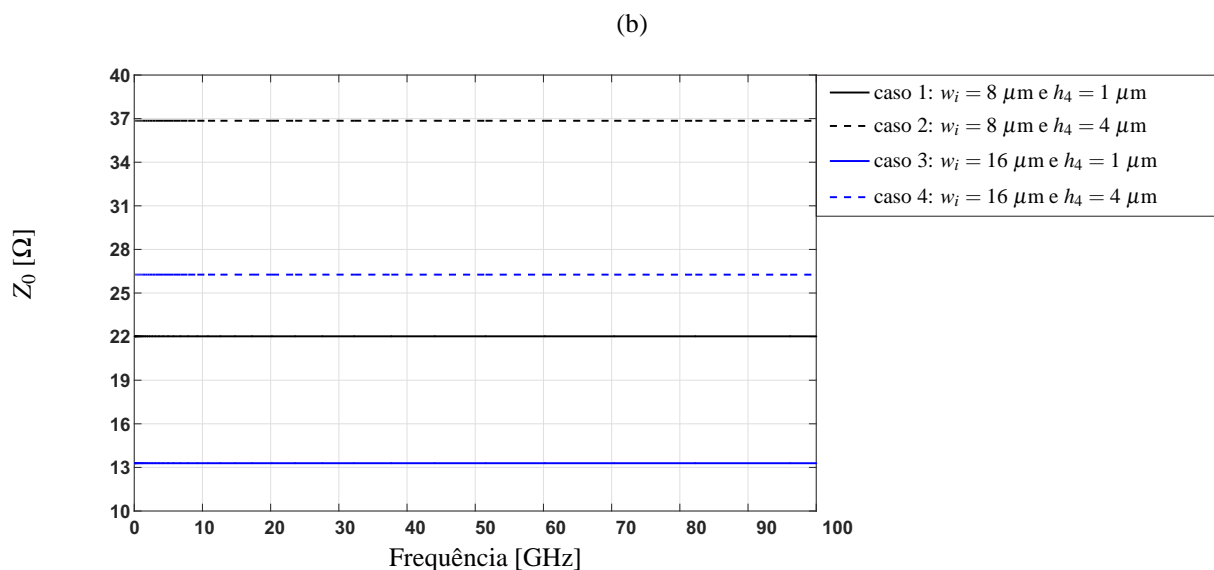
Observa-se na Figura 28 que as estruturas de guias de onda que possuem substratos de LNOI com *buffer-layer* também permitem estabelecer modos fundamentais de propagação com dispersão reduzidas para uma ampla faixa de frequências. Para a faixa considerada de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 100 \text{ GHz}$, os valores de n_{ef} se mantiveram praticamente constantes, sendo que para os casos de 1 a 4 do CPW estes valores são aproximadamente 2,265, 2,141, 2,271 e 2,122, respectivamente, enquanto que para o modo- π do CPS valem aproximadamente 2,236, 2,138, 2,228 e 2,065, respectivamente. Conforme esperado, a camada de *buffer-layer* diminuiu os valores de n_{ef} com relação as estruturas com substratos de LNOI básico apresentados na Figura 22. Neste contexto, destaca-se o caso 2 ($w_1 = w_2 = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$) dos guias CPW e CPS que são muito próximos do índice efetivo do TFLN, cujo valor é $n_m = 2,138$ para $\lambda_0 = 1,55 \mu\text{m}$, conforme discutido na seção 7.1. Desta forma, estes guias podem permitir a confecção de dispositivos com elevadas respostas em frequência de modulação eletro-óptica.

7.3.3 Impedâncias Características

A seguir, determinam-se as impedâncias características dos modos do CPW e CPS, cujas curvas de dispersão foram apresentadas nas Figuras 28 (a) e (b), respectivamente. Sendo assim, apresentam-se nas Figuras 29 as curvas de Z_0 para a faixa de $100 \text{ MHz} \leq f \leq 100 \text{ GHz}$, sendo que em (a) tem-se o modo fundamental do CPW e em (b) tem-se o modo- π fundamental do CPS. Como se trata de uma estrutura simétrica, tem-se que as impedâncias do CPS são iguais, ou seja, $Z_{01}^{(\pi)} = Z_{02}^{(\pi)} = Z_0^{(\pi)}$.

Figura 29 - Curvas de impedância característica para os guias CPW e CPS de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com *buffer-layer*. (a) Modo fundamental do CPW. (b) Modo- π fundamental do CPS.





Fonte: Elaboração do autor.

De modo geral, nota-se que fitas mais largas diminuem os valores de Z_0 , conforme já era esperado. Por outro lado, observa-se que o aumento da espessura da camada 4 (SiO_2) implica em valores maiores de impedância, uma vez que o aumento de h_4 resultaram em menores valores de n_{ef} , conforme foi observado nas Figura 28 (a) e (b).

Na Figura 29 (a), observam-se que os valores de Z_0 para o caso 2 do CPW são aproximadamente constantes em $61,8 \Omega$ para a faixa de frequências analisadas. Nos demais casos, os valores se mantêm quase inalterados até cerca de 40 GHz, sendo $36,43 \Omega$, para os casos 1 e 3, e $63,95 \Omega$, para o caso 4. A partir desta frequência começam a decair, sendo que em 100 GHz houve reduções de $\sim 1,42\%$ com relação aos seus valores iniciais. Embora estas sejam variações baixas, isto pode indicar que suas respectivas curvas de n_{ef} , dadas na Figura 28 (a), podem apresentar um comportamento dispersivo em frequências logo após 100 GHz. Esta discussão será retomada mais adiante neste texto.

Com relação à Figura 29 (b), as curvas apresentadas de Z_0 para o modo- π do CPS, ao contrário do guia CPW, não apresentam efeitos aparentes de dispersão, sendo que, para os casos de 1 a 4, os valores são aproximadamente constantes em $22,02 \Omega$, $36,85 \Omega$, $13,29 \Omega$ e $26,27 \Omega$, respectivamente.

7.3.4 Bandas de operação monomodo

Na sequência, determinam-se as bandas de operação monomodo estabelecidas por estes guias de onda. Assim, apresentam-se na Tabela 4 as frequências de corte dos primeiros modos superiores que se obtêm de (77). Consideram-se três valores para as dimensões da caixa

metálica: $10 \times 10 \text{ mm}^2$, $5 \times 5 \text{ mm}^2$ e $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

Tabela 4 - Frequências de corte dos primeiros modos superiores do CPS e CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com *buffer-layer*.

guia de onda	$w_1 = w_2$ [μm]	h_4 [μm]	f -corte [GHz]		
			$10 \times 10 \text{ mm}^2$	$5 \times 5 \text{ mm}^2$	$2 \times 2 \text{ mm}^2$
CPW	8	1	6,48	12,97	32,57
		4	7,20	14,42	36,15
	16	1	6,49	13,01	32,79
		4	7,21	14,46	36,39
CPS: modo- π	8	1	14,99	29,97	74,88
		4	14,98	29,95	74,77
	16	1	14,99	29,97	74,88
		4	14,98	29,95	74,77

Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se que ao se compararem os resultados das Tabelas 1 e 4, a adição do *buffer-layer* ao substrato não alterou significativamente as frequências de corte dos modos superiores dos guias de onda. Além disso, nota-se que a redução das dimensões da caixa continuam a permitir a ampliação da banda monomodo. Pode-se dizer ainda que, dentro dos intervalos testados, os valores de $w_{1,2}$ interferem muito pouco nas frequências de corte e que a espessura h_4 exerce influência maior apenas no guia CPW. Com isso, novamente se ressalta que os resultados indicam que estas configurações de guias de onda, com substratos de LNOI, podem permitir a confecção de dispositivos com banda de operação monomodo mais ampla, quando comparado com o modulador eletro-óptico *bulk* analisado na seção 6.4.

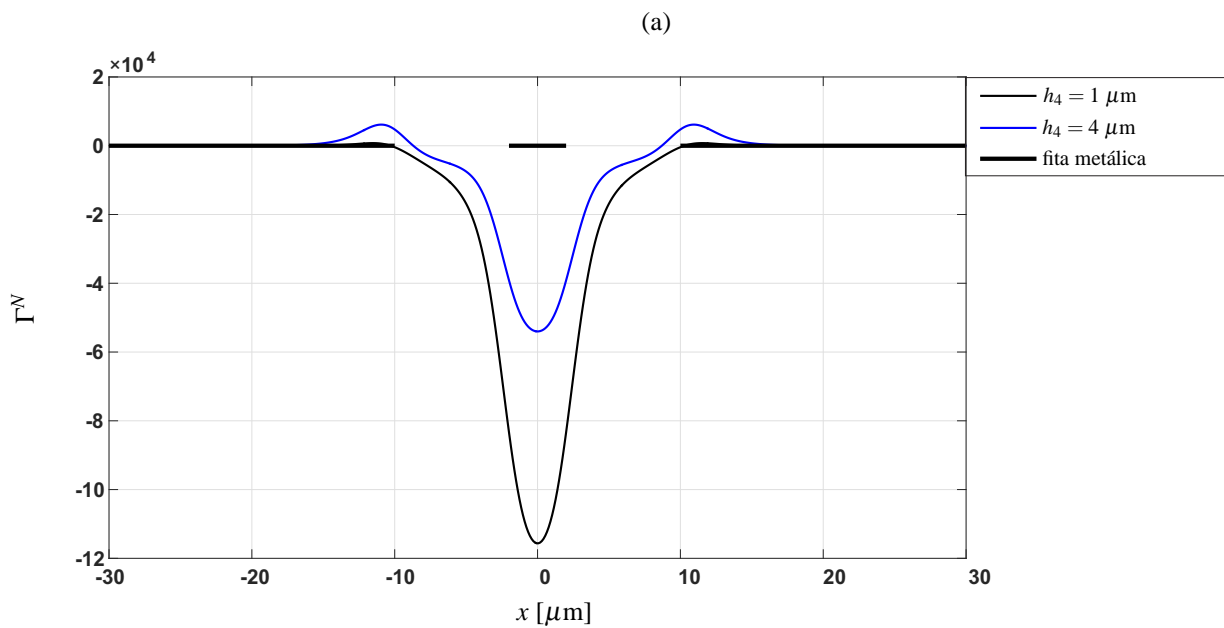
7.3.5 Tensões de meia-onda dos geradores

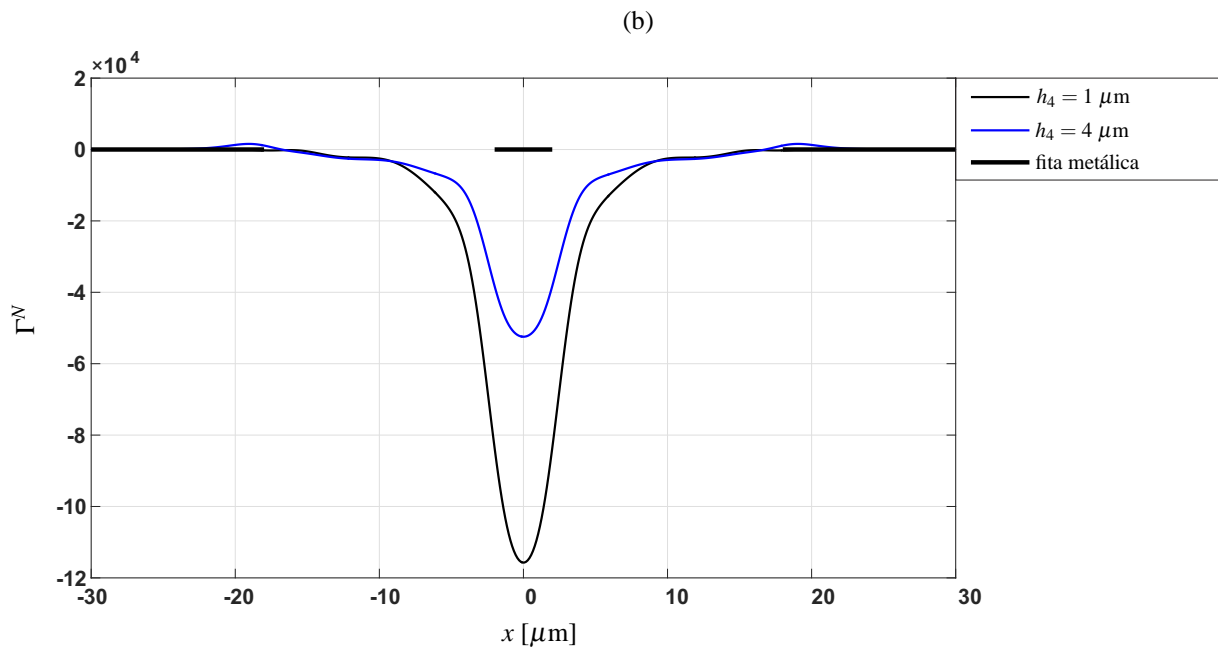
Na sequência, determinam-se os fatores de superposição Γ^N que se obtêm para os moduladores com os guias de onda analisados nesta seção. Apresentam-se nas Figuras 30 e 31 as curvas de Γ^N que se obtêm em $f = 1 \text{ GHz}$ para os guias CPW e CPS, respectivamente, sendo que em (a) e (b) tem-se $w_{1,2} = 8 \mu\text{m}$ e $w_{1,2} = 16 \mu\text{m}$, respectivamente. Considera-se o modo óptico descrito na seção 7.1 e uma região de integração que corresponde a $-30 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ e $h_4 \leq y \leq h_4 + h_3$.

Observam-se nas Figuras 30 e 31 que os valores de Γ^N novamente diminuem em aproximadamente 50% quando se aumenta h_4 de $1 \mu\text{m}$ para $4 \mu\text{m}$. Comparando-se as partes

(a) e (b) das figuras, nota-se que as larguras utilizadas para $w_{1,2}$ resultam em amplitudes máximas semelhantes de Γ^N . Nota-se ainda, conforme é típico para esses guias de onda, que as amplitudes máximas ocorrem na fita central do CPW e nas proximidades das bordas internas dos eletrodos do CPS. Embora as amplitudes máximas de ambos os guias de onda sejam semelhantes, o modo- π CPS apresenta melhores condições para que o modulador opere em *push-pull*, uma vez que os dois eletrodos possuem amplitudes de Γ^N elevadas e com polaridades opostas.

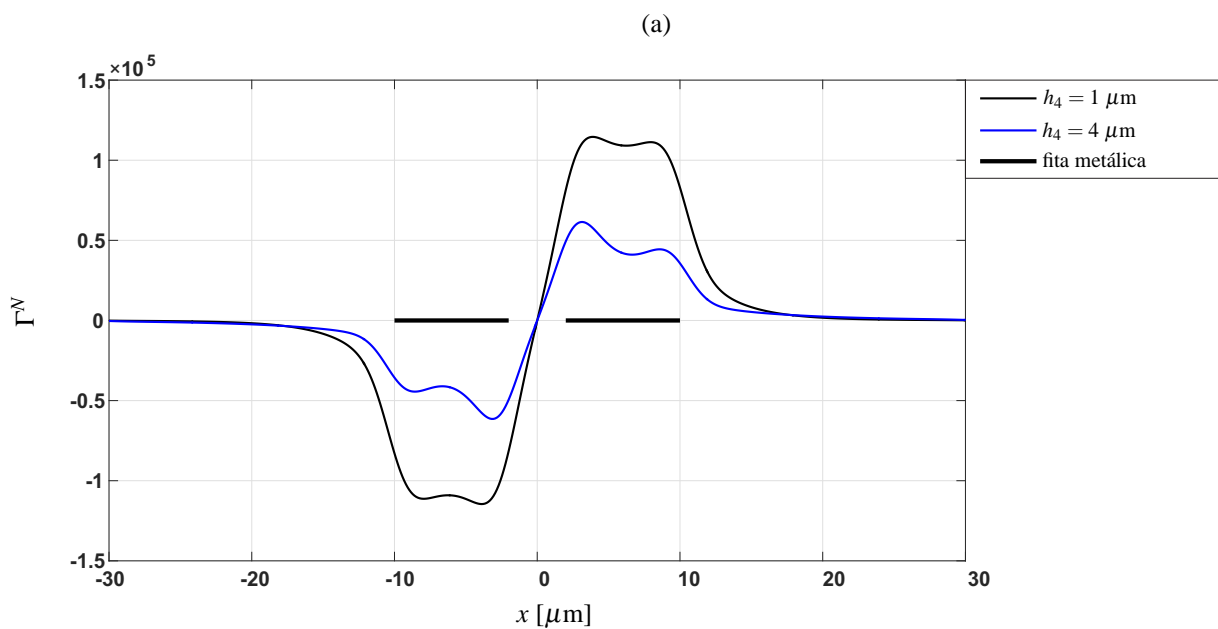
Figura 30 - Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com guia CPW e substrato de LNOI com *buffer-layer*. (a) $w_{1,2} = 8 \mu\text{m}$. (b) $w_{1,2} = 16 \mu\text{m}$.

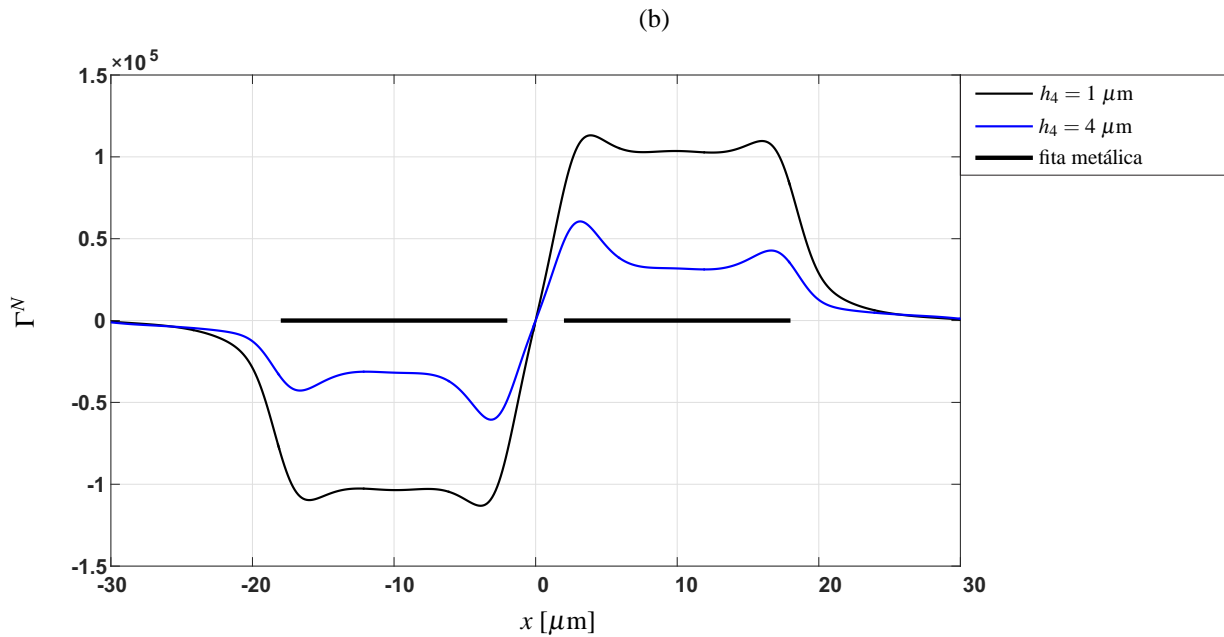




Fonte: Elaboração do autor.

Figura 31 - Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com guia CPS e substrato de LNOI com *buffer-layer*. (a) $w_{1,2} = 8 \mu\text{m}$. (b) $w_{1,2} = 16 \mu\text{m}$.





Fonte: Elaboração do autor.

Com isso, apresentam-se na Tabela 5 os valores de $V_{g\pi}L_z$ que se obtêm de (108) para os moduladores com guias CPW e CPS quando os canais ópticos estão nas posições $p_{1,2}$ que maximizam as interações eletro-ópticas. Mostram-se também os comprimentos L_z mínimos que os guias devem possuir para se ter no máximo $V_{g\pi} = 5 \text{ V}$ nas fontes de tensão. Lembra-se que para o modo- π do CPS simétrico, também chamado de modo ímpar, tem-se que $V_{g2\pi} = -V_{g1\pi}$.

Tabela 5 - Parâmetros dos moduladores com substrato de LNOI com *buffer-layer* analisados quando se tem interação eletro-óptica máxima.

guia de onda	$w_1 = w_2$ [μm]	h_4 [μm]	p_1 [μm]	p_2 [μm]	$V_{g\pi}L_z$ [V·cm]	L_z ($V_{g\pi} = 5 \text{ V}$) [mm]
CPW	8	1	0,00	11,48	8,85	17,70
		4	0,00	10,88	17,01	34,03
	16	1	0,00	20,50	8,84	17,68
		4	0,00	19,06	18,95	37,89
CPS: modo- π	8	1	-3,91	3,91	4,47	8,93
		4	-3,19	3,19	8,33	16,65
	16	1	-3,91	3,91	4,52	9,043
		4	-3,19	3,19	8,45	16,90

Fonte: Elaboração do autor.

Conforme esperado, observa-se na Tabela 5 que os modos- π dos guias CPS apresentam os melhores valores de $V_{g\pi}L_z$, o que, conseqüentemente, resultam em comprimentos L_z menores de guias de onda. Considerando os valores de $w_{1,2}$ e h_4 utilizados, percebe-se que a espessura da camada 4 de SiO₂ tem um impacto maior no valor de $V_{g\pi}L_z$, o que também era previsto devido a grande diferença nos valores de Γ^N , nas Figuras 30 e 31, provocada pela variação de h_4 nos guias CPW e CPS, respectivamente.

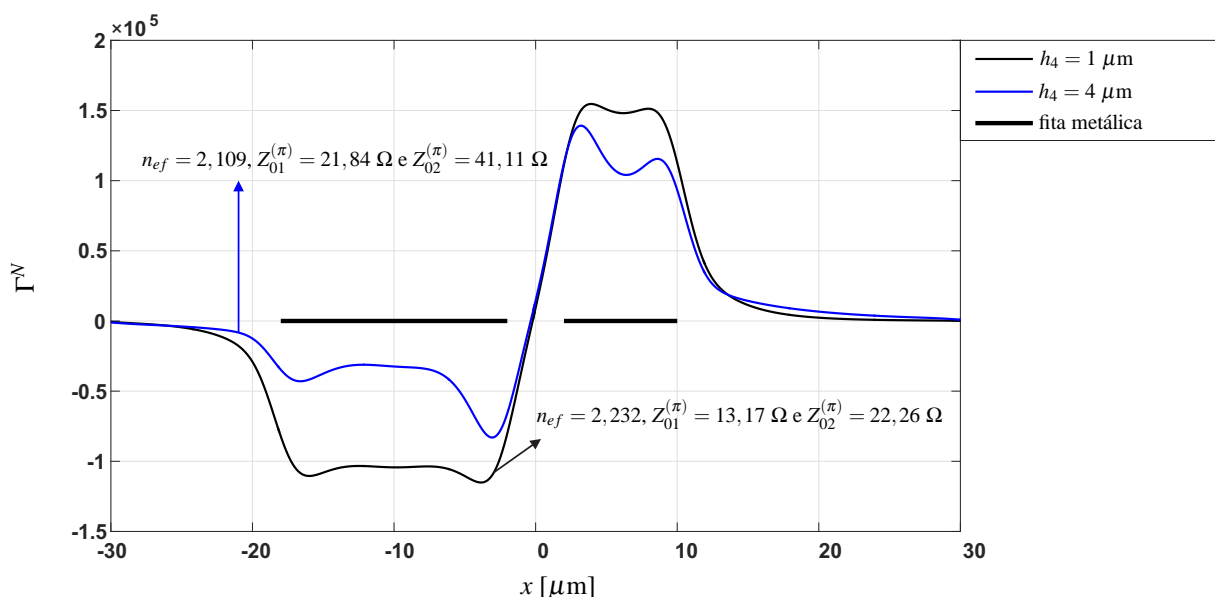
Dentre as configurações apresentadas na Tabela 5, destacam-se os guias CPS com $h_4 = 1 \mu\text{m}$, nos quais os guias podem possuir comprimentos mínimos de 9 mm, aproximadamente, para se ter fontes com no máximo 5 V. De forma geral, todos os resultados de L_z desta tabela são inferiores a da maioria dos dispositivos comerciais *bulk* a base de LN, que tipicamente são em torno de 50-150 mm (BOYNTON *et al.*, 2020).

Embora não seja o objetivo deste trabalho encontrar uma configuração específica de distribuição de eletrodos e espessuras de camadas que resulte em um estrutura de modulador com parâmetros otimizados, mostra-se a seguir os efeitos da assimetria de eletrodos no desempenho do mesmo. Conforme foi demonstrado no trabalho de Menezes (2020), a assimetria de eletrodos faz com que o campo E_y seja mais intenso sobre as fitas, desta forma, espera-se que se consigam amplitudes maiores para as curvas dos fatores de sobreposição do modulador.

Sendo assim, considera-se o guia CPS analisado nesta seção, porém com a seguinte distribuição de eletrodos: $w_1 = 16 \mu\text{m}$, $w_2 = 8 \mu\text{m}$, $s_1 = -10 \mu\text{m}$, $s_2 = 6 \mu\text{m}$ e $G = 4 \mu\text{m}$. Os valores de n_{ef} que se calculam em $f = 1 \text{ GHz}$ para h_4 igual a 1 e 4 μm são 2,232 e 2,109, respectivamente. Devida a assimetria de eletrodos, tem-se valores distintos de impedância característica para cada fita, sendo que são calculados $Z_{01}^{(\pi)} = 13,17 \Omega$ e $Z_{02}^{(\pi)} = 22,26 \Omega$, e, $Z_{01}^{(\pi)} = 21,84 \Omega$ e $Z_{02}^{(\pi)} = 41,11 \Omega$, para h_4 igual a 1 e 4 μm , respectivamente. Nota-se que os valores de n_{ef} , para cada valor de h_4 , são diferentes daqueles obtidos para o CPS simétrico na Figura 28 (b). Isto indica que se pode explorar a assimetria de eletrodos para buscar um melhor casamento de velocidades entre os modos óptico e elétrico, o que pode ampliar a banda útil de modulação eletro-óptica.

Com isso, apresentam-se na Figura 32 as curvas de Γ^N que se obtêm para o modo- π fundamental em $f = 1 \text{ GHz}$ para as espessuras de h_4 iguais a 1 e 4 μm . Considera-se o modo óptico descrito na seção 7.1 e uma região de integração que corresponde a $-30 \mu\text{m} \leq x \leq 30 \mu\text{m}$ e $h_4 \leq y \leq h_4 + h_3$.

Figura 32 - Fator de superposição Γ^N do modulador eletro-óptico com um guia CPS assimétrico e substrato de LNOI com *buffer-layer*.



Fonte: Elaboração do autor.

Observa-se na Figura 32 que o CPS assimétrico permite que se obtenham amplitudes de Γ^N maiores do que o caso simétrico, cujas curvas do fator de superposição foram dadas nas Figuras 31 (a) e (b). A princípio, estas amplitudes devem conduzir a valores menores de $V_{g\pi}L_z$. Contudo, quando se tem este tipo de configuração de eletrodos, a alimentação das fontes também é assimétrica. Desta forma, para se estabelecer o modo- π no CPS, deve-se aplicar (101), o qual resulta em $V_{g2\pi}L_z = R_\pi V_{g1\pi}L_z$. Sendo assim, apresentam-se na Tabela 6 os valores de $V_{g\pi}L_z$ que se obtêm para os guias CPS assimétricos cujas curvas de Γ^N foram dadas na Figura 32. Consideram-se que os canais ópticos são posicionados nos locais onde ocorrem a máxima interação eletro-óptica.

Tabela 6 - Parâmetros dos moduladores com guias de onda CPS assimétricos e substratos de LNOI com *buffer-layer*.

h_4 [μm]	R_π	p_1 [μm]	p_2 [μm]	$V_{g1\pi}L_z$ [Vcm]	$V_{g2\pi}L_z$ [Vcm]	L_z ($V_{g\pi} = 5 \text{ V}$) [mm]
1	-1,37	-3,908	3,908	3,79	-5,19	10,38
4	-2,64	-3,066	3,186	4,60	-12,15	24,31

Fonte: Elaboração do autor.

Com relação aos resultados referentes ao eletrodo 1, observam-se na Tabela 6 que os valores de $V_{g1\pi L_z}$ são menores que os apresentados na Tabela 5, para o CPS simétrico. No caso simétrico, sabe-se que $R_\pi = -1$, o que resulta em $V_{g2\pi L_z} = -V_{g1\pi L_z}$. No entanto, no caso assimétrico, R_π passa a valer -1,37 e -2,64 para h_4 igual a 1 e 4 μm , respectivamente. Isto implica na necessidade de tensões de maiores amplitudes no eletrodo 2 para que se estabeleça o modo- π de propagação.

Com isso, no intuito de se limitar as tensões das fontes em no máximo 5 V de amplitude, deve-se determinar o comprimento mínimo de L_z tendo como referência o eletrodo 2, ou seja, os valores de $V_{g2\pi L_z}$. Desta forma, para esta distribuição de eletrodos, obtiveram-se L_z igual a 10,38 e 24,31 mm para h_4 igual a 1 e 4 μm , respectivamente. Portanto, os guias de onda deste CPS assimétrico devem ser mais longos do que no caso simétrico apresentado na Tabela 5.

Sendo assim, um projeto de guias de onda assimétrico para moduladores eletro-ópticos deve levar em consideração as eventuais vantagens e desvantagens que surgem. Neste exemplo, observou-se que, se por um lado pode-se diminuir os índices de refração para se equalizarem as velocidades de propagação do modo óptico com o elétrico, por outro lado isto pode resultar em guias de ondas mais longos, o que intensifica o efeito do descasamento de velocidades. Desta maneira, o ideal é que se tenham algoritmos de otimização que busquem uma solução adequada para cada especificação de projeto. Sendo esta, inclusive, uma das sugestões de trabalhos futuros para esta linha de pesquisa.

7.3.6 Resposta em frequência de modulação eletro-óptica

A seguir, determinam-se as curvas de resposta em frequência de modulação eletro-óptica que se obtêm de (111) para os guias de onda simétricos especificados na subseção 7.3.1, cujas curvas de n_{ef} e Z_0 foram dadas nas Figuras 28 e 29, respectivamente. Sendo assim, apresentam-se nas Figuras 33 (a) e (b) as curvas que se obtêm para os guias CPW e CPS, respectivamente, para as situações de casamento e descasamento de impedâncias nos acessos. Consideram-se que as impedâncias das fontes e cargas sejam iguais a 50 Ω e que os guias de onda tenham os comprimentos de L_z que foram obtidos na Tabela 5.

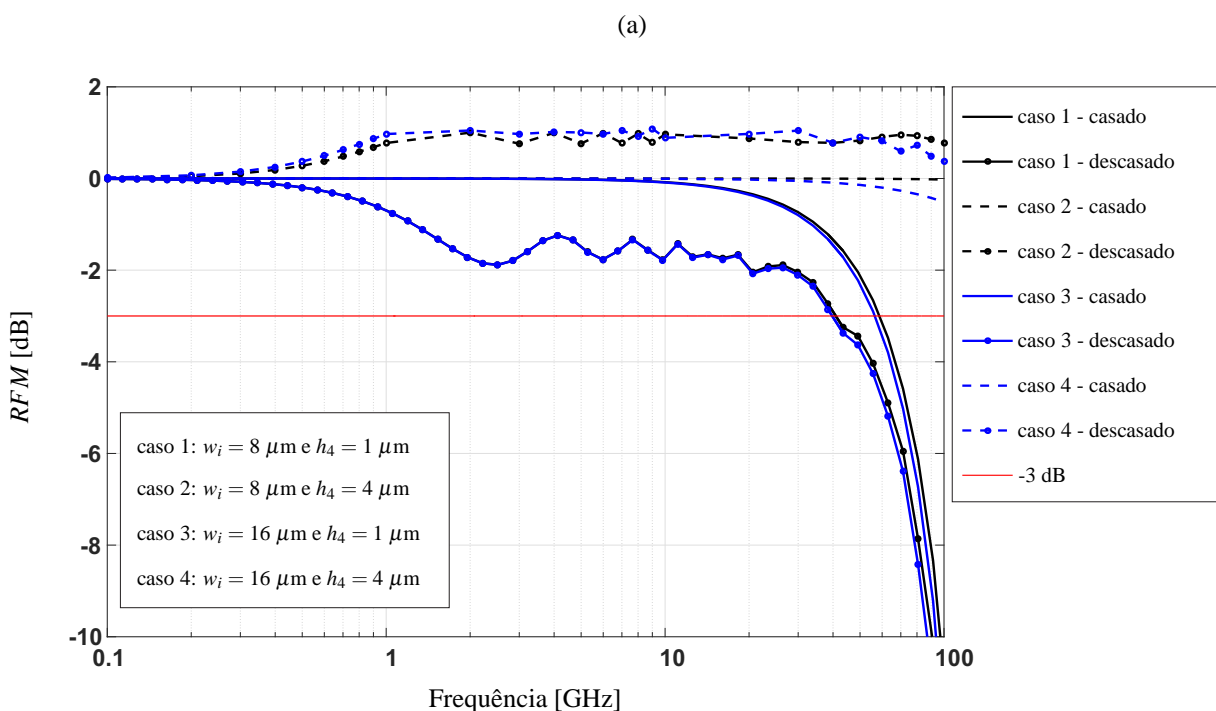
De modo geral, observam-se na Figura 33 (a) que as curvas de R_{FM} do CPW decaem -3 dB em frequências além da banda monomodo, as quais foram dadas na Tabela 4 para diferentes dimensões de caixa metálica. Sendo assim, toda a região monomodo destes guias CPW pode ser aproveitada para a modulação eletro-óptica em vista que as frequências de corte estão abaixo da frequência de -3dB. Para os casos 1 e 3 com impedâncias casadas, as curvas cruzam a linha de -3 dB em aproximadamente 59,72 e 55,65 GHz, respectivamente, enquanto que na situação de descasamento cruzam em aproximadamente 40,92 e 39,72 GHz, respectivamente. Os valores dos casos 1 e 3 são muito próximos entre si, pois, conforme foi

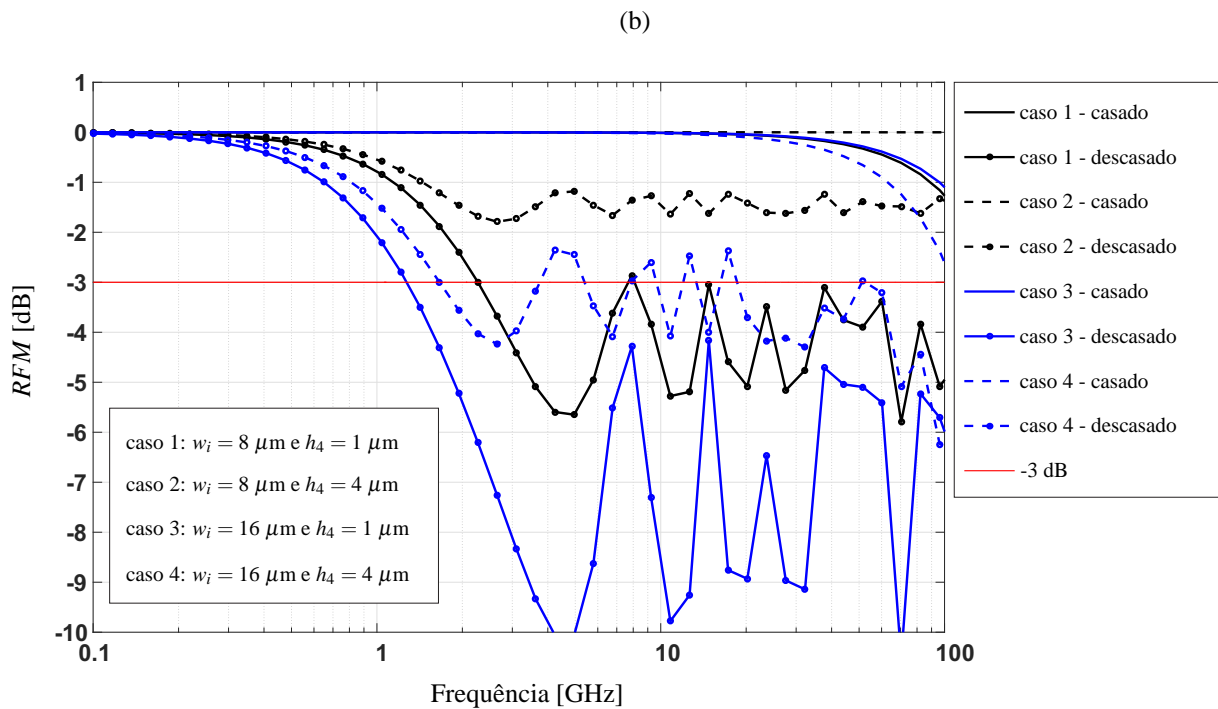
informado na Figura 28 (a), há pouca diferença entre seus respectivos valores de n_{ef} . Com relação aos casos 2 e 4, notam-se que, devida a proximidade entre os valores de n_{ef} dos modos elétricos e óptico, conforme apresentado na Figura 28 (a), suas curvas de RFM devem cruzar a linha de -3 dB em frequências superiores a 100 GHz.

Nas curvas de RFM dos guias CPS, dadas na Figura 33 (b), observam-se que nos casos 1, 3 e 4, para a situação de descasamento de impedâncias, elas cruzam a linha de -3 dB nas frequências de 2,24, 1,26 e 1,68 GHz, respectivamente. Estas frequências estão abaixo das regiões monomodo calculadas na Tabela 4 para diferentes dimensões de caixa metálica. Sendo assim, nestes casos, o descasamento de impedâncias impede que o modulador aproveite toda a banda monomodo destes guias de onda. Nos demais casos, entretanto, a resposta em frequência de modulação está limitada em frequências superiores a 100 GHz, e, portanto, toda a faixa monomodo pode ser considerada como banda útil de modulação eletro-óptica. Em especial, destaca-se o caso 2, o qual até mesmo com os acessos descasados exibe elevada resposta em frequência de modulação, já que suas impedâncias estão mais próximas de 50Ω , conforme informado na Figura 28 (b).

Com isso, mostrou-se que o substrato de LNOI com *buffer-layer* pode permitir a confecção de moduladores eletro-ópticos cujas respostas em frequência de modulação dos modos fundamentais sejam maiores que as do modulador *bulk* da seção 6.4. Associa-se ainda o fato de que a miniaturização da caixa metálica pode expandir a faixa de operação monomodo, conforme apresentado na Tabela 4, o que pode ampliar ainda mais a banda útil de modulação eletro-óptica.

Figura 33 - Resposta em frequência de modulação dos moduladores com substratos de LNOI com *buffer-layer* indicados na Tabela 5. (a) CPW. (b) CPS.





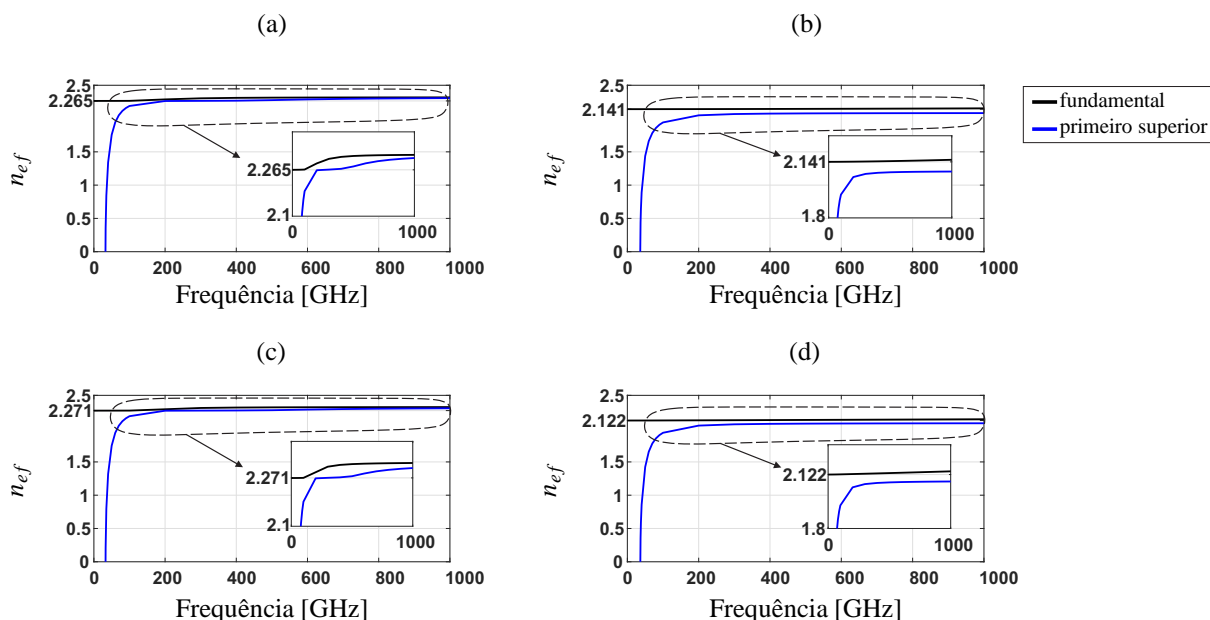
Fonte: Elaboração do autor.

Por fim, neste texto, até o momento deu-se destaque aos resultados que compreendem a região monomodo estabelecida pelos guias de onda, sendo que os procedimentos numéricos foram realizados até 100 GHz. Contudo, a chamada banda terahertz, que compreende as frequências de operação superiores a 300 GHz, é considerada a próxima fronteira para aplicações em sistemas de comunicação com banda extremamente larga (JIA *et al.*, 2018). Desta forma, embora não conste como objetivo desta Tese, realiza-se, na subseção 7.3.7, a análise numérica dos guias de ondas analisados neste texto para esta banda de frequências, uma vez que os guias CPW e CPS aparentam ser pouco dispersivos para frequências além de 100 GHz, conforme observado nas Figuras 28 (a) e (b), respectivamente.

7.3.7 Resultados numéricos para $f > 100$ GHz

A seguir, realizam-se os testes numéricos para os guias CPS e CPW, dados na subseção 7.3.1, até a frequência de 1 THz. Desta forma, apresentam-se na Figura 34 as curvas de dispersão dos modos fundamental e primeiro superior que se obtêm para os guias CPW, sendo que de (a)-(d) têm-se os casos de 1-4, respectivamente. Considera a caixa metálica de $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

Figura 34 - Curvas de dispersão dos modos fundamental e primeiro superior para os guias CPW de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com *buffer-layer*. (a) caso 1: $w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \mu\text{m}$. (b) caso 2: $w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$. (c) caso 3: $w_i = 16 \mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \mu\text{m}$. (d) caso 4: $w_i = 16 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$.



Fonte: Elaboração do autor.

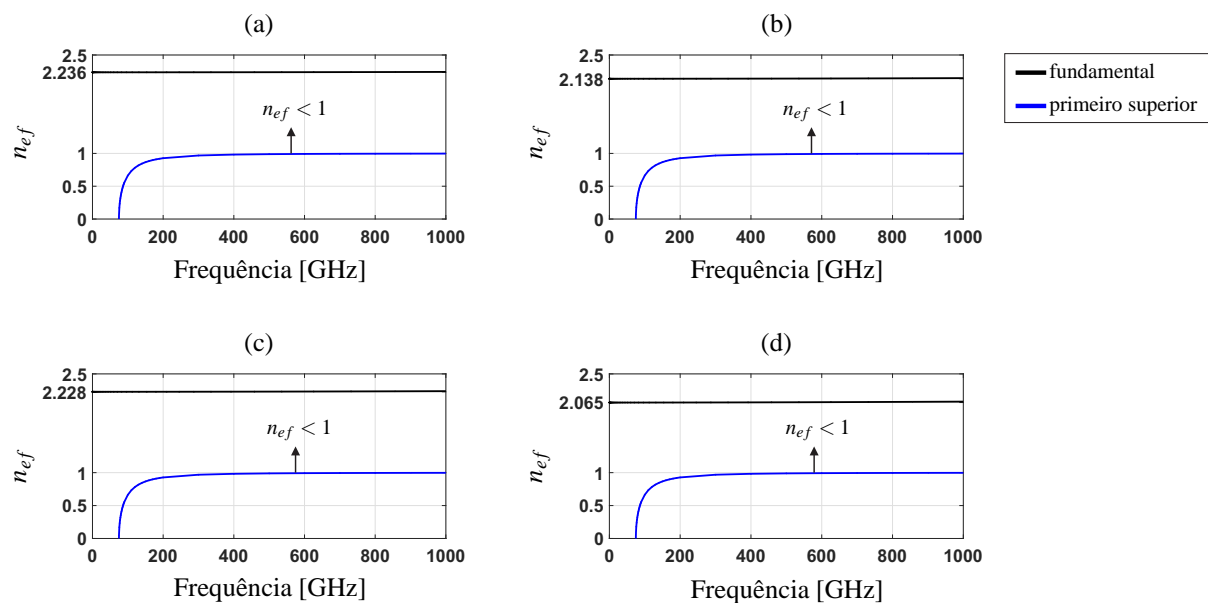
Nas Figuras 34 (a)-(d), as frequências de corte do modo superior são as mesmas que foram obtidas na Tabela 4, para caixa de $2 \times 2 \text{ mm}^2$, sendo 32,57, 36,15, 32,79 e 36,39 GHz, respectivamente. Em todos os casos, observa-se que o modo superior é altamente dispersivo, sendo que seu valor aumenta rapidamente com a frequência e atinge valores próximos do modo fundamental em torno de 100 GHz. Inclusive, observam-se, nos detalhes ampliados das Figuras 34 (a) e (c), um comportamento similar ao do guia CPS analisado na Figura 18, que é típico das curvas de dispersão na região de transição modal. Nestas frequências, o modo superior parece adquirir a característica não dispersiva do modo fundamental, enquanto que este passa a apresentar dispersão. Este é um fenômeno particularmente evidenciado em dispositivos cujas dimensões são típicas de óptica integrada (KITAZAWA; POLIFKO; OGAWA, 1993; MIRSHEKAR-SYAHKAL; DANNEEL, 1994).

De fato, neste texto já foram observados indicativos de que os modos fundamentais dos guias CPW analisados poderiam exibir dispersão em frequências superiores a 100 GHz, uma vez que as curvas de Z_0 , dadas na Figura 29 (a), exibiram variações perceptíveis ao longo da faixa considerada. Portanto, com isso mostra-se a importância do modulador com o guia CPW atuar dentro da região monomodo.

Na sequência, investiga-se as curvas de dispersão do modo- π do CPS até a frequência de

1 THz. Desta forma, apresentam-se na Figura 35 as curvas de dispersão dos modos fundamental e primeiro superior que se obtêm para os guias CPS analisados, sendo que de (a)-(d) têm-se os casos de 1-4, respectivamente. Considera a caixa metálica de $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

Figura 35 - Curvas de dispersão dos modos- π fundamental e primeiro superior para os guias CPS de um modulador eletro-óptico com substrato de LNOI com *buffer-layer*. (a) caso 1: $w_i = 8 \text{ }\mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \text{ }\mu\text{m}$. (b) caso 2: $w_i = 8 \text{ }\mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \text{ }\mu\text{m}$. (c) caso 3: $w_i = 16 \text{ }\mu\text{m}$ e $h_4 = 1 \text{ }\mu\text{m}$. (d) caso 4: $w_i = 16 \text{ }\mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \text{ }\mu\text{m}$.

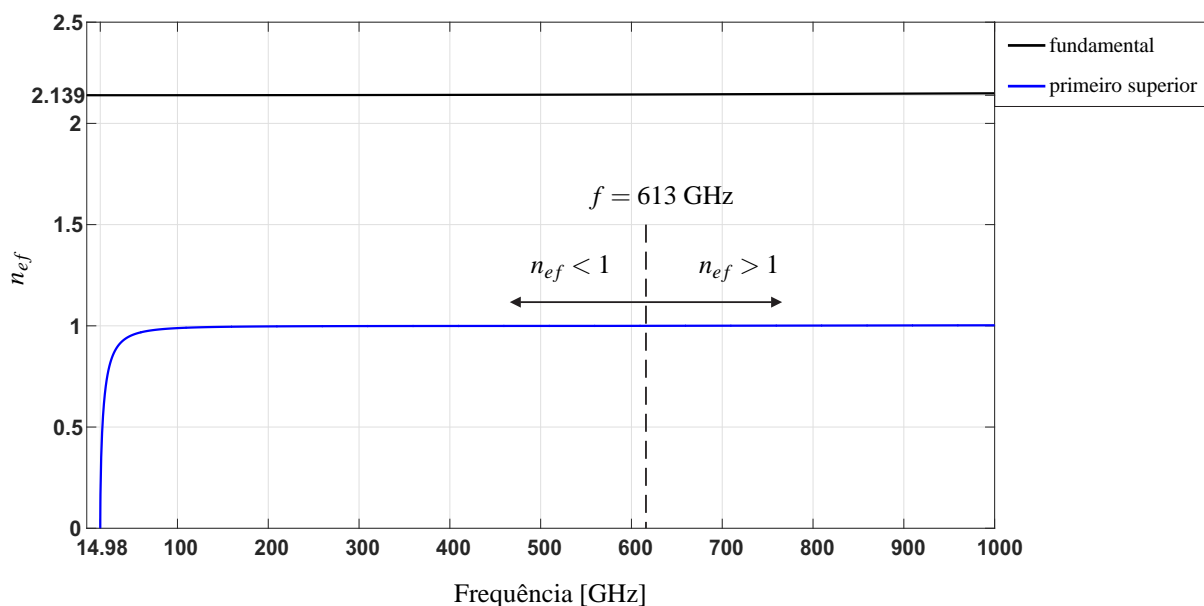


Fonte: Elaboração do autor.

Nas Figuras 35 (a)-(d), as frequências de corte do primeiro modo superior são as mesmas que foram obtidas na Tabela 4, para caixa de $2 \times 2 \text{ mm}^2$, sendo que para os casos 1 e 3 são 74,88 GHz, e para os casos 2 e 4 são 74,77 GHz. Assim como nos resultados dos guias CPW, exibidos nas Figuras 34 (a)-(d), observa-se que o modo superior surge com um comportamento dispersivo, evoluindo rapidamente com as frequências imediatamente próximas. Entretanto, a partir de aproximadamente 200 GHz, o modo superior deixa de apresentar uma característica dispersiva, sendo que, até o fim da faixa considerada, 1 THz, os valores de n_{ef} aproximam assintoticamente de 1.

Comportamentos semelhantes também são observados para as outras dimensões de caixa metálica. Como exemplo, apresenta-se na Figura 36 as curvas de dispersão dos modos fundamental e superior do caso 2 de um CPS com caixa metálica de $10 \times 10 \text{ mm}^2$. Observa-se que o modo superior evolui rapidamente a partir da sua frequência de corte, sendo que em torno de 100 GHz começa a exibir comportamento não dispersivo com valores de n_{ef} em aproximadamente 1. Neste caso, a curva alcança o valor unitário na frequência de 613 GHz.

Figura 36 - Curvas de dispersão dos modos- π fundamental e primeiro superior para o caso 2 ($w_i = 8 \mu\text{m}$ e $h_4 = 4 \mu\text{m}$) do guia CPS com caixa metálica de $10 \times 10 \text{ mm}^2$.



Fonte: Elaboração do autor.

O comportamento destes guias CPS analisados é bastante distinto daquele do modulador *bulk* apresentado na seção 6.4, o qual a transição modal ocorria em 17,5 GHz, apenas, sendo que a partir desta frequência o modo fundamental ficava altamente dispersivo, conforme ilustrado na Figura 18.

Segundo Polycarpou, Lyons e Balanis (1996), o acoplamento entre dois modos ocorre quando suas correspondentes constantes de propagação são próximas. Quanto mais perto estão estas quantidades, mais forte é o acoplamento. Considerando esta afirmação, poderia-se dizer que os guias CPW, cujos valores de n_{ef} foram dados nas Figuras 34 (a)-(d), podem exibir forte acoplamento entre os modos fundamental e superior, uma vez que suas curvas de dispersão ficaram muito próximas a partir de 100 GHz, aproximadamente. No caso dos guias CPS, todavia, cujas curvas de n_{ef} foram dadas nas Figuras 35 (a)-(d) e 36, os resultados numéricos sugerem que o acoplamento entre os modos poderia ser fraco, já que suas curvas estão distantes entre si na faixa de frequências analisadas.

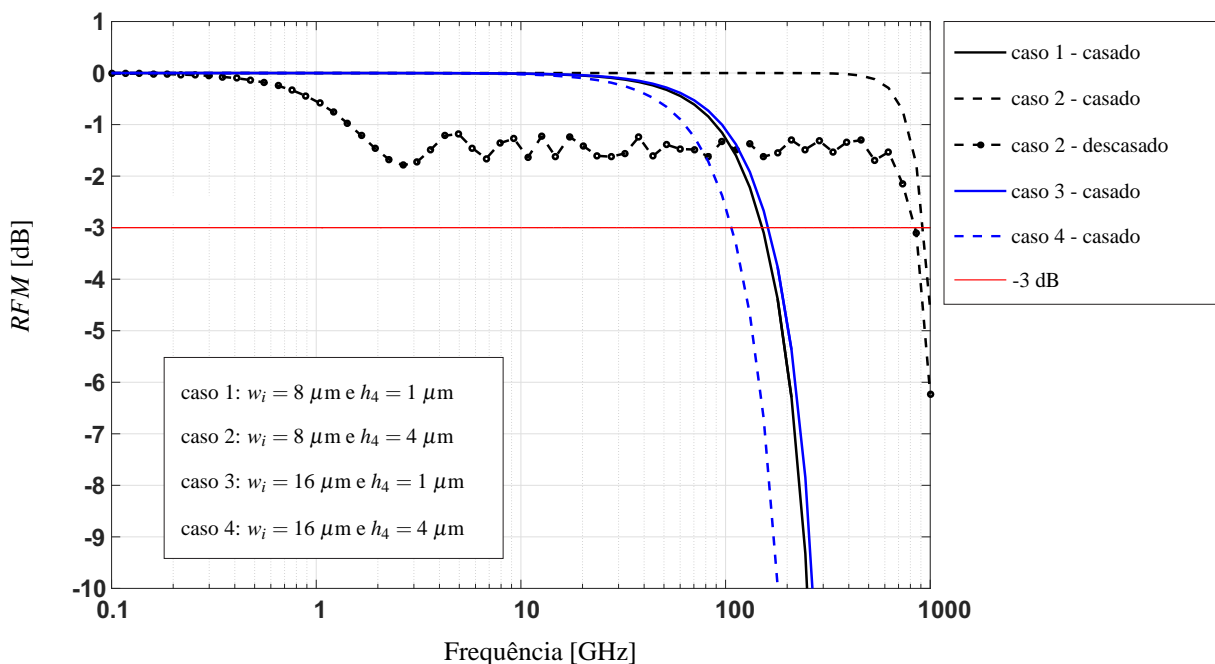
O aprofundamento no estudo sobre acoplamento entre modos não está no escopo deste trabalho. Entretanto, caso se confirme que na faixa considerada não há acoplamento entre os modos fundamental e superior, e sendo possível excitar apenas o modo fundamental dos guia de onda CPS analisados neste texto, poderia-se estender a banda útil de operação para frequências da ordem de 1 THz. Como informado anteriormente, esta faixa de frequências é considerada a próxima fronteira para aplicações em sistemas de comunicação com banda extremamente larga

(JIA *et al.*, 2018).

Desta forma, para fins de exemplo, apresentam-se na Figura 37 as curvas de *RFM*, estendidas até 1 THz, que se obtêm para o modo- π fundamental dos guias CPS para os casos de 1 a 4. Consideram-se que as impedâncias das fontes e cargas sejam iguais a 50Ω e que os guias de onda tenham os comprimentos de L_z que foram obtidos na Tabela 5. Nesta figura, as curvas dos casos 1, 3 e 4, para a situação de descasamento de impedâncias, foram omitidas, uma vez que elas foram totalmente determinadas na Figura 33 (b).

Observam-se na Figura 37 que estes guias de onda podem permitir respostas em frequências de modulação superiores a 100 GHz, caso o modulador opere com apenas o modo- π excitado. As curvas referentes aos casos 1, 3 e 4, com impedâncias casadas, cruzam a linha de -3 dB em 150, 160 e 106 GHz, respectivamente. Como destaque, tem-se o caso 2, o qual suas curvas de *RFM*, para as impedâncias casadas e descasadas, atingem a marca de -3 dB nas frequências de 912 e 843 GHz, respectivamente.

Figura 37 - Curvas estendidas da resposta em frequência de modulação dos moduladores com guias de onda CPS e substratos de LNOI com *buffer-layer* indicados na Tabela 5.



Fonte: Elaboração do autor.

Sendo assim, os guias CPS com substratos de LNOI, cujos tamanhos são da ordem de poucos micrometros, permitem que o modo- π fundamental não seja dispersivo para uma banda larga de frequências, e, caso se excite apenas o modo fundamental, os resultados numéricos sugerem que estes guias podem permitir a confecção de moduladores eletro-ópticos com banda

útil de modulação próximos de 900 GHz.

8 CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS

Este trabalho dedicou-se a aplicar a consagrada técnica de ADE para a análise dos guias de ondas planos em moduladores eletro-ópticos integrados com substratos de LNOI. Estas plataformas, que consistem sobretudo de um filme de LN (TFLN) sobre uma camada de SiO_2 , surgiram de forma promissora para aplicações em circuitos fotônicos integrados, permitindo a fabricação de guias ópticos com boa qualidade de confinamento e guiamento.

Com isso, no decorrer do texto, apresentaram-se os princípios da técnica de ADE, juntamente com a inclusão do método das imagens, e os fundamentos básicos dos moduladores eletro-ópticos associados ao guia de onda.

No julgamento do autor desta Tese, ainda não haviam sido realizadas as análises numéricas de guias de onda planos com substratos de LNOI por meio da técnica de ADE, sendo esta, portanto, a contribuição central desta Tese. Desta forma, a seguir, apresentam-se as conclusões deste trabalho e as perspectivas de continuidade desta linha de pesquisa.

8.1 CONCLUSÕES

Conforme apresentado na fundamentação teórica deste texto, os parâmetros elétricos associados aos guias de onda influenciam diretamente no desempenho do modulador eletro-óptico. Por sua vez, a determinação destas grandezas passam pela obtenção da distribuição de campo eletromagnético no interior destes guias. As expressões que determinam o campo, especialmente para meios anisotrópicos e multicamadas, não são facilmente encontradas na literatura, desta forma, no capítulo 5 deste texto, realizou-se um procedimento analítico para obtenção destas expressões no domínio espectral. Para permitir maior flexibilidade na análise de diversas estruturas, considerou-se uma configuração de guia com quatro camadas, sendo que o ar é o meio da camada acima dos eletrodos e as três camadas restantes abaixo das fitas são o substrato de LNOI. Considerou-se um caso geral onde todos os três meios de substratos podem ser compostos por um material com anisotropia uniaxial e corte-Z, tal como o LiNbO_3 . Além disso, consideraram-se que as fitas metálicas tinham espessuras desprezíveis.

No capítulo 6 a formulação desenvolvida foi testada para diversas estruturas, sendo que os resultados concordaram com alguns casos particulares publicados na literatura. Ressalta-se que o desenvolvimento analítico apresentado é válido para qualquer quantidade de eletrodos distribuídos entre as camadas 1 e 2 da Figura 11, já que a informação sobre a distribuição de fitas está contida nas funções de base das densidades lineares de correntes \tilde{J}_x e \tilde{J}_z . Desta forma, as

expressões obtidas são uma das contribuições desta Tese, e espera-se auxiliar o leitor interessado a aplicá-las para análise de guias de onda planos, não limitando-se apenas a estruturas com substratos de LNOI, desde que esteja enquadrado nos critérios descritos no parágrafo anterior.

Na sequência, no capítulo 7, aplicou-se a formulação desenvolvida para a análise dos guias de ondas em moduladores eletro-ópticos com substratos de LNOI. De forma geral, os resultados das Figuras 22 e 28, indicam que os substratos de LNOI, cujas espessuras são da ordem de poucos micrometros, permitem a confecção de guias de onda pouco dispersivos para uma faixa ampla de frequências. Neste ponto, chama atenção o fato de até mesmo o modo-c do guia CPS não ser dispersivo, já que este modo normalmente está associado a dispersão. Desta forma, o modo-c do CPS analisado também pode ser empregado em aplicações de micro-ondas e de óptica integrada que exigem dispersão reduzida.

Consequentemente, a baixa dispersão destes guias de onda conduz a valores de impedâncias características que são aproximadamente constantes para a banda considerada e que podem ser próximas de 50Ω , conforme se observam nas Figura 23 e 29. Esta característica diminui a complexidade de um eventual projeto de casamento de impedâncias nos acessos dos guias de onda de um modulador operando em banda larga.

A plataforma de LNOI surgiu como resultado dos esforços em direção a miniaturização. Desta forma, nas Tabelas 1 e 4, notam-se que redução das dimensões da caixa metálica pode estender a faixa de frequências de operação monomodo dos guias CPW e CPS analisados. Em especial, destaca-se o guia CPS, o qual, caso seja confeccionado com caixa metálica da ordem de $2 \times 2 \text{ mm}^2$, pode exibir banda monomodo de até 74,88 GHz. Estes resultados representam uma melhora com relação ao guia CPS do modulador *bulk* analisado na seção 6.4, cuja banda monomodo era limitada em 10,59 GHz, apenas.

Com relação ao substrato de LNOI básico, analisado na seção 7.2, observa-se na Tabela 2 que poderia se obter moduladores eletro-ópticos com $V_{g\pi}$ de no máximo 5 V e guias de onda com comprimentos inferiores a 15 mm. Entretanto, conforme informado nas curvas da Γ^N nas Figura 25 (a) e (b), isto é obtido quando os canais ópticos são posicionados abaixo dos eletrodos. Na prática, isto pode gerar problemas de atenuação no modo óptico devido ao contato da luz com o metal. Caso se posicione os canais em locais que estão fora da região de eletrodos, os resultados da Tabela 3 mostram que seriam necessários aumentos consideráveis no comprimento L_z dos guias de onda para manter as tensões máximas das fontes em 5 V. Como resultado, tem-se a diminuição das respostas em frequência de modulação, conforme apresentado na Figura 26.

Sendo assim, na seção 7.3 considerou-se um procedimento que é largamente empregado em óptica integrada, o qual consiste em adicionar uma camada de *buffer-layer* de SiO_2 entre os eletrodos e o substrato. Com isto, além de evitar o contato da luz com o metal, puderam-se obter melhor equalização entre as velocidades de propagação dos modos ópticos e elétrico,

obtendo-se na Figura 28, inclusive, resultados de n_{ef} muito próximos do índice de refração efetivo percebido pelo modo óptico considerado.

Desta forma, os resultados numéricos da Tabela 5 indicam que podem-se obter moduladores eletro-ópticos com $V_{g\pi}$ de até 5 V e guias de ondas de comprimentos inferiores aos da maioria dos dispositivos comerciais *bulk* à base de LN, que tipicamente são em torno de 50-150 mm. Além disso, notam-se nas Figuras 33 (a) e (b) que a diminuição dos valores de n_{ef} resultam na ampliação das respostas em frequência de modulação dos modos fundamentais dos guias de onda, o que pode tornar toda a faixa de operação monomodo útil para modulação eletro-óptica.

Por fim, os resultados numéricos, exibidos nas Figuras 35 (a)-(d) e 36, mostram que o modo- π fundamental dos guias CPS analisados podem ser pouco dispersivos para uma banda muito elevada de frequências, da ordem de 1 THz. Nos gráficos de dispersão obtidos neste trabalho para o CPS não foram encontradas as curvas que tipicamente estão associadas à transição modal, que geralmente estão presentes nos guias de onda com dimensões de óptica integrada. Desta forma, caso pesquisas futuras confirmem que não há acoplamento entre os modos fundamental e superiores, e garanta-se o estabelecimento de somente o modo fundamental no guia, os resultados obtidos neste trabalho podem sugerir que a banda útil de operação do CPS pode ser estendida para frequências próximas de 1 THz. Com isso, poderia-se obter moduladores eletro-ópticos com respostas em frequência de modulação próximas a 900 GHz, conforme apresentado na Figura 37. As frequências superiores a 300 GHz formam a banda chamada de terahertz, que é considerada a próxima fronteira para aplicações em sistemas de comunicação com banda extremamente larga.

Com isso, espera-se que os resultados desta Tese possam auxiliar no projeto e análise de guias de onda planos para as diversas aplicações em micro-ondas e óptica integrada, especialmente, quando relacionadas a plataforma de LNOI.

8.2 PESQUISAS FUTURAS

Para trabalhos futuros, sugere-se utilizar os resultados desta Tese para o desenvolvimento de algoritmos de otimização que busquem configurações de estruturas que atendam diversos requisitos de projeto, como casamento de impedâncias, resposta em frequência de modulação ou $V_{g\pi}$.

Sugere-se, ainda, o aprofundamento no estudo sobre o acoplamento entre os modos fundamental e superior nos guias CPS com substratos de LNOI, uma vez que os resultados numéricos apresentaram possibilidades de se operar com o modo- π para frequências próximas a 1 THz.

Por fim, um outro caminho em potencial é a análise de guias com substrato de LNOI cuja

camada de TFLN seja de corte-X. Desta forma, poderiam-se posicionar os canais ópticos entre os eletrodos e utilizar a componente de campo E_x para o cálculo do fator de superposição dos moduladores. Com isso, evitaria-se a necessidade da camada de *buffer-layer* o que pode resultar em valores menores de $V_{g\pi}L_z$ e, conseqüentemente, em guias onda de comprimentos ainda mais reduzidos.

REFERÊNCIAS

- AMIN, R.; GEORGE, J. K.; SUN, S.; Ferreira De Lima, T.; TAIT, A. N.; KHURGIN, J. B.; MISCUGLIO, M.; SHASTRI, B. J.; PRUCNAL, P. R.; EL-GHAZAWI, T.; SORGER, V. J. ITO-based electro-absorption modulator for photonic neural activation function. *APL Materials*, Melville, v. 7, n. 8, p. 0–11, 2019.
- AMIN, R.; MAITI, R.; CARFANO, C.; MA, Z.; TAHERSIMA, M. H.; LILACH, Y.; RATNAYAKE, D.; DALIR, H.; SORGER, V. J. 0.52 μ m ITO-based Mach-Zehnder modulator in silicon photonics. *APL Photonics*, Melville, v. 3, n. 12, p. 1–15, 2018.
- BAZZAN, M.; SADA, C. Optical waveguides in lithium niobate: Recent developments and applications. *Applied Physics Reviews*, Melville, v. 2, n. 4, 2015.
- BIANCO, B.; PANINI, L.; PARODI, M.; RIDELLA, S. Some considerations about the frequency dependence of the characteristic impedance of uniform microstrips. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 26, n. 3, p. 182–185, 1978.
- BOES, A.; CORCORAN, B.; CHANG, L.; BOWERS, J.; MITCHELL, A. Status and potential of lithium niobate on insulator (LNOI) for Photonic Integrated Circuits. *Laser and Photonics Reviews*, Weinheim, v. 12, n. 4, p. 1–19, 2018.
- BOYNTON, N.; CAI, H.; GEHL, M.; ARTERBURN, S.; DALLO, C.; POMERENE, A.; STARBUCK, A.; HOOD, D.; TROTTER, D. C.; FRIEDMANN, T.; DEROSE, C. T.; LENTINE, A. A heterogeneously integrated silicon photonic/lithium niobate travelling wave electro-optic modulator. *Optics Express*, Washington, v. 28, n. 2, p. 1868, 2020.
- BREWS, J. Characteristic impedance of microstrip lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 35, n. 1, p. 30–34, 1987.
- CAI, L.; KONG, R.; WANG, Y.; HU, H. Channel waveguides and y-junctions in x-cut single-crystal lithium niobate thin film. *Optics Express*, Washington, v. 23, n. 22, p. 29211, 2015.
- CAI, L.; WANG, Y.; HU, H. Low-loss waveguides in a single-crystal lithium niobate thin film. *Optics Letters*, Washington, v. 40, n. 13, p. 3013, 2015.
- COLLIN, R. E. *Field theory and guided waves*. 2. ed. New York: IEEE Press, 1992.
- COLLIN, R. E. *Foundations for microwave engineering*. 2. ed. New York: Wiley-IEEE Press, 2001.
- DING, Y.; ZHU, X.; XIAO, S.; HU, H.; FRANDBSEN, L. H.; MORTENSEN, N. A.; YVIND, K. Effective electro-optical modulation with high extinction ratio by a graphene-silicon microring resonator. *Nano Letters*, Washington, v. 15, n. 7, p. 4393–4400, 2015.
- DRAPER, N. R.; SMITH, H. *Applied regression analysis*. New York: John Wiley & Sons,

1981. 709 p.

FATHPOUR, S. Emerging heterogeneous integrated photonic platforms on silicon. *Nanophotonics*, Berlin, v. 4, n. 1, p. 143–164, 2015.

FUSTE, J. A. I. Analytical tool for the design and optimisation of high-speed lithium niobate thin-film Mach-Zehnder modulator. *IET Optoelectronics*, Stevenage, v. 9, n. 6, p. 307–309, 2015.

GANGULY, A.; KROWNE, C. Characteristics of microstrip transmission lines with high-dielectric-constant substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 39, n. 8, p. 1329–1337, 1991.

GUPTA, K. C.; GARG, R.; BAHL, I.; BHARTIA, P. *Microstrip lines and slotlines*. 2. ed. London: Artech House, 1996. 535 p.

HE, M.; XU, M.; REN, Y.; JIAN, J.; RUAN, Z.; XU, Y.; GAO, S.; SUN, S.; WEN, X.; ZHOU, L.; LIU, L.; GUO, C.; CHEN, H.; YU, S.; LIU, L.; CAI, X. High-performance hybrid silicon and lithium niobate Mach-Zehnder modulators for 100 Gbit s⁻¹ and beyond. *Nature Photonics*, London, v. 13, n. 5, p. 359–364, 2019.

HONARDOOST, A.; SAFIAN, R.; RAO, A.; FATHPOUR, S. High-speed modeling of ultracompact electrooptic modulators. *Journal of Lightwave Technology*, New York, v. 36, n. 24, p. 5893–5902, 2018.

ITOH, T. Spectral domain immittance approach for dispersion characteristics of generalized printed transmission lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 28, n. 7, p. 733–736, 1980.

ITOH, T. *Numerical techniques for microwave and millimeter-wave passive structures*. New York: John Wiley & Sons, 1989. 707 p.

ITOH, T.; MITTRA, R. Spectral-domain approach for calculating the dispersion characteristics of microstrip lines). *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 21, n. 7, p. 496–499, 1973.

ITOH, T.; MITTRA, R. A technique for computing dispersion characteristics of shielded microstrip lines. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 22, n. 10, p. 896–898, 1974.

JANNER, D.; TULLI, D.; GARCÍA-GRANDA, M.; BELMONTE, M.; PRUNERI, V. Micro-structured integrated electro-optic LiNbO₃ modulators. *Laser and Photonics Reviews*, Weinheim, v. 3, n. 3, p. 301–313, 2009.

JANSEN, R. High-speed computation of single and coupled microstrip parameters including dispersion, high-order modes, loss and finite strip thickness. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 26, n. 2, p. 75–82, 1978.

JI, L.; ZHANG, D.; XU, Y.; GAO, Y.; WU, C.; WANG, X.; LI, Z.; SUN, X. Design of an electro-absorption modulator based on graphene-on-silicon slot waveguide. *IEEE Photonics Journal*, Piscataway, v. 11, n. 3, p. 1–11, 2019.

JIA, S.; PANG, X.; OZOLINS, O.; YU, X.; HU, H.; YU, J.; GUAN, P.; Da Ros, F.; POPOV, S.; JACOBSEN, G.; GALILI, M.; MORIOKA, T.; ZIBAR, D.; OXENLOWE, L. K. 0.4 THz photonic-wireless link with 106 Gb/s single channel Bitrate. *Journal of Lightwave Technology*, New York, v. 36, n. 2, p. 610–616, 2018.

KAMRA, V.; DREHER, A. Full-wave equivalent circuit for the analysis of multilayered microwave structures with anisotropic layers. *Electronics Letters*, London, v. 54, n. 3, p. 153–155, 2018.

KAWANO, K.; KITOH, T.; JUMONJI, H.; NOZAWA, T.; YANAGIBASHI, M.; SUZUKI, T. Spectral-domain analysis of coplanar waveguide traveling-wave electrodes and their applications to Ti:LiNbO₃ Mach-Zehnder optical modulators. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 39, n. 9, p. 1595–1601, 1991.

KIENINGER, C.; KUTUVANTAVIDA, Y.; ELDER, D. L.; WOLF, S.; ZWICKEL, H.; BLAICHER, M.; KEMAL, J. N.; LAUERMANN, M.; RANDEL, S.; FREUDE, W.; DALTON, L. R.; KOOS, C. Ultra-high electro-optic activity demonstrated in a silicon-organic hybrid modulator. *Optica*, London, v. 5, n. 6, p. 739, 2018.

KIM, C. M.; RAMASWAMY, R. V. Overlap integral factors in integrated optic modulators and switches. *Journal of Lightwave Technology*, New York, v. 7, n. 7, p. 1063–1070, 1989.

KITANO, C. *Aplicação da abordagem de domínio espectral para análise de moduladores eletroópticos integrados*. 2001. 397 f. Tese (Doutorado) - Instituto Tecnológico de Aeronáutica, São José dos Campos, 2001.

KITAZAWA, T.; HAYASHI, Y. Propagation characteristics of striplines with multilayered anisotropic media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 31, n. 6, p. 429–433, 1983.

KITAZAWA, T.; POLIFKO, D.; OGAWA, H. Analysis of CPW for LiNbO₃ optical modulator by extended spectral-domain approach. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Piscataway, v. 2, n. 8, p. 313–315, 1992.

KITAZAWA, T.; POLIFKO, D.; OGAWA, H. Analysis of LiNbO₃ optical modulator using coplanar-type electrodes. In: IEEE MTT-S INTERNATIONAL MICROWAVE SYMPOSIUM DIGEST, 1993, [S.l.]. *Proceedings of the [...]*. [S.l.]: IEEE, 1993. p. 213–216.

LACOUR, F.; COURJAL, N.; BERNAL, M. P.; SABAC, A.; BAINIER, C.; SPAJER, M. Nanostructuring lithium niobate substrates by focused ion beam milling. *Optical Materials*, Amsterdam, v. 27, n. 8, p. 1421–1425, 2005.

LUCIDO, M. A new high-efficient spectral-domain analysis of single and multiple coupled microstrip lines in planarly layered media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 60, n. 7, p. 2025–2034, 2012.

MARQUES, R.; HORNO, M. On the spectral dyadic Green's function for stratified linear media: application to multilayer MIC lines with anisotropic dielectrics. *IEE Proceedings H: Microwaves, Antennas and Propagation*, Piscataway, v. 134, n. 3, p. 241–248, 1987.

MCKINZIE, W.; ALEXOPOULOS, N. Leakage losses for the dominant mode of conductor-backed coplanar waveguide. *IEEE Microwave and Guided Wave Letters*, Piscataway, v. 2, n. 2, p. 65–66, 1992.

- MENEZES, J. P. C. *Desenvolvimento de algoritmos numéricos e interface gráfica aplicados à análise de guias de ondas planos através da abordagem de domínio espectral*. 2020. 168 f. Tese (Doutorado) — Faculdade de Engenharia Elétrica de Ilha Solteira - Universidade Estadual Paulista, 2020. Disponível em: <https://repositorio.unesp.br/handle/11449/192344>. Acesso em: 20 out. 2020.
- MERCANTE, A. J.; SHI, S.; YAO, P.; XIE, L.; WEIKLE, R. M.; PRATHER, D. W. Thin film lithium niobate electro-optic modulator with terahertz operating bandwidth. *Optics Express*, Washington, v. 26, n. 11, p. 14810, 2018.
- MERCANTE, A. J.; YAO, P.; SHI, S.; SCHNEIDER, G.; MURAKOWSKI, J.; PRATHER, D. W. 110 GHz CMOS compatible thin film LiNbO₃ modulator on silicon. *Optics Express*, Washington, v. 24, n. 14, p. 15590, 2016.
- MIRSHEKAR-SYAHKAL, D.; DANNEEL, J. Criteria for single mode operation of packaged coplanar waveguide circuits. *IEE Colloquium (Digest)*, New York, n. 92, p. 8–11, 1994.
- NAGATA, H.; MITSUGI, N.; ICHIKAWA, J.; MINOWA, J. Materials reliability for high-speed lithium niobate modulators. *Optoelectronic Integrated Circuits*, [S.l.], v. 3006, p. 301, 1997.
- NANOLN. *Moduladores de niobato de lítio*. 2020. Disponível em: https://www.nanoln.com/PRODUCTS_128978.html#comp-maeh1ti8. Acesso em: 03 jul. 2020.
- OUYANG, B.; HAVERDINGS, M.; HORSTEN, R.; KRUIDHOF, M.; KAT, P.; CARO, J. Integrated photonics interferometric interrogator for a ring-resonator ultrasound sensor. *Optics Express*, Washington, v. 27, n. 16, p. 23408, 2019.
- POBERAJ, G.; HU, H.; SOHLER, W.; GÜNTNER, P. Lithium niobate on insulator (LNOI) for micro-photonics devices. *Laser and Photonics Reviews*, Weinheim, v. 6, n. 4, p. 488–503, 2012.
- POLYCARPOU, A. C.; LYONS, M. R.; BALANIS, C. A. Finite element analysis of MMIC waveguide structures with anisotropic substrates. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 44, n. 10, p. 1650–1663, 1996.
- RAILTON, C.; MCGEEHAN, J. A rigorous and computationally efficient analysis of microstrip for use as an electro-optic modulator. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 37, n. 7, p. 1099–1104, 1989.
- RAO, A.; FATHPOUR, S. Compact lithium niobate electrooptic modulators. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Piscataway, v. 24, n. 4, 2018.
- RAO, A.; PATIL, A.; RABIEI, P.; HONARDOOST, A.; DESALVO, R.; PAOLELLA, A.; FATHPOUR, S. High-performance and linear thin-film lithium niobate Mach–Zehnder modulators on silicon up to 50 GHz. *Optics Letters*, Washington, v. 41, n. 24, p. 5700, 2016.
- REN, T.; ZHANG, M.; WANG, C.; SHAO, L.; REIMER, C.; ZHANG, Y.; KING, O.; ESMAN, R.; CULLEN, T.; LONCAR, M. An integrated low-voltage broadband lithium niobate phase modulator. *IEEE Photonics Technology Letters*, Piscataway, v. 31, n. 11, p. 889–892, 2019.

- SADIKU, M. N. O. *Elements of electromagnetics*. 4. ed. New York: Oxford University Press, 2007. 818 p.
- SATO, H.; MIURA, H.; QIU, F.; SPRING, A. M.; KASHINO, T.; KIKUCHI, T.; OZAWA, M.; NAWATA, H.; ODOI, K.; YOKOYAMA, S. Low driving voltage Mach-Zehnder interference modulator constructed from an electro-optic polymer on ultra-thin silicon with a broadband operation. *Optics Express*, Washington, v. 25, n. 2, p. 768, 2017.
- SOUZA, R. H.; COUTINHO, O. L.; OLIVEIRA, J. E. B.; FERREIRA, A. A.; RIBEIRO, J. A. J. An analytical solution for fiber optic links with photonic-assisted millimeter wave upconversion due to MZM nonlinearities. *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications*, São Caetano do Sul, v. 16, n. 1, p. 237–258, 2017.
- SUCHOSKI, P.; RAMASWAMY, R. Minimum-mode-size low-loss Ti: LiNbO₃ channel waveguides for efficient modulator operation at 1.3 μm . *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Piscataway, v. 23, n. 10, p. 1673–1679, 1987.
- THORLABS. *Moduladores de niobato de lítio*. 2020. Disponível em: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=3918. Acesso em: 11 jun. 2020.
- TRIPATHI, V. Asymmetric coupled transmission lines in an inhomogeneous medium. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Piscataway, v. 23, n. 9, p. 734–739, 1975.
- WANG, C.; ZHANG, M.; CHEN, X.; BERTRAND, M.; SHAMS-ANSARI, A.; CHANDRASEKHAR, S.; WINZER, P.; LONČAR, M. Integrated lithium niobate electro-optic modulators operating at CMOS-compatible voltages. *Nature*, London, v. 562, n. 7725, p. 101–104, 2018.
- WANG, C.; ZHANG, M.; STERN, B.; LIPSON, M.; LONČAR, M. Nanophotonic lithium niobate electro-optic modulators. *Optics Express*, Washington, v. 26, n. 2, p. 1547, 2018.
- WEIGEL, P. O.; SAVANIER, M.; DEROSE, C. T.; POMERENE, A. T.; STARBUCK, A. L.; LENTINE, A. L.; STENGER, V.; MOOKHERJEA, S. Lightwave circuits in lithium niobate through hybrid waveguides with silicon photonics. *Scientific Reports*, Nature Publishing Group, London, v. 6, n. 22301, p. 1–9, 2016.
- WOOTEN, E.; KISSA, K.; YI-YAN, A.; MURPHY, E.; LAFAW, D.; HALLEMEIER, P.; MAACK, D.; ATTANASIO, D.; FRITZ, D.; MCBRIEN, G.; BOSSI, D. A review of lithium niobate modulators for fiber-optic communications systems. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Piscataway, v. 6, n. 1, p. 69–82, 2000.
- YARIV, A.; YEH, P. *Optical waves in crystals: propagation and control of laser radiation*. New York: John Wiley and Sons, 1984. 589 p.