ANÁLISE DE UMA ESTRUTURA DE MÚLTIPLAS CAMADAS RECONFIGURÁVEL E SINTONIZÁVEL PARA OPERAÇÃO COMO MODULADOR/POLARIZADOR COMPATÍVEL COM TECNOLOGIA CMOS

Renan Silva Santos

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Instrumentação e Óptica Aplicada, do Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca, CEFET/RJ, e da Universidade Federal Fluminense, UFF, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Instrumentação e Óptica Aplicada

Orientador(a): Drª Maria Aparecida G. Martinez

Rio de Janeiro
Maio de 2020

ANÁLISE DE UMA ESTRUTURA DE MÚLTIPLAS CAMADAS RECONFIGURÁVEL E SINTONIZÁVEL PARA OPERAÇÃO COMO MODULADOR/POLARIZADOR COMPATÍVEL COM TECNOLOGIA CMOS

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Instrumentação e Óptica Aplicada, do Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca, CEFET/RJ, e da Universidade Federal Fluminense, UFF, como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Doutor em Instrumentação e Óptica Aplicada

Renan Silva Santos

Banca Examinadora:

_____

Presidente, Drª. Maria Aparecida Gonçalves Martinez (CEFET/RJ) (orientador)

_____

Drª. Maria José Pontes (UFES)

_____

Dr. Christiano José Santiago de Matos (MACKENZIE)

_____

Dr. Hypólito José Kalinowski (UFF)

_____

Drª. Maria Thereza Miranda Rocco Giraldi (IME)

Rio de Janeiro
Maio de 2020

Ficha catalográfica elaborada pela Biblioteca Central do CEFET/RJ

S237 Santos, Renan Silva
Análise de uma estrutura de múltiplas camadas reconfigurável e sintonizável para operação como modulador/polarizador compatível com tecnologia CMOS / Renan Silva Santos—2020.
109f.: il. Color. , enc.

Tese (Doutorado) Centro Federal de Educação Tecnológica Celso Suckow da Fonseca , 2020.
Bibliografia : f. 102-106
Orientadora: Maria Aparecida G. Martinez

1. Circuitos integrados digitais. 2. Moduladores (Eletrônicos) 3. Semicondutores de óxidos metálicos. 4. Circuitos eletrônicos. 5. Dispositivos de armazenamento semicondutor I. Martinez, Maria Aparecida G. (Orient.). II. Título.

CDD 621.3815

Elaborada pela bibliotecária Tania Mello – CRB/7 nº 5507/04

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, cuja ajuda e proteção nesse período permitiram a conclusão deste trabalho.

Aos meus pais, por todo o apoio e investimento, não só financeiro, mas do seu tempo, carinho e amor, sem os quais não teria chegado até aqui.

À minha orientadora, Cida, por ter confiado em minha capacidade desde o início, talvez até mais do que eu próprio, e pela condução com maestria da execução deste trabalho, sempre com as portas, ouvidos e coração abertos.

À Dayanni, meu amor, pela compreensão de todos os sacrifícios necessários durante estes longos anos.

Ao Douglas Fonseca, cuja contribuição mais importante com este trabalho, além das horas de discussões, programação e simulações, foi com a sua sincera amizade.

À Juliana Casimiro, por todo auxílio profissional e por ter me feito acreditar que eu era capaz.

A todo o corpo docente do PPGIO pelos conhecimentos transmitidos ao longo das disciplinas.

Aos funcionários da secretaria da DIPPG, por seu auxílio sempre solícito na solução de problemas burocráticos.

Aos membros da banca, por disponibilizarem seu precioso tempo para contribuir com este trabalho.

Por último, mas não menos importante, a todos os amigos que de alguma forma contribuíram para que este momento fosse possível, os quais não cito individualmente de modo a não cometer a terrível injustiça de esquecer algum nome.

RESUMO

A crescente demanda por sistemas óticos de alta capacidade, bem como a necessidade de miniaturização dos dispositivos levou a um crescente interesse nos últimos anos acerca dos dispositivos óticos integrados. Neste contexto, a presente tese tem por objetivo apresentar uma proposta de estrutura versátil, compatível com o processo de fabricação CMOS e de fotônica em silício empregando grafeno, capaz de operar como modulador por eletroabsorção e polarizador passa-TE nos comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm, dependendo do potencial químico aplicado ao grafeno. Ao longo do trabalho são apresentados conceitos acerca de guias de onda de múltiplas camadas com e sem perdas e envolvendo filmes metálicos. Neste contexto, são discutidos efeitos presentes neste tipo de estrutura e suas condições de aparecimento, como LMR (*Lossy Mode Resonance*) e SPR (*Surface Plasmon Resonance*). Ainda, são discutidas as propriedades elétricas e óticas do grafeno e sua modelagem como um material isotrópico ou anisotrópico. Estes conceitos são utilizados na análise de uma estrutura de múltiplas camadas empregando grafeno e que tem suas dimensões otimizadas para atuar simultaneamente como modulador e polarizador passa-TE nos comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm. Na operação como modulador foram obtidas figuras de mérito (ER/IL – Razão de extinção/Perda de inserção) da ordem de 30 (para 1310 nm, no modo TE). Para o polarizador passa-TE, foi possível obter uma figura de mérito maior do que 40 (para 1310 nm). Por fim, a estrutura foi dimensionada de modo a obter uma estrutura única para operação nos dois modos (modulador e polarizador) simultaneamente. Ao variar-se a espessura do núcleo da estrutura de modo a otimizar o funcionamento da mesma, foi possível obter figuras de mérito maiores do que 20 para a estrutura única, com uma penalidade máxima inferior a 10% quando comparada com os casos das estruturas otimizadas para operação individual como polarizador passa-TE ou modulador.

Palavras-chave: ótica integrada. fotônica empregando silício. grafeno. moduladores óticos. polarizadores

ABSTRACT

The growing need for high capacity optical systems, as well as the need to miniaturize the devices, has led to an increasing interest on the field of integrated photonic devices. In this context, the present thesis aims to present a proposal for a versatile, CMOS-compatible, silicon photonics structure using graphene, which is capable of operating as an electroabsorption modulator and a TE-pass polarizer at 1310 and 1550 nm wavelengths, depending on the chemical potential applied to graphene. Along the work, concepts about multilayer waveguides with and without losses and with metallic thin films are presented. In this context, effects that appear in this kind of structure, such as LMR (*Lossy Mode Resonance*) and SPR (*Surface Plasmon Resonance*) and the conditions for its appearing are discussed. In addition, graphene electrical and optical properties and its modelling as an isotropic or anisotropic material are discussed. These concepts are brought together and used to analyze a multiplayer waveguide structure using graphene and that has its dimensions optimized to operate as a modulator and a TE-pass polarizer at the 1310 and 1550 nm wavelengths simultaneously. In the operation as a modulator, it was possible to obtain a figure of merit (ER/IL – Extinction Ratio/Insertion Loss) of the order of 30 (1310 nm wavelength, TE mode). For the TE-pass polarizer it was possible to obtain figures of merit higher than 40 (at 1310 nm wavelength). Lastly, the dimension of the structure was tinkered with in order to design a single structure for operation at both modes simultaneously. By varying the silicon core thickness, it is possible to attain figures of merit higher than 20 for the single structure, with a maximum penalty lower than 10% when compared to the structures individually optimized for operation as TE-pass polarizer or modulator.

Keywords: integrated photonics. silicon photonics. graphene. optical modulators. polarizers

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CMOS	*Complementary Metal Oxide Semiconductor*
TE	*Transversal Elétrico*
LMR	*Lossy Mode Resonance*
SPR	*Surface Plasmon Resonance*
ER	*Extinction Ratio*
IL	*Insertion Loss*
EDFA	*Erbium Doped fiber Amplifier*
VPE	*Vapor Phase Epitaxy*
PIC	*Photonic Integrated Circuit*
TM	*Transversal Magético*
SOI	*Silicon On Insulator*
SPP	*Surface Plasmon Polariton*
RLE	*Resonant Layer Effect*
FOM	*Figure of Merit*
MMI	*Multimode Interference*

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Crescimento da capacidade de sistemas de comunicação óticos na segunda metade do século XX. Fonte: RICHARDSON; FINI; NELSON, 2013. 14

Figura 1.2: Evolução na complexidade dos dispositivos óticos integrados ao longo do tempo, desde o artigo de Miller (MILLER, 1969). Fonte: NAGARAJAN, 2015. 17

Figura 1.3: Projeção para o mercado *de Silicon Photonics* até 2024. Fonte: JEPPIX, 2015 21

Figura 2.1: Estrutura do guia de ondas de múltiplas camadas. Fonte: o autor 27

Figura 2.2: Guia de 6 camadas com perdas apresentado em (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992). Adaptado pelo autor 38

Figura 2.3: Estruturas com guia onda revestidos por camadas semicondutoras com perdas. Fonte: adaptado de (CARSON; BATCHMAN 1984) pelo autor 39

Figura 2.4; Perdas (dB/cm) para o modo TE_0 da estrutura (ar-Si-dielétrico-substrato), em linha preta e curva de dispersão de uma estrutura equivalente de três camadas (ar-Si-dielétrico), em vermelho. As linhas azuis verticais representam as espessuras para as quais novos modos passam a ser suportados na estrutura de 3 camadas, fazendo uma maior perda ser percebida na estrutura de 4 camadas. Resultado obtido utilizando o código WAVE6. Fonte: o autor 40

Figura 2.5: Estruturas com guia de onda revestido por camada metálica. λ = 633nm. Adaptado de (KAMINOW; MAMMEL; WEBER, 1974) pelo autor. 41

Figura 2.6: Parte real do índice efetivo relativo a valor do índice do superstrato (ar) em função do produto kd, onde k é o número de onda no vácuo e d a espessura da camada guia. Resultado obtido utilizando o código WAVE6. Fonte: o autor 42

Figura 2.7: Parte imaginária do índice efetivo em função do produto kd, onde k é o número de onda no vácuo e d a espessura da camada guia. Resultado obtido utilizando o código WAVE6. Fonte: o autor 43

Figura 2.8: Módulo quadrado do campo no guia apresentado na figura 2.5 obtido pelo WAVE6, para o modo TE. Fonte: o autor 44

Figura 2.9: Módulo quadrado do campo no guia apresentado na figura 2.5 obtido pelo WAVE6, para o modo TM. Fonte: o autor 45

Figura 2.10: Permissividade relativa da prata em função da frequência. Inset: valor absoluto da permissividade relativa da prata em função da frequência. Fonte: o autor 47

Figura 2.11: Parte real (a) e imaginária (b) da constante de propagação de um plasmon de superfície em interfaces prata-dielétrico. Fonte: o autor 48

Figura 2.12: Comprimento de propagação em função da energia do fóton para um plasmon em interfaces Ag-Ar e Ag-SiO_2. Fonte: o autor 49

Figura 2.13: Comprimento de decaimento em função da energia para um plasmon em interfaces Ag-Ar e Ag-SiO_2 51

Figura 3.1: Diagrama de bandas de energia para o grafeno: (a) transições interbanda; (b) transições intrabanda; (c) não absorção. Fonte: o autor 54

Figura 3.2: Condutividade do grafeno em função da energia do fóton. Os valores dos parâmetros utilizados são $T = 300K$ e $\hbar\Gamma = 5\,meV$. Fonte: o autor. 56

Figura 3.3: Permissividade relativa complexa do grafeno, ε_g, em função do potencial químico, μ_c . Valores de $\delta_g = 0{,}34nm$, e $\hbar\omega \approx 0{,}8eV$ ($\lambda \approx 1550\,nm$). 58

Figura 3.4: Índice de refração do grafeno em função da energia do fóton para os valores de potencial químico de 0,400 eV (quadrados), 0,492 eV (círculos) e 0,600 eV (triângulos). Linhas cheias correspondem à parte real do índice de refração e linhas tracejadas à parte imaginária. Fonte: o autor 60

Figura 3.5: estrutura apresentada em (CHANG; CHIANG, 2016) e utilizada para validação do WAVE6_ANI com o grafeno sendo considerado anisotrópico. Fonte: adaptado de (CHANG; CHIANG, 2016) pelo autor 63

Figura 3.6: Parte real (a) e imaginária (b) do índice efetivo para a estrutura, de acordo com (MAURYA et al, 2014) e com o WAVE6. Fonte: o autor 66

Figura 3.7: Estrutura do polarizador passa-TE apresentado em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018). Fonte: adaptado de (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) pelo autor 67

Figura 3.8: Índice efetivo da estrutura apresentada em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) em função da energia do fóton, para os modos TE e TM, nos três valores de potencial químico analisados. Linha cheia corresponde ao modo TM e linha tracejada ao modo TE. Fonte: o autor 68

Figura 3.9: Perdas, em dB/cm da estrutura apresentada em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018), para os modos TE e TM, nos três valores de potencial químico analisados. Perdas para o modo TM são mostradas em linha cheia e para o modo TE em linha tracejada. Fonte: adaptado de (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) pelo autor 69

Figura 4.1: Estrutura do guia de múltiplas camadas, com as espessuras e valores do índice de refração no comprimento de onda de 1550 nm. Fonte: o autor 71

Figura 4.2: Perdas da estrutura (em dB/μm) entre os comprimentos de onda 0.8 e 1.8 μm, e correspondente valor em eV, para os modos TE_0 (linhas sólidas) e TM_0 (linhas tracejadas), para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor 72

Figura 4.3: Valor absoluto da permissividade do grafeno entre os comprimentos de onda de 0,8 e 1,8 μm, e correspondente valor em eV, para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor 74

Figura 4.4: Valor do índice de refração do grafeno entre os comprimentos de onda de 0,8 e 1,8 μm, e correspondente valor em eV, para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor 75

Figura 4.5: Valor do coeficiente de extinção do grafeno entre os comprimentos de onda de 0,8 e 1,8 μm, e correspondente valor em eV, para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor 76

Figura 4.6: Coeficiente de absorção em função da espessura do guia de silício para os modos TE (linha cheia) e TM (linha tracejada). λ = 1310 nm e λ = 1510 nm. Fonte: o autor 77

Figura 4.7: Figura de mérito em função da espessura do núcleo de silício. λ = 1310 nm e λ = 1510 nm. Fonte: o autor 78

Figura 4.8: Coeficiente de absorção normalizado em função da espessura do núcleo de silício e do potencial químico, λ = 1310 nm. (a) Modo TE; (b) Modo TM. Fonte: o autor 81

Figura 4.9: Coeficiente de absorção normalizado em função da espessura do núcleo de silício e do potencial químico, λ = 1550 nm. (a) Modo TE; (b) Modo TM. Fonte: o autor 82

Figura 4.10: Coeficiente de absorção normalizado em função do potencial químico, para o modo TE, para três valores de espessura da camada de guia de onda, nos comprimentos de onda de λ = 1310 nm e λ = 1550 nm. Fonte: o autor 83

Figura 4.11: Coeficiente de absorção normalizado em função do potencial químico, para o modo TE e o modo TM, para três valores de espessura da camada de guia de onda, no comprimento de onda de λ = 1310 nm. Fonte: o autor 84

Figura 4.12: Perda em função do comprimento de onda, na faixa entre 1,1 e 1,8 μm para os modos TE e TM fundamentais da estrutura da figura 4.2, obtidos pelo WAVE6 e o BeamLab. μ_c = 0,492 eV. Fonte: o autor 88

Figura 4.13: (a) Distribuição de campo para o modo TE em z = 0; (b) Distribuição de campo para o modo TE em z = 0,1 mm; (c) Intensidade da luz ao longo do guia para o modo TE. Fonte: o autor 90

Figura 4.14: (a) Distribuição de campo para o modo TM em z = 0; (b) Distribuição de campo para o modo TM em z = 0,1 mm; (c) Intensidade da luz ao longo do guia para o modo TM. Fonte: o autor 92

Figura 4.15: Perdas da estrutura (em dB/μm) entre os comprimentos de onda 0.8 e 1.8 μm, e correspondente valor em eV, para os modos TE_0 (linhas sólidas) e TM_0 (linhas tracejadas), para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV, considerando-se o grafeno como um material anisotrópico. Fonte: o autor 94

LISTA DE TABELAS

Tabela 1.1: Dispositivos óticos integrados ao longo dos anos, com número de componentes e autores. Adaptado de (SMIT et al, 2014) pelo autor 19

Tabela 2.1: Valores do índice efetivo obtidos em (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992) e com o código WAVE6. 38

Tabela 2.2: Comparativo entre dispositivos LMR e SPR, adaptada de (PALIWAL; JOHN, 2015) 52

Tabela 3.1: Comparativo entre os resultados de (CHANG; CHIANG, 2016) e os obtidos pelo WAVE6_ANI 63

Tabela 3.2: Estrutura empregando grafeno apresentada em (MAURYA et al, 2014). L é o número de camadas de grafeno. 65

Tabela 4.1: Síntese dos valores de ER e IL, considerando-se o funcionamento como polarizador, para a estrutura proposta nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm 79

Tabela 4.2: Síntese dos valores de ER, IL e FOM, considerando-se o funcionamento como modulador, para a estrutura proposta para o modo TE e TM nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm. 85

Tabela 4.3: Resumo dos modos de operação da estrutura de acordo com a faixa de potencial químico, para diferentes comprimentos de onda. 86

Tabela 4.4: Síntese dos valores de ER e IL, para os dois modos de funcionamento da estrutura proposta, nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm. 87

Tabela 4.5: Síntese das figuras de mérito da operação como polarizador, empregando-se os modelos isotrópico e anisotrópico, nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm. 95

Tabela 5.1: Resumo dos modos dos modos de operação da estrutura de acordo com a faixa de potencial químico, para diferentes comprimentos de onda. 99

SUMÁRIO

1	**INTRODUÇÃO**	**14**
1.1	Dispositivos Ópticos Integrados	15
1.1a	Óptica integrada em materiais compostos	18
1.1b	Fotônica em silício – Silicon photonics	20
1.3	Dispositivos empregando Grafeno	21
1.4	Estrutura do trabalho	24
2	**ANÁLISE MODAL APLICADA A GUIAS DE ONDA DE MÚLTIPLAS CAMADAS COM PERDAS E ANISOTROPIA UNIAXIAL**	**26**
2.1	Método da Matriz de Transmissão/Transferência	26
2.1a	Modos TE	28
2.1b	Modos TM	30
2.1c	Equação Característica	32
2.1d	Método de Newton-Raphson para solução de sistemas de equações não-lineares	33
2.1e	Distribuição de potência e fator de confinamento	34
2.1f	Cálculo da perda modal	35
2.2	Estruturas de múltiplas camadas com perdas	36
2.2a	Estrutura de 6 camadas, com e sem perdas	37
2.2b	Estruturas com guias revestidos por camadas semicondutoras com perdas – *semiconductor-clad waveguides*	39
2.2c	Estruturas com guia onda revestidos por camadas metálicas (*metal-clad waveguides*)	41
2.3	Considerações sobre o efeito de SPR e LMR	45

2.4	Considerações Finais	52
3	**PROPRIEDADES ÓTICAS DO GRAFENO E ESTRUTURAS UTILIZANDO GRAFENO**	**53**
3.1	Propriedades óticas do grafeno	53
3.2	Considerações sobre o tratamento o grafeno de camada única como um material isotrópico ou anisotrópico	60
3.3	Estrutura de múltiplas camadas utilizando grafeno	64
3.4	Estrutura compatível com tecnologia CMOS utilizando grafeno	67
4	**ANÁLISE DE UMA ESTRUTURA DE MÚLTIPLAS CAMADAS RE-CONFIGURÁVEL**	**70**
4.1	Descrição da estrutura e parâmetros	70
4.2	Polarizador passa-TE, sintonizável em 1550 nm e 1310 nm	76
4.3	Modulador sintonizável em 1550 nm e 1310 nm	79
4.4	Modulador e Polarizador sintonizáveis em 1550 nm e 1310 nm	85
4.5	Comparação com o uso de ferramenta comercial	87
4.6	Considerações acerca do emprego do modelo anisotrópico na estrutura	93
4.7	Considerações finais	95
5	**CONCLUSÃO**	**97**
5.1	Trabalhos Futuros	100
5.2	Publicações	100
	Referências	**101**
	APÊNDICE A – CONSIDERAÇÕES ACERCA DO SOFTWARE BEAMLAB	**106**

1 – INTRODUÇÃO

No mundo atual é inegável a importância das telecomunicações e, à medida que vimos nas últimas décadas uma expansão da taxa de transmissão e das distâncias destes sistemas, esta se apresentou conjuntamente a novos desafios científicos e tecnológicos. Para superar esses desafios fez-se necessário uma série de avanços nas tecnologias empregadas não somente nos meios de transmissão (em especial a fibra ótica), mas também nos dispositivos, como fontes, moduladores etc.

Nesse contexto, um dos principais avanços foi o emprego das comunicações a fibra ótica, em especial após a década de 70, com o desenvolvimento de fibras com baixa perda na faixa de comprimento de onda próxima ao zero de dispersão da fibra, desenvolvimento que levou as fibras óticas a serem o meio de transmissão dominante nas comunicações a altas taxas e em longas distâncias. A evolução das taxas de transmissão para os sistemas de comunicação a fibra ótica encontra-se exemplificado na figura 1.1 (RICHARDSON; FINI; NELSON, 2013).

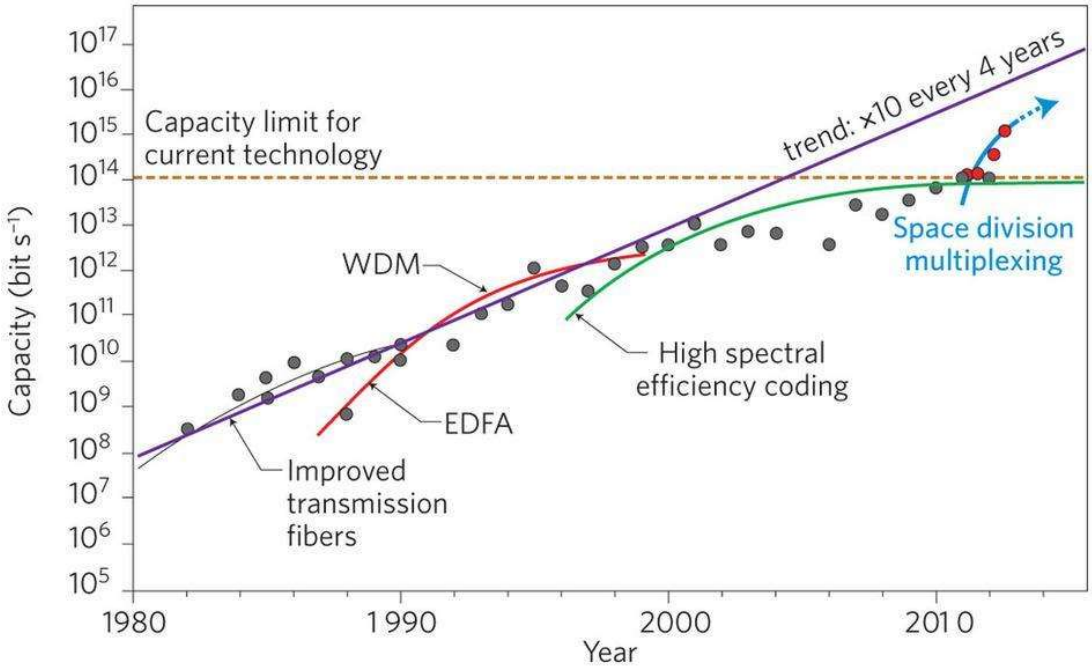


Figura 1.1: Crescimento da capacidade de sistemas de comunicação óticos na segunda metade do século XX. Fonte: RICHARDSON; FINI; NELSON, 2013.

Como pode ser observado, a crescente demanda por redes de comunicação com capacidades de transmissão cada vez mais elevada, aliada a certos avanços tecnológicos importantes como os exemplos apresentados na figura 1.1 (fibras com baixa atenuação, EDFA, etc.), conduziu as comunicações óticas ao ritmo atual de evolução, segundo o qual a capacidade de transmissão (o produto taxa de transmissão x distância) aumenta uma ordem de grandeza a cada 4 anos.

Esta evolução na tecnologia de transmissão a fibras óticas naturalmente conduziu a comunidade científica e a indústria a também se interessar pelo desenvolvimento dos dispositivos óticos, como as fontes de luz, moduladores óticos, acopladores óticos, dentre outros, adequados ao uso nestes sistemas óticos.

Os primeiros dispositivos óticos utilizados se tratavam de dispositivos discretos, ou seja, fontes de luz, moduladores, fotodetectores–em *chips* distintos, tal quais os circuitos eletrônicos no início de seu desenvolvimento (KAMINOW, 2008). E, assim como ocorreu com a eletrônica, o avanço das tecnologias de fabricação e construção dos dispositivos, a compreensão das propriedades óticas e elétricas dos materiais existentes e o desenvolvimento de novos materiais (em especial com o advento da nanotecnologia em anos recentes) levou a uma corrida tecnológica para o desenvolvimento dos dispositivos óticos integrados, que unem diversos componentes óticos em um mesmo *chip*, trazendo vantagens tecnológicas (menores perdas, facilidade de direcionamento da luz no circuito, miniaturização dos dispositivos) e econômicas inerentes a estas tecnologias (KAMINOW, 2008).

Ao longo deste capítulo, vamos apresentar alguns dos conceitos básicos acerca dos dispositivos óticos integrados e um breve histórico do seu desenvolvimento.

1.1 – Dispositivos óticos integrados

O campo da ótica integrada remonta suas origens ao fim da década de 60, com o artigo de Miller no *Bell System Technical Journal* de setembro de 1969, em que descreve:

> "uma proposta para uma forma miniaturizada de um circuito para um laser. Mudanças no índice de refração da ordem de 10^{-2} ou 10^{-3} em um substrato tal qual vidro permitem ter um feixe de luz guiado com largura próxima a 10 mícrons. Técnicas fotolitográficas podem permitir a construção simultânea de circuitos complexos" (MILLER, 1969).

Deste modo, surgia a ótica integrada, área de pesquisa e desenvolvimento que se preocupa com o estudo, projeto e fabricação de dispositivos óticos diversos como fontes de luz, detectores, acopladores e moduladores em um substrato comum. Algumas das principais vantagens destes dispositivos são a possibilidade de miniaturização cada vez maior e redução das perdas.

Assim, há mais de 45 anos, os dispositivos óticos integrados têm sido objeto de pesquisa e desenvolvimento. Ao longo deste período, como mostraremos nas seções seguintes, alguns desafios tecnológicos tiveram de ser superados, o que gerou alguns gargalos no desenvolvimento desta tecnologia, de certa forma impedindo que o grau de integração em dispositivos óticos tenha atingido um estágio em que possa seguir uma "Lei de Moore" (segundo a qual a quantidade de dispositivos eletrônicos integrados em um único *chip* dobra a cada 18 meses) da fotônica (MACK, 2015) .

No entanto, à medida que tais desafios têm sido superados, a escala de integração vem aumentando, de maneira que a necessidade de uso de materiais e técnicas mais eficientes se faz necessário, tendo evoluído desde o uso de semicondutores do grupo III-V, como GaAs (arseneto de gálio), InP (fosfeto de índio) até os dispositivos mais modernos empregando silício (NAGARAJAN, 2015). O crescimento na complexidade dos dispositivos óticos integrados encontra-se na figura 1.2.

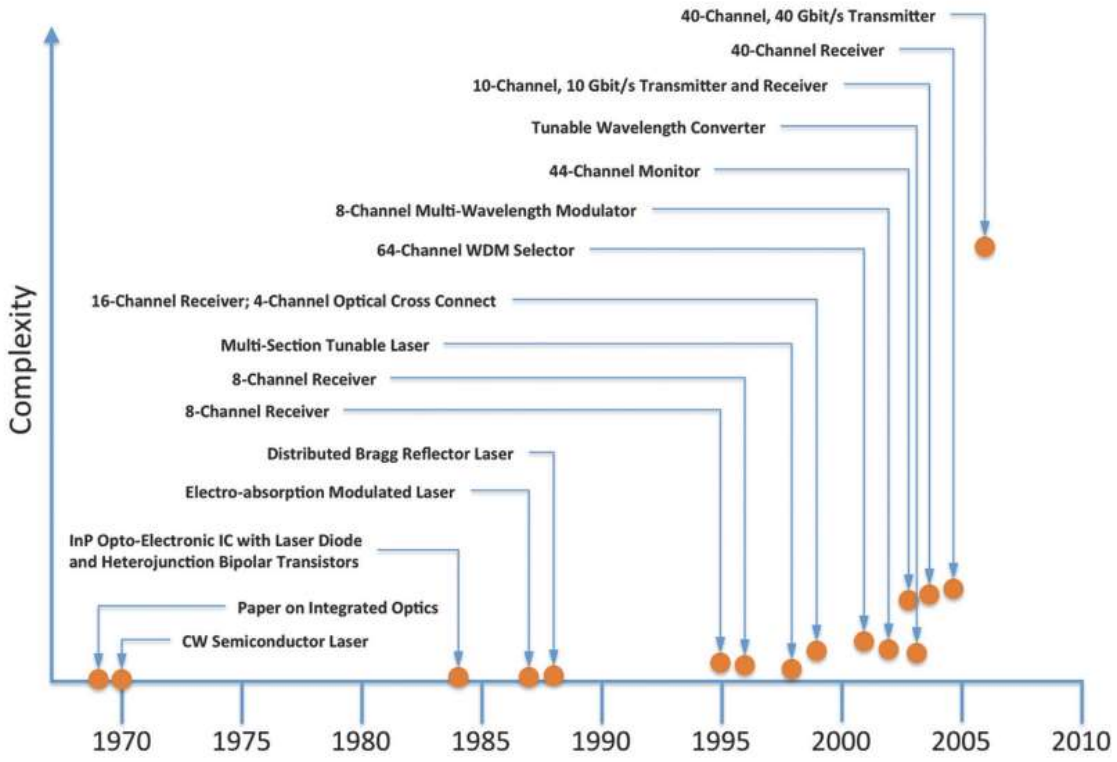


Figura 1.2: Evolução na complexidade dos dispositivos óticos integrados ao longo do tempo, desde o artigo de Miller (MILLER, 1969). Fonte: NAGARAJAN, 2015.

Como pode ser observado na figura 1.2, a complexidade dos dispositivos óticos integrados tem crescido, tendo sido construídos moduladores, lasers, filtros, dentre outros. Percebe-se como no início da década de 70 até meados da década de 90, eram fabricados majoritariamente um único dispositivo (baixa complexidade). À medida que as tecnologias de fabricação evoluíram, o número e os tipos de dispositivos aumentam, com a integração de dispositivos de transmissão e recepção em múltiplos canais, viabilizando taxas de transmissão mais altas. Esta tendência se acentua a partir dos anos 2000 e segue o crescimento até os dias atuais.

A ótica integrada em semicondutores III-V (e em especial o fosfeto de índio – InP), dominou o campo dos dispositivos óticos integrados até o fim do século passado. No entanto, desde os anos 2000, tem havido um interesse crescente nos dispositivos óticos integrados em silício, uma área cuja expansão a levou a ser designada por uma nomenclatura própria –*Silicon Photonics*.

Os dispositivos óticos integrados podem tanto ser construídos para funções

ativas (como um laser ou modulador) quanto passivas (como certos tipos de polarizadores ou guias de onda). A integração também pode ser monolítica, quando todos os dispositivos do circuito integrado são construídos num mesmo *chip*, de um único material, ou híbrida, em que o *chip* possui dispositivos construídos em materiais distintos (BOWERS; LIU, 2017).

1.1.1 Ótica integrada em materiais compostos

Embora desde a descrição de um dispositivo ótico integrado por Miller em 1969, várias tentativas experimentais de construção dos mesmos e propostas para dispositivos óticos integrados fossem feitas na literatura (KAMINOW, 2008), foi apenas no fim da década de 80 que os primeiros dispositivos óticos integrados foram efetivamente obtidos.

Essa demora de mais de uma década se deu em função das barreiras tecnológicas impostas pelas tecnologias de fabricação, assim como a dificuldade de integração de dispositivos em materiais com energia de *bandgaps* distintos, e consequentemente, utilizados em funções distintas no dispositivo integrado.

A primeira experiência bem-sucedida de integração de dispositivos óticos em uma mesma pastilha aconteceu em 1987, com a demonstração de um laser integrado a um modulador (SUZUKI et al, 1987), construídos em InP/InGaAsP através da técnica VPE (*Vapor Phase Epitaxy*). A esta primeira demonstração, se seguiram outras, com a complexidade dos dispositivos e o grau de integração (ou seja, o número e tipos de dispositivos na mesma pastilha) crescendo consistentemente ao longo dos anos, como exemplificado na Tabela 1.1.

Até o fim da década de 90, a maior parte do interesse em ótica integrada se concentrava em dispositivos constituídos em materiais como fosfeto de índio (InP) ou niobato de lítio ($LiNbO_3$). Para a construção de dispositivos óticos integrados com seções somente passivas, uma gama diversa de materiais poderia ser utilizada. No entanto, como o interesse, na maioria dos casos, envolve também a integração de componentes óticos ativos na pastilha, o fosfeto de índio se tornou um material amplamente utilizado nesta área, em especial pela sua capacidade de emissão e

fotodetecção na faixa de 1200-1600 nm, utilizada nas comunicações por meio de fibra ótica (NOECKEL et al, 2017).

Embora ainda se mantenha como um dos principais materiais para fabricação de dispositivos óticos integrados, inclusive recebendo investimentos na construção de instalações para fabricação de grandes iniciativas como a Jeppix (*Joint European Platform for Photonic Integration of Components and Circuits*) da União Europeia (JEPPIX, 2015), o InP possui um custo elevado para a fabricação do material e dos dispositivos integrados, quando comparado às soluções em silício. Além disso, a obtenção do silício ocorre com um número inferior de defeitos em relação a outros semicondutores.

Tabela 1.1: Dispositivos óticos integrados ao longo dos anos, com número de componentes e autores. Adaptado de (SMIT et al, 2014) pelo autor

Ano	#Componentes	Título resumido	1° Autor	Instituição
1988	1	AWG	Smit	COBRA
1989	8	WDM source	Koren	Bell Labs
1990	1	AWG	Takahashi	NTT
1991	30	Grating Spectrograph	Cremer	Siemens
1991	1	AWG	Dragone	Bell Labs
1991	16	4 x 4 Cross-bar switch	Duthie	Plessey
1992	48	Switch Array	Gustavsson	Ericsson
1993	5	WDM receiver	Amersfoort	COBRA
1994	17	Heterodyne receiver	Kaiser	HHI
1994	14	WDM laser	Zimgibl	Bell Labs
1994	15	WDM channel selector	Zimgibl	Bell Labs
1995	10	WDM receiver	Zimgibl	Bell Labs
1995	81	WDM receiver & preamp	Chandrasekhar	Bell Labs
1996	9	WDM receiver	Steenbergen	COBRA
1996	20	WDM laser	Zimgibl	Lucent
1996	10	WDM laser	Staring	Philips
1998	10	WDM channel selector	Ishii	NTT
1999	66	WDM cross-connect	Herben	COBRA
1999	31	WDM laser	Ménézo	Alcatel
2000	18	WDM channel selector	Mestric	Alcatel
2001	20	WDM channel selector	Kikuchi	NTT
2003	45	WDM receiver	Tolstikhin	MetroPhotonics
2004	49	WDM receiver	35 Photonics	35Photonics
2005	51	WDM transmitter	Nagarajan	Infinera
2006	240	WDM transmitter	Nagarajan	Infinera
2009	177	Tunable WDM router	Nicholes	UCSB
2009	480	16 x 16 SOA switch	Wang	UCAM
2010	302	Arb. Waveform Generator	Soares	UCD

2010	450	PM-DQPSK WDM transm	Corzine	Infinera
2012	480	16 x 16 switch	Stabile	COBRA
2013	256	8 x 8 wavelength switch	Stabile	COBRA

1.1.2 Fotônica em silício – *Silicon Photonics*

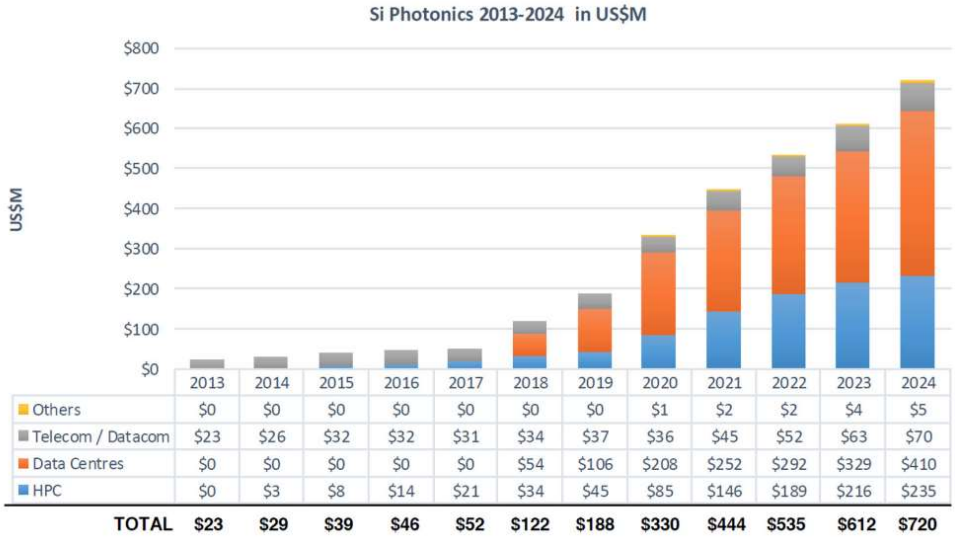
A possibilidade do uso de instalações industriais já estabelecidas para fabricação de dispositivos eletrônicos tradicionais e assim, reduzir o custo de fabricação dos PICs (*Photonic Integrated Circuits* – Circuitos Óticos Integrados) foi um dos fatores decisivos para que houvesse um interesse na fabricação de dispositivos optoeletrônicos baseados em silício. Outra vantagem do uso de silício na fabricação de PICs é uma maior facilidade na construção de dispositivos eletro-óticos integrados em uma mesma pastilha, visto que a maior parte da eletrônica moderna é feita em silício. Deste modo, dispositivos em *silicon photonics* são compatíveis com o processo de fabricação CMOS, dominante na produção de dispositivos eletrônicos.

Outra característica do silício é que, através de sua dopagem com germânio, outro material cuja tecnologia para manipulação já é dominada devido sua utilização na eletrônica tradicional, o material tem sua fotosensibilidade aumentada, tornando possível alterar o índice de refração do mesmo através de luz ultravioleta, facilitando a gravação de redes de Bragg no mesmo, o que permite a construção de dispositivos mais complexos, contendo vários componentes em uma única pastilha (REED, 2004).

No entanto, o silício apresenta também obstáculos ao seu emprego em ótica integrada, em especial na construção de dispositivos ativos, visto que, ao contrário dos semicondutores III-V normalmente utilizados em fotônica, o silício é um material de *bandgap* indireto, o que o torna pouco eficiente em termos de emissão de luz. Outra dificuldade intrínseca ao uso do silício diz respeito à fabricação de moduladores óticos para altas taxas de dados, devido à baixa intensidade de efeitos como a eletroabsorção e eletrorefração no silício (REED, 2004).

Assim, a área de dispositivos óticos integrados baseados em silício deve continuar se desenvolvendo nos próximos anos, em especial à medida que os fabricantes consigam desenvolver dispositivos cada vez mais complexos com um custo cada vez

menor. Uma projeção recente, mostrada na figura 1.3, prevê que em 2024, o mercado de *Silicon Photonics* movimentará cerca de 720 milhões de dólares, impulsionado principalmente pelas aplicações em data centers de grande porte e computação de alto desempenho (THOMSON et al, 2016).



	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019	2020	2021	2022	2023	2024
Others	$0	$0	$0	$0	$0	$0	$0	$1	$2	$2	$4	$5
Telecom / Datacom	$23	$26	$32	$32	$31	$34	$37	$36	$45	$52	$63	$70
Data Centres	$0	$0	$0	$0	$0	$54	$106	$208	$252	$292	$329	$410
HPC	$0	$3	$8	$14	$21	$34	$45	$85	$146	$189	$216	$235
TOTAL	**$23**	**$29**	**$39**	**$46**	**$52**	**$122**	**$188**	**$330**	**$444**	**$535**	**$612**	**$720**

Figura 1.3: Projeção para o mercado *de Silicon Photonics* até 2024. Fonte: JEPPIX, 2015

1.2 Dispositivos empregando grafeno

O grafeno, primeiro material bidimensional (i.e. com espessura de um átomo) obtido em laboratório (NOVOSELOV et al, 2004), apresenta uma série de propriedades que o tornam um material promissor para diversas aplicações, inclusive em optoeletrônica. Deste modo, tem-se observado um crescente interesse na construção de dispositivos óticos empregando grafeno, em especial na área de fotônica em silício.

Na área da optoeletrônica, o grafeno, em função de suas propriedades, tais como: elevada mobilidade eletrônica (até 250 vezes maior que a do Silício), alta condutividade (35% maior que a do cobre) e alta transparência no espectro do visível (cerca de 97%) (VAKIL; ENGHETA, 2011; NOVOSELOV et al, 2012), tem sido amplamente utilizado em dispositivos de ótica integrada. As dimensões extremamente reduzidas (espessura de 0,34 nm para uma camada única de grafeno) ainda lhe conferem uma vantagem adicional em relação a outros materiais, haja vista que permite a construção de

dispositivos óticos integrados sem um impacto considerável no *footprint* do dispositivo. Assim, uma parte considerável dos estudos sobre grafeno foca neste tipo de aplicação (PEI et al, 2015).

O grafeno possui uma estrutura de bandas de energia linear, com as bandas de valência e condução se encontrando em um ponto do diagrama de energia-momento, ou seja, o grafeno possui *bandgap* nulo (NOVOSELOV et al, 2012). Ao aplicar-se um campo elétrico (tensão) externo, desloca-se o nível de Fermi (potencial químico) do material, do ponto de equilíbrio para a banda de condução ou de valência. Ao aplicar-se uma tensão positiva, isto é, com o polo positivo ligado ao grafeno, o nível de Fermi é deslocado para a banda de condução e ao aplicar-se uma tensão negativa, o nível de Fermi é deslocado para a banda de valência (VAKIL; ENGHETA, 2011). Deste modo, pode-se dopar o grafeno, isto é, controlar a quantidade de portadores no material e, consequentemente, suas propriedades através da aplicação de um campo elétrico externo. Esta propriedade é amplamente utilizada na construção de dispositivos como polarizadores e moduladores, tendo em vista as grandes mudanças que ocorrem nas características de eletrorefração e eletroabsorção do grafeno nas faixas de interesse para dispositivos óticos.

Em sistemas óticos, o controle da polarização da luz, que normalmente é acoplada nos circuitos vinda de uma fibra ótica, tipicamente com polarização híbrida, é um aspecto fundamental para o funcionamento adequado dos sistemas (REED; KNIGHTS, 2004). Pode-se ter polarizadores baseados em esquemas interferométricos (HAO et al, 2015) ou na geometria do guia de onda (DE OLIVEIRA; DE MATOS 2015), dentre outros.

Os moduladores são utilizados para alterar algum parâmetro da luz (fase, intensidade, polarização), sendo especialmente úteis em sistemas de comunicação ótica. Pode-se classificar os moduladores em dois grandes grupos: os baseados em eletrorrefração, em que o índice de refração do material é modificado para alterar algum dos parâmetros da luz e os baseados em eletroabsorção, em que o coeficiente de extinção do material é alterado.

Em (HE; LIU, 2017), é apresentado um polarizador em banda larga baseado em uma microfibra de núcleo de silício coberta com grafeno em uma casca elíptica de sílica, atingindo uma razão de extinção da ordem de 30 Db, com um comprimento de 1,5 mm, no qual o comportamento passa-TE ou passa-TM ocorre de acordo com o raio do núcleo de silício. Em (DE OLIVEIRA; DE MATOS 2015) é mostrado como o *design* do guia é fundamental ao desempenho do dispositivo, através de simulações de um guia *rib* com diferentes dimensões e superestratos, de modo que, dependendo da escolha de superestrato, pode-se ter um polarizador passa-TE ou passa-TM. Em (HAO et al, 2015) é proposto um polarizador TE/TM baseado em um interferômetro Mach-Zehnder, no qual os braços do interferômetro tem suas faces cobertas com grafeno, de maneira a explorar a dependência da permissividade do grafeno com potencial químico, ao aplicar uma tensão nas faces superior e inferior ou nas laterais, alterando as perdas do campo elétrico e assim apresentando um comportamento passa-TE ou passa-TM, com uma razão de extinção de 20 Db para um comprimento de algumas dezenas de mícrons.

Em (LIU et al, 2011) é demonstrado um modulador por eletroabsorção banda larga, baseado em grafeno, utilizando um guia de silício coberto com grafeno, separados por uma fina camada de alumina, em que a performance do dispositivo é similar a de outros encontrados na literatura com semicondutores tradicionais de optoeletrônica, com a vantagem de um *footprint* reduzido (uma profundidade de modulação de 0,1 Db/μm é obtida com um *footprint* menor que 25 μm^2). Em (GOSCINIAK; TAN, 2013), os autores investigam teoricamente o comportamento de um modulador por eletroabsorção empregando grafeno baseado em um guia de silício do tipo *ridge* com duas camadas de grafeno separadas por um espaçador. São realizadas simulações com diversas configurações do guia, concluindo que o modulador pode ser grandemente otimizado com uma escolha adequada das dimensões do guia e obtendo uma profundidade de modulação de 3 Db com um comprimento de 600 nm para o dispositivo, com um consumo de apenas 1 Fj/bit e uma figura de mérito (Razão de Extinção/Perda de inserção) de 220.

Em (MOHSIN et al, 2014), os autores demonstram um modulador de eletroabsorção SOI (*Silicon on Insulator*) baseado em grafeno com uma perda de

inserção de 3,3 dB e razão de extinção de 16 dB. Em (HU; WANG, 2017) é demonstrado um modulador baseado em fenda plasmônica (*plasmonic slot*) empregando grafeno, com o dispositivo sendo analisado para com diferentes materiais e geometrias. O dispositivo otimizado proposto pelos autores atinge uma razão de extinção de 8,257 dB/μm e uma perda de inserção de 0,0376 dB/ μm, levando a uma figura de mérito de 218. Além disso, o dispositivo possui baixo consumo energético, de apenas 0,008 fJ/bit.

Como pode-se observar, nos trabalhos descritos nos parágrafos anteriores são fortemente otimizados para funcionamento como polarizador ou modulador, em um comprimento de onda específico. Ainda, em alguns casos, para selecionar uma polarização específica ou realizar a modulação do sinal, é necessário que se modifique os materiais ou dimensões do dispositivo, o que é pouco prático do ponto de vista de aplicações reais. Assim, faz-se necessário pensar em dispositivos cada vez mais versáteis e que exijam pouca ou nenhuma modificação para o seu funcionamento.

Neste trabalho, ao explorar-se o comportamento das perdas modais em uma estrutura de múltiplas camadas baseada em silício e empregando grafeno em função do potencial químico aplicado ao grafeno, pôde-se demonstrar, através de simulações, que a estrutura proposta é capaz de operar tanto como modulador quanto como polarizador, nos comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm, amplamente utilizados em telecomunicações. Ainda, com uma escolha adequada de potencial químico, foi possível obter uma operação dual da estrutura, isto é, como modulador em um comprimento de onda e polarizador em outro, de maneira simultânea. As dimensões que otimizam as figuras de mérito para a estrutura foram analisadas, de modo a definir uma dimensão para uma estrutura única que garanta a operação dual, sem que haja um prejuízo grande em relação às figuras de mérito obtidas para as estruturas otimizadas individualmente como polarizador e modulador.

1.3 Estrutura do trabalho

No capítulo 1 foi apresentado um panorama das áreas de ótica integrada, *silicon photonics* e dispositivos empregando grafeno, bem como algumas limitações nas

tecnologias empregadas e dispositivos apresentados na literatura recente, de modo a contextualizar a relevância deste trabalho.

O capítulo 2 traz a base teórica necessária ao desenvolvimento das análises contidas neste trabalho. A teoria eletromagnética modal para guias planares, com o uso do método da matriz de transferência tanto para guias envolvendo meios isotrópicos quanto com anisotropia uniaxial é apresentada. Ainda, são apresentados alguns exemplos de estruturas em que efeitos como LMR (Lossy Mode Resonance) e SPR (Surface Plasmon Resonance) estão presentes, de maneira a validar a ferramenta computacional utilizada nas análises presentes neste trabalho.

No capítulo 3 são apresentados os conceitos fundamentais sobre as propriedades óticas do grafeno e como o mesmo afeta a dispersão e as perdas em estruturas de múltiplas camadas, empregando a teoria apresentada no capítulo 2. Ainda, é realizada uma análise e revisão da literatura pertinente acerca da possível propriedade anisotrópica do grafeno. O capítulo é finalizado com a análise de um polarizador passa-TE baseado em grafeno, cujos resultados foram publicados pelo autor em (SANTOS, 2018).

No capítulo 4 são apresentados os resultados obtidos através de simulações de uma estrutura de múltiplas camadas com núcleo de silício empregando grafeno, que pode atuar como polarizador passa-TE e modulador, nos comprimentos de onda de 1310 nm e 1550 nm. Ainda, a espessura do núcleo de silício da estrutura é otimizada para cada um dos modos de funcionamento individuais (modulador ou polarizador). Por fim, é apresentado como a estrutura proposta pode, a depender do potencial químico aplicado ao grafeno, realizar uma operação dual, isto é, operar simultaneamente como polarizador em um comprimento de onda e modulador em outro. A espessura do núcleo que otimiza a operação no modo dual é investigada e as figuras de mérito são discutidas.

O capítulo 5 apresenta as considerações finais e conclusões do trabalho, bem como as perspectivas para trabalhos futuros e publicações feitas durante o desenvolvimento deste trabalho.

2 - ANÁLISE MODAL APLICADA A GUIAS DE ONDA DE MÚLTIPLAS CAMADAS COM PERDAS E ANISOTROPIA UNIAXIAL

Neste capítulo, o método da matriz de transmissão ou matriz transferência (TMM-*Transfer Matrix Method*) (CHEN et al, 2000), para a análise de modos guiados em estruturas de múltiplas camadas, com perdas e anisotropia uniaxial elétrica é apresentado. O guia de múltiplas camadas consiste de um substrato, um núcleo e um ou mais superestratos, de modo a prover confinamento da luz em uma dimensão. O método da matriz de transmissão é adequado para descrição de guias de múltiplas camadas, pois permite reduzir o sistema de equações, de 2Nx2N, onde N é o número de camadas, para 2x2. Na seção 2.2, o método é aplicado na análise de guias de onda revestidos por camadas semicondutoras com perdas (*semicondutor-clad waveguides*) e camadas metálicas (*metal-clad waveguides*). Nesse contexto, são discutidas as condições para a excitação de plasmons de superfície (SPP), bem como para o surgimento dos efeitos de SPR (*Surface Plasmon Resonance*), quando uma onda incidente se acopla a um plasmon de superfície. Ainda, é discutido o efeito de LMR (*Lossy Mode Ressonance*). Os resultados mostrados e discutidos nesse capítulo foram obtidos utilizando-se o código próprio, desenvolvido no LAFOT, denominado WAVE6.

2.1 – Métodos da Matriz de Transmissão/Transferência

O guia de onda de múltiplas camadas é mostrado na figura 2.1. As camadas 1 e N são denominadas recobrimento e substrato, respectivamente. As demais são denominadas camadas guiadoras, ou de guias de onda. As espessuras de t_1 e $t_N >> t_i$, i=2,3,...N-1. A direção x é a direção de confinamento e a direção z a direção de propagação. Não se considera confinamento na direção y, isto é, $\frac{\partial E_y}{\partial y} = 0$, para o modo TE e $\frac{\partial H_y}{\partial y} = 0$, para o modo TM.

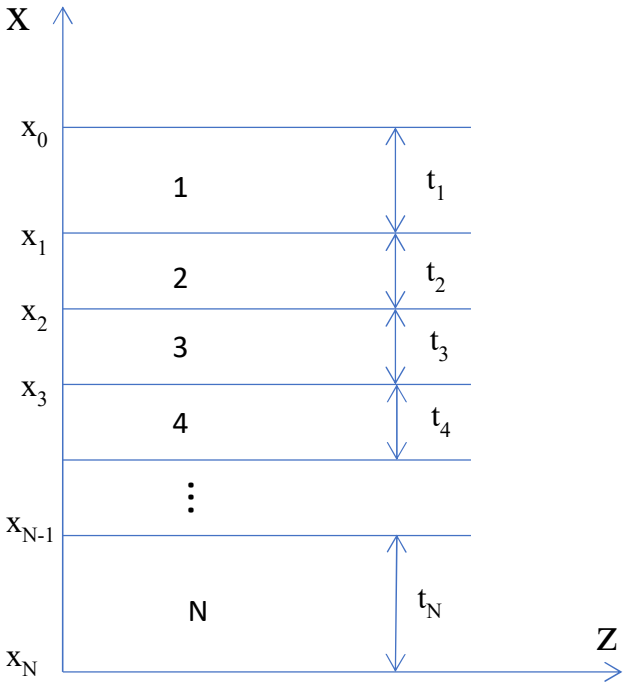


Figura 2.1: Estrutura do guia de ondas de múltiplas camadas. Fonte: o autor

As equações de Maxwell para campos harmônicos no tempo, em um meio livre de fontes, homogêneo, linear e sem anisotropia magnética na i-ésima camada é dado por:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_i = -j\omega\mu_0\vec{H}_i \tag{2.1}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}_i = j\omega\varepsilon_0\bar{\bar{\varepsilon}}_{r,i}\vec{E}_i \tag{2.2}$$

onde, ε_0 é a permissividade no espaço livre, μ_0 é a permeabilidade no espaço livre, ω é a frequência angular dos campos harmônicos no tempo. O tensor de permissividade relativa da i-ésima camada, $\bar{\bar{\varepsilon}}_{r,i}$, com anisotropia elétrica uniaxial, é definido como:

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_{r,i} = \begin{pmatrix} \tilde{\varepsilon}_{r\,xx,i} & 0 & 0 \\ 0 & \tilde{\varepsilon}_{r\,yy,i} & 0 \\ 0 & 0 & \tilde{\varepsilon}_{r\,zz,i} \end{pmatrix} \tag{2.3}$$

Na equação (2.3), $\tilde{\varepsilon}_{r\ jj,i}$ é a permissividade complexa relativa da i-ésima camada na direção *jj*. O índice de refração complexo da i-ésima camada na direção *jj* é definido como , $\tilde{n}_{jj,i} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}_{r\ jj,i}}$, e $\tilde{n}_{jj,i} = n_{jj,i} - j\ k_{jj,i}$, onde $n_{jj,i}$ e $k_{jj,i}$ são o índice de refração e o coeficiente de extinção da i-ésima camada ao longo da direção *jj*, respectivamente. No caso de meios isotrópicos, $\tilde{n}_{xx,i} = \tilde{n}_{yy,i} = \tilde{n}_{zz,i}$, ou seja, o índice de refração complexo do material é igual nas direções, x, y e z.

2.1.a – Modos TE

Os campos para os modos TE, na i-ésima camada, se propagam na direção +z, e são definidos como,

$$\vec{E}_i = \hat{y}\ E_{y,i}(x)\ \mathrm{e}^{-j\gamma \mathrm{z}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega \mathrm{t}} \qquad (2.3^{\mathrm{a}})$$

$$\vec{H}_i = \left[\hat{x}\ H_{x,i}(x) + \hat{z}\ H_{z,i}(x)\right]\mathrm{e}^{-j\gamma \mathrm{z}}\mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega \mathrm{t}} \qquad (2.3^{\mathrm{a}})$$

onde, $\gamma = k_0(\bar{\beta} - j\bar{\alpha})$, $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ são o coeficiente de absorção normalizado e a constante de fase normalizada, definidos em termos de índice de refração efetivo, $n_{eff}^{TE} = \bar{\beta} - j\bar{\alpha}$. Os campos para o modo TE, satisfazem a equação de onda e relações entre as componentes de campo elétrico e magnético, conforme:

$$\frac{d^2}{dx^2}E_{y,i} + \left(k_0^2 n_{yy,i}^2 - \gamma^2\right)E_{y,i} = 0 \qquad (2.4^{\mathrm{a}})$$

$$H_{x,i} = \frac{-\gamma}{\omega\mu_0}E_{y,i} \qquad (2.4\mathrm{b})$$

$$H_{z,i} = \frac{j}{\omega\mu_0}\frac{dE_{y,i}}{dx} \qquad (2.4\mathrm{c})$$

$$E_{x,i} = E_{z,i} = H_{y,i} = 0 \qquad (2.4\mathrm{d})$$

A solução para a componente de campo, $E_{y,i}$, na camada de recobrimento $i = 1$, de substrato $i = N$, e nas camadas de confinamento $i = 2,3,\ldots,N-1$, é dada por:

$$E_{y,i} = \begin{cases} A_1\, e^{-h_1(x-x_1)}\ , & x > x_1 \\ A_i \cos[h_i(x-x_i)] + B_i sen[h_i(x-x_i)], & x_i < x < x_{i-1} \\ A_N\, e^{h_N(x-x_{N-1})}, & x < x_{N-1} \end{cases} \quad (2.5)$$

onde, as constantes de propagação transversais são definidas como,

$$h_1 = \sqrt{-k_0^2 n_{yy,1}^2 + \gamma^2} \quad (2.6^a)$$

$$h_i = \sqrt{k_0^2 n_{yy,i}^2 - \gamma^2} \quad (2.6b)$$

$$h_N = \sqrt{-k_0^2 n_{yy,N}^2 + \gamma^2} \quad (2.6c)$$

onde, $\overline{\beta} > n_{yy,1}$ e $\overline{\beta} > n_{yy,N}$. Aplicando condições de contorno para os campo $E_{y,i}$ e sua derivada $\frac{d}{dx}E_{y,i}$, em $x = x_{i-1}$ e em $x = x_{N-1}$, relaciona-se, respectivamente, os campos nas camadas $i-1$ e i, e nas camadas $N-1$ e N, através de um sistema de equações de dimensão 2×2, conforme:

$$\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i} \cdot \begin{bmatrix} A_i \\ Y_i B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ Y_{i-1} B_{i-1} \end{bmatrix} \quad (2.7^a)$$

$$\bar{\bar{M}}_{N-1}^{N} \cdot \begin{bmatrix} A_N \\ Y_N A_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{N-1} \\ Y_{N-1} B_{N-1} \end{bmatrix} \quad (2.7b)$$

onde $\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i}$ e $\bar{\bar{M}}_{N-1}^{N}$ são as matrizes de transferência entre as camadas $i-1$ e i , para $i = 1,2,3, \ldots, N-1$ e as camadas $N-1$ e N, respectivamente, e definidas como:

$$\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i} = \begin{bmatrix} \cos(h_i t_i) & \frac{1}{Y_i} sen(h_i t_i) \\ -Y_i\, sen(h_i t_i) & cos(h_i t_i) \end{bmatrix} \quad (2.8^a)$$

$$\bar{\bar{M}}_{N-1}^{N} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (2.8b)$$

Na equação (2.8ª), $t_i = x_{i-1} - x_i$, para $i = 2, 3, \ldots, N-1$ é a espessura das camadas dos múltiplos guias da estrutura. Além disso, $Y_i = h_i$ e $Y_N = h_N$. A matriz de transferência $\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i}$, quando multiplicada pelo vetor das constantes da camada i, transforma-o no vetor de temstantes da camada $i-1$. Substituindo os vetores de constante em cascata, encontra-se a relação entre as constantes, de toda estrutura, entre a camada 1 e a camada N, dada por.

$$\bar{\bar{M}}_1^N \begin{bmatrix} A_N \\ Y_N A_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ -Y_1 A_1 \end{bmatrix} \tag{2.9ª}$$

e , $\bar{\bar{M}}_1^N$ é a matriz de transferência do guia de múltiplas camadas, e definida como:

$$\bar{\bar{M}}_1^N = \prod_{i=2}^{N} \bar{\bar{M}}_{i-1}^{i} \tag{2.9b}$$

2.1.b – Modos TM

Os campos para os modos TM, na i-ésima camada, se propagam na direção +z, e são definidos como,

$$\vec{H}_i = \hat{y}\, H_{y,i}(x)\, e^{-j\gamma z} e^{j\omega t} \tag{2.10ª}$$

$$\vec{E}_i = \left[\hat{x}\, E_{x,i}(x) + \hat{z}\, E_{z,i}(x)\right] \mathrm{e}^{-j\gamma \mathrm{z}} \mathrm{e}^{\mathrm{j}\omega \mathrm{t}} \tag{2.10b}$$

onde, $\gamma = k_0(\bar{\beta} - j\bar{\alpha})$, $\bar{\alpha}$ e $\bar{\beta}$ são o coeficiente de absorção normalizado e a constante de fase normalizada, definidos em termos de índice de refração efetivo, $n_{eff}^{TM} = \bar{\beta} - j\bar{\alpha}$. Os campos para o modo TM, satisfazem a equação de onda e relações entre as componentes de campo elétrico e magnético, conforme:

$$\frac{d^2}{dx^2} H_{y,i} + \frac{n_{zz,i}^2}{n_{xx,i}^2}\left(k_0^2 n_{xx,i}^2 - \gamma^2\right) H_{y,i} = 0 \tag{2.11ª}$$

$$E_{x,i} = \frac{\gamma}{\omega \varepsilon_0 n_{xx,i}^2} H_{y,i} \tag{2.11b}$$

$$E_{z,i} = \frac{1}{j\omega\varepsilon_0 n_{zz,i}^2}\frac{dH_{y,i}}{dx} \tag{2.11c}$$

$$E_{y,i} = H_{x,i} = H_{z,i} = 0 \tag{2.11d}$$

A solução para a componente de campo, $H_{y,i}$, na camada de recobrimento $i = 1$, de substrato $i = N$, e nas camadas de confinamento $i = 1,2,3, \dots, N-1$, é dada por:

$$H_{y,i} = \begin{cases} A_1\, e^{-w_1(x-x_1)}\ , & x > x_1 \\ A_i \cos[w_i(x-x_i)] + B_i sen[w_i(x-x_i)], & x_i < x < x_{i-1} \\ A_N\, e^{w_N(x-x_{N-1})}, & x < x_{N-1} \end{cases} \tag{2.12}$$

e as constantes de propagação transversais são definidas como,

$$w_1 = \sqrt{\frac{n_{zz,1}^2}{n_{xx,1}^2}\left(-k_0^2 n_{xx,1}^2 + \gamma^2\right)} \tag{2.13ª}$$

$$w_i = \sqrt{\frac{n_{zz,i}^2}{n_{xx,i}^2}\left(k_0^2 n_{xx,i}^2 - \gamma^2\right)} \tag{2.13b}$$

$$w_N = \sqrt{\frac{n_{zz,N}^2}{n_{xx,N}^2}\left(-k_0^2 n_{xx,N}^2 + \gamma^2\right)} \tag{2.13c}$$

onde, $\overline{\beta} > n_{yy,1}$ e $\overline{\beta} > n_{yy,N}$. Aplicando condições de contorno para o campo $H_{y,i}$ e sua derivada $\frac{1}{n_{zz,i}^2}\frac{d}{dx}H_{y,i}$, em $x = x_{i-1}$ e em $x = x_{N-1}$, relaciona-se os campos na camada $i-1$ e i, e na camada $N-1$ e N, através de um sistema de equações de dimensão 2×2, respectivamente, conforme:

$$\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i} \cdot \begin{bmatrix} A_i \\ \bar{Y}_i B_i \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{i-1} \\ \bar{Y}_{i-1} B_{i-1} \end{bmatrix} \tag{2.7ª}$$

$$\bar{\bar{M}}_{N-1}^{N} \cdot \begin{bmatrix} A_N \\ \bar{Y}_N A_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_{N-1} \\ \bar{Y}_{N-1} B_{N-1} \end{bmatrix} \tag{2.7b}$$

onde, $\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i}$ e $\bar{\bar{M}}_{N-1}^{N}$ são as matrizes de transferência entre as camadas $i-1$ e i, para $i = 1,2,3, \dots, N-1$ e as camadas $N-1$ e N, respectivamente, e definidas como:

$$\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i} = \begin{bmatrix} \cos(w_i t_i) & \frac{1}{\bar{Y}_i} sen(w_i t_i) \\ -\bar{Y}_i \, sen(w_i t_i) & cos(w_i t_i) \end{bmatrix} \tag{2.14ª}$$

$$\bar{\bar{M}}_{N-1}^{N} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \tag{2.14b}$$

Na equação (2.14ª), $t_i = x_{i-1} - x_i$, para $i = 2, 3, \ldots, N-1$ é a espessura das camadas dos múltiplos guias da estrutura. Além disso, $\bar{Y}_i = \frac{w_i}{n_{zz,i}^2}$ e $\bar{Y}_N = \frac{w_N}{n_{zz,N}^2}$. A matriz de transferência $\bar{\bar{M}}_{i-1}^{i}$, quando multiplicada pelo vetor das constantes da camada i, transforma-o no vetor de constantes da camada $i-1$. Substituindo os vetores de constante em cascata, encontra-se a relação entre as constantes, de toda estrutura, entre a camada 1 e a camada N, dada por.

$$\bar{\bar{M}}_{1}^{N} \begin{bmatrix} A_N \\ \bar{Y}_N A_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_1 \\ -\bar{Y}_1 A_1 \end{bmatrix} \tag{2.15ª}$$

e , $\bar{\bar{M}}_{1}^{N}$ é a matriz de transferência do guia de múltiplas camada, e definida como:

$$\bar{\bar{M}}_{1}^{N} = \prod_{i=2}^{N} \bar{\bar{M}}_{i-1}^{i} \tag{2.15b}$$

2.1.c – Equação Característica

A equação característica do guia de onda de múltiplas camadas é o determinante do sistema homogêneo, das equações (2.9ª) e (2.15ª), para os modos TE e TM, respectivamente. Definindo os elementos da matriz de transferência como:

$$\bar{\bar{M}}_{1}^{N} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix}$$

O sistema homogêneo é dado por:

$$\begin{bmatrix} m_{11} + Y_N m_{12} & -1 \\ m_{21} + Y_N m_{22} & Y_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A_{\mathrm{N}} \\ A_1 \end{bmatrix} = 0$$

$$m_{21} + Y_N m_{22} + Y_1(m_{11} + Y_N m_{12}) = 0$$

2.1d – Método de Newton-Raphson para solução de sistemas de equações não-lineares

Para solução da equação característica, empregamos o método de Newton-Raphson, o qual é caracterizado pela iteração:

$$x_{i_{k+1}} = x_{i_k} - \frac{f_i}{f'_i} \tag{2.17}$$

em que k é o índice referente a última iteração realizada, e $\mathrm{f_i} = \mathrm{f_i}(\mathrm{x_1}, \mathrm{x_2}, \ldots, \mathrm{x_n}) = 0$ é a função que representa a i-ésima equação do sistema. Como uma função de várias variáveis, a diferencial de $\mathrm{f_i}$, pode ser representada como:

$$df_i = \frac{\partial f_i}{\partial x_1} dx_1 + \frac{\partial f_i}{\partial x_2} dx_2 + \cdots + \frac{\partial f_i}{\partial x_n} dx_n \tag{2.18}$$

Define-se $\mathrm{z_{i_{k+1}}} = \mathrm{x_{i_{k+1}}} - \mathrm{x_{i_k}}$ como a diferença entre os valores obtidos nas iterações $\mathrm{k} + 1$ e k. Este valor tende para zero, que é o desejado para que o processo convirja. Assim tem-se, utilizando as equações (2.17) e (2.18), um sistema de equações que representam uma iteração do método de Newton:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial f_1}{\partial x_n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \frac{\partial f_n}{\partial x_1} & \cdots & \frac{\partial f_n}{\partial x_n} \end{pmatrix} \cdot \begin{bmatrix} z_1 \\ z_2 \\ \vdots \\ z_i \\ \vdots \\ z_n \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \vdots \\ f_i \\ \vdots \\ f_n \end{bmatrix} \tag{2.19}$$

A matriz principal desse sistema é a chamada matriz Jacobiana. Cada derivada parcial do sistema de equações (2.19) pode ser obtida numericamente considerando-a

da seguinte forma:

$$\frac{\partial f_i}{\partial x_j} = \frac{f_i(x_1, \dots, x_j + h, \dots, x_n) - f_i(x_1, \dots, x_j - h, \dots, x_n)}{2h} \tag{2.20}$$

onde h é o passo de incremento. Assim, o Método de Newton-Raphson para sistema de equações não lineares se resume aos seguintes procedimentos: Adotar um conjunto de valores iniciais para todas as incógnitas; resolver o sistema de equações (2.19), e com valor encontrado do vetor solução Z, corrigir os valores das incógnitas nessa iteração, de maneira que $x_{i_{k+1}} = z_i + x_{i_k}$; repetir o segundo procedimento até que a tolerância seja satisfeita, ou o número máximo de iterações seja alcançado.

2.1e – Distribuição de potência e fator de confinamento

Uma vez determinada a constante de propagação $\bar{\gamma}$, a distribuição do campo eletromagnético fica determinada pelas equações (2.5) e (2.12) a menos de constantes. Para que estas constantes possam ser determinadas, deve-se considerar a potência P propagada no guia de onda.

A potência média que atravessa uma seção reta do guia é dada por:

$$P = \iint \frac{1}{2} Re\{E \times H^*\} \cdot \hat{z}\, dS \tag{2.21}$$

Para o modo TE:

$$P(z) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} Re\{E_x H_y^* - E_y H_x^*\} dx$$

$$= \frac{1}{2\omega\mu_0} e^{-j(\gamma+\gamma^*)z} \int_{-\infty}^{+\infty} Re\{-\gamma^* E_y(x) {E_y}^*(x)\} dx$$

$$= \frac{1}{2\omega\mu_0} e^{-j(\gamma+\gamma^*)z} \int_{-\infty}^{+\infty} Re\{-\gamma^*\} E_y(x) {E_y}^*(x) dx$$

$$P(0) = P_0 = \frac{1}{2\omega\mu_0} \int_{-\infty}^{+\infty} Z\, \psi(x)\psi^*(x) d\bar{x} = \frac{1}{2\omega\mu_0}\, I \tag{2.22}$$

Com $Z = Re\{-\gamma^*\}$.

Para o modo TM:

$$P(z) = \frac{1}{2}\int_{-\infty}^{+\infty} Re\{E_x H_y^* - E_y H_x^*\}dx$$

$$= -\frac{1}{2\omega\epsilon_0} e^{-j(\gamma+\gamma^*)z} \int_{-\infty}^{+\infty} Re\left\{-\gamma \frac{H_y(x){H_y}^*(x)}{n_{xx}^2}\right\}dx$$

$$= -\frac{1}{2\omega\epsilon_0} e^{-j(\gamma+\gamma^*)z} \int_{-\infty}^{+\infty} Re\left\{\frac{-\gamma}{n_{xx}^2}\right\} H_y(x){H_y}^*(x)dx$$

$$P(0) = P_0 = -\frac{1}{2\omega\epsilon_0}\int_{-\infty}^{+\infty} Z\, H_y(x){H_y}^*(x)dx = -\frac{1}{2\omega\epsilon_0}\, I \qquad (2.23)$$

Com $Z = Re\left\{\frac{-\gamma}{n_{xx}^2}\right\}$.

De forma que, definindo $\psi(x) = E_y$ para o modo TE e $\psi(x) = H_y$ para o modo TM, em ambos os modos a integral I é dada por:

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} Z\, \psi(x)\psi^*(x)dx \qquad (2.24)$$

De forma que, conhecendo-se a potência média que atravessa o guia, pode-se determinar as amplitudes de campo dos conjuntos de equações (2.5) e (2.12).

Ainda, o fator de confinamento da potência na i-ésima camada do guia pode ser definido como:

$$\Gamma_i = \frac{P_i}{P_t} = \frac{\int_i Z\, \psi(x)\psi^*(x)dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} Z\, \psi(x)\psi^*(x)dx} \qquad (2.25)$$

Em que $\int_i$ representa a integral ao longo de x na i-ésima camada.

2.1f – Cálculo da perda modal

A perda modal, em Db/μm, pode ser calculada a partir do índice efetivo do

modo que se propaga na estrutura. Considerando-se que a amplitude do campo elétrico é atenuada ao longo da propagação conforme:

$$E(z) = E_0 e^{-\alpha z} \tag{2.26}$$

Em que α é a constante de atenuação e E_0 o campo elétrico numa dada posição z inicial, z=0. A relação da constante de atenuação com o índice efetivo é expressa por

$$Im(n_{eff}) = \frac{\alpha}{k_0} \tag{2.27}$$

Substituindo a equação (2.27) em (2.26), pode-se relacionar a razão entre amplitudes de campo a uma distância z e em z=0 como

$$\frac{E(z)}{E_0} = e^{-Im(n_{eff})k_0 z} \tag{2.28}$$

Expressando esta relação de campo em Db:

$$Perda\ (dB) = 20log_{10}\left(\frac{E(z)}{E_0}\right) = 20log_{10}e^{-Im(n_{eff})k_0 z} \tag{2.29}$$

Por fim, substituindo $k_0 = {}^{2\pi}/_{\lambda}$ e z=1 μm (para se obter a perda por μm), a perda em Db/ μm, para λ dado em μm é

$$Perda\left(\frac{dB}{\mu m}\right) = 20log_{10}e^{-\frac{2\pi}{\lambda}Im(n_{eff})} \tag{2.30}$$

2.2 – Estruturas de múltiplas camadas com perdas

O método da matriz de transferência foi desenvolvido e implementado na plataforma de programação MATLAB. O código inicial, denominado WAVE5, foi implementado para meios isotrópicos e estruturas de até 5 (cinco) camadas (MAGALHÃES, 2013).

O código WAVE6, extensão da versão anterior, permite a análise de até 6 (seis) camadas. Este foi utilizado em (FONSECA, 2017) e (FONSECA;MARTINEZ;GIRALDI, 2017) na análise de estruturas com perdas envolvendo efeito de camada ressonante (*Resonant Layer Effect* – RLE). O efeito de

camada ressonante (*Resonant Layer Effect* – RLE) permite o acoplamento de modos de propagação da camada de guia de onda para uma camada com perdas e altamente refrativa (camada ressonante), separada por uma camada de revestimento, em espessuras específicas da camada ressonante (HAMMER et al, 2004). Nas espessuras em que ocorre o acoplamento, percebe-se um aumento da perda modal do guia, tendo em vista que o confinamento na camada ressonante aumenta nestes casos. Dado que o efeito pode ocorrer tanto para os modos TE quanto TM, o mesmo pode ser utilizado no projeto de polarizadores passa-TE/TM, com a escolha de uma combinação adequada entre as dimensões do guia, da camada ressonante e do material da camada ressonante (FONSECA, 2017). Nos trabalhos supracitados é analisado o impacto do percentual de inclusão de nanopartículas de ferro em uma das camadas dielétricas do guia de onda, bem como é discutida a otimização de parâmetros do guia para construção de polarizadores.

As versões do código WAVE5 e WAVE 6 são restritas a meios isotrópicos, e assim o índice de refração da i-ésima camada é igual ao longo nas direções x, y e z, ou seja $\tilde{n}_{xx,i} = \tilde{n}_{yy,i} = \tilde{n}_{zz,i}$. O código WAVE6 foi estendido para incluir o tratamento de camadas com anisotropia uniaxial, mantendo todas as funções do WAVE6, visto que o caso isotrópico é uma particularização do caso anisotrópico, mais geral. Esta versão do código passou a ser denominada WAVE6_ANI. A aplicação do método da matriz de transferência para estruturas com e sem perdas, utilizando o código WAVE6, é apresentada e os resultados discutidos na sequência.

2.2a- Estrutura de 6 camadas, com e sem perdas

Em (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992), os autores utilizam o método da matriz de transferência para o cálculo do índice efetivo para estruturas de múltiplas camadas, com e sem perdas. Os autores comparam os resultados com outros trabalhos reportados na literatura, obtendo um erro máximo da ordem de 0,2% no índice efetivo do modo TE_2 em um guia de três camadas com revestimento metálico.

A tabela 2.1 compara os valores de índice efetivo para uma estrutura (mostrada

na figura 2.2) obtidos com o WAVE6 e os reportados em (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992). Os resultados obtidos com o código WAVE6 estão de acordo com o reportados por (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992). O maior erro relativo obtido entre a referência e o método aqui empregado foi de 0,0000106% para o modo TM_3.

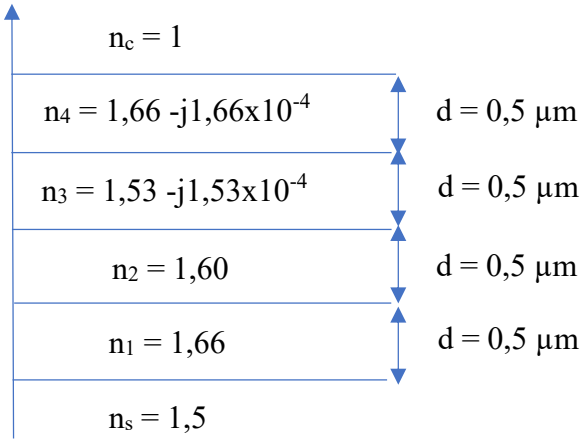


Figura 2.2: Guia de 6 camadas com perdas apresentado em (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992). Adaptado pelo autor

Tabela 2.1: Valores do índice efetivo obtidos em (ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992) e com o código WAVE6.

MODO	(ANEMOGIANNIS; GLYTSIS, 1992)	WAVE6	DIFERENÇA(%)
TE_0	1,6227286	1,622728680	-4,92997E-06
TE_1	1,6052756	1,605275698	-6,10487E-06
TE_2	1,5571361	1,557136125	-1,61193E-06
TE_3	1,5035871	1,503586965	9,00513E-06
TM_0	1,6200313	1,620031317	1,04146E-06
TM_1	1,5947884	1,594788475	4,65341E-06
TM_2	1,5549806	1,554980666	4,20644E-06
TM_3	1,5018178	1,501817641	-1,05814E-05

2.2b – Estruturas com guias revestidos por camadas semicondutoras com perdas – *semiconductor-clad waveguides*

Em (CARSON; BATCHMAN 1984), os autores mostram através de simulações numéricas e realização experimental, que o revestimento de um guia com n = 1,588, substrato com n= 1,51 por uma camada de silício amorfo (n = 4,1 – 0,21j), torna o guia seletivo a polarização TE/TM, no comprimento de onda de 633nm. O perfil de índice de refração da estrutura é mostrado na figura 2.3.

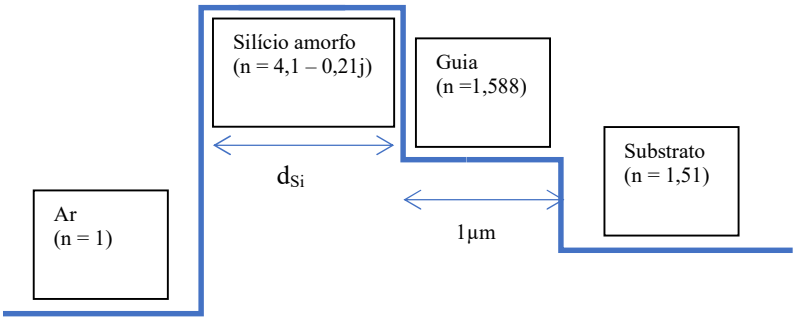


Figura 2.3: Estruturas com guia onda revestidos por camadas semicondutoras com perdas. Fonte: adaptado de (CARSON; BATCHMAN 1984) pelo autor

A figura 2.4 mostra as perdas (Db/cm) para o modo TE_0 da estrutura de quatro camadas e a curva de dispersão de uma estrutura equivalente de três camadas (Ar-Si-Guia) em função da espessura da camada de revestimento. A absorção mostra um comportamento oscilatório amortecido, com pontos de máximo correspondendo à excitação dos sucessivos modos de ordem superior, que são suportados pela estrutura com o aumento da camada de revestimento. As linhas azuis marcam a espessura para a qual ocorrem os picos de absorção e a correspondente excitação dos modos.

A forte interação ou acoplamento entre as camadas de revestimento e a camada guia ocorre para espessuras em que ocorre um casamento de fase (constantes de fase dos modos são iguais) entre os modos do guia e os modos da camada de revestimento com perdas. Dado que o modo da camada de revestimento é um modo guiado que apresenta

perdas, este tipo de acoplamento é denominado na literatura como LMR *(Lossy Mode Resonance*) e apresenta similaridades com o RLE citado na seção 2.2, como a necessidade de uma camada altamente refrativa com perdas para surgimento do efeito e sua dependência com a espessura desta camada. No caso do LMR, não há uma camada de revestimento entre o guia e a camada com perdas.

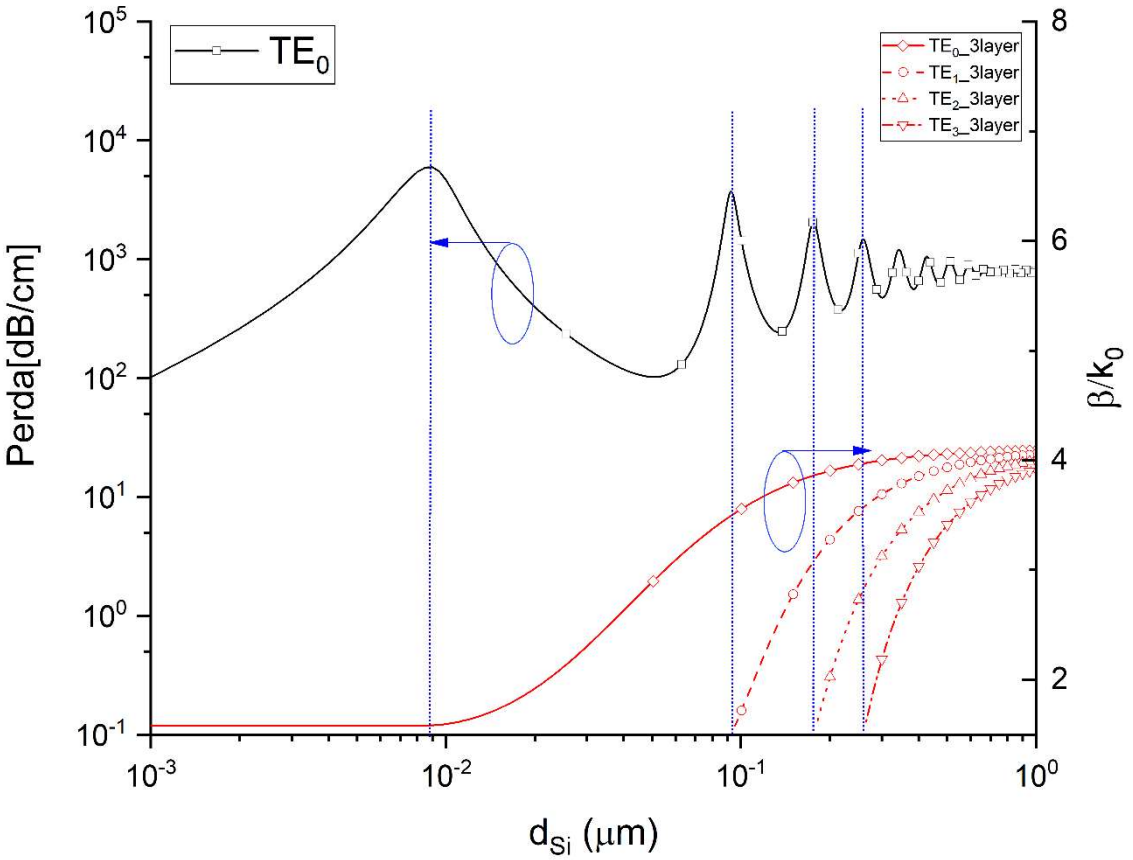


Figura 2.4; Perdas (Db/cm) para o modo TE_0 da estrutura (ar-Si-dielétrico-substrato), em linha preta e curva de dispersão de uma estrutura equivalente de três camadas (ar-Si-dielétrico), em vermelho. As linhas azuis verticais representam as espessuras para as quais novos modos passam a ser suportados na estrutura de 3 camadas, fazendo uma maior perda ser percebida na estrutura de 4 camadas. Resultado obtido utilizando o código WAVE6. Fonte: o autor

2.2c – Estruturas com guias de onda revestidos por camadas metálicas (*metal-clad waveguides*)

Camadas metálicas em estruturas guiadas integradas são utilizadas como eletrodos em dispositivos ativos, como moduladores, assim como elementos que alteram efetivamente o funcionamento do guia de onda.

Em (KAMINOW; MAMMEL; WEBER, 1974) os autores analisam o efeito de camadas de revestimento metálicas nos modos de propagação de guias de onda poliméricos. Uma das estruturas analisadas é mostrada na figura 2.5.

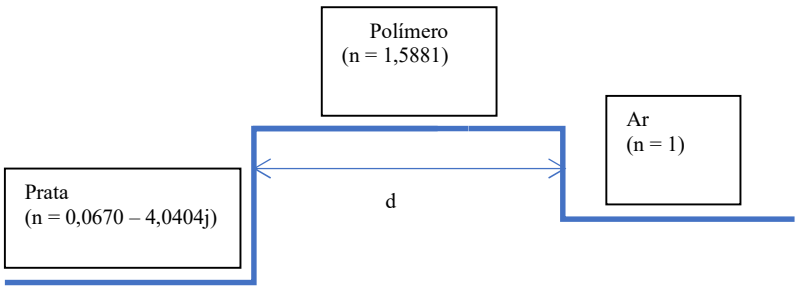


Figura 2.5: Estruturas com guia de onda revestido por camada metálica. λ = 633nm. Adaptado de (KAMINOW; MAMMEL; WEBER, 1974) pelo autor.

A constante de propagação normalizada, parte real e imaginária, é calculada para os modos tem e TM_n , em função do produto kd, onde k é o número de onda e d a espessura da camada de polímero. Os resultados obtidos utilizando o método descrito na seção 2.1 são mostrados na figura 2.6. A curva de dispersão dos modos tem , n=0,1,2,3, e TM_n , n=1,2,3 apresentam resultados típicos para modos guiados, em guias de onda assimétricos, ou seja, $n_{ar} < n_{eff} < n_{guia}$. No entanto, para o modo TM_0 podemos observar que à medida que o parâmetro kd aumenta o índice efetivo do modo se torna maior do que o índice de refração do guia, evidenciando um comportamento típico de uma onda plasmônica de superfície (Suface Plasmon Polariton – SPP) (MAIER, 2007). Plasmons poláritons de superfície podem ser definidos como excitações eletromagnéticas em uma interface metal-dielétrico oriundas do acoplamento entre uma onda eletromagnética e os elétrons livres em um metal. O comportamento plasmônico

do modo TM_0 fica ainda mais claro ao observarmos a figura 2.7, onde é mostrada a parte imaginária do índice efetivo (correspondente às perdas), em que podemos perceber que o modo TM_0 apresenta perdas mais elevadas que os demais modos analisados. No eixo horizontal, fixa-se o comprimento de onda que garante o *phase matching* (633 nm) necessário à excitação do SPP e varia-se a espessura do filme metálico.

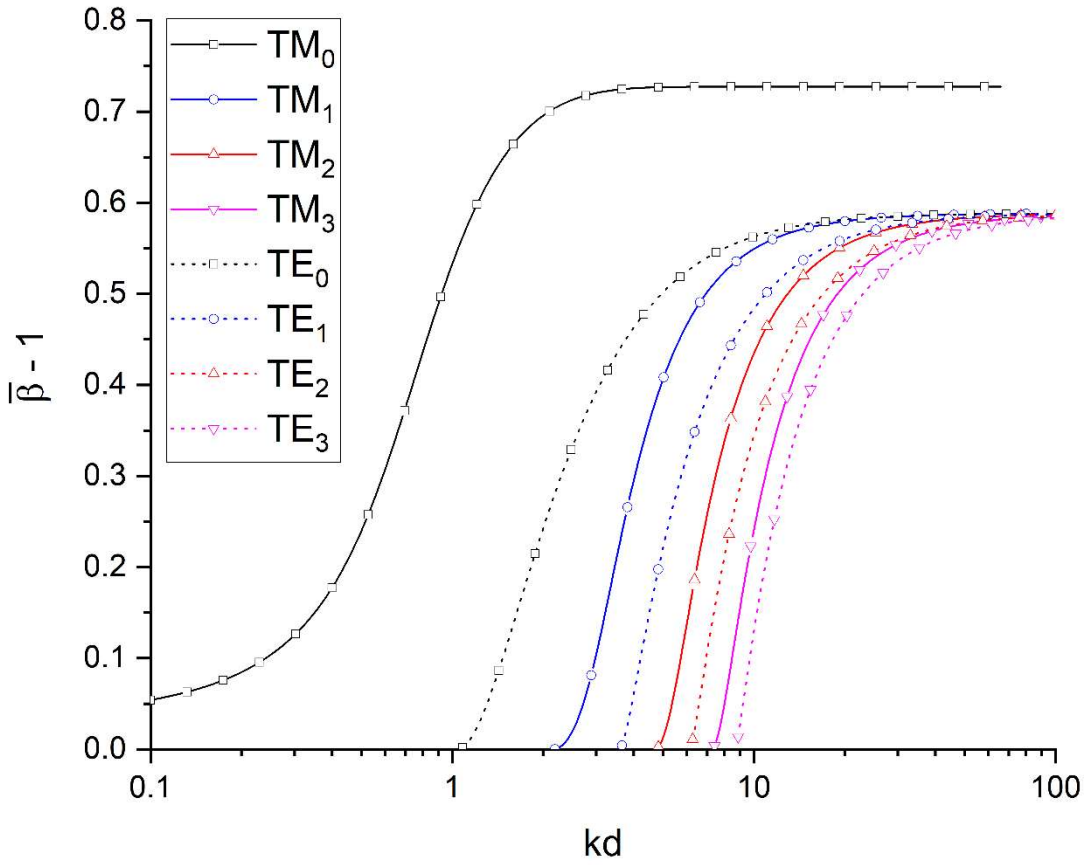


Figura 2.6: Parte real do índice efetivo relativo a valor do índice do superstrato (ar) em função do produto kd, onde k é o número de onda no vácuo e d a espessura da camada guia. Resultado obtido utilizando o código WAVE6. Fonte: o autor

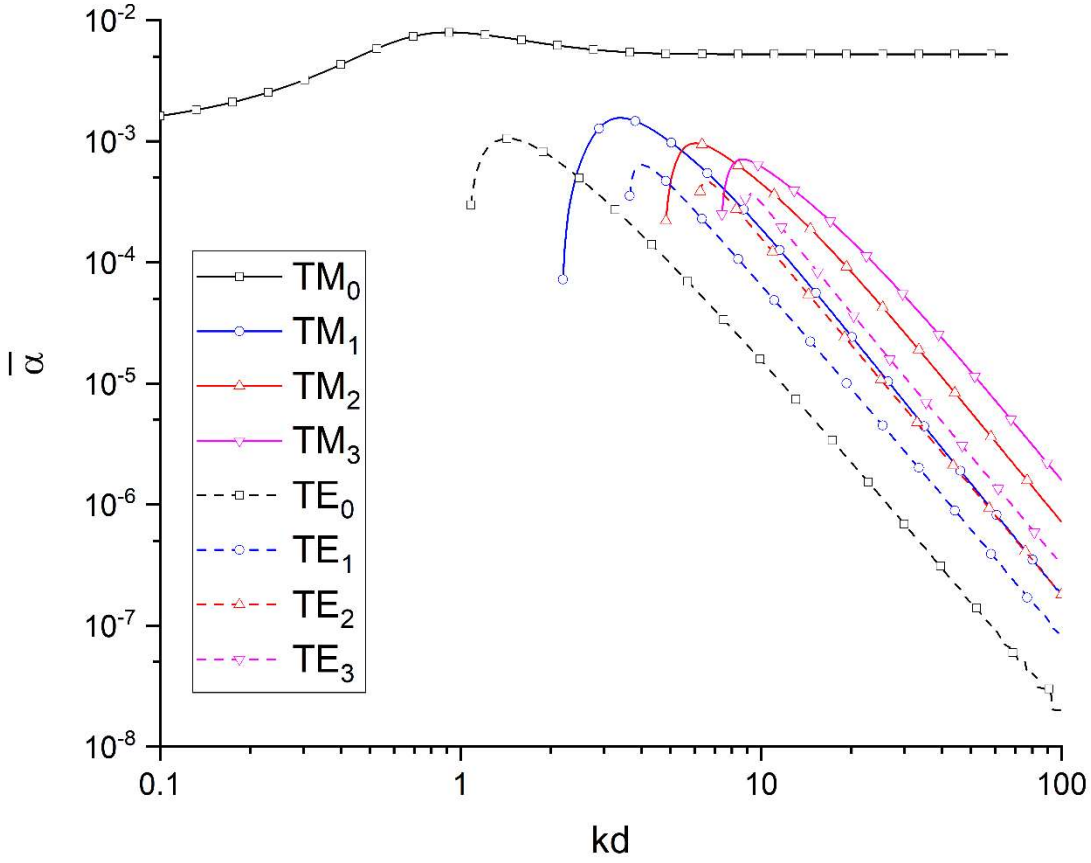


Figura 2.7: Parte imaginária do índice efetivo em função do produto kd, onde k é o número de onda no vácuo e d a espessura da camada guia. Resultado obtido utilizando o código WAVE6. Fonte: o autor

Ainda, observando-se os perfis de módulo quadrado do campo para os modos TE e TM, (figuras 2.8 e 2.9), percebemos como o modo TM_0 fica concentrado na interface metal-dielétrico, evidenciando ainda mais o caráter plasmônico observado através das curvas de dispersão.

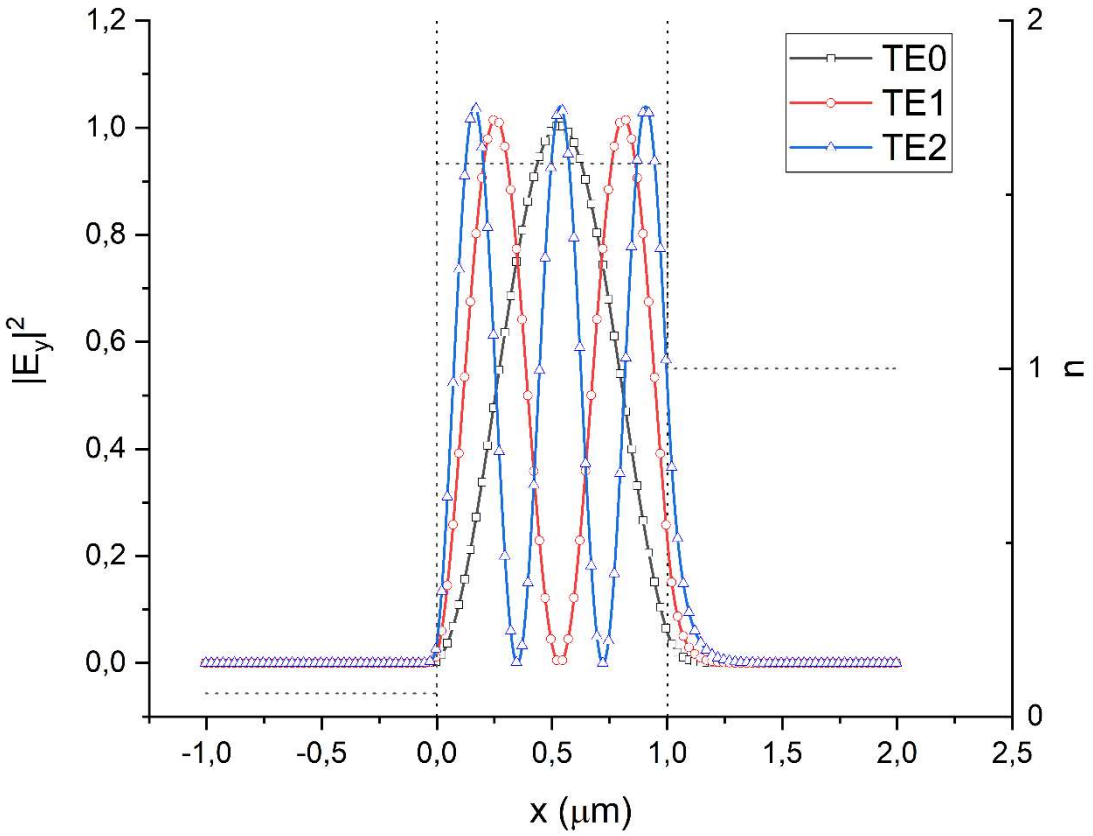


Figura 2.8: Módulo quadrado do campo no guia apresentado na figura 2.5 obtido pelo WAVE6, para o modo TE. Fonte: o autor

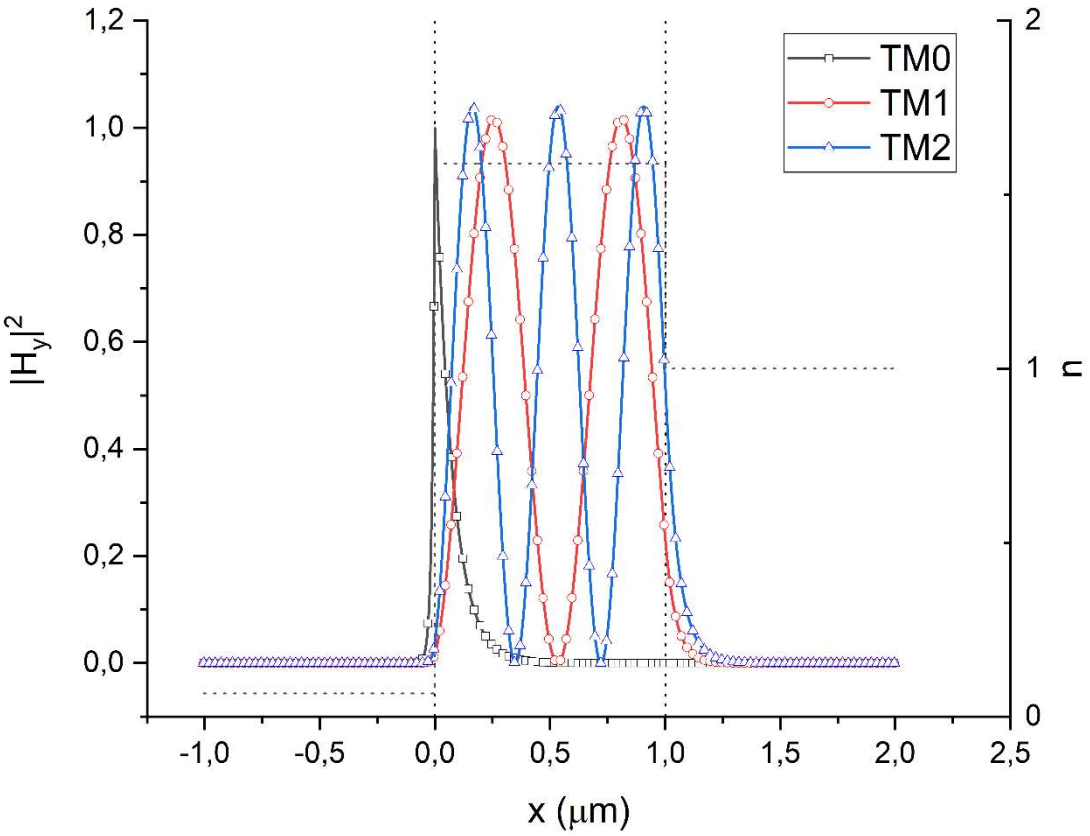


Figura 2.9: Módulo quadrado do campo no guia apresentado na figura 2.5 obtido pelo WAVE6, para o modo TM. Fonte: o autor

2.3 – Considerações sobre o efeito de SPR e LMR

A relação de dispersão de um onda SPP em uma interface metal-dielétrico, é dada por (MAIER, 2007)

$$\gamma_{sp} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_m \varepsilon_d}{\varepsilon_m + \varepsilon_d}} \tag{2.33}$$

onde γ_{sp} é a constante de propagação complexa do plasmon de superfície, definida como $\gamma_{sp} = k_0(\bar{\beta}_{sp} - j\bar{\alpha}_{sp})$, $\bar{\alpha}_{sp}$ e $\bar{\beta}_{sp}$ são o coeficiente de absorção normalizado e constante de fase normalizada, k_0 é o número de onda no vácuo e ε_m e ε_d são as permissividades do metal e do dielétrico respectivamente. A permissividade complexa relativa da prata (BABAR; WEAVER, 2015) e a relação de dispersão para uma

interface prata-sílica (Ag-SiO_2) são mostradas respectivamente nas figuras (2.10) e (2.11), respectivamente. A relação de dispersão de uma onda plana que se propaga com a velocidade da luz no dielétrico (*lightline*) é mostrada com linhas tracejadas. Valores de $\bar{\beta}_{sp} < \sqrt{\varepsilon_d}$ (abaixo da l*ightline*) e $\bar{\beta}_{sp} > \sqrt{\varepsilon_d}$ (acima da *lighline*), delimitam ondas propagantes e ondas evanescentes, respectivamente.

Destaca-se que para frequências acima de aproximadamente 3,84Ev (frequência de plasma – ω_p), $Re\{\varepsilon_{Ag}\} > 0$, uma onda eletromagnética se propaga no metal com forte atenuação. Para frequências abaixo de aproximadamente $3{,}44\ eV$ (frequência de plasmon de superfície – ω_{sp}), uma onda evanescente se propaga na interface entre o metal e o dielétrico – onda SPP. Nessa região a prata tem características metálicas, $Re\{\varepsilon_{Ag}\} < 0$, a constante de propagação é real, e $|\varepsilon_{Ag}| > \varepsilon_d$. Entre 3,44 eV e 3,84 eV, isto é, entre ω_{sp} e ω_p, temos uma situação de modo quase-confinado (MAIER, 2007). A propagação da onda SPP é permitida em toda a faixa de frequências até o limite de ω_{sp}. Neste ponto ($3{,}44\ eV\ ou\ 360\ nm$), temos um pico na absorção e correspondente dispersão na constante de fase da onda SPP. Nesta condição, uma onda eletromagnética com polarização TM, e constante de propagação igual à da onda SPP podem se acoplar, um fenômeno denominado *Surface Plasmon Resonance* – SPR (PRABOWO; PURWIDYANTRI; LIU, 2018).

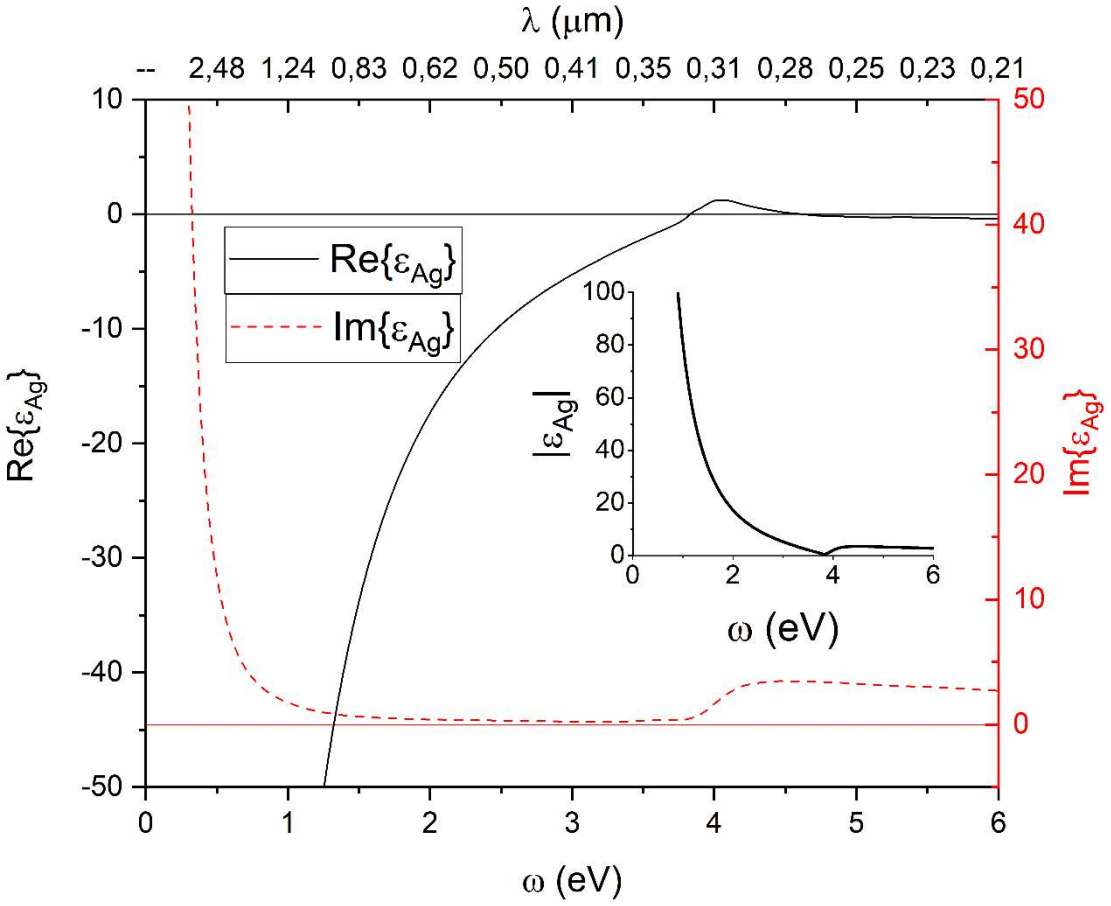
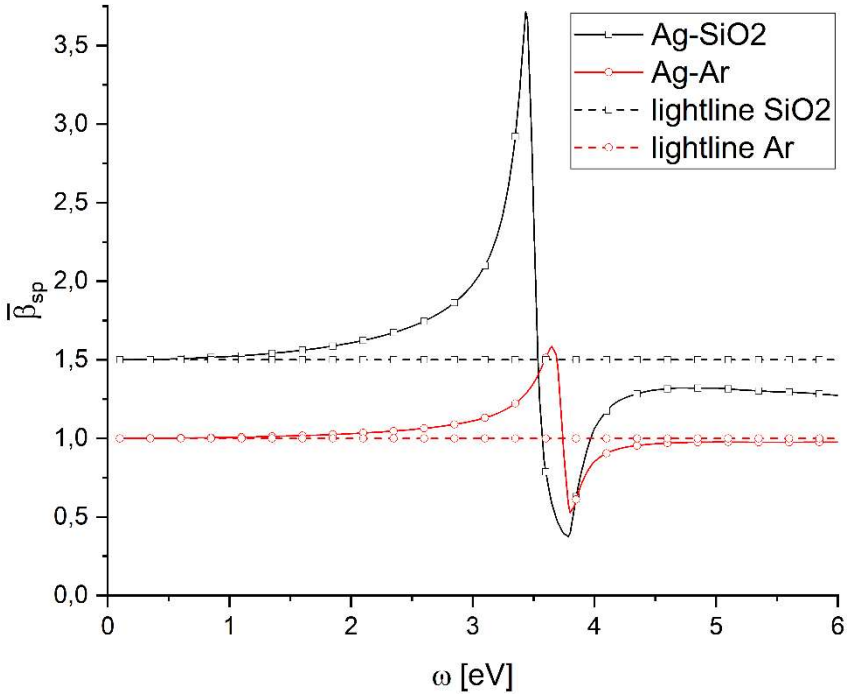
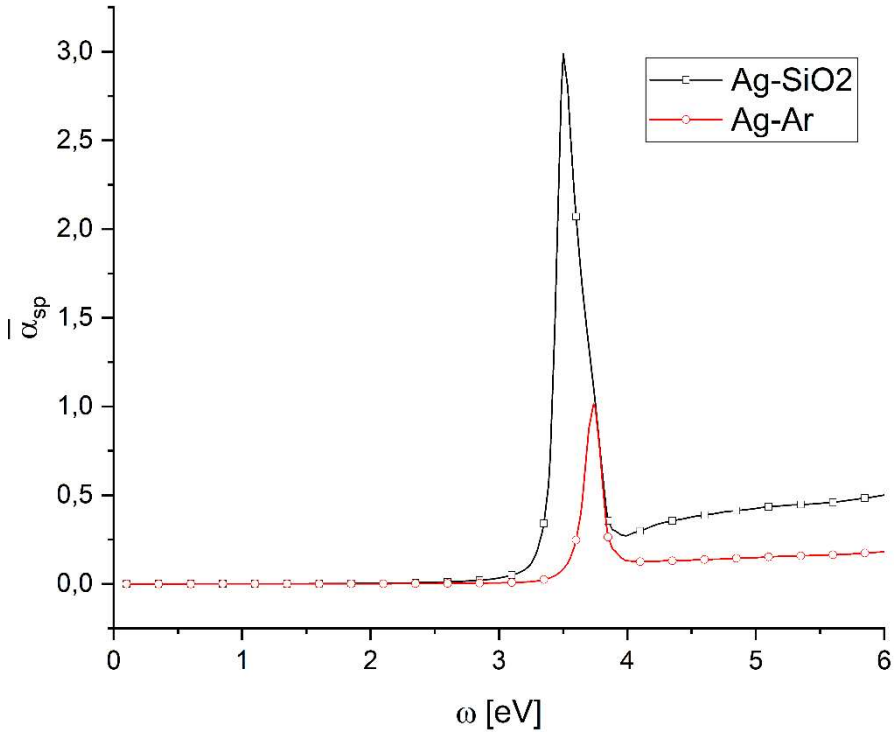


Figura 2.10: Permissividade relativa da prata em função da frequência. Inset: valor absoluto da permissividade relativa da prata em função da frequência. Fonte: o autor



(a)



(b)

Figura 2.11: Parte real (a) e imaginária (b) da constante de propagação de um plasmon de superfície em interfaces prata-dielétrico. Fonte: o autor

Uma outra característica importante a ser observada no estudo dos plasmons de superfície é o confinamento dos mesmos à interface. Um parâmetro útil para expressar esta característica é o comprimento de propagação (L – *Propagation Length*), que representa o comprimento, na direção de propagação da onda em que sua amplitude decai a 1/e do valor inicial, expresso abaixo:

$$L = \frac{1}{2\alpha} \tag{2.34}$$

A figura 2.12 mostra o comportamento de L em função da energia do fóton para as interfaces Ag-Ar e Ag-SiO_2.

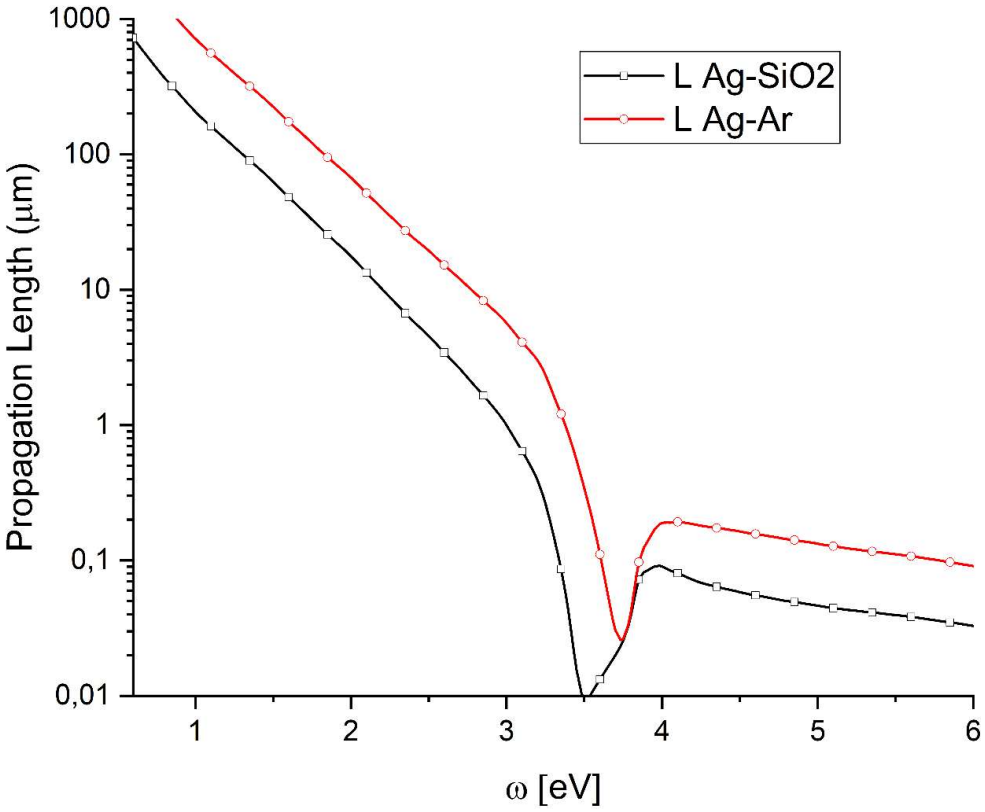


Figura 2.12: Comprimento de propagação em função da energia do fóton para um plasmon em interfaces Ag-Ar e Ag-SiO_2. Fonte: o autor

Conforme pode ser percebido ao analisarem-se as curvas da figura 2.12 em conjunto com as figuras 2.10 e 2.11, o comprimento de propagação apresenta um menor

valor na frequência de plasmon de superfície correspondente àquela interface. Tal resultado é perceptível também a partir da teoria estudada e dos resultados da figura 2.11, pois, na frequência de plasmon de superfície da interface, a parte imaginária da constante de propagação (i.e. a perda) apresenta um pico. Deste modo, espera-se que a onda sofra forte atenuação (menor comprimento de propagação) quão mais confinada estiver à interface. Esta constatação também pode ser vista a partir do fato de que, estando a onda mais confinada à interface, a mesma apresenta uma maior interação com a parte metálica, que é onde há perdas.

Outro parâmetro utilizado para expressar o confinamento do plasmon à interface é a distância de decaimento, que é definida como a distância, em relação à interface e na direção de confinamento, em que a amplitude decai a 1/e em relação a seu valor na interface e expressa por:

$$|\hat{z}| = \frac{1}{k_x} \tag{2.35}$$

Na equação 2.35, k_x é a componente do vetor de onda perpendicular à interface. A figura 2.13 apresenta este parâmetro em função da energia do fóton, para os casos das interfaces Ag-Ar e Ag-SiO2.

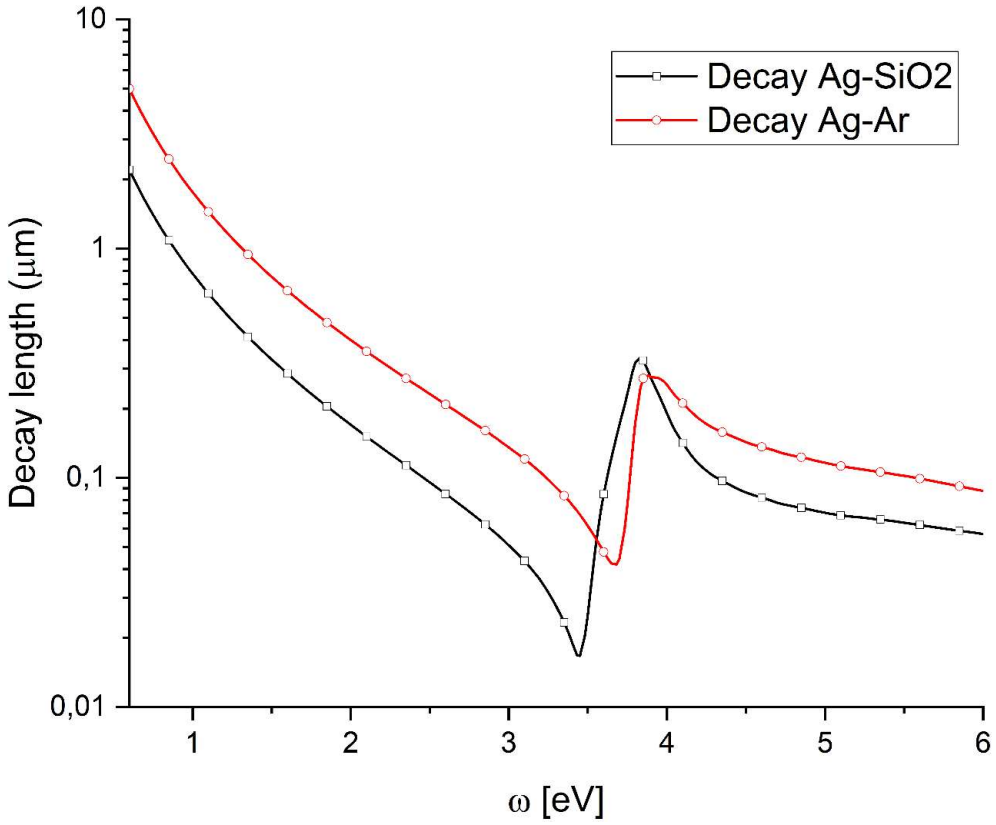


Figura 2.13: Comprimento de decaimento em função da energia para um plasmon em interfaces Ag-Ar e Ag-SiO_2

Tal qual observado para o comprimento de propagação, a distância de decaimento também apresenta um valor menor em torno da frequência de plasmon correspondente à interface, o que coincide com a análise apresentada para a figura 2.12.

Deste modo, ao analisar-se o conjunto completo das figuras 2.10 – 2.13 percebemos que as características de maiores perdas, maior confinamento e menor comprimento de propagação coincidem na frequência de plasmon de superfície para a interface.

Por último, cabe ressaltar que para a excitação de plasmons de superfície, é necessário garantir o casamento de fase (*phase matching*) da onda incidente com o plasmon na estrutura. Alguns dos métodos comuns de realização deste casamento é o uso de prismas (*prism coupling*) ou de grades de difração (*grating coupling*) (MAIER, 2007).

Os efeitos de SPR e LMR têm sido utilizados em diversas aplicações há algum tempo, com especial destaque para as aplicações na área de sensores (PALIWAL; JOHN, 2015; WANG; ZHAO, 2018; PRABOWO; PURWIDYANTRI; LIU, 2018), em que tais efeitos são utilizados em medidas de parâmetros físicos, químicos ou biológicos. Embora ambos SPR e LMR sejam efeitos que podem ser percebidos em interfaces entre meios com perda, faz-se necessário pontuar algumas das principais diferenças entre estes, como as condições de permissividade para o aparecimento e os modos de polarização em que podem ser observados. Estas diferenças encontram-se compiladas na Tabela 2.2 abaixo, adaptada de (PALIWAL; JOHN, 2015)

Tabela 2.2: Comparativo entre dispositivos LMR e SPR, adaptada de (PALIWAL; JOHN, 2015)

Parâmetro	**SPR**	**LMR**
Polarização	TM	TE e TM
Permissividade ($\boldsymbol{\varepsilon = \varepsilon_r + i\varepsilon_i}$)	ε_r negativo e maior em valor absoluto do que ε_i e a permissividade do dielétrico	ε_r positivo e maior em valor absoluto do que ε_i e a permissividade do dielétrico
Materiais	Metais	Óxidos metálicos e polímeros (vasta gama de materiais)
Relação com a espessura do filme	Não há alteração*	Múltiplos LMR podem surgir com o aumento da espessura
Sensibilidade	Máxima para uma determinada espessura da camada de revestimento	Pode ser ajustada com a espessura da camada de revestimento

*Considerando-se uma interface metal-dielétrico simples.

2.4 - Considerações Finais

Neste capítulo, o método da matriz de transferência aplicado no cálculo da dispersão e distribuição de campos para estruturas de múltiplas camadas com e sem perdas foi desenvolvido. Nesse contexto, a ferramenta WAVE6 foi validada com especial ênfase à discussão do efeito de LMR e SPR em guias de onda de múltiplas camadas. No próximo capítulo, as propriedades óticas do grafeno serão discutidas e uma estrutura de múltiplas camadas, compatível com tecnologia CMOS, capaz de operar como um polarizador passa-TE sintonizável é apresentada.

3 - PROPRIEDADES ÓTICAS DO GRAFENO E ESTRUTURAS UTILIZANDO GRAFENO

Neste capítulo, as propriedades óticas do grafeno são discutidas, bem como a análise de estruturas de múltiplas camadas que empregam este material. O formalismo da matriz de transferências, apresentado no Capítulo 2 é utilizado, e o código WAVE6 alterado para garantir o cálculo adequado da relação de dispersão em estruturas de múltiplas camadas, com espessuras da ordem de décimos do nanômetro e anisotrópicas. Na seção 3.2, o tratamento de uma única camada de grafeno como um meio anisotrópico é discutido e comparado com o tratamento isotrópico do grafeno. Na seção 3.3, o método é aplicado para estruturas com várias camadas de grafeno, e discute-se o impacto do número de camadas no confinamento dos campos. Por fim, na seção 3.4, uma estrutura de múltiplas camadas, compatível com tecnologia CMOS é apresentada e sua operação como polarizador passa-TE é discutida.

3.1 – Propriedades óticas do grafeno

Desde a descoberta do grafeno experimentalmente, em 2004 (NOVOSELOV et al, 2004), este material tem sido objeto de estudo em diversas áreas do conhecimento devido às suas propriedades mecânicas, elétricas e térmicas únicas, que podem representar uma revolução em diversos campos da ciência e indústria. Dentre estas, podemos destacar sua condutividade térmica, 10 vezes maior que a do cobre e o fato de ser um dos materiais mais resistentes mecanicamente (NGUYEN; ZHAO, 2014).

Na área da optoeletrônica, o grafeno, em função de suas propriedades, tais como: elevada mobilidade eletrônica (até 250 vezes maior que a do Silício), alta condutividade (35% maior que a do cobre) e alta transparência no espectro do visível (cerca de 97%) (VAKIL; ENGHETA, 2011; NOVOSELOV et al, 2012), surge como uma escolha adequada de material, em especial para dispositivos em ótica integrada. Isto se deve, dentre outros fatores, às dimensões extremamente reduzidas (espessura de 0,34 nm para uma camada única de grafeno) que lhe conferem vantagem adicional em relação a

outros materiais, haja vista que permite a construção de dispositivos óticos integrados sem aumentar significativamente as dimensões do mesmo. Assim, uma parte considerável dos estudos sobre grafeno foca neste tipo de aplicação (PEI et al, 2015).

O grafeno é um material bidimensional, que possui uma estrutura de bandas de energia linear, com as bandas de valência e condução se encontrando em um ponto do diagrama de energia-momento, ou seja, o grafeno possui *bandgap* nulo. Ao aplicar-se um campo elétrico (tensão) externo, desloca-se o nível de Fermi (potencial químico) do material, do ponto de equilíbrio para a banda de condução ou de valência. Ao aplicar-se uma tensão positiva, o nível de Fermi é deslocado para a banda de condução e ao aplicar-se uma tensão negativa, o nível de Fermi é deslocado para a banda de valência. Deste modo, pode-se dopar o grafeno, isto é, controlar a quantidade de portadores no material e, consequentemente, suas propriedades através da aplicação de um campo elétrico externo.

Na interação entre uma onda eletromagnética e os portadores em um material, podemos ter alguns processos de transição dos portadores, dependendo da energia da onda incidente (DRESSELHAUS, 2001). No caso particular do grafeno, tem-se dois processos dominantes: as transições interbanda (figura 3.1a), que decorrem da absorção da radiação pelo material, excitando um portador da banda de valência a ocupar um estado livre na banda de condução e as transições intrabanda (figura 3.1b), que representam o deslocamento dos portadores livres entre os níveis de energia dentro da banda. A figura 3.1c ilustra a não absorção de um fóton e uma relaxação de portadores na banda de condução.

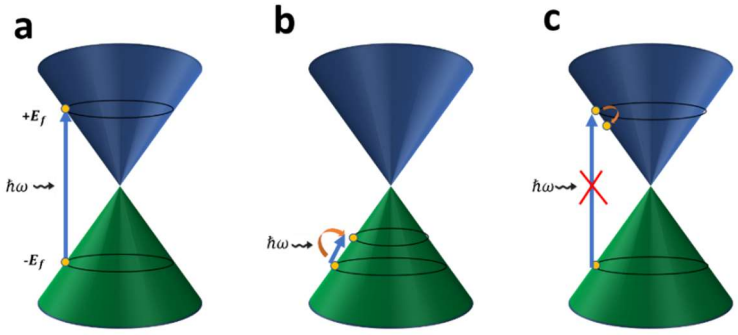


Figura 3.1: Diagrama de bandas de energia para o grafeno: (a) transições interbanda; (b) transições intrabanda; (c) não absorção. Fonte: o autor

O grafeno, como um material bidimensional é caracterizado por uma condutividade dada pela soma das parcelas intrabanda e interbanda. Em um material tridimensional (*bulk*), pode-se relacionar a densidade de corrente ao campo elétrico aplicado através da Lei de Ohm: $\vec{J} = \sigma\vec{E}$, onde a densidade de corrente $\vec{J}$, dada em A/m^2, representa a corrente por unidade de área que atravessa o material, σ é a condutividade do material, em S/m e $\vec{E}$ o campo elétrico aplicado, em V/m. No entanto, dada a natureza bidimensional do grafeno, tem-se uma densidade superficial de corrente $\vec{J}_s$, dada em A/m. Assim, no caso do grafeno, como se pode depreender da análise dimensional da equação (3.1), tem-se a condutividade σ expressa em S.

A dependência das componentes intrabanda e interbanda da condutividade do grafeno com o potencial aplicado pode ser modelada através de (HANSON, 2008):

$$\sigma_{intra}(\omega, \mu_c, T, \Gamma) = -j\frac{e^2 k_b T}{\pi\hbar^2(\omega - j2\Gamma)}\left(\frac{\mu_c}{k_b T} + 2\ln\left(e^{-\frac{\mu_c}{k_b T}} + 1\right)\right) \quad (3.1)$$

$$\sigma_{inter}(\omega, \mu_c, \Gamma) = -j\frac{e^2}{4\hbar\pi}\ln\frac{2|\mu_c| - (\omega - j2\Gamma)\hbar}{2|\mu_c| + (\omega - j2\Gamma)\hbar} \quad (3.2)$$

Nas equações (3.1) e (3.2), e é a carga do elétron, $\hbar$ a constante reduzida de Planck, ω a frequência angular, μ_c o potencial químico, k_b a constante de Boltzmann, T a temperatura e Γ o parâmetro de espalhamento, que está associado ao tempo de relaxação dos portadores (τ) através de $\frac{1}{\tau}$. Neste trabalho, a taxa de espalhamento foi considerada como $\hbar\Gamma = 5\ \text{meV}$, encontrada na literatura como referência para estimativa do parâmetro de espalhamento ao modelar a condutividade do grafeno (LU; ZHAO, 2012; KUZMENKO et al, 2008).

Na figura 3.2, as contribuições das condutividades interbanda e intrabanda relativas ao valor de σ_0, definido como a condutividade universal do material, em altas frequências, e igual a $\sigma_0 = \frac{e^2}{4\hbar}$ é mostrada em função da frequência do fóton relativo ao valor de potencial químico.

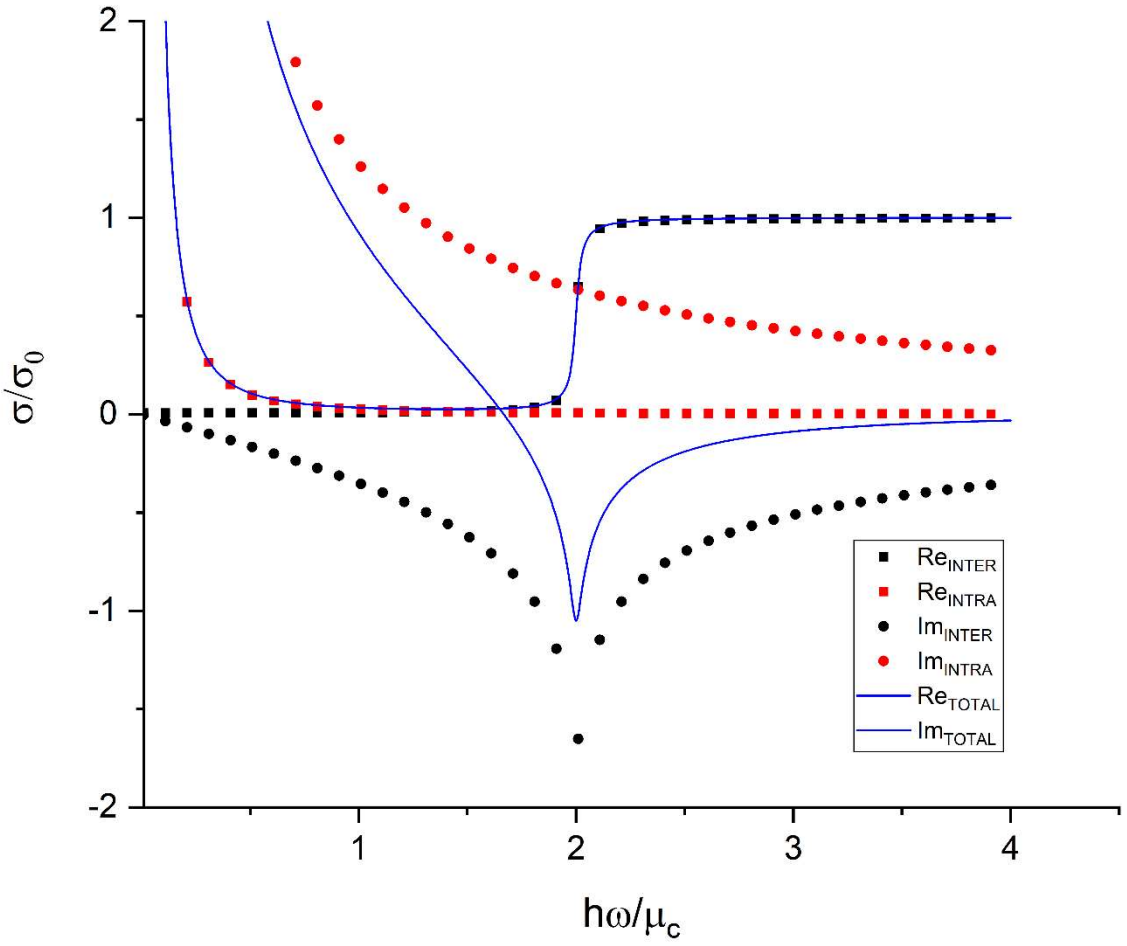


Figura 3.2: Condutividade do grafeno em função da energia do fóton. Os valores dos parâmetros utilizados são $T = 300K$ *e* $\hbar\Gamma = 5\ meV$. Fonte: o autor.

Para valores de $\hbar\omega$ (ou seja, a energia do fóton incidente) menores do que $2\mu_c$ a parte real da parcela interbanda da condutividade é nula, ou seja para frequências óticas que atendam à condição $\omega < \frac{2\mu_c}{\hbar}$ a luz não é absorvida pelo material (figura 3.1c). Já para luz cuja energia do fóton seja maior do que $2\mu_c$, há um predomínio da parte real da parcela interbanda na condutividade do material e há absorção da luz pelo material. Pode-se notar que à medida que a relação $\frac{\hbar\omega}{\mu_c}$ aumenta, a condutividade tende ao valor de $\sigma_0 = \frac{e^2}{4\hbar}$.

Já a parcela real da condutividade intrabanda é elevada para $\frac{\hbar\omega}{\mu_c}$ próximo de 0 e tende para zero à medida que $\frac{\hbar\omega}{\mu_c}$ aumenta. Um comportamento similar é observado para a parte imaginária da condutividade intrabanda, no entanto, esta última diminui de modo menos abrupto, não se aproximando de zero na faixa analisada.

Ao considerar-se a condutividade total, isto é, a soma das parcelas interbanda e intrabanda, fica claro o domínio da parcela interbanda na parte real da condutividade, em especial a partir de $\frac{\hbar\omega}{\mu_c} > 2$. Dado que a parte real da condutividade está relacionada à absorção do material, pode-se concluir, como citado anteriormente, que fótons com energia $\hbar\omega > 2\mu_c$ serão absorvidos pelo material causando uma transição interbanda. Já a parcela imaginária da condutividade, relacionada à refração do material, apresenta um mínimo em $\frac{\hbar\omega}{\mu_c} = 2$, que, como será visto, corresponderá a um maior índice de refração do material nesse ponto.

A aplicação do potencial químico no grafeno é normalmente realizada experimentalmente por meio da aplicação de uma diferença de potencial neste material através de eletrodos. O potencial químico está diretamente relacionado ao campo elétrico aplicado no material. Qualitativamente, o potencial químico pode ser entendido como a energia característica do sistema, isto é, a mudança na energia do sistema quando uma partícula é adicionada assumindo-se entropia e volume constantes (BAIERLEIN, 2001).

Ainda, é importante ressaltar que, sendo o grafeno um material bidimensional, a condutividade expressa pelas equações (3.1) e (3.2) não leva em consideração a espessura do material. Assim, de modo a poder tratar o grafeno como um material *bulk*, considerando sua espessura, δ_g a condutividade volumétrica do grafeno é definida como:

$$\sigma_g = \frac{\sigma_{intra} + \sigma_{inter}}{\delta_g} \tag{3.4}$$

E, consequentemente a permissividade relativa do grafeno (XU et al, 2015) é definida como, $\varepsilon_g = \varepsilon_\infty - \frac{j\sigma_g}{\omega\varepsilon_0}$. A permissividade de fundo ε_∞ é utilizada quando leva-se em consideração outros efeitos de polarização no material (CHUANG, 2009), sendo considerada tipicamente como 1 (correspondendo à permissividade do espaço livre ε_0) nos demais casos. Assim, pode-se considerar $\varepsilon_g = 1 - \frac{j\sigma_g}{\omega\varepsilon_0}$ em boa parte dos casos. A permissividade de uma única camada de grafeno em função do potencial químico, para comprimento de onda de 1550 nm é mostrada na figura (3.3).

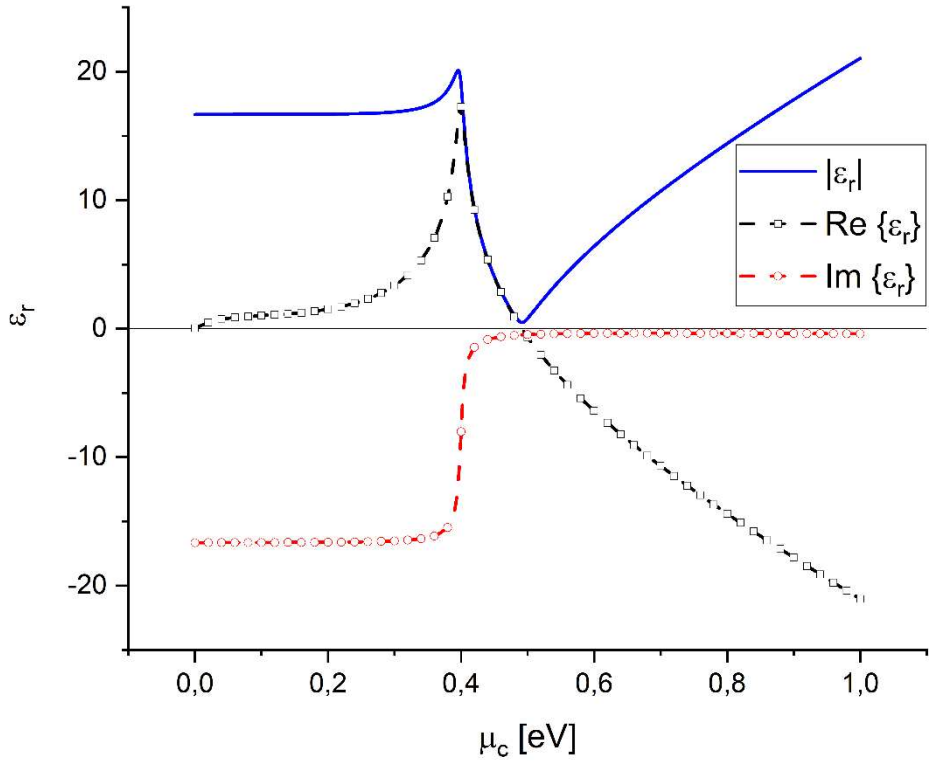


Figura 3.3: Permissividade relativa complexa do grafeno, ε_g, em função do potencial químico, μ_c . Valores de $\delta_g = 0{,}34nm$, e $\hbar\omega \approx 0{,}8eV$ ($\lambda \approx 1550\ nm$).

A figura 3.3 mostra algumas características interessantes do grafeno. Em primeiro lugar, pode-se perceber que, dependendo do potencial químico, a parte real da permissividade do grafeno pode ser positiva ou negativa, isto é, o grafeno pode se comportar tanto como um metal quanto como um dielétrico, em função do potencial

químico aplicado. Para o comprimento de onda apresentado ($\lambda = 1550\, nm$), a transição de "grafeno metálico" para "grafeno dielétrico" ocorre no potencial químico de 0,492 eV. Outra característica importante é que ao observar-se o valor absoluto da permissividade do grafeno, nota-se que é mínimo próximo ao ponto de transição de "grafeno metálico" para "grafeno dielétrico" e que este valor é muito próximo de zero, e definido como *epsilon near-zero*.

A figura 3.4 ilustra o índice de refração do grafeno em função da frequência de operação para 3 valores diferentes de potencial químico. O índice de refração do grafeno é definido como, $n_g = \sqrt{\varepsilon_g}$ (XU et al, 2015). A parte real do índice de refração do grafeno apresenta um valor máximo quando $\hbar\omega = 2\mu_c$, correspondente ao valor mínimo na parte imaginária da condutividade como apresentado na figura 3.2. A parte imaginária apresenta um comportamento similar ao da parte real da condutividade, tendo valores elevados devido à forte contribuição da parcela intrabanda na faixa $\hbar\omega \ll 2\mu_c$, valores muito baixos em uma faixa aproximada de $0{,}5\mu_c < \hbar\omega < 2\mu_c$, e um valor praticamente constante para $\hbar\omega > 2\mu_c$, devido ao domínio das transições interbanda .

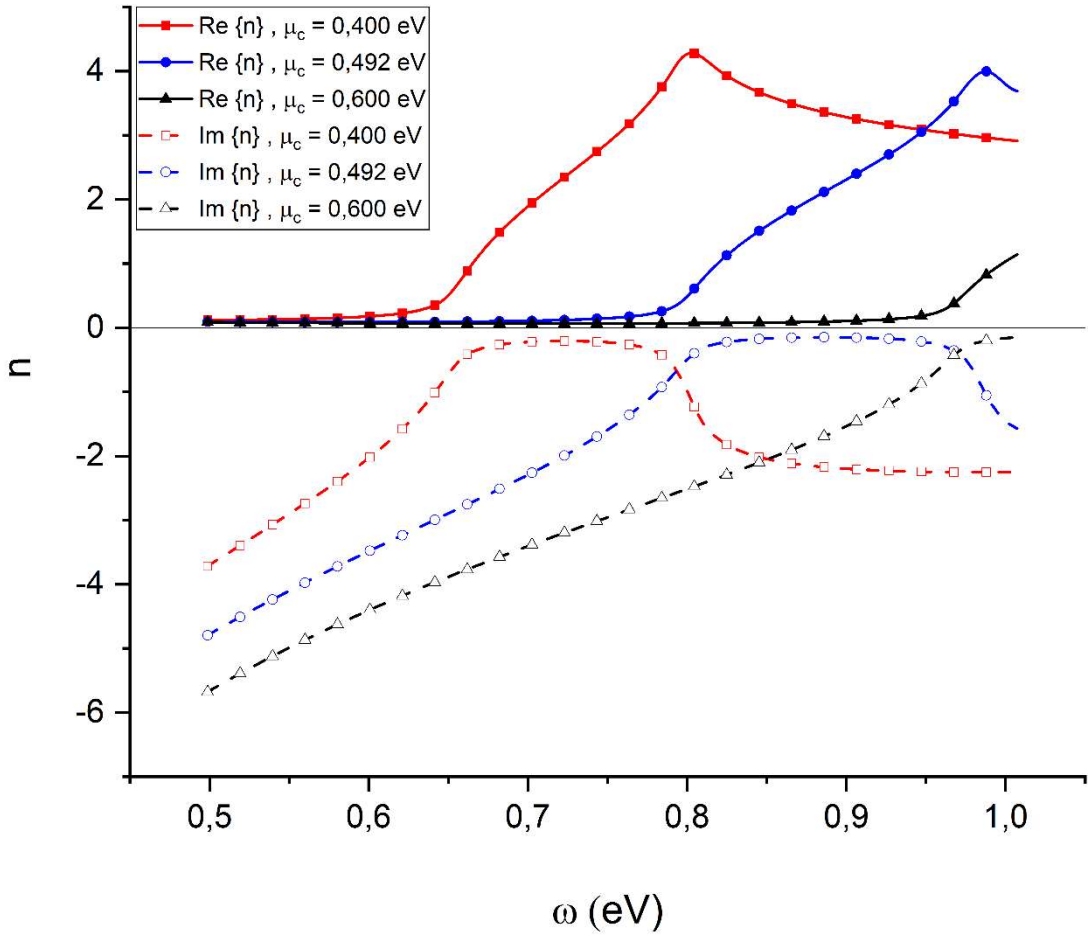


Figura 3.4: Índice de refração do grafeno em função da energia do fóton para os valores de potencial químico de 0,400 eV (quadrados), 0,492 eV (círculos) e 0,600 eV (triângulos). Linhas cheias correspondem à parte real do índice de refração e linhas tracejadas à parte imaginária. Fonte: o autor

3.2 – Considerações sobre o tratamento do grafeno de camada única como um material isotrópico ou anisotrópico

O grafeno, sendo um material bidimensional, com suas propriedades óticas definidas pela sua condutividade superficial, é tratado em alguns trabalhos como uma superfície condutora sem espessura (BAO et al, 2011; KUZMIN; BYCHKOV; SHAVROV 2015; XU et al, 2012). No entanto, algumas análises, como neste trabalho, tratam o grafeno como uma camada fina com espessura δ_g, tipicamente de 0,34 nm para o grafeno de camada única. Assim, há autores que tratam o grafeno com uma espessura δ_g como isotrópico (KIM; KIM; KIM, 2019; XIAO et al, 2018; YIN et al, 2015;

ZHANG et al, 2016) ou anisotrópico (DE OLIVEIRA; DE MATOS, 2015; KWON, 2014). Ao considerar-se o tratamento anisotrópico, o deslocamento dos portadores no grafeno se dá no plano da camada de grafeno (plano yz), com permissividade relativa $\varepsilon_{\parallel}$, e na direção perpendicular ao plano (direção x), com permissividade relativa $\varepsilon_{\perp}$. Assim, representa-se a permissividade do grafeno pelo tensor:

$$\bar{\bar{\varepsilon}}_g = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{\parallel} \end{bmatrix}$$

No tensor $\bar{\bar{\varepsilon}}_g$ as componentes de permissividade paralelas ao plano do grafeno, isto é ε_{yy} e ε_{zz} correspondem à permissividade paralela do meio $\varepsilon_{\parallel}$ e que é dada pela fórmula de Kubo, como nas equações (3.1) e (3.2). No entanto, a permissividade na direção perpendicular ao material, $\varepsilon_{\perp}$, correspondente a ε_{xx} possui o valor 1 ou 2.5, correspondentes à permissividade do ar ou do grafite. A escolha do valor 1 ou 2.5 exerce pouca influência no valor do índice efetivo da estrutura, dado que as dimensões do grafeno são tipicamente muito menores do que a largura do modo (CHANG; CHIANG 2016). Assim, a permissividade do grafeno passa a ser definida pelo tensor, onde $\varepsilon_{\perp} = 1$ e $\varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_g$, em que ε_g é dado a partir da fórmula de Kubo, conforme a Eq. (3.5).

A possível anisotropia uniaxial é importante, dentre outros fatores, porque está diretamente relacionada ao comportamento da luz no material, em especial para os modos TM, nos quais a componente de campo E_x é afetada pela permissividade perpendicular do material. Diversos trabalhos adotam o modelo anisotrópico do grafeno em suas análises. (DE OLIVEIRA; DE MATOS, 2015) simula diversas estruturas para polarizadores com grafeno, concluindo que os parâmetros construtivos (material do superstrato, dimensões do guia, etc.) influenciam o funcionamento dos polarizadores, mais do que o potencial químico aplicado. (KWON, 2014) discute a existência ou não do efeito de *epsilon near-zero* no grafeno a partir de simulações para um guia de fenda horizontal empregando ambos os modelos isotrópico e anisotrópico para o grafeno, concluindo que o efeito de *epsilon near-zero* somente é observado quando o grafeno é tratado como isotrópico.

Em (YIN et al, 2015) os autores apresentam um polarizador passa-TE empregando grafeno em um guia de silício, baseado no efeito de epsilon near-zero no grafeno, existente somente para os modos TM e no modelo isotrópico. (XIAO et al, 2018) apresenta um modulador em fibra ótica baseado em grafeno, também baseado no efeito de *epsilon near-zero* no material, considerando o grafeno como isotrópico. Em (KIM; KIM; KIM, 2019) é apresentado um guia empregando grafeno para induzir bi-estabilidade ótica, baseado em um modo suportado na condição de *epsilon near-zero* no grafeno. Ao tratar o grafeno como isotrópico, o tensor de permissividade para o material pode ser definido como: $\varepsilon_{\perp} = \varepsilon_{\parallel} = \varepsilon_g$.

Em (CHANG; CHIANG, 2016) são apresentados resultados comparativos entre simulações, para dois guias de onda empregando grafeno, com núcleo de 9 μm, considerando o grafeno como um material isotrópico, anisotrópico ou através do modelo de interface (no qual o grafeno é considerado uma interface condutiva, sem espessura, entre dois meios) (BAO et al, 2011; KUZMIN; BYCHKOV; SHAVROV, 2015; XU et al, 2012) e resultados experimentais. Os resultados apresentados nos três modelos concordam com os resultados experimentais para o modo TE. Nas análises presentes neste trabalho, o grafeno foi considerado um material isotrópico com a condutividade definida pela fórmula de Kubo, como mostrado acima. As análises já vinham sendo desenvolvidas quando foi observada na literatura a existência de alguns trabalhos tratando o grafeno como um material com anisotropia uniaxial (DE OLIVEIRA; DE MATOS, 2015; KWON, 2014). A comparação contida em (CHANG; CHIANG, 2016) indica que os resultados obtidos pelo modelo anisotrópico, embora mais próximos dos resultados experimentais, parecem subestimar as perdas da estrutura em até 65 vezes para os modos TM em alguns casos, quando observados frente aos resultados experimentais. O modelo isotrópico, por outro lado, superestima as perdas para os modos TM em até 220 vezes. Mesmo com as diferenças, o modelo anisotrópico é mais próximo, tendo em vista que uma subestimação das perdas em simulações é mais comum que uma superestimação delas.

A estrutura apresentada em (CHANG; CHIANG, 2016) encontra-se na figura 3.5, com os índices de refração dados para o comprimento de onda de 1536 nm. O

potencial químico utilizado em (CHANG; CHIANG, 2016) é de 0,3 eV. É importante ainda observar que os resultados apresentados foram obtidos em experimentos sob condições específicas de dimensões do guia. Dado que o grafeno utilizado possui espessura de 1 nm, o núcleo, com espessura de 9 μm, é cerca de 9000 vezes maior que o grafeno.

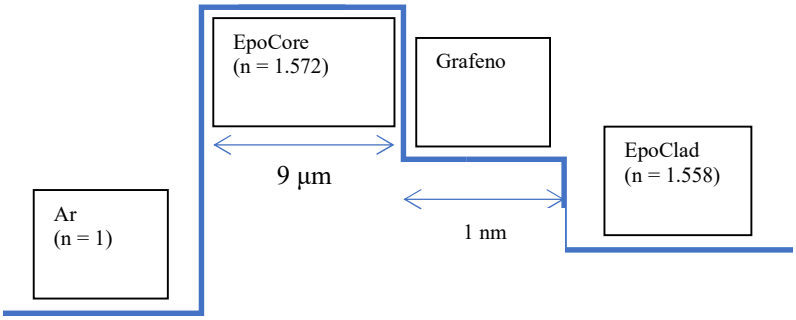


Figura 3.5: estrutura apresentada em (CHANG; CHIANG, 2016) e utilizada para validação do WAVE6_ANI com o grafeno sendo considerado anisotrópico. Fonte: adaptado de (CHANG; CHIANG, 2016) pelo autor

Como citado na seção 2.2, o código WAVE6 foi estendido para incluir o tratamento de camadas de espessura subnanométrica, e com anisotropia uniaxial, e passou a ser denominado WAVE6_ANI. A tabela 3.1 mostra os resultados apresentados em (CHANG; CHIANG, 2016) comparados aos obtidos através do WAVE6_ANI.

Tabela 3.1: Comparativo entre os resultados de (CHANG; CHIANG, 2016) e os obtidos pelo WAVE6_ANI

	CHANG, 2016	WAVE6_ANI	Erro
		Perda (dB/cm)	
TE_0 - isotrópico	14,7	14,6823	0,12%
TE_0 - anisotrópico	14,7	14,6823	0,12%
TM_0 - isotrópico	3,11	3,1239	0,45%
TM_0 - anisotrópico	0,237	0,2358	0,51%
		Índice efetivo	
TE_0 - isotrópico	1,5703	1,5703	_
TE_0 - anisotrópico	1,5703	1,5703	_
TM_0 - isotrópico	1,5697	1,5702	0,03%
TM_0 - anisotrópico	1.5697	1.5702	0,03%

Ao observar-se os resultados contidos na tabela 3.1, pode-se perceber que, para o modo TE, não há diferença nos resultados ao considerarmos o grafeno como isotrópico ou anisotrópico. No entanto, para o modo TM, no qual a componente de campo elétrico E_x é perpendicular ao plano do grafeno, observamos que há uma grande diferença nas perdas da estrutura, visto que estas são cerca de 13 vezes maiores ao considerar-se o modelo isotrópico. No que concerne à comparação entre os resultados reportados por (CHANG; CHIANG, 2016) e os obtidos pelo WAVE6_ANI, percebe-se que o maior erro apresentado é de 0,51% na perda para o modo TM quando considerado o modelo anisotrópico.

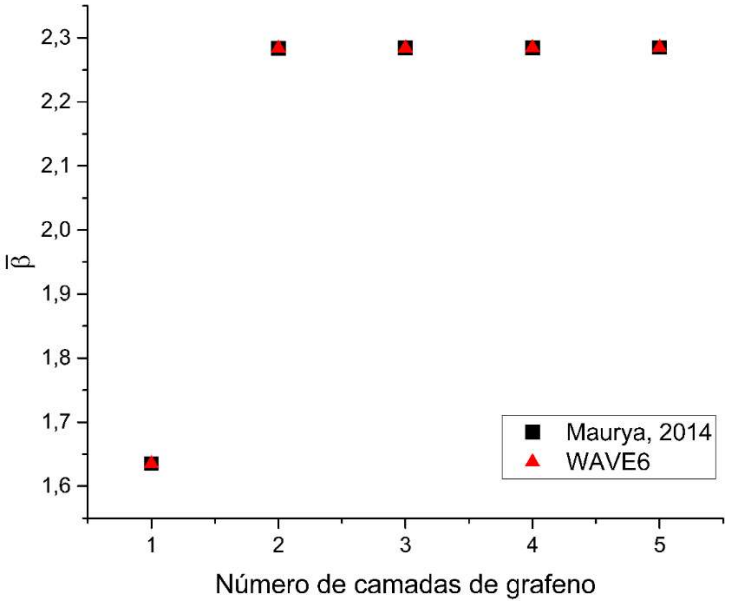
3.3 –Estrutura de múltiplas camadas utilizando grafeno

Uma única camada de grafeno é da ordem 0,34nm. Considera-se o material grafeno, se a espessura é de até 3,4nm (10 camadas), visto que acima dessa espessura, o material passa a se comportar como um filme fino de grafite (GEIM; NOVOSELOV, 2007). No caso do grafeno com poucas camadas, pode-se considerar que não há acoplamento eletrônico entre as camadas, de modo que o modelo de Kubo continua válido (BAO, 2011). O código WAVE6 foi adaptado de modo a permitir e garantir o cálculo da dispersão de estruturas com camadas subnanométricas em estruturas de guias de onda. Em (MAURYA et al, 2014), os autores analisam o impacto do número de camadas de grafeno no confinamento do campo na estrutura descrita na Tabela 3.2. Os autores observam que nas estruturas analisadas, o melhor confinamento é obtido quando se utilizam duas camadas de grafeno na composição do guia (o que pode ser observado, dentre outros parâmetros, através do maior índice efetivo nesta situação), com o aumento no número de camadas a partir deste número apresentando um impacto desprezível.

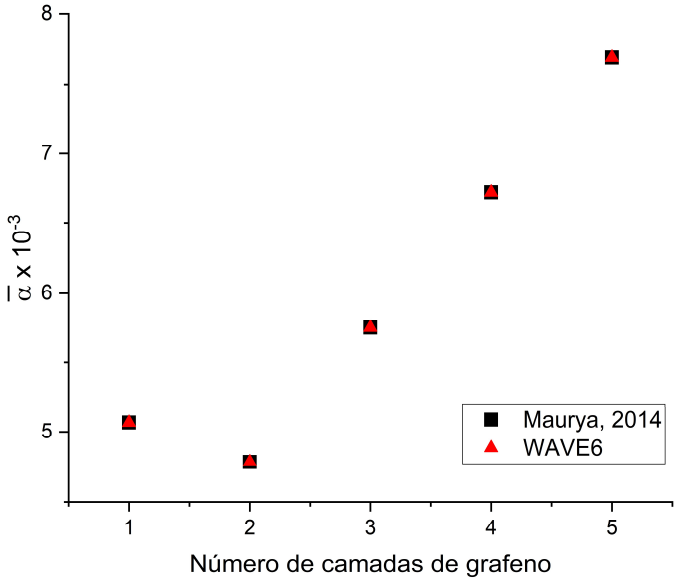
Tabela 3.2: Estrutura empregando grafeno apresentada em (MAURYA et al, 2014). L é o número de camadas de grafeno.

Camada	Material	Índice de refração	Espessura (nm)
Cobertura	Ar	1.0	
Segunda	Grafeno	3,65 -2,42j	(0,34 X L)
Primeira	$In_{1-x}Ga_xAs_yP_{1-y}$ (x = 0.38 and y = 0.815)	3,60 – 0,002j	1500
Substrato	MgF_2	1,37052	

A constante de propagação complexa para o modo TE fundamental é calculada e os resultados são mostrados da figura 3.6, e comparados com os resultados do código WAVE6 para o comprimento de onda de 1550nm. Os resultados obtidos através do WAVE6 concordam com os reportados em (MAURYA et al, 2014) até a 8ª casa decimal, de modo a indicar que, mesmo nas condições de camadas da estrutura muito finas, como é o caso do grafeno o WAVE6 se comporta de maneira robusta.



(a)



(b)

Figura 3.6: Parte real (a) e imaginária (b) do índice efetivo para a estrutura, de acordo com (MAURYA et al, 2014) e com o WAVE6. Fonte: o autor

3.4 – Estrutura compatível com tecnologia CMOS utilizando grafeno

Componentes óticos baseados em silício tem atraído atenção nos últimos tempos devido à facilidade de seu uso em circuitos integrados com alta densidade de componentes e dimensões reduzidas, tendo em vista que a elevada diferença de índice de refração entre o silício e a sílica provê um forte confinamento. Ademais, dispositivos baseados em silício são normalmente compatíveis com a tecnologia de fabricação CMOS, o que diminui os custos de produção quando comparados com dispositivos baseados em semicondutores III-V largamente utilizados em optoeletrônica (AZZAM et al, 2014).

Em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018), os autores reportaram uma estrutura de múltiplas camadas com núcleo de silício em substrato de sílica e empregando grafeno, a qual pode ser sintonizada para operar como um polarizador passa-TE em uma faixa de 600 nm. A estrutura é mostrada na figura 3.7. Os índices de refração dos materiais no comprimento de onda de 1550 nm são n_{Si}=3,4757, $n_{Al_2O_3}$=1,7462 e n_{SiO_2}=1,444.

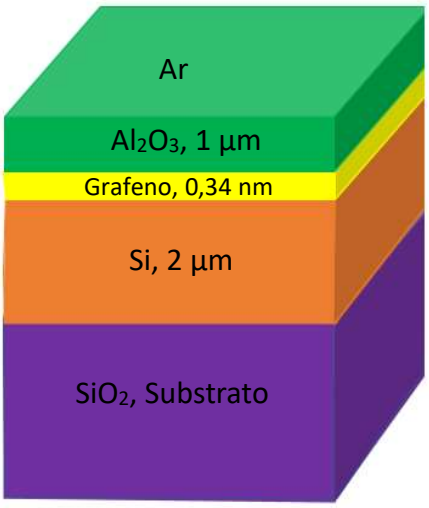


Figura 3.7: Estrutura do polarizador passa-TE apresentado em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018). Fonte: adaptado de (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) pelo autor

A parte real do índice efetivo para a estrutura na faixa de $\hbar\omega$ entre 0,5 e 1,0 eV, é apresentada na figura 3.8. O índice efetivo praticamente não sofre alterações em função do potencial químico aplicado ao grafeno. Isto pode ser explicado em função da espessura muito fina do grafeno quando comparada às outras camadas da estrutura. A título de comparação, o núcleo de silício possui 2 µm, cerca de 5900 vezes a espessura do grafeno (0,34 nm).

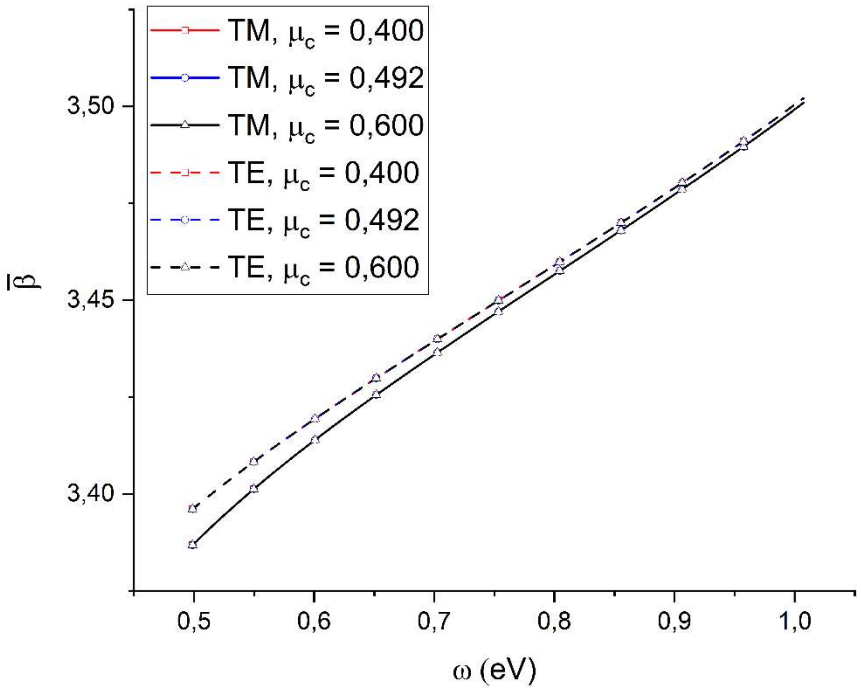


Figura 3.8: Índice efetivo da estrutura apresentada em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) em função da energia do fóton, para os modos TE e TM, nos três valores de potencial químico analisados. Linha cheia corresponde ao modo TM e linha tracejada ao modo TE. Fonte: o autor

No entanto, percebe-se um comportamento diferente ao analisar as perdas da estrutura, como mostrado na figura 3.9. Nota-se uma forte atenuação em determinadas frequências para o modo TM, que, como será visto no capítulo 4, ocorre para os potenciais químicos correspondentes a um valor de permissividade muito próximo de zero (*epsilon near-zero*). O mesmo comportamento não é observado para o modo TE. Deste modo, podemos sintonizar a estrutura para funcionar como um polarizador passa-TE, em diferentes frequências.

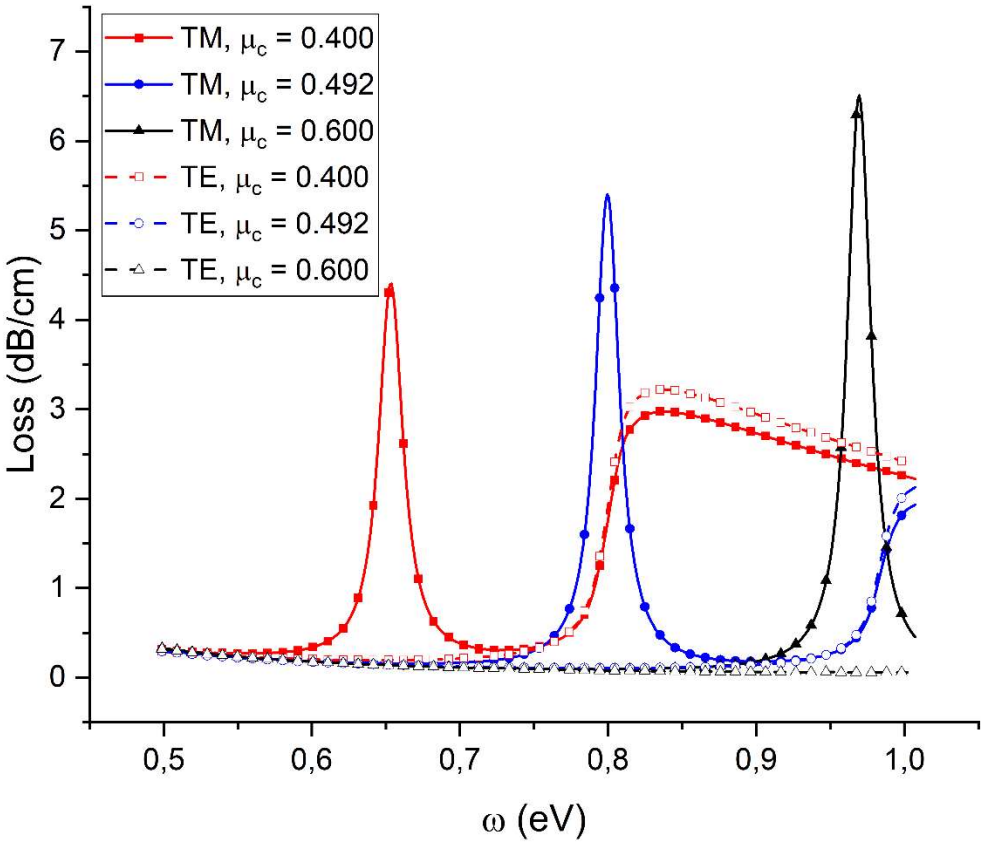


Figura 3.9: Perdas, em dB/cm da estrutura apresentada em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018), para os modos TE e TM, nos três valores de potencial químico analisados. Perdas para o modo TM são mostradas em linha cheia e para o modo TE em linha tracejada. Fonte: adaptado de (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) pelo autor

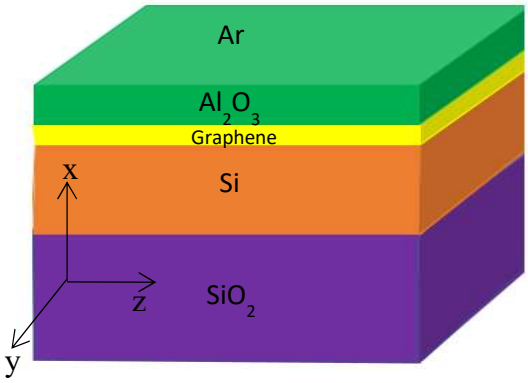
A razão de extinção (Perdas do Modo TM – Perdas do Modo TE) é entre 4 e 6 dB/cm nos potenciais químicos analisados. Ainda, pode-se perceber o surgimento de perdas não seletivas em polarização para uma outra faixa de comprimento de onda fora da que sintoniza o efeito de *epsilon near-zero*. Estes aspectos serão melhor explorados no Capítulo 4.

4 – ANÁLISE DE UMA ESTRUTURA DE MÚLTIPLAS CAMADAS RE-CONFIGURÁVEL

Neste capítulo, é proposta e analisada uma estrutura de múltiplas camadas empregando grafeno onde a escolha do potencial químico possibilita a operação, como: (i) polarizador com comprimento de onda sintonizável; (ii) modulador com comprimento de onda sintonizável; (iii) como modulador e polarizador em comprimentos de ondas diferentes. É analisado o impacto da espessura do núcleo da estrutura no desempenho, bem como são discutidas as figuras de mérito em cada caso, de modo a definir a dimensão do núcleo mais adequada ao funcionamento dual (polarizador e modulador simultaneamente em comprimentos de onda distintos) da estrutura. Por último, alguns dos resultados apresentados são comparados e complementados com os obtidos utilizando um software comercial.

4.1 – Descrição da estrutura e parâmetros

A estrutura reportada em (SANTOS; MARTINEZ; GIRALDI, 2018) e analisada na seção 3.4 é redimensionada, de maneira a garantir uma operação monomodo e aproximá-la das dimensões de dispositivos tipicamente encontrados na literatura (LIU et al., 2011). Esta estrutura redimensionada é mostrada na figura 4.1, com o índice de refração complexo no comprimento de onda de 1550 nm e potencial químico de 0,492 eV (no caso do grafeno) e respectivas espessuras listadas na tabela ao lado.



Material	n @ 1550 nm	Width (nm)
Air	1,0003	Inf
Al_2O_3	1,7462	7
Graphene	0,4668 – 0,5135j	0,34
Si	3,4757	t_{Si}
SiO_2	1,4444	Inf

Figura 4.1: Estrutura do guia de múltiplas camadas, com as espessuras e valores do índice de refração no comprimento de onda de 1550 nm. Fonte: o autor

As perdas da estrutura para os modos fundamentais TE e TM em função do comprimento de onda para diferentes valores de potencial químico e t_{Si}=250nm, são mostradas na figura 4.2.

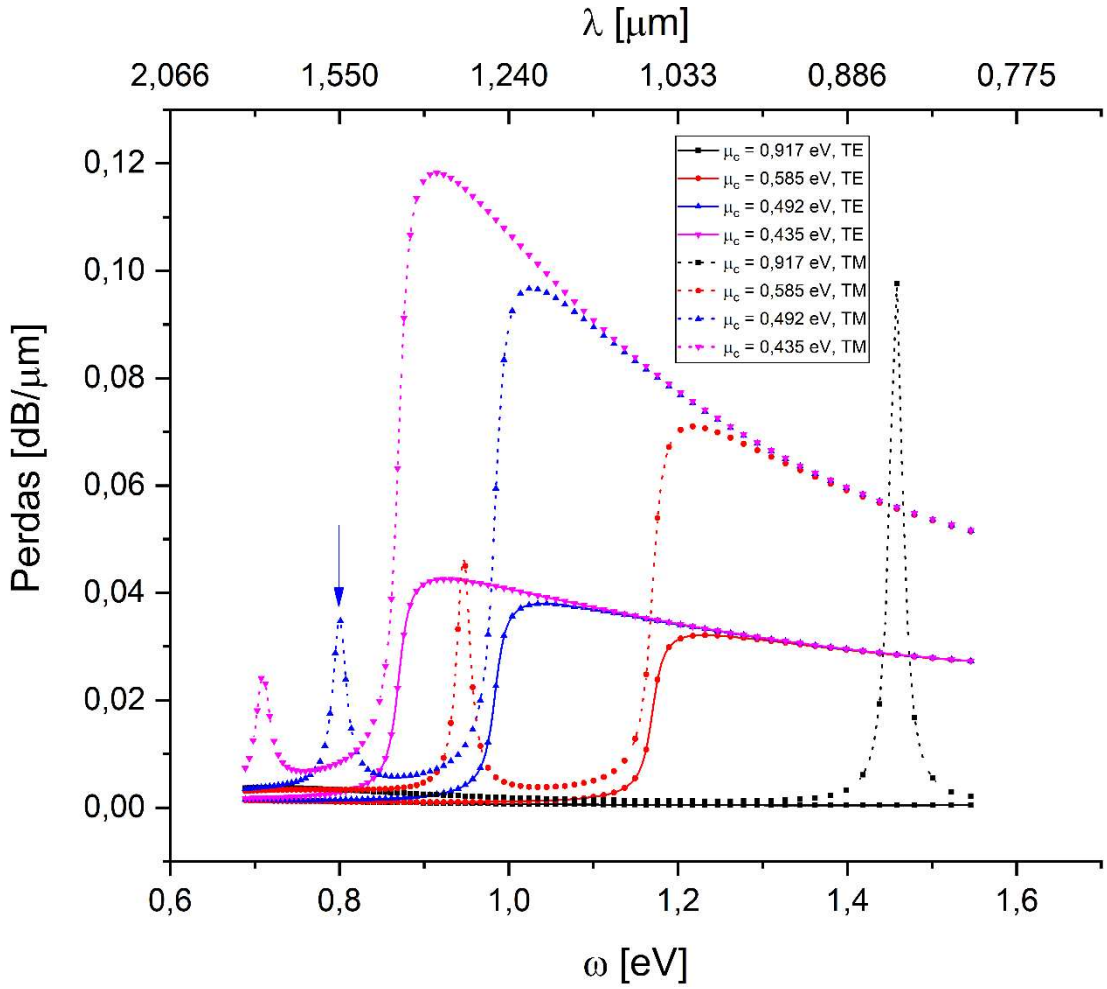


Figura 4.2: Perdas da estrutura (em dB/μm) entre os comprimentos de onda 0.8 e 1.8 μm, e correspondente valor em eV, para os modos TE_0 (linhas sólidas) e TM_0 (linhas tracejadas), para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor

A estrutura se comporta de modo diferente para os modos TE e TM. Pode-se perceber que existem picos com característica ressonante na perda para o modo TM nas frequências em torno de 0,7, 0,8, 0,95 e 1,5 eV, para os potenciais químicos de 0,435, 0,492, 0,585 e 0,917 eV, respectivamente, os quais não existem para o modo TE.

Essas perdas sintonizáveis e altamente seletivas para o modo TM se devem ao efeito de *epsilon near-zero* na camada de grafeno, de acordo com o qual, devido à continuidade da densidade de fluxo elétrico normal à interface, faz com que a parcela de campo elétrico normal aumente consideravelmente na região em que a permissividade é

muito próxima de zero (MAHMOUD; ENGHETA, 2014; DE OLIVEIRA; DE MATOS, 2015; ZIOLKOWSKI, 2004). Esse efeito leva a uma maior intensidade da componente de campo elétrico normal à interface (E_x), a qual somente existe para os modos TM. Assim, pode-se perceber que estas perdas elevadas ocorrem nos comprimentos de onda onde a permissividade do grafeno se aproxima de zero, como mostrado na figura 4.3. No *inset* da figura, a região próxima de zero é destacada, mostrando que, para maiores valores de potencial químico, o valor absoluto da permissividade do grafeno é mais próximo de zero, o que conduz a perdas maiores.

Adicionalmente, outras perdas, não tão seletivas quanto às citadas anteriormente, mas ainda sintonizáveis, aparecem para ambos os modos TE e TM por volta de 0,9, 1,05 e 1,2 eV, para os potenciais químicos de 0,435, 0,492 e 0,585 eV, respectivamente. Diferente das perdas do tipo ressonante, estas perdas diminuem com o potencial químico e o comportamento se assemelha ao do índice de refração do grafeno, isto é, cresce com o comprimento de onda, chegando a se tornar superior ao do silício, e após essa a região, diminui, como mostrado na figura 4.4.

O coeficiente de extinção para o grafeno é mostrado na figura 4.5 e tem os valores de 0,185, 0,155 e 0,140 para os potenciais químicos de 0,435, 0,492 e 0,585 eV, respectivamente, nos comprimentos de onda onde ocorrem as perdas seletivas em cada valor de potencial químico. Esse aumento nas perdas não aparece para o potencial químico de 0,917 porque, para a faixa de comprimentos de onda analisada, o índice de refração do grafeno não supera o do silício para este potencial químico.

É importante destacar que as perdas não-ressonantes se comportam de maneira diferente quando consideram-se os modos TE e TM, também em função das condições de contorno para a densidade de fluxo elétrico normal, embora de modo menos pronunciado que nas condições de *epsilon near-zero*.

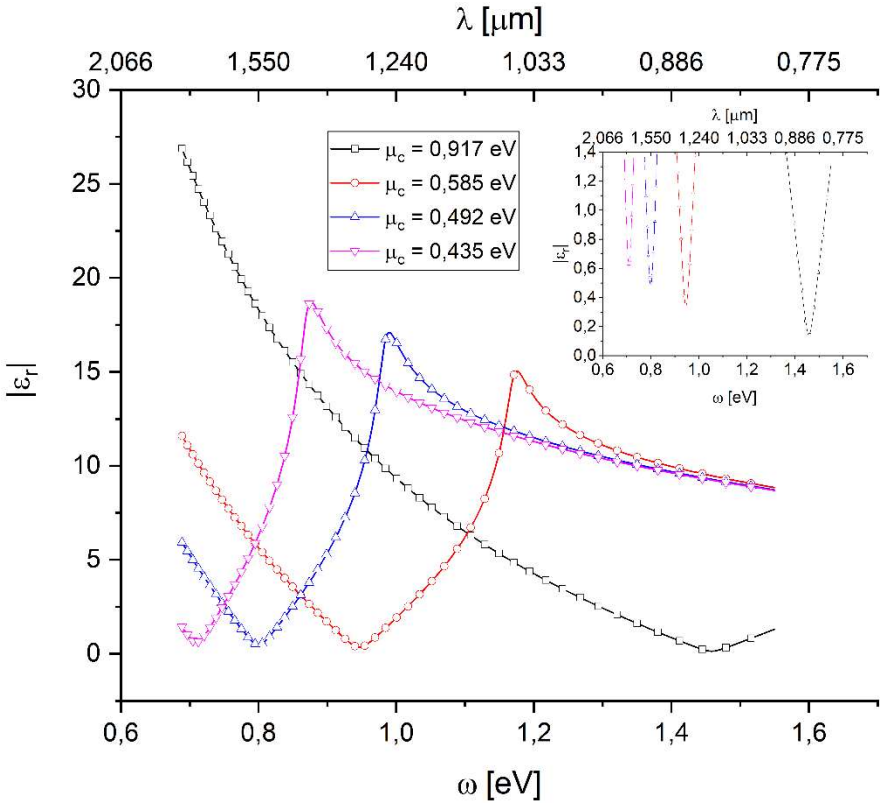


Figura 4.3: Valor absoluto da permissividade do grafeno entre os comprimentos de onda de 0,8 e 1,8 μm, e correspondente valor em eV, para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor

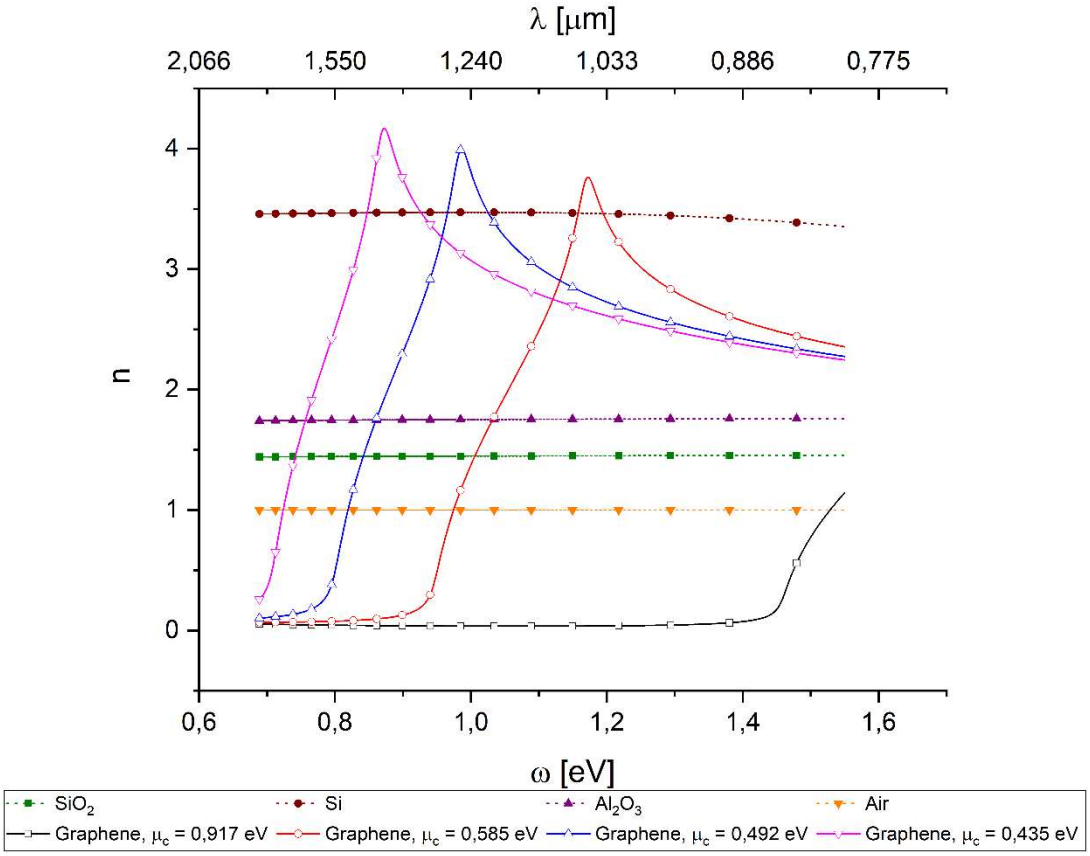


Figura 4.4: Valor do índice de refração do grafeno entre os comprimentos de onda de 0,8 e 1,8 μm, e correspondente valor em eV, para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor

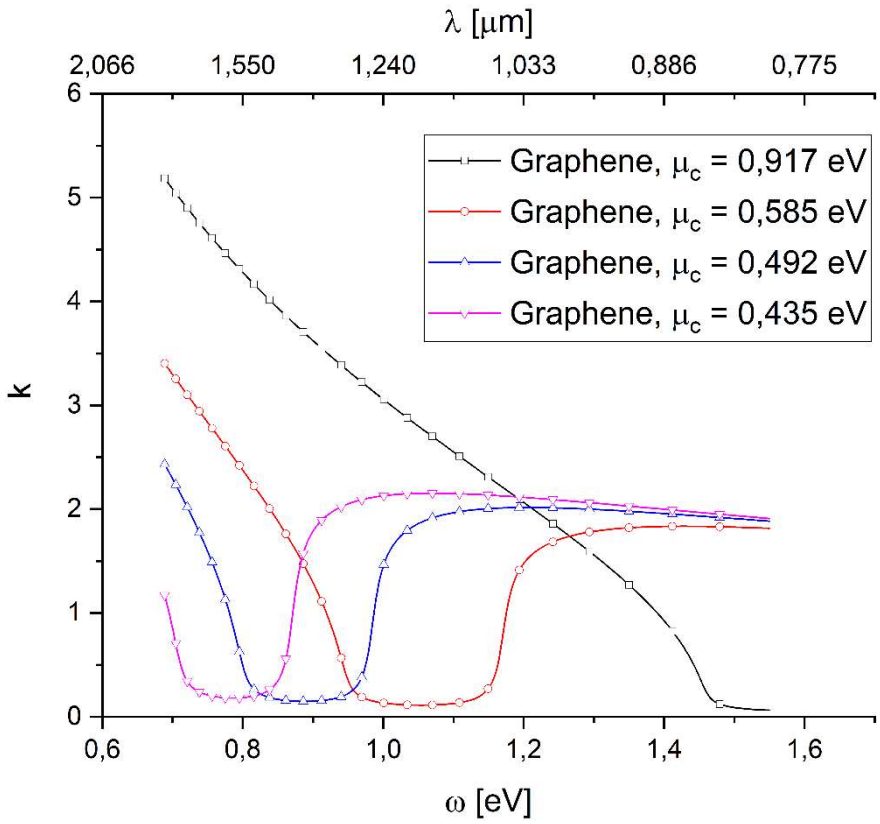


Figura 4.5: Valor do coeficiente de extinção do grafeno entre os comprimentos de onda de 0,8 e 1,8 μm, e correspondente valor em eV, para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV. Fonte: o autor

4.2 - Polarizador passa-TE, sintonizável em 1550 nm e 1310 nm

Para um comprimento de onda específico, por exemplo, aquele marcado pela seta azul na figura 4.2, a perda do tipo ressonante está presente apenas para o modo TM. Sendo assim, pode-se a princípio utilizar essa estrutura para projetar um polarizador passa-TE. O *epsilon near-zero* no grafeno para os comprimentos de onda de λ = 1550 nm e 1310 nm, ocorre para valores de potencial químico iguais a 0,492 eV e 0,585 eV respectivamente.

Os valores de $\bar{\alpha}$, coeficiente de absorção normalizado, para os modos fundamentais TE_0 e TM_0, é calculado para estrutura proposta em função da espessura da camada de silício, e mostrados na figuras 4.6 para os comprimentos de onda de λ =

1550 e 1310 nm.

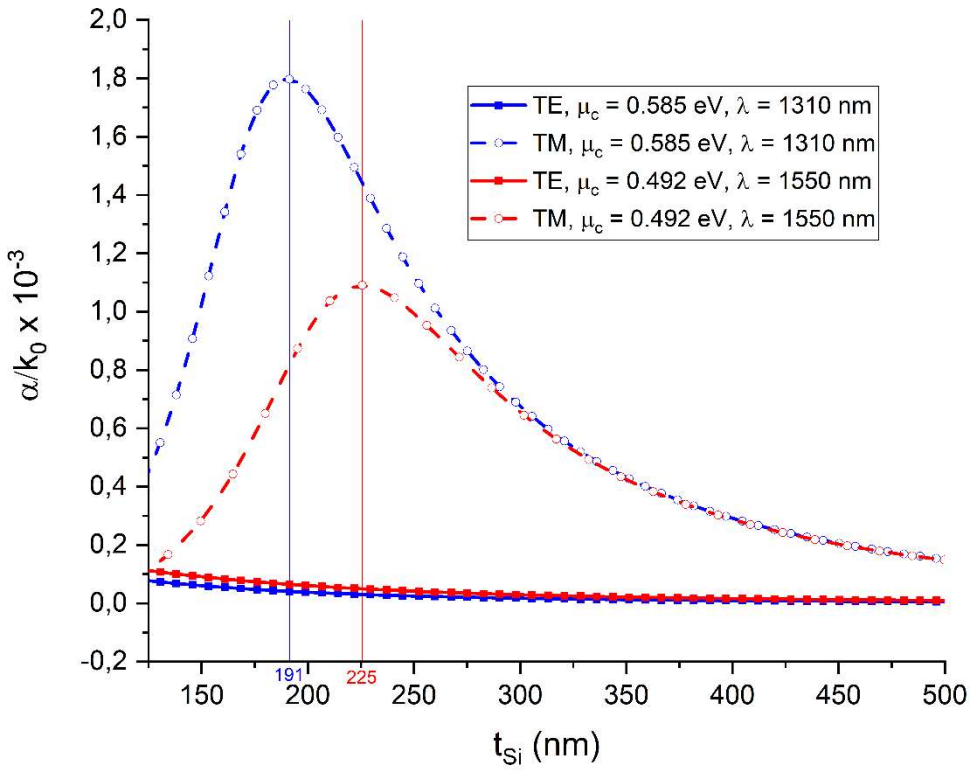


Figura 4.6: Coeficiente de absorção em função da espessura do guia de silício para os modos TE (linha cheia) e TM (linha tracejada). λ = 1310 nm e λ = 1510 nm. Fonte: o autor

Analisando os resultados contidos na figura 4.6, pode-se observar que existe uma determinada espessura da camada de silício que maximiza as perdas para o modo TM. Esta espessura é de cerca de 225 nm para o comprimento de onda de 1550 nm e 191 nm para o comprimento de onda 1310 nm. No entanto, para verificar o funcionamento da estrutura como um polarizador é importante observar a figura de mérito da estrutura para este modo de funcionamento (razão de extinção/perda de inserção – ER/IL), mostrada na figura 4.7. A razão de extinção, ER- *Extinction Ratio*, para o polarizador é definida como a diferença entre a perda dos modos TM e TE (ER = $L_{TE} - L_{TM}$) e a perda de inserção, IL - *Insertion Loss*, é definida como a perda do modo TE (IL = L_{TE}). Observa-se que as espessuras da camada de silício que efetivamente

otimizam o uso da estrutura como polarizador são em torno de 256 nm (para 1550 nm) e 218 nm (para 1310 nm), respectivamente.

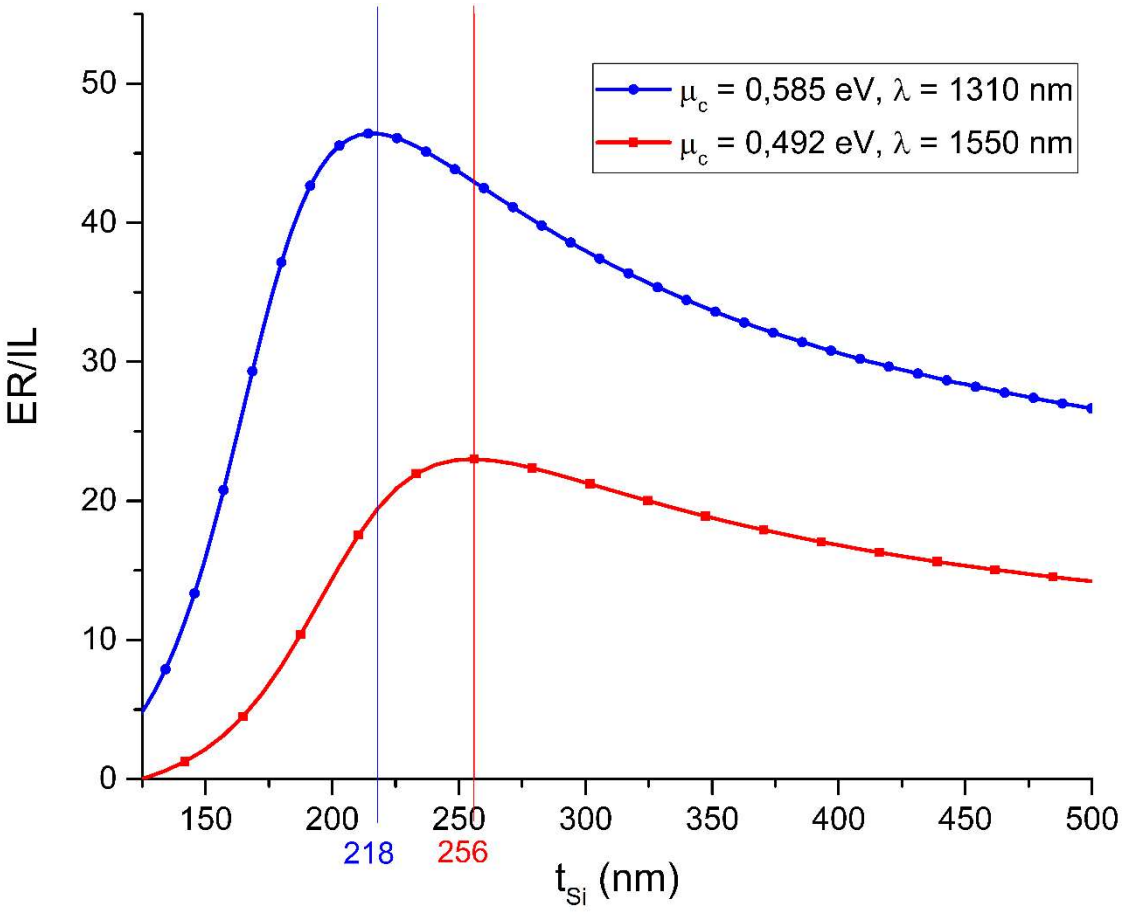


Figura 4.7: Figura de mérito em função da espessura do núcleo de silício. λ = 1310 nm e λ = 1510 nm.
Fonte: o autor

Pode-se perceber uma diferença na figura de mérito (ER/IL) entre os comprimentos de onda de 1550 e 1310 nm, sendo esta maior para o comprimento de onda de 1310 nm. Ao observarmos novamente a figura 4.3, percebe-se que esta diferença se deve ao efeito de *epsilon near-zero* mais pronunciado no potencial químico de 0,585 eV (correspondente ao comprimento de onda de 1310 nm) do que no de 0,492 eV (correspondente ao comprimento de onda de 1550 nm). A Tabela 4.1 sumariza as figuras de mérito (FOM – *Figure of Merit*) para o funcionamento como polarizador em três situações distintas: espessura em que o modo TM apresenta a maior perda,

espessura otimizada (maior FOM para cada comprimento de onda) e estrutura única (t_{si}=256nm). Pode-se observar que, no caso da estrutura consolidada, a perda de desempenho em relação ao caso otimizado para o comprimento de onda de 1310 nm é de apenas 6,5 %.

Tabela 4.1: Síntese dos valores de ER e IL, considerando-se o funcionamento como polarizador, para a estrutura proposta nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm

	Máx Perda TM		**Otimizada**		**Estrutura única**	
λ (nm)	1310	1550	1310	1550	1310	1550
t_{Si} (nm)	191	225	218	256	256	
ER(dB/μm)	0,0732	0,0366	0,0631	0,0321	0,0429	0,0321
IL (dB/μm)	0,0017	0,0017	0,0014	0,0014	0,000999	0,0014
FOM	≅43	≅21	≅46	≅23	≅43	≅23

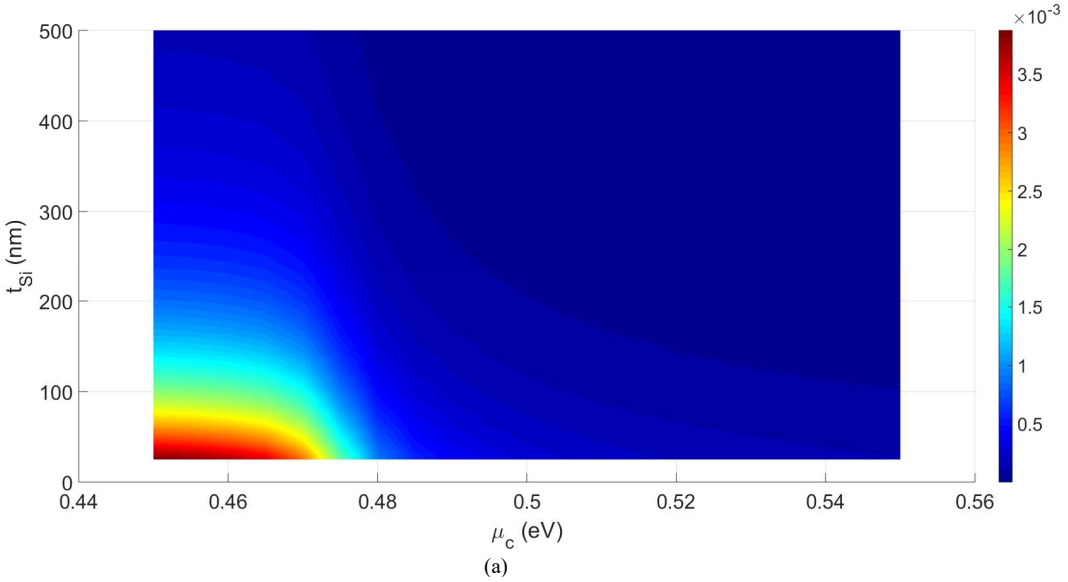
Analisando os dados da Tabela 4.1, pode-se perceber que, conforme citado no parágrafo anterior, a redução na figura de mérito quando comparamos o caso otimizado para 1310 nm com a estrutura única para os dois comprimentos de onda é de cerca de 6,5% (de 46 para 43). No caso da operação em 1550 nm, não há alteração na figura de mérito, visto que a espessura utilizada na estrutura única é a do caso otimizado para 1550 nm, isto é 256 nm. O critério para escolha desta espessura foi o de não reduzir a performance do pior caso entre os otimizados, que ocorre para o comprimento de onda de 1550 nm, com uma FOM de 23.

4.3 – Modulador sintonizável em 1550 nm e 1310 nm

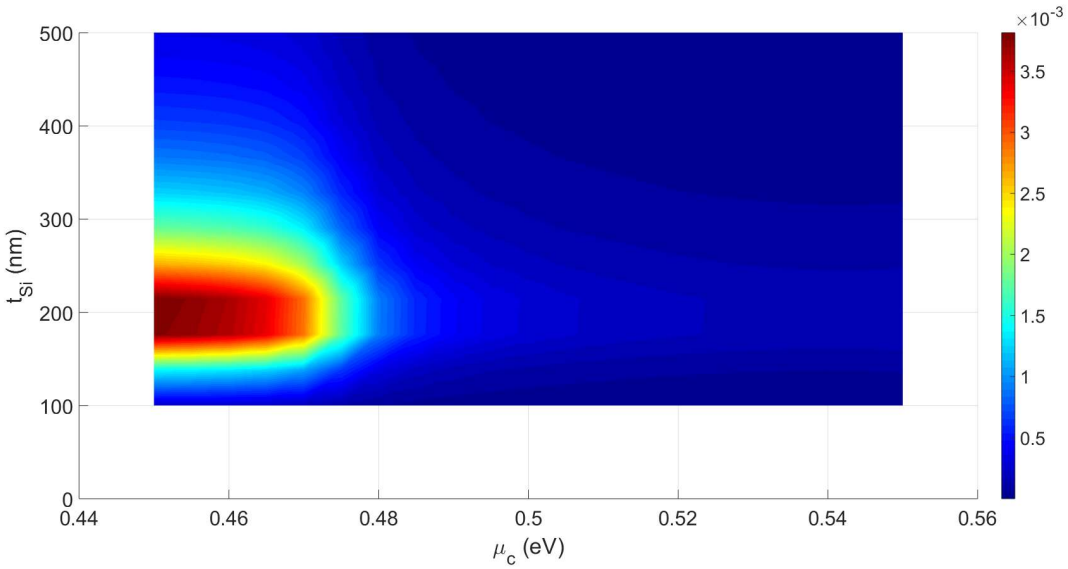
Diferentemente da operação como polarizador, que se baseia no efeito de *epsilon near-zero* para o grafeno, a operação da estrutura como modulador se baseia nas perdas da estrutura quando varia-se o potencial químico em outra faixa. Observando a figura 4.2, esta possibilidade fica evidente quando são comparadas, por exemplo, as curvas azul e magenta (μ_c = 0,492 e 0,435 eV, respectivamente), no comprimento de onda de 1310 nm ($\omega \cong 0{,}95\ eV$), em que pode-se perceber uma diferença nas perdas da estrutura de cerca de 0,04 dB/μm para o modo TE e 0,11 dB/μm para o modo TM entre estes potenciais químicos,. Um comportamento similar pode ser observado em outros

comprimentos de onda, com a escolha da faixa de potencial químico adequada. Assim, para avaliar este modo de funcionamento da estrutura, fixou-se o comprimento de onda em 1550 nm e 1310 nm e variou-se o potencial químico entre 0,350 e 0,450 eV (para 1550 nm) e 0,450 a 0,550 eV (para 1310 nm) ao mesmo tempo em que variou-se a espessura do núcleo de silício entre 25 e 500 nm, tanto para o modo TE quanto para o TM. O potencial químico no grafeno pode ser variado com a aplicação de um campo elétrico no mesmo, tipicamente através de uma tensão (LIU et al, 2011). O coeficiente de absorção normalizado da estrutura sob estas condições encontra-se apresentadas nas figuras 4.8 e 4.9.

Como pode-se depreender das figuras 4.8 (a) e 4.9 (a), para o modo TE em ambos os casos a melhor profundidade de modulação, isto é, o contraste entre o coeficiente de absorção (perda) máxima e mínima na faixa de potencial químico analisada ocorre para a espessura de cerca de 100 nm. No entanto, para o modo TM, como mostrado nas Figuras 4.8 (b) e 4.9 (b), a espessura que otimiza o funcionamento da estrutura como modulador é de cerca de 220 nm (para 1310 nm) e 250 nm (para 1550 nm). A espessura para a qual os modos TE e TM estão no corte é de cerca de 25 nm e 100 nm, respectivamente.



(a)



(b)

Figura 4.8: Coeficiente de absorção normalizado em função da espessura do núcleo de silício e do potencial químico, λ = 1310 nm. (a) Modo TE; (b) Modo TM. Fonte: o autor

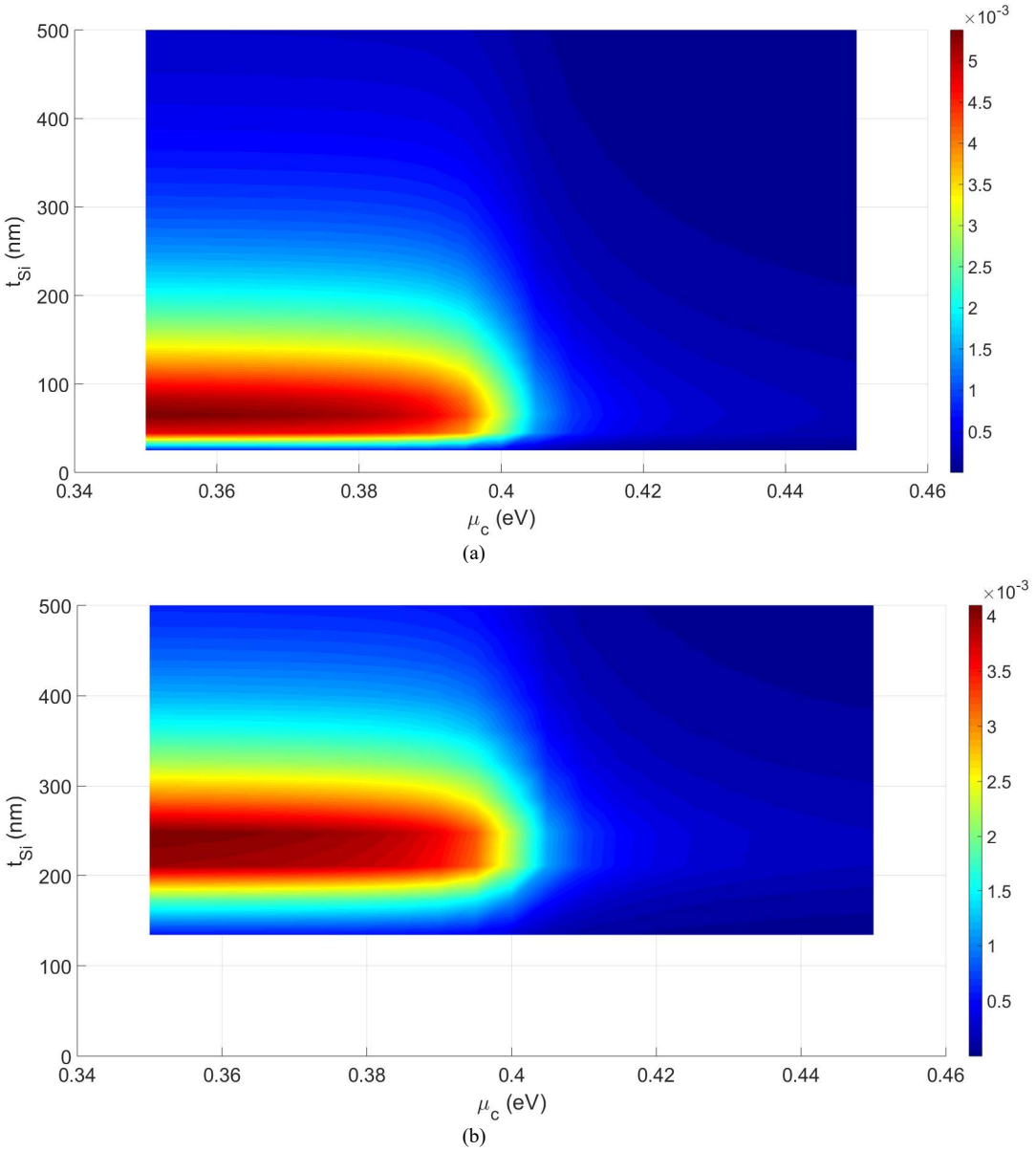


Figura 4.9: Coeficiente de absorção normalizado em função da espessura do núcleo de silício e do potencial químico, λ = 1550 nm. (a) Modo TE; (b) Modo TM. Fonte: o autor

As figuras 4.10 e 4.11 mostram cortes das figuras 4.8 e 4.9 para três valores diferentes de espessura (incluindo os valores otimizados) para os modos TE e TM, respectivamente. A razão de extinção para o modulador é definida como a diferença entre o valor máximo e mínimo da perda na faixa de potencial químico analisada e a perda de inserção é definida como o valor mínimo da perda. No caso do modo TE, o aumento da espessura do guia de onda, reduz a razão de extinção (de cerca de $4{,}39 \times 10^{-3}$

para o comprimento de onda de 1550 nm e 3,75x10^{-3}, para o comprimento de onda de 1310 nm, na espessura que apresenta a maior razão de extinção na faixa analisada). Já para o modo TM, o mesmo comportamento não é observado, e os valores de razão de extinção são de cerca de 3,66x10^{-3} e 3,90x10^{-3} para os comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm, respectivamente.

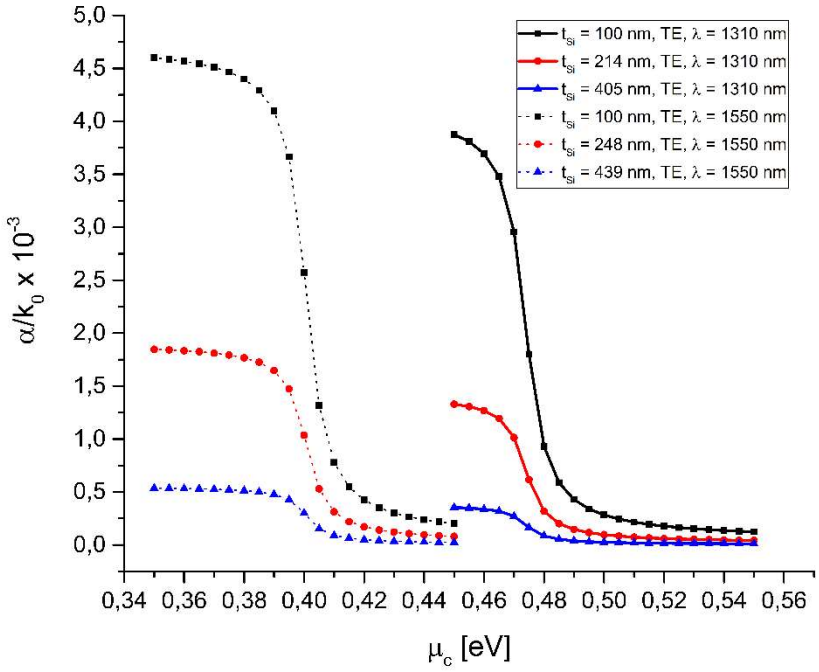


Figura 4.10: Coeficiente de absorção normalizado em função do potencial químico, para o modo TE, para três valores de espessura da camada de guia de onda, nos comprimentos de onda de λ = 1310 nm e λ = 1550 nm. Fonte: o autor

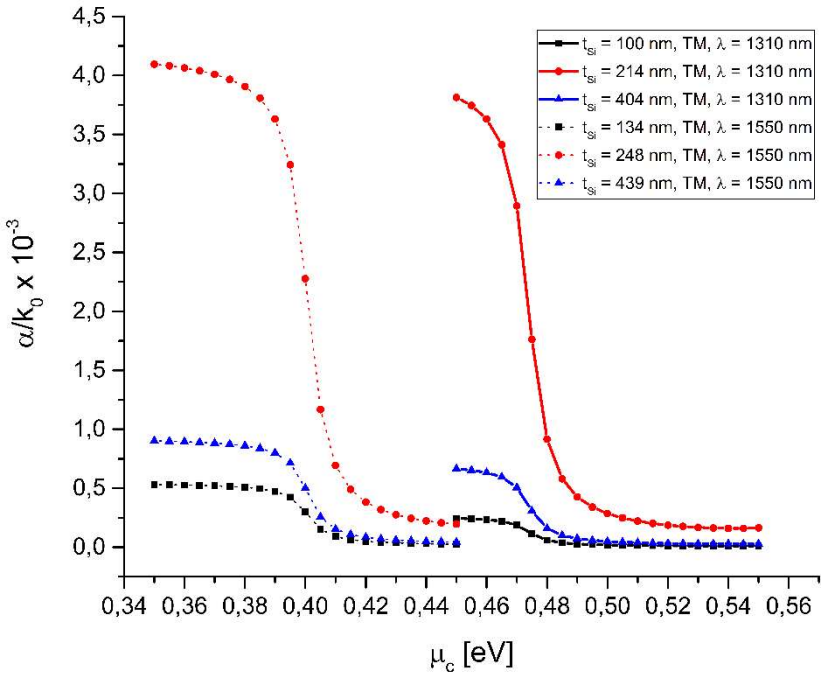


Figura 4.11: Coeficiente de absorção normalizado em função do potencial químico, para o modo TE e o modo TM, para três valores de espessura da camada de guia de onda, no comprimento de onda de λ = 1310 nm. Fonte: o autor

Na Tabela 4.2, na coluna denominada otimizado encontra-se uma síntese dos valores de razão de extinção (ER) e a perda de inserção (IL) da estrutura para as espessuras da camada guia que maximizam a ER para os modos TE e TM nos comprimentos de onda de 1310 nm e 1550 nm. A figura de mérito (FOM) adotada para o funcionamento como modulador é a razão entre a razão de extinção e a perda de inserção (ER/IL – *Extinction Ratio/Insertion Loss*).

A coluna denominada estrutura única mostra as mesmas figuras de mérito, considerando uma estrutura única configurada para operar como modulador ótico, nos comprimentos de onda de 1550nm e 1310 nm, simultaneamente, com a espessura do guia tendo sido escolhida como aquela que garante a razão de extinção mesmo no pior caso dentre os individualmente otimizados, que, como pode ser visto na Tabela 4.2, é a espessura de 248 nm, correspondente ao caso otimizado para operação em 1550 nm no modo TM.

Observa-se que, ao otimizar a estrutura, obtêm-se melhores figuras de mérito na

operação do modo TE (cerca de 32% melhor que a do modo TM para o comprimento de onda de 1310 nm (≅30 comparado com ≅23) e 9,6% melhor para o comprimento de onda de 1550 nm (≅22 comparado com ≅20)). Também pode-se perceber que ao não operar nas espessuras otimizadas, embora a figura de mérito permaneçam próximas (cerca de 2% de diferença, no máximo), a razão de extinção chega a ser 75% menor (caso da operação em 1310 nm, para o modo TE – de 0,1564 dB/μm para 0,0393 dB/μm).

Tabela 4.2: Síntese dos valores de ER, IL e FOM, considerando-se o funcionamento como modulador, para a estrutura proposta para o modo TE e TM nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm.

	Otimizado				**Estrutura Única**			
λ (nm)	1310		1550		1310		1550	
Modo	TE	TM	TE	TM	TE	TM	TE	TM
t_{Si} (nm)	100	214	100	248	248			
ER(dB/μm)	0,1564	0,1524	0,1547	0,1372	0,0393	0,1055	0,0467	0,1372
IL (dB/μm)	0,0052	0,0067	0,0071	0,0069	0,0013	0,0046	0,0021	0,0069
FOM	≅30	≅23	≅22	≅20	≅30	≅23	≅22	≅20

4.4 – Modulador e Polarizador sintonizáveis em 1550 nm e 1310 nm

Nas seções anteriores, a estrutura para funcionamento como polarizador sintonizável e como modulador em dois comprimentos de onda diferentes foi analisada e consolidada para cada caso, bem como o impacto (penalidade) de se utilizar uma única estrutura em cada um dos casos, em comparação com as estruturas individualmente otimizadas, foi discutido. A seleção do modo de operação, ou seja, modulador ou polarizador é configurada através da escolha do potencial químico. Por exemplo, para o comprimento de onda de 1310 nm a estrutura funciona como um polarizador passa-TE, no potencial químico de 0,585eV, e como um modulador TE/TM na faixa de potencial química entre 0,45 e 0,55eV. Já para o comprimento de onda de 1550 nm a estrutura funciona como um polarizador passa-TE, no potencial químico de 0,492 eV, e como um modulador TE/TM na faixa de potencial químico entre 0,35 e 0,45 eV.

Adicionalmente, observando estes valores pode-se perceber que é possível operar a estrutura em ambos os modos (Modulador e Polarizador), na mesma faixa de potencial químico em diferentes comprimentos de onda, como ilustrado na Tabela 4.3.

Tabela 4.3: Resumo dos modos de operação da estrutura de acordo com a faixa de potencial químico, para diferentes comprimentos de onda.

		Faixa de potencial químico (eV)		
		0,35 – 0,45	0,45 – 0,55	0,55 – 0,65
Comprimento de onda	1310 nm	X	Modulador	Polarizador
	1550 nm	Modulador	Polarizador	X

As figuras de mérito para a operação da estrutura no modo dual modulador/polarizador nos comprimentos de onda de 1310nm e 1550nm são mostradas na Tabela 4.4, para uma espessura da camada do guia de 248 nm. O critério para o dimensionamento foi utilizar a espessura que leva a um pior desempenho entre os casos considerados. A tabela também apresenta a penalidade na figura de mérito em relação às situações otimizadas. Apesar de para o caso do modulador haver inclusive um pequeno aumento na figura de mérito (ER/IL), isso se deve ao fato de que a perda de inserção também diminui muito ao nos afastarmos da espessura que maximiza a razão de extinção, a qual foi considerada como sendo a espessura "ótima" para este modo de funcionamento. Esta espessura é a mesma utilizada no caso do funcionamento consolidado do modulador, com as limitações tendo sido discutidas na seção 4.3. Ao utilizar a espessura de 248 nm, percebe-se que o desempenho (figura de mérito) como polarizador é cerca de 9% menor no comprimento de onda de 1310 nm e apenas 2% menor para o comprimento de onda de 1550 nm. Ou seja, mesmo dimensionando a estrutura para o funcionamento nas duas modalidades (modulador e polarizador), em ambos os comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm, a queda máxima de desempenho em relação à estrutura otimizada para um determinado tipo de dispositivo em um dos comprimentos de onda é menor do que 10% (de 46 para 42 na operação como polarizador em 1310 nm).

Tabela 4.4: Síntese dos valores de ER e IL, para os dois modos de funcionamento da estrutura proposta, nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm.

	Polarizador		**Modulador**			
λ (nm)	1310	1550	1310		1550	
μ_c (eV)	0,55 – 0,65	0,45 – 0,55	0,45 – 0,55		0,35 – 0,45	
Modo	----------		TE	TM	TE	TM
t_{Si} (nm)	248					
ER(dB/μm)	0,0465	0,0338	0,0393	0,1055	0,0467	0,1372
IL (dB/μm)	0,0011	0,0015	0,0013	0,0046	0,0021	0,0069
FOM	≅42	≅22	≅30	≅23	≅22	≅20
Penalidade	-8.9%	-2 %	0.5%	0.83%	2 %	0.000%

Também é importante observar que, dadas as espessuras do núcleo do guia obtidas tanto nos casos otimizados quanto para a estrutura única, da ordem de algumas poucas centenas de nanômetros, são compatíveis com os limites atuais das técnicas de litografia em processos de fabricação CMOS, da ordem de 7 nm (SCHOOT; SCHIFT, 2017; NARASIMHA et al, 2017; MOORE,2018).

4.5 – Comparações com o uso de ferramenta comercial

O BeamLab é um módulo comercial desenvolvido para o Matlab pela Codeseeder (https://www.codeseeder.com/) para a simulação de guias de onda óticos. O Beamlab utiliza o método das diferenças finitas para solução numérica da equação de onda. O mesmo apresenta códigos pré-definidos para os principais tipos de estruturas, como: guias planares, *rib, ridge, channel*, estruturas MMI, fibras ópticas, dentre outros. O BeamLab apresenta módulos para cálculo de índice efetivo, plotagem da distribuição de campo, intensidade e potência, bem como implementa numericamente o BPM (*Beam Propagation Method*), que consiste em considerar a onda se propagando em distâncias curtas com índice de refração homogêneo e realizar as correções necessárias para as variações de índice de refração. O BPM apresenta a vantagem de ser de simples implementação numérica e, embora originalmente desenvolvido para guias

bidimensionais, pode ser estendido para guias 3D. No entanto, deve-se considerar que o método negligencia o impacto da potência refletida ao longo da propagação (VAN ROEY; VAN DER DONK; LAGASSE, 1981). Assim, o BeamLab é uma ferramenta robusta e versátil para a simulação de estruturas óticas. Ainda, apresenta a vantagem de ser customizável às necessidades de cada problema em estudo, visto que basta ter conhecimento de Matlab para configurar estruturas que não se enquadrem nos modelos pré-definidos.

A figura 4.12 mostra a perda em dB/μm obtida para a estrutura da figura 4.1, considerando-se o potencial químico de 0,492 eV para o grafeno, comparada com a obtida para o WAVE6.

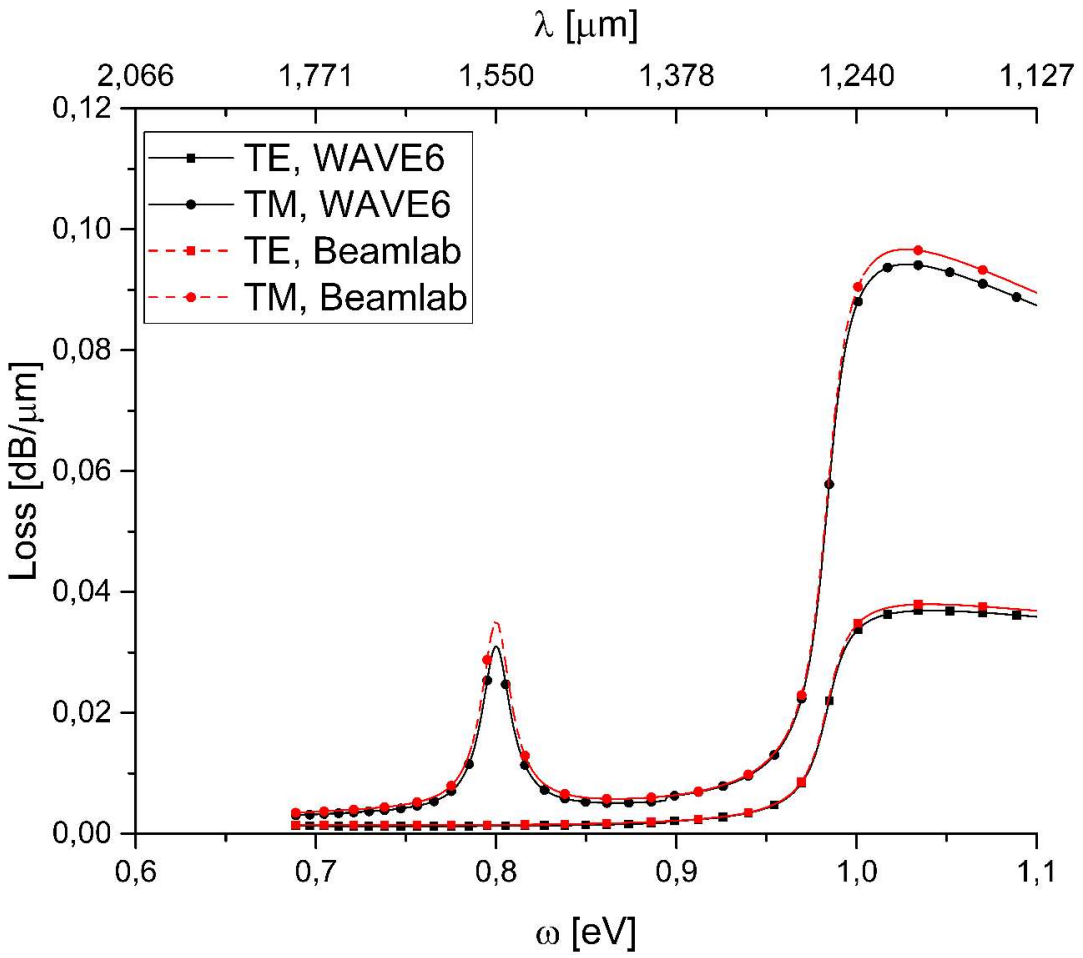
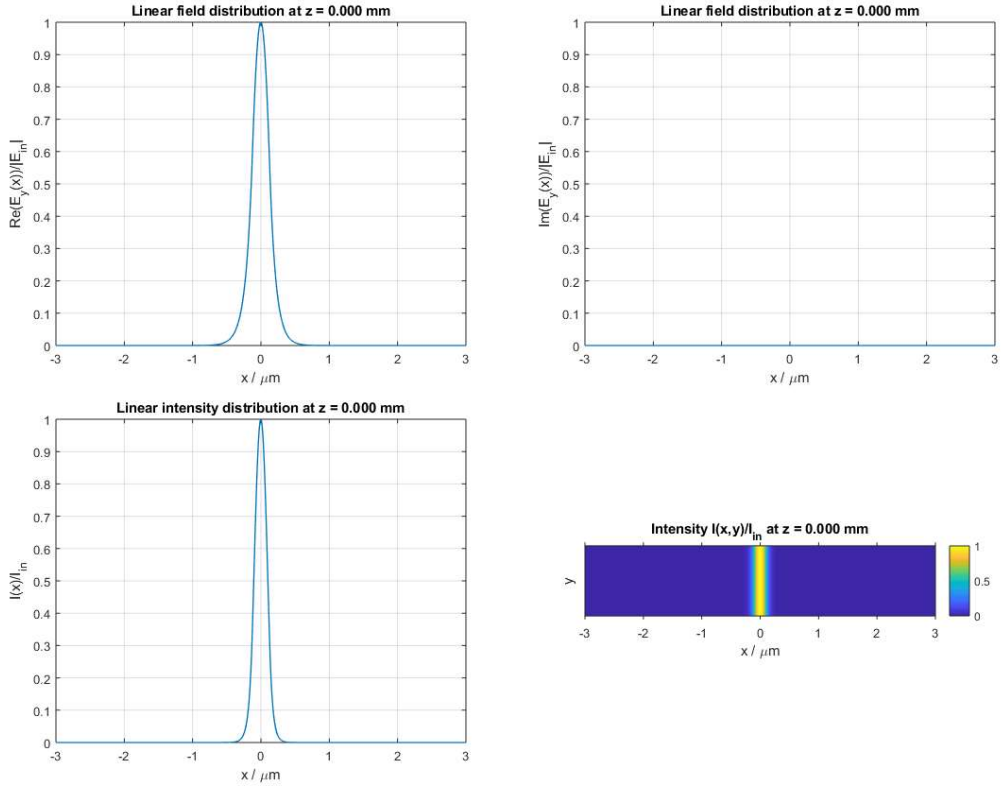


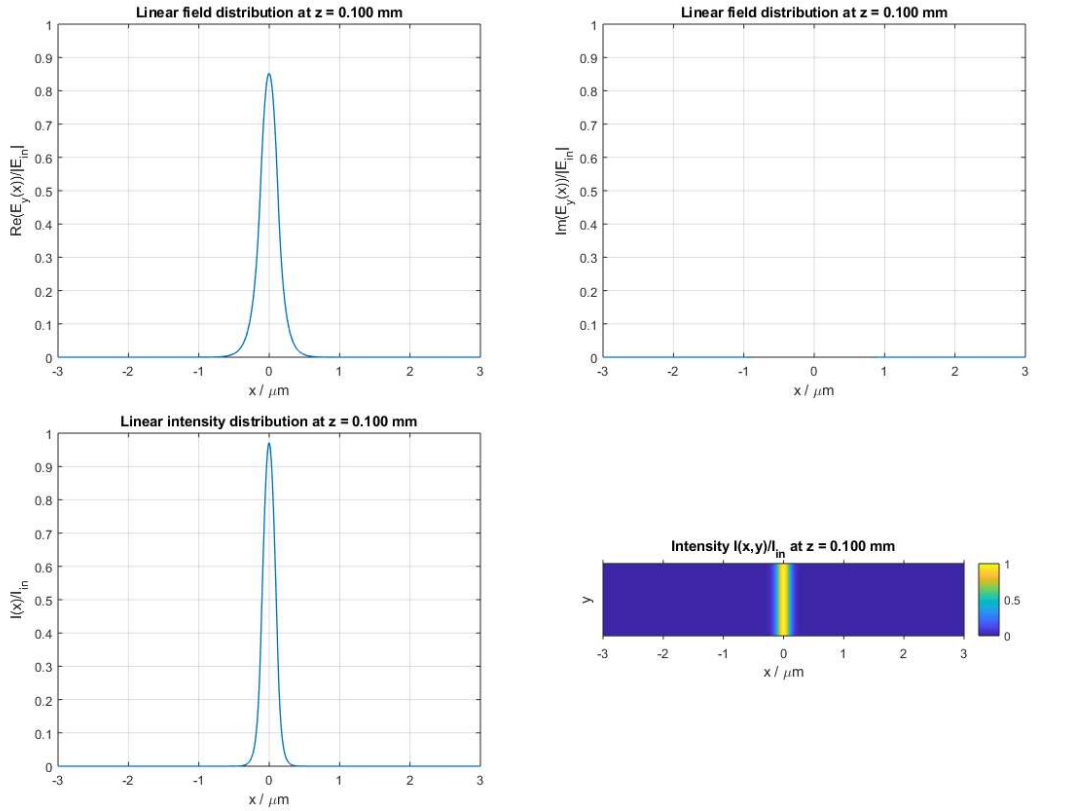
Figura 4.12: Perda em função do comprimento de onda, na faixa entre 1,1 e 1,8 μm para os modos TE e TM fundamentais da estrutura da figura 4.2, obtidos pelo WAVE6 e o BeamLab. $\mu_c = 0{,}492\ eV$. Fonte: o autor

Como pode ser observado, os resultados obtidos com o WAVE6 são próximos aos encontrados para o Beamlab. A maior diferença obtida entre os dois, na perda, é de apenas 0,0043 dB/μm. De todo modo, a característica geral da curva de perdas é similar entre ambos, com a perda ressonante em torno de 1550 nm sendo claramente verificada nos dois casos, bem como a perda não ressonante.

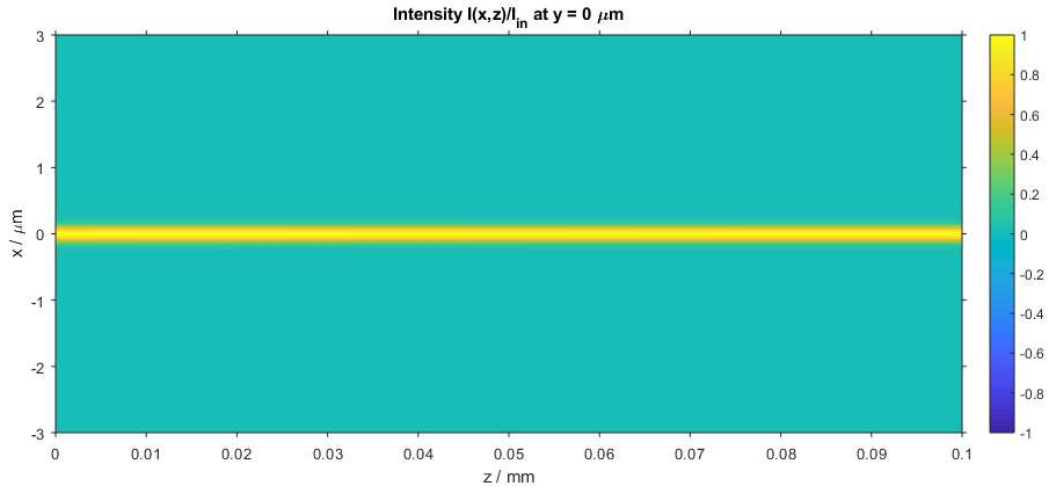
Outra funcionalidade do BeamLab é a possibilidade de implementar simulações através do BPM (*Beam Propagation Method*) para visualizar o comportamento do campo à medida que se propaga no guia. Assim, foram realizadas algumas simulações no comprimento de onda de 1550 nm e considerando o potencial químico do grafeno de 0.492 eV para um comprimento do guia de 100 μm. Os resultados encontram-se nas figuras 4.13 e 4.14



(a)

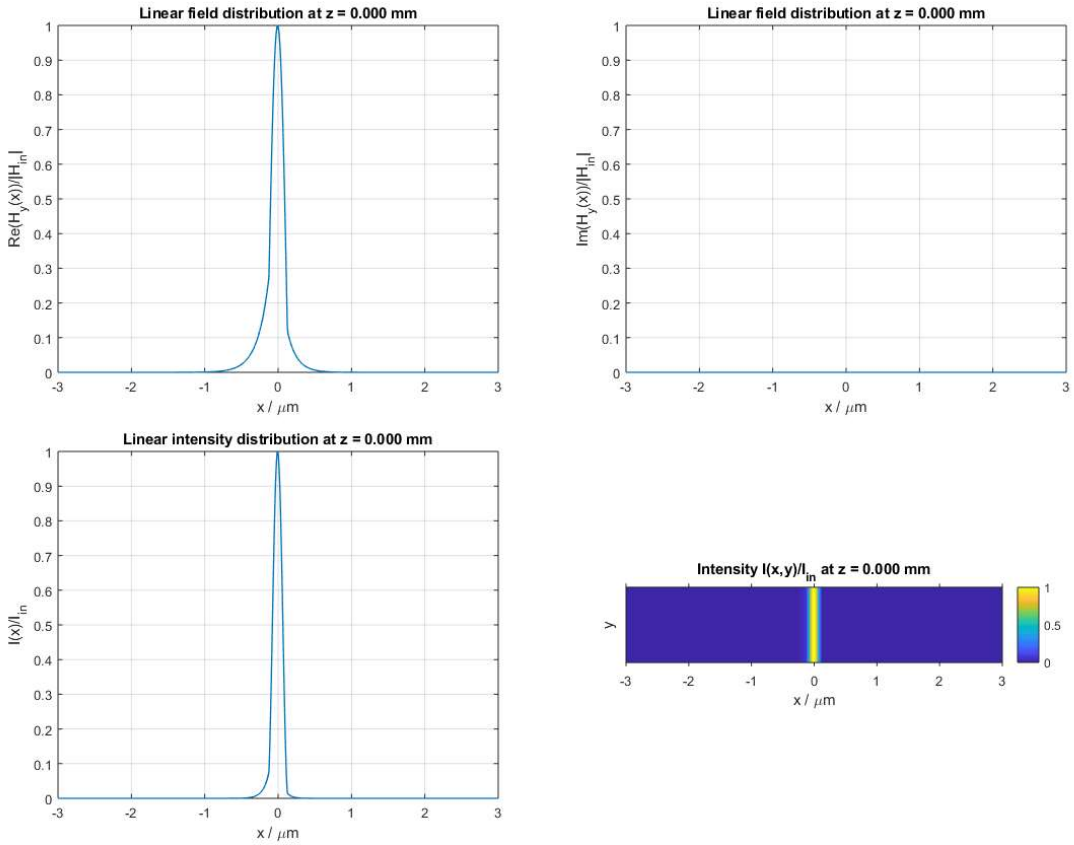


(b)

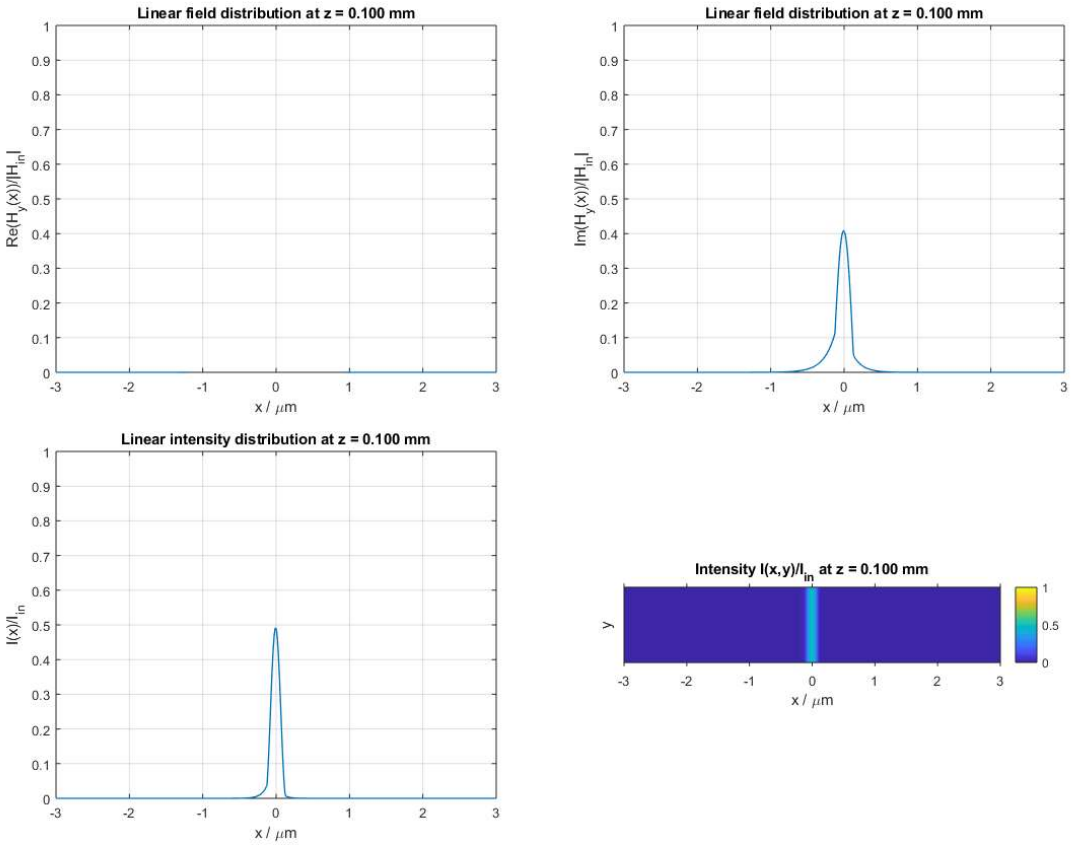


(c)

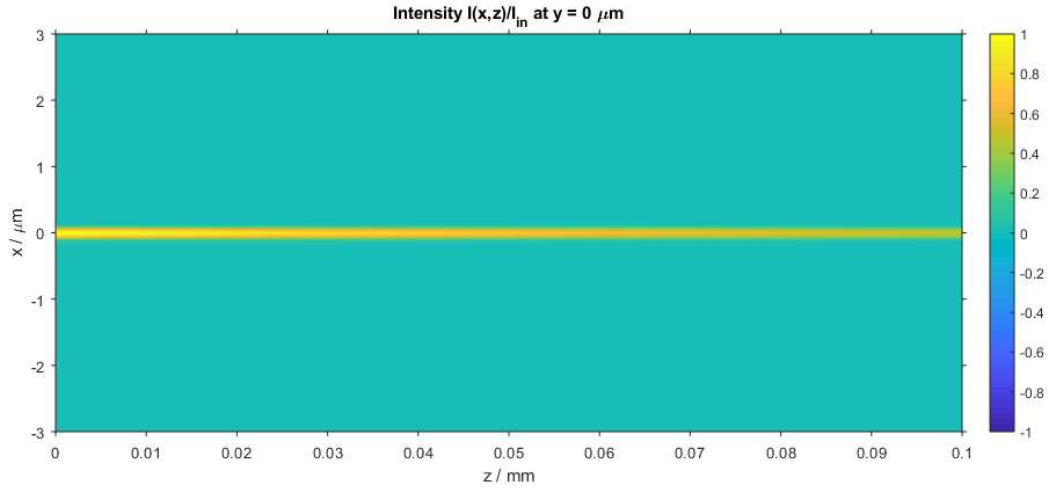
Figura 4.13: (a) Distribuição de campo para o modo TE em z = 0; (b) Distribuição de campo para o modo TE em z = 0,1 mm; (c) Intensidade da luz ao longo do guia para o modo TE. Fonte: o autor


Linear field distribution at z = 0.000 mm
Re(H_y(x))/|H_in|
x / μm
Linear field distribution at z = 0.000 mm
Im(H_y(x))/|H_in|
x / μm
Linear intensity distribution at z = 0.000 mm
I(x)/I_in
x / μm
Intensity I(x,y)/I_in at z = 0.000 mm
y
x / μm

(a)



(b)



(c)

Figura 4.14: (a) Distribuição de campo para o modo TM em z = 0; (b) Distribuição de campo para o modo TM em z = 0,1 mm; (c) Intensidade da luz ao longo do guia para o modo TM. Fonte: o autor

As figuras 4.13 (a) e 4.14 (a) mostram a distribuição de campo e a intensidade da luz em z = 0, para os modos TE e TM, respectivamente. Ao comparar estes perfis com os apresentados nas figuras 4.13(b) e 4.14(b), que mostram as mesmas grandezas ao final da distância de propagação no guia de onda, fica evidente a diferença nas perdas sofridas pelos modos TE e TM, como esperado. O modo TE perde cerca de 5% de sua intensidade ao longo da distância de propagação, enquanto o modo TM perde mais de 50% de sua intensidade. As figuras 4.13(c) e 4.14(c) mostram a intensidade ao longo do guia vista em corte no plano XZ e reforçam a diferença entre as perdas dos dois modos. Pode-se perceber que a perda total ao longo da distância de propagação de 100 μm é de apenas 0,146 dB para o modo TE, ao passo que é de 3,5 dB para o modo TM, ou seja, o modo TM chega ao fim do guia com menos da metade da sua intensidade original mesmo em uma distância relativamente curta, menor do que 1mm, enquanto o modo TE perde menos que 5% da intensidade na mesma distância.

4.7 – Considerações acerca do emprego do modelo anisotrópico na estrutura

Por fim, foram realizadas simulações para a estrutura considerando-se o grafeno como um material anisotrópico conforme descrito na seção 3.2. Os resultados para as perdas da estrutura nessas condições encontram-se na figura 4.15.

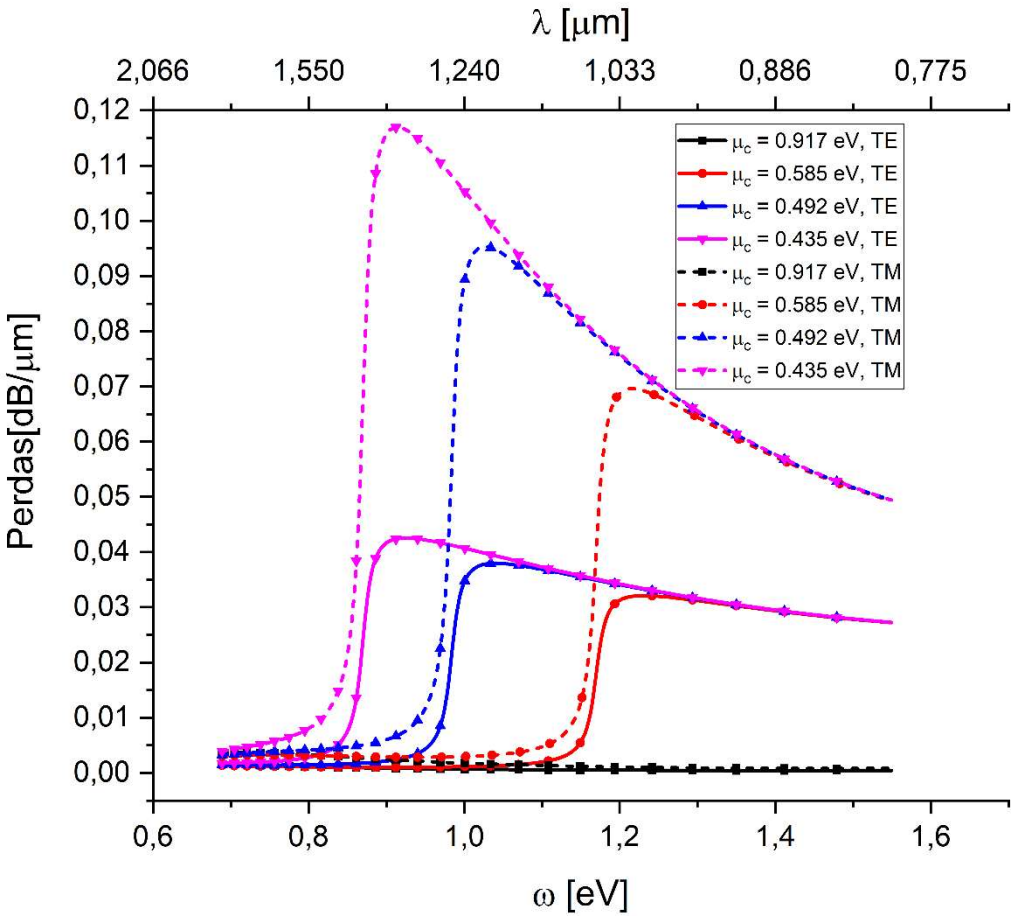


Figura 4.15: Perdas da estrutura (em dB/μm) entre os comprimentos de onda 0.8 e 1.8 μm, e correspondente valor em eV, para os modos TE_0 (linhas sólidas) e TM_0 (linhas tracejadas), para valores de potencial químico de 0,435 eV, 0,492 eV, 0,585 eV e 0,917 eV, considerando-se o grafeno como um material anisotrópico. Fonte: o autor

A partir da comparação da figura 4.15 com a figura 4.2, pode-se perceber que a diferença mais notável entre as duas é a não presença do pico de perdas seletivo para o modo TM nas regiões de *epsilon near zero*. Esta ausência afeta particularmente a operação da estrutura como polarizador, que se vale desse efeito que, como discutido na seção 3.2, somente pode ser considerado quando o grafeno é tratado como um material isotrópico. Já as perdas não-seletivas se mantêm, com uma diferença desprezível, ou seja, na quinta casa decimal do valor das perdas, em dB/μm, em relação ao caso isotrópico. O funcionamento como modulador, que se utiliza da variação das perdas do grafeno com o potencial químico, também pode ser mantido. As figuras de mérito do

funcionamento como modulador são mantidas, visto que fora da região de *epsilon near zero* a diferença entre o modelo isotrópico e anisotrópico são menores que 10^{-4}. Já para a operação como polarizador, a penalidade nas figuras de mérito encontra-se sumarizada na tabela 4.5

Tabela 4.5: Síntese das figuras de mérito da operação como polarizador, empregando-se os modelos isotrópico e anisotrópico, nos comprimentos de onda de 1550 nm e 1310 nm.

λ (nm)	**1310**	**1550**
Isotrópico	≅42	≅22
Anisotrópico	1,72	1,86
Diferença	-96%	-91,5%

4.6 – Considerações finais

Neste capítulo foi apresentada uma proposta de estrutura simples, compatível com processo de fabricação CMOs, baseada em silício e empregando grafeno, capaz de operar como modulador e/ou polarizador passa-TE em pelo menos dois comprimentos de onda distintos, dependendo do potencial químico aplicado ao grafeno. A espessura do núcleo foi variada de modo a obter melhores figuras de mérito para cada modo de funcionamento.

Na situação otimizada para o polarizador passa-TE foram obtidas figuras de mérito maiores do que 40 para o comprimento de onda de 1310 nm e maiores do que 20 para o comprimento de onda de 1550 nm. Já na situação otimizada para funcionamento como modulador, quando considerado o modo TE, foram obtidas figuras de mérito maiores do que 30 para o comprimento de onda de 1310 e maiores do que 20 para o comprimento de onda de 1550 nm e para ambos os comprimentos de onda no modo TM.

Por fim, foi proposta uma estrutura única para operação dual, tanto como polarizador passa-TE quanto como modulador por eletroabsorção simultaneamente nos comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm, em que a penalidade máxima nas figuras de

mérito quando comparada às situações otimizadas apresentadas nas seções 4.1 e 4.2 se mantém inferior a 10%. Por fim, alguns resultados foram explorados com o auxílio do software BeamLab.

No próximo capítulo, serão apresentadas as conclusões finais deste trabalho e perspectivas para trabalhos futuros derivados deste.

5 – CONCLUSÃO

Ao longo deste trabalho, foram apresentados alguns conceitos acerca da modelagem de estruturas de múltiplas camadas envolvendo filmes finos com perdas, bem como algumas características elétricas relevantes do grafeno, de maneira a subsidiar o principal objetivo deste trabalho: analisar uma estrutura de guia de onda planar, baseada em silício e empregando grafeno capaz de operar simultaneamente como modulador e polarizador passa-TE em dois comprimentos de onda distintos.

Neste contexto, foram introduzidos conceitos básicos acerca de alguns efeitos que ocorrem quando há camadas com perdas na estrutura, como os efeitos de LMR (*Lossy Mode Resonance*), SPR (*Surface Plasmon Resonance*) e RLE (*Resonant Layer Effect*).

O trabalho foi realizado utilizando-se uma estrutura planar, simulada através de um código em MATLAB, denominado WAVE6, desenvolvido e aperfeiçoado ao longo dos anos em colaboração entre os Laboratórios de Fotônica do CEFET/RJ e do IME. O código, inicialmente projetado para análise de guias de até 5 camadas com perdas, foi modificado para permitir até 6 camadas, incluindo materiais com característica de anisotropia uniaxial. Também foi mostrado como esta ferramenta apresenta resultados confiáveis, mesmo na condição de camadas da ordem de décimos de nanômetro, como é o caso do grafeno. O uso de uma ferramenta desenvolvida em MATLAB apresenta vantagens como menor custo frente a ferramentas comerciais e a facilidade de que o trabalho seja continuado , tendo em vista o MATLAB ser amplamente difundido no meio acadêmico, seja entre pesquisadores ou alunos de pós ou graduação.

O funcionamento como modulador apresentado se dá devido à variação da perda modal do grafeno com o potencial químico. Já o funcionamento como polarizador passa-TE é baseado no efeito de epsilon near-zero do material, que afeta fortemente as componentes de campo elétrico no modo TM. No entanto, de acordo com a literatura especializada, tal efeito só é percebido quando o grafeno é considerado um material isotrópico, o que é contestado por alguns autores, conforme apresentado neste trabalho. No entanto, reitera-se que este não é um consenso na área, visto que há um número

razoável de trabalhos recentes que consideram o grafeno como material isotrópico.

Através das simulações realizadas, foi possível otimizar a dimensão do núcleo da estrutura, garantindo uma operação satisfatória em ambos os comprimentos de onda de 1310 e 1550 nm, como modulador e polarizador. Pôde-se observar que no caso do polarizador, não necessariamente a espessura que maximiza as perdas para o modo TM é a que otimiza a estrutura, tendo em vista o impacto da perda de inserção, isto é, da perda do modo TE. Neste modo de funcionamento, a estrutura única, com espessura do núcleo de 256 nm apresentou uma figura de mérito (Razão de Extinção/Perda de inserção – ER/IL) maior do que 40 para o comprimento de onda de 1310 nm e maior do que 20 para o comprimento de onda de 1550 nm. A penalidade máxima em relação às espessuras otimizadas foi de cerca 7,5% na figura de mérito para o comprimento de onda de 1310 nm (46 na para a estrutura otimizada versus 43 para a estrutura única). Para o comprimento de onda de 1550 nm, não há penalidade, tendo em vista que a espessura utilizada para a estrutura única é a espessura que otimiza o funcionamento neste comprimento de onda.

Para o funcionamento como modulador, foi possível observar que para o modo TE, menores espessuras apresentam melhores resultados, diferentemente do modo TM, em que uma espessura maior é necessária para uma operação satisfatória. A estrutura única para operação em 1310 e 1550 nm, nos modos TE e TM, com espessura de 248 nm apresentou uma figura de mérito de 30 para o funcionamento em 1310 nm, no modo TE e maior do que 20 nas demais situações. Quando comparada com as estruturas otimizadas para cada caso individualmente, as figuras de mérito apresentaram uma penalidade máxima menor do que 2%. Isto se deve ao fato de que embora ao utilizar uma espessura diferente da otimizada, a razão de extinção se reduz, a perda de inserção se reduz na mesma proporção, mantendo assim as figuras de mérito em valores próximos.

Ainda, foi possível projetar uma estrutura única para operação nos dois comprimentos de onda simultaneamente, com um impacto máximo de 10% nas figuras de mérito quando comparada às estruturas individualmente otimizadas para cada caso. Foram obtidas figuras de mérito maiores do que 20 para o funcionamento tanto como

polarizador quanto modulador, em ambos os comprimentos de onda analisados. Os modos de funcionamento da estrutura em função da faixa de potencial químico encontram-se resumidos na Tabela 5.1.

Tabela 5.1: Resumo dos modos dos modos de operação da estrutura de acordo com a faixa de potencial químico, para diferentes comprimentos de onda.

		Faixa de potencial químico (eV)		
		0,35 – 0,45	0,45 – 0,55	0,55 – 0,65
Comprimento de onda	1310nm	X	Modulador	Polarizador
	1550nm	Modulador	Polarizador	X

Nota-se que, nos comprimentos de onda analisados, a estrutura é capaz de se comportar como polarizador ou modulador de acordo com o potencial químico aplicado ao grafeno. Em especial, na faixa de potencial químico de 0,45 a 0,55 eV, pode-se operar como um modulador em 1310 nm e polarizador em 1550 nm. Um comportamento similar deve ser observado em outros comprimentos de onda, com outras faixas de potencial químico. Ainda, as dimensões da estrutura e o uso de silício como principal componente fazem com que mesma seja compatível com o processo de fabricação CMOS, amplamente dominado e, consequentemente, menos custoso que as técnicas tipicamente empregadas para semicondutores do grupo III-V, mais tradicionais na optoeletrônica.

Por fim, foi comparado o funcionamento da estrutura nos modos de funcionamento propostos (polarizador e modulador) quando o grafeno é considerado um material anisotrópico. Pôde-se observar que o funcionamento como modulador é bastante similar nos dois casos, com uma diferença menor que 10^{-4} nas figuras de mérito. Já no funcionamento como polarizador, baseado no efeito de *epsilon near zero*, o impacto é maior do que 90% nas figuras de mérito, nos dois comprimentos de onda analisados, tendo em vista que o efeito de *epsilon near zero* apenas ocorre quando o grafeno é tratado como um material isotrópico.

5.1 – Trabalhos futuros

Acredita-se que este trabalho possa servir como ponto de partida para trabalhos futuros que venham a explorar outras configurações da estrutura, como guias *rib*, *ridge*, *channel*, dentre outros, podendo variar suas dimensões ou mesmo os materiais empregados de modo a otimizar ainda mais o funcionamento da mesma. Este tipo de análise pode ainda ser enriquecida com o uso de ferramentas comerciais como o próprio BeamLab apresentado neste trabalho ou o COMSOL, de modo a permitir simulações mais complexas

Outra possibilidade é um comparativo mais extensivo acerca do impacto de considerar o grafeno como isotrópico ou anisotrópico neste tipo de estrutura, verificando a penalidade nas figuras de mérito.

Ainda, pode-se utilizar das ferramentas e modelos apresentados ao longo deste trabalho para explorar estruturas plasmônicas empregando grafeno e/ou mesmo outros metais, nas mais diversas aplicações.

O código WAVE6 apresentado aqui ainda pode ser servir à simulação e análise de outros tipos de estrutura, como estruturas MMI (Multimode Interference), que são amplamente utilizadas como sensores e/ou acopladores.

5.2 – Publicações

SANTOS, R. S., MARTINEZ, M. A. G. e GIRALDI, M. T. M. R. "A simple tunable TE-pass CMOS compatible polarizer," in Latin America Optics and Photonics Conference 2018. **Anais**. Artigo Th3A.5, 2018

SANTOS, R. S., MARTINEZ, M. A. G. "Analysis of a tunable CMOS-compatible multilayer waveguide structure for dual polarizer-modulator operation" submetido à publicação *Optical Engineering*, atualmente em processo de revisão.

Referências

ANEMOGIANNIS, E. e GLYTSIS, E. N. “Multilayer Waveguides Efficient Numerical Analysis of General Structures”. **Journal of Lightwave Technology**, vol. 10, n. 10, 1992.

AZZAM, S. I. H. et al. "Proposal of an Ultracompact CMOS-Compatible TE-/TM-Pass Polarizer Based on SoI Platform," **IEEE Photonics Technology Letters**, vol. 26, n. 16, p. 1633-1636, 2014.

BABAR, S. e WEAVER, J.H., "Optical constants of Cu, Ag, and Au revisited" **Applied Optics**, vol. 54, n. 3, p. 477-481, 2015.

BAIERLEIN, R. “The elusive chemical potential”. **American Journal of Physics** vol. 69 n. 4, p. 423-434, 2001.

BAO, Q. et al “Broadband graphene polarizer” **Nature Photonics**, vol. 5, p. 411 – 415, 2011

BOWERS, J.E. e LIU, A. Y. "A comparison of four approaches to photonic integration," in 2017 Optical Fiber Communications Conference and Exhibition (OFC), Los Angeles, CA, 2017. **Proceedings**. p. 1-3, 2017

CARSON, R. F. e BATCHMAN, T. E. "Polarization effects in silicon-clad optical waveguides". **Applied Optics** vol. 23, n. 17, p.2985-2987, 1984

CHANG, Z. e CHIANG, K. S. "Experimental verification of optical models of graphene with multimode slab waveguides" **Optics Letters** vol. 41, n. 9, p. 2129-2132, 2016

CHEN, C. et al "Efficient and accurate numerical analysis of multilayer planar optical waveguides in lossy anisotropic media" **Optics Express** vol. 7, n. 10, p.260-272, 2000

CHUANG, S., L.; Physics of Photonic Devices. Wiley, 2009.

DE OLIVEIRA, R., DE MATOS, C “Graphene Based Waveguide Polarizers: In-Depth Physical Analysis and Relevant Parameters”. **Scientific Reports** vol. 5, 16949, 2015

DRESSELHAUS, M.S.; Solid State Physics Part II: Optical properties of solids. Notas de Aula, MIT, 2001. Disponível em: http://web.mit.edu/course/6/6.732/www/6.732-pt2.pdf

FONSECA, D. B. O. “ANÁLISE DO EFEITO DE CAMADA RESSONANTE EM GUIAS DE ÓPTICA INTEGRADA” ,Dissertação,CEFET/RJ 2017.

FONSECA, D.B.O. MARTINEZ, M.A.G., GIRALDI, M.T.M.R. "Analysis of the resonant layer effect in multilayer nanostructured optical waveguides," **Optical Engineering**, vol. 56, n. 1, p. 017109-1 – 017109-4, 2017

GEIM, A., NOVOSELOV, K. "The rise of graphene" **Nature Materials** vol. 6, p. 183–191, 2007

GOSCINIAK, J. e TAN, D. "Theoretical investigation of graphene-based photonic modulators" **Scientific Reports** vol. 3, 1897, 2013

HAMMER, J. M. et al. Isolators, polarizers, and other optical waveguide devices using a resonant-layer effect. **Journal of Lightwave Technology**, V.22, N.7, p. 1754-1763, 2004

HANSON, G. W. "Dyadic Green's Functions and Guided Surface Waves for a Surface Conductivity Model of Graphene". **Journal of Applied Physics** vol. 103, n. 6, p. 064302-1 a 064302-8, 2008

HAO, R. et al "Graphene Assisted TE/TM-Independent Polarizer Based on Mach–Zehnder Interferometer," **IEEE Photonics Technology Letters**, vol. 27, n. 10, p. 1112-1115, 2015.

HE, X. e LIU, J. "Flexible and broadband graphene polarizer based on surface silicon-core microfiber," **Optical Materials Express** vol. 7, n. 4, p. 1398-1405, 2017

HU, X. e WANG, J. "High Figure of Merit Graphene Modulator Based on Long-Range Hybrid Plasmonic Slot Waveguide," **IEEE Journal of Quantum Electronics**, vol. 53, n. 3, p. 1-8, 2017

JEPPIX, "Jeppix Roadmap 2015". 2015. Disponível em: http://www.jeppix.eu/jeppix-roadmap-2015. Acessado em 07/02/2020

KAMINOW, I. P. "Optical Integrated Circuits: A Personal Perspective," **Journal of Lightwave Technology**, vol. 26, n. 9, p. 994-1004, 2008.

KAMINOW, I. P., MAMMEL, W. L. e WEBER, H. P. "Metal-Clad Optical Waveguides: Analytical and Experimental Study". **Applied Optics** vol 13, n. 2, p. 396-405, 1974

KIM, M., KIM, S. e KIM, S. "Resonator-free optical bistability based on epsilon-near-zero mode". **Scientific Reports** vol. 9, 6552, 2019

KUZMENKO, A.B. et al. “Universal Optical Conductance of Graphite”. **Physical Review Letters** vol. 100, n. 11, p. 117401-1 – 117401-4, 2008.

KUZMIN, D.A., BYCHKOV, I. V. e SHAVROV, V. G. “Magnetic field control of plasmon polaritons in graphene-covered gyrotropic planar waveguide” **Optics Letters** vol. 40, n. 11, p. 2557-2560, 2015

KWON, M. "Discussion of the Epsilon-Near-Zero Effect of Graphene in a Horizontal Slot Waveguide," **IEEE Photonics Journal**, vol. 6, n. 3, p. 1-9, 2014

LIU, M. et al. “A graphene-based broadband optical modulator” **Nature** vol. 474, p. 64–67, 2011

LU, Z. e ZHAO, W. "Nanoscale electro-optic modulators based on graphene-slot waveguides" **Journal of the Optical Society of America B** vol. 29, n. 6, p. 1490-1496, 2012.

MACK, C. “The Multiple Lives of Moore’s Law”. **IEEE Spectrum**, 2015. Disponível em: https://spectrum.ieee.org/semiconductors/processors/the-multiple-lives-of-moores-law. Acessado em 07/02/2019

MAGALHÃES, G. M. Dispositivos Magneto-Ópticos para Comunicações, Relatório Final PIBIT, IME, 2013.

MAHMOUD, A. e ENGHETA, N. “Wave–matter interactions in epsilon-and-mu-near-zero structures” **Nature Communications** vol. 5, 5638, 2014.

MAIER, S.; Plasmonics: Fundamentals and Applications. Springer, 2007.

MAURYA, J. B. et al "Field Confinement of Stacked Multilayer Slab Waveguide Using Graphene," In: 12th International Conference on Fiber Optics and Photonics, Dezembro de 2014, Kharagpur India, **Proceedings**. Artigo M4A.25.

MILLER, S.E. “Integrated Optics: An Introduction”, **The Bell System Technical Journal**, vol. 48, n. 7 p. 2059–2068 (1969).

MILLER, S.E. “Integrated Optics: An Introduction”, **The Bell System Technical Journal**, vol. 48, n. 7 p. 2059–2068 (1969).

MOHSIN, M. et al. "Graphene based low insertion loss electro-absorption modulator on SOI waveguide," **Optics Express** vol. 22, n. 12, p. 15292-15297, 2014

MOORE, Samuel K. “EUV lithography finally ready for fabs.” **IEEE Spectrum** vol.

55, p. 46-48, 2018

NAGARAJAN, R. "Integrated Photonics" **OSA Century of Optics**, p. 293 – 296, 2015

NARASIMHA, S. et al., "A 7nm CMOS technology platform for mobile and high performance compute application," in 2017 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, CA, 2017,. **Anais**. p. 29.5.1-29.5.4, 2017

NGUYEN, K.T. e ZHAO, Y. "Integrated graphene/nanoparticle hybrids for biological and electronic applications".**Nanoscale** vol. 6, n. 12, p. 6245 - 6266, 2014.

NOECKEL, J. et al. "Indium phosphide planar integrated optics comes of age", Disponível em: http://pages.uoregon.edu/noeckel/publications/inp-compoundsemi.pdf . Acessado em 07/02/2020

NOVOSELOV, K. S. et al. "Electric field effect in atomically thin carbon films". **Science** vol. 306, n. 5696, p. 666–669, 2004.

NOVOSELOV, K. S. et al. "A roadmap for graphene". **Nature** vol. 490, p. 192–200, 2012.

PALIWAL, N. e JOHN, J. "Lossy Mode Resonance (LMR) Based Fiber Optic Sensors: A Review," **IEEE Sensors Journal**, vol. 15, n. 10, p. 5361-5371, 2015.

PEI, C. et al. "Broadband Graphene/Glass Hybrid Waveguide Polarizer". **IEEE Photonics Technology Letters** vol. 27, n. 9, p. 927 – 930, 2015.

PRABOWO, B. A., PURWIDYANTRI, A., e LIU, K. C. "Surface Plasmon Resonance Optical Sensor: A Review on Light Source Technology" **Biosensors**, vol. 8, n. 3, 80, 2018

REED, G. et al. "Silicon optical modulators" **Nature Photonics** vol. 4, p. 518–526, 2010

REED, G. T., "The optical age of silicon" **Nature** vol. 427, p. 595-596, 2004.

REED, G.T; KNIGHTS, A.P "Silicon Photonics". Wiley, 2004.

RICHARDSON, D.J.; FINI, J.M. e NELSON, L.E., "Space-division multiplexing in optical fibers" **Nature Photonics** vol. 7, p. 354-362, 2013.

SANTOS, R. S., MARTINEZ, M. A. G. e GIRALDI, M. T. M. R. "A simple tunable TE-pass CMOS compatible polarizer," in Latin America Optics and Photonics Conference 2018. **Anais**. Artigo Th3A.5, 2018

SCHOOT, J. e SCHIFT, H. “Next-generation lithography – an outlook on EUV projection and nanoimprint” **Advanced Optical Technologies**, vol. 6, n. 3-4, p. 159-162, 2017

Smit, M. K. et al. “ An introduction to InP-based generic integration technology ,” **Semiconductor Science and Technology** , vol. 29 , n. 8, 2014 .

SUZUKI, M. et al. "Monolithic integration of InGaAsP/InP distributed feedback laser and electroabsorption modulator by vapor phase epitaxy," **Journal of Lightwave Technology**, vol. 5, n. 9, p. 1277-1285, 1987.

THOMSON, D. et al. “Roadmap on silicon photonics” **Journal of Optics** , vol. 18 , n. 7, 2016

VAKIL, A. e ENGHETA, N. “One-atom-thick IR metamaterials and transformation optics using graphene”. **Optics and Photonics News** vol. 22, n. 12 p. 44, 2011

VAN ROEY, J.; VAN DER DONK, J. e LAGASSE, P. E. "Beam-propagation method: analysis and assessment," **Journal of the Optical Society of America** vol. 71, n. 7, p. 803-810, 1981,

WANG, Q. e ZHAO, W. “A comprehensive review of lossy mode resonance-based fiber optic sensors,” **Optics and Lasers in Engineering**, Vol 100, p. 47 – 60, 2018

XIAO, Y. et al. , "Theoretical investigation of optical modulators based on graphene-coated side- polished fiber," **Optics Express**, vol 26, n. 11 p. 13759-13772, 2018

XU, C. et al. “Characteristics of electro-refractive modulating based on Graphene-Oxide-Silicon waveguide” **Optics Express** vol. 20, n. 20, p. 22398 – 22405, 2012

XU, F. et al. “Complex refractive index tunability of graphene at 1550 nm wavelength”, **Applied Physics Letters** vol. 106, n. 3, p. 031109-1 - 031109-4, 2015.

YIN, X. et al. "Ultra-compact TE-pass polarizer with graphene multilayer embedded in a silicon slot waveguide," **Optics Letters** vol. 40, n. 8, p. 1733-1736, 2015

ZHANG. T. et al. "Ultra-compact polarization beam splitter utilizing a graphene-based asymmetrical directional coupler," **Optics Letters** vol. 41, n. 2, p; 356-359, 2016

ZIOLKOWSKI, R. W. “Propagation in and scattering from a matched metamaterial having a zero index of refraction” **Physical Review E** vol. 70, n. 4, p. 046608-1 a 046608-12, 2004

APÊNDICE A

CONSIDERAÇÕES ACERCA DO SOFTWARE BEAMLAB

Conforme descrito na seção 4.5, O BeamLab é um módulo comercial desenvolvido para o Matlab pela Codeseeder (https://www.codeseeder.com/) para a simulação de guias de onda óticos. O Beamlab utiliza o método das diferenças finitas para solução numérica da equação de onda. O mesmo apresenta códigos pré-definidos para os principais tipos de estruturas, como: guias planares, *rib, ridge, channel*, estruturas MMI, fibras ópticas, dentre outros. O BeamLab apresenta módulos para cálculo de índice efetivo, plotagem da distribuição de campo, intensidade e potência, bem como implementa numericamente o BPM (*Beam Propagation Method*), que consiste em considerar a onda se propagando em distâncias curtas com índice de refração homogêneo e realizar as correções necessárias para as variações de índice de refração.

O Beamlab apresenta dois módulos (ou *toolboxes*) principais:

- *Mode Solver Toolbox*, contendo as funções responsáveis por executar a análise modal da estrutura e fornecer, baseado nos parâmetros alimentados pelo usuário, o índice efetivo dos modos de propagação da estrutura e sua distribuição de campo
- *Beam Propagation Toolbox*, contendo as funções responsáveis por executar o BPM para a estrutura, de modo a fornecer a evolução do campo ao longo da estrutura

O Beamlab apresenta funções pré-definidas para simulação de diversos tipos de guia de onda. No nosso caso, foi utilizada a função **mmi_coupler_2d**, designada para a simulação de acopladores MMI, mas que, por recomendação do representante da ferramenta, pode ser utilizada para simulação de guias planares, ao se definir somente uma das seções do acoplador e considerando as demais como espaço livre.

Toda estrutura a ser simulada utilizando-se do Beamlab necessita que alguns parâmetros obrigatórios sejam definidos pelo usuário logo no início do código. São estes:

- **gridPoints** – vetor que define a resolução da malha em x e y
- **gridSize** – vetor que define o amanho, em μm, da área de cálculo em x e y
- **lambda** – valor do comprimento de onda para a simulação
- **indexFunction** – é alimentado pela função get_waveguide onde se define a geometria do guia

Estes parâmetros servirão para alimentar a função **beamset**, que define os parâmetros da luz e da estrutura. Por padrão, a resposta da função beamset é colocada em uma variável chamada beamProblem, com a seguinte sintaxe:

```
beamProblem=beamset(gridPoints,gridSize,lambda,indexFunctio
n,inputField,options);
```

Onde o parâmetro options representa os parâmetros opcionais, dentre os quais podemos destacar:

- **ModePolarization** - que define a direção de polarização do campo elétrico (x ou y)
- **Step** – define o passo para as simulações na direção de propagação, em μm

A função get_waveguide é utilizada para definir as características do guia de onda a ser simulado. Os principais parâmetros para esta função são:

- **len** – comprimento (na direção de propagação) do guia em μm
- **coreNumber** – define o número de núcleos (camadas) do guia
- **coreWidth** – Matriz em que cada linha corresponde à espessura de um dos núcleos, definido na variável coreNumber. No caso de um guia planar, a espessura em uma das direções (a que não possui confinamento) deve ser definida como infinita
- **coreIndex –** define o índice de refração de cada núcleo
- **claddingIndex –** define o índice de refração do revestimento. Tipicamente se utiliza o índice do ar (1)

Por fim, utiliza-se a função para o guia de onda de acordo com a geometria desejada. No nosso caso, se tratando de um guia planar, a função utilizada é a função **plc,** através da sintaxe:

```
waveguide=@(beamProblem)plc(beamProblem,len,coreNumber,core
Width,coreIndex,claddingIndex,options);
```

O último conjunto de parâmetros necessários à simulação é definir um campo de entrada para o bpmsolver. Para isso utilizamos os parâmetros da função **modeinput**, que define uma entrada que é um dos modos de propagação suportados pela estrutura. Os principais parâmetros necessários são:

- **Power** – define a potência da entrada, em Watts
- **ModeNumber** – define quantos modos devem ser procurados. Para estruturas monomodais ou quando se deseja somente o modo fundamental, pode ter o valor 1
- **ModeSelect** – define qual modo será utilizado. Por exemplo, se é uma estrutura multimodal em que hajam 5 modos e a intenção é utilizar o modo de primeira ordem, o valor de ModeSelect deve ser igual a 2.

Estes parâmetros alimentarão, conjuntamente com os parâmetros do **beamProblem**, a função modeinput. Por padrão, a resposta da função modeinput é colocada em uma variável chamada inputField, com a seguinte sintaxe:

```
inputField=@(beamProblem)modeinput(beamProblem,inputOptions
);
```

Com estes parâmetros definidos, pode-se utilizar as funções modesolver e bpmsolver para obter o índice efetivo da estrutura e a propagação do campo ao longo da mesma. Recomenda-se que estes resultados sejam armazenados em variáveis para que fiquem disponíveis, embora o Beamlab permita que se utilize as funções e visualize os resultados imediatamente. Por exemplo, utilizamos uma variável chamada modesolver_data para os resultadosda função modesolver e uma variável chamada bpmData para os resultados do bpmsolver, conforme sintaxe abaixo:

```
modesolver_data = modesolver(beamProblem);

bpmData = bpmsolver(beamProblem);
```

Assim, pode-se resumir o funcionamento apresentado neste apêndice através do fluxograma abaixo:

