



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA
DEE – DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA ELÉTRICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Juarez Caetano da Silva

Guias de onda compostos por Metamateriais:
Características de Propagação e Aplicações

Tese de Doutorado

Salvador
2019



UNIVERSIDADE FEDERAL DA BAHIA

ESCOLA POLITÉCNICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

UFBA - EP - PPGEE, SALVADOR - BA

**Guias de onda compostos por Metamateriais:
Características de Propagação e Aplicações**

Tese de Doutorado

Orientando: Juarez Caetano da Silva

Orientador: Prof. Dr. Vitaly Félix Rodríguez Esquerre

Tese apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica da Universidade Federal da Bahia como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Engenharia Elétrica.

Ficha catalográfica elaborada pelo Sistema Universitário de Bibliotecas (SIBI/UFBA),
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a).

Caetano da Silva, Juarez

Guias de onda compostos por Metamateriais:
Características de Propagação e Aplicações / Juarez
Caetano da Silva. -- Salvador, 2019.
79 f. : il

Orientador: Vitaly Félix Rodríguez Esquerre.
Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em
Engenharia Elétrica) -- Universidade Federal da
Bahia, Escola Politécnica, 2019.

1. Metamateriais. 2. Guias de onda. 3.
Dispositivos ópticos integrados. I. Rodríguez Esquerre,
Vitaly Félix. II. Título.

Juarez Caetano da Silva

"Guias de Onda Compostos por Metamateriais: Características de Propagação e Aplicações"

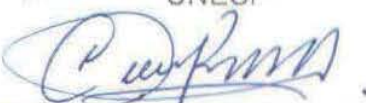
Tese apresentada à Universidade Federal da Bahia, como parte das exigências do Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, para a obtenção do título de Doutor.

APROVADA em: 09 de Dezembro de 2019.

BANCA EXAMINADORA


Prof. Dr. Vitaly Felix Rodriguez Esquerre
Orientador/UFBA


Prof. Dr. Giliard Nardel Malheiros Silveira
UNESP


Prof. Dr. Cosme Eustaquio Rubio Mercedes
UEMS


Prof. Dr. Joaquim Junior Isidio de Lima
UNIVASF


Profª. Drª Ana Isabela Araújo Cunha
UFBA

Resumo

Este texto estuda as propriedades de propagação da luz em guias de onda assimétricos tendo como cascas metamateriais anisotrópicos sobre núcleos dielétricos isotrópicos. Metamateriais hiperbólicos planares, constituídos por camadas alternadas de metais e dielétricos são a escolha imediata, considerando os recentes progressos na fabricação de filmes metálicos e dielétricos em escala nanométrica e seu uso como plataforma para desenvolver circuitos ópticos integrados. Guias simétricos, caso limite da estrutura assimétrica geral, são aqui analisados não só em termos de comparação mais também por sua relevância histórica nesta área de pesquisa. A propagação de ondas eletromagnéticas em interfaces dielétrico-metamaterial é função dos aspectos geométricos das camadas e da resposta óptica de seus materiais. Portanto, o comprimento de onda da luz incidente, a constante dielétrica dos materiais selecionados, a presença relativa de metal no metamaterial das cascas e a largura do núcleo são os parâmetros físicos e estruturais investigados. A medida tradicional de assimetria em guias metamateriais adota por fundamento conceitual a referida presença relativa de metal nas cascas multicamada. Adicionalmente, será aplicada uma espécie de assimetria física resultante da escolha de metais e dielétricos diversos em cada metamaterial constituinte das cascas. A versatilidade de projeto dos metamateriais pode assegurar comportamento incomum na propagação da luz, ampliando a função usual que guias de onda desempenham e incluindo a de sensores ópticos integrados em sistemas de monitoramento da ocorrência de gases ou líquidos. Assim, sensores metamateriais exibindo sensibilidade relevante às amostras em seu núcleo, são outra aplicação aqui explorada. A simulação dos vários arranjos de guias faz uso da pesquisa teórica e de dados experimentais disponíveis.

Abstract

The purpose of this text is to study the propagation properties of asymmetric waveguides assembled with anisotropic metamaterial claddings surrounding isotropic dielectric cores. Planar hyperbolic metamaterials, made of alternate metal-dielectric nanometric layers are primarily adopted, connected with recent film nanotechnology developments and usage as a platform to implement nanoscale integrated optical apparatus. Symmetrical devices limiting case of the general asymmetric structure, are presented not only for the sake of comparison, but also with regard to its relevance here and to previous fundamental studies. The electromagnetic wave propagation at metamaterial-dielectric interfaces, depend on geometrical aspects and optical response of their constituent materials. Thus, incident light wavelength, dielectric constant of the select materials, relative metal-dielectric presence at metamaterial claddings and core width, are the physical and structural parameters under inspection. The traditional measure of asymmetry in metamaterial waveguides, employs as conceptual basement the relative presence of metal in the multilayer claddings above refereed. Additionally, we also consider a kind of material asymmetry, choosing different metals and dielectrics to each metamaterial compound. Metamaterial design versatility can assure singular lighthwave propagation behavior, opening others functional waveguide applications, including optical integrate sensors for monitoring gas or liquid specimen occurrence. Thus, metamaterial based sensors exhibiting relevant sensitivity to samples at the core, are also analyzed here. In order to simulate different waveguide geometries, theoretical research and experimental data disposable were used.

Agradecimentos

Devo ao incentivo e apoio institucional dos amigos Prof. Aldo Borges, Prof. Fabrício Simões e Prof. José Mário Araújo, minha presença no grupo de pesquisa que tem como mentor o caro mestre e amigo Prof. Vitaly Félix Rodríguez Esquerre. Aos colegas agradeço o apoio nos diversos aspectos da atividade acadêmica, tendo no colega Davi Araújo de Figueiredo um valioso colaborador. Em especial agradeço aos amigos Prof. Joaquim Júnior Isídio de Lima e Prof. Anderson Dourado Sisnando por me elegerem colaborador em alguma de suas atividades de pesquisa. Aos Prof. Davi Franco Rêgo e Prof. Igor Leonardo Gomes de Souza agradeço a alegria da reflexão compartilhada. Tive também o auxílio relevante da amiga Elis Carvalho Fragoso Costa na digitação do texto.

Sumário

Capítulo 1 - Introdução

Capítulo 2 – Guias metal-dielétrico planares

2. Preâmbulo.....	3
2.1 Equação de onda e relação de dispersão.....	3
2.2 Guia plasmônico planar.....	5
2.3 Guia metamaterial planar.....	8
2.4 Dependência físico-estrutural das grandezas efetivas.....	10

Capítulo 3 - Guias HIIH com simetria estrutural

3. Preâmbulo.....	14
3.1 Guias HIIH metal-dielétrico simples.....	14
3.2 Guias HIIH dielétrico-metal composto	21
3.3 Guias HIIH metal-dielétrico composto.....	23

Capítulo 4 - Guias HIIH com assimetria estrutural

4. Preâmbulo.....	30
4.1 Guias HIIH metal-dielétrico simples com assimetria fixa.....	30
4.2 Guias HIIH metal-dielétrico simples com assimetria plena.....	34
4.3 Guias HIIH metal-dielétrico composto com assimetria fixa.....	38
4.4 Guias HIIH metal-dielétrico composto com assimetria plena.....	42
4.5 Guias HIIH dielétrico-metal composto com assimetria plena.....	44

Capítulo 5 – Guias HIIH como Sensores

5. Preâmbulo.....	47
5.1 Projeto do sensor.....	47
5.2 Sensores HIIH com sílica.....	49
5.3 Sensores HIIH com fluoreto de magnésio.....	53

Capítulo 6 - Conclusão

Apêndice.....	59
---------------	----

Referências	74
-------------------	----

Publicações	78
-------------------	----

Lista de Símbolos

PW- (*plasmonic waveguide*) guia plasmônico

MIM – arranjo metal-isolante-metal

IMI – arranjo isolante-metal-isolante

HMM: (*hyperbolic metamaterial*) metamaterial hiperbólico

SPP: (*surface plasmon polariton*) plasmon polariton de superfície

HIH: (*hyperbolic-insulator-hyperbolic*) regiões hiperbólico-isolante-hiperbólico

E – vetor campo elétrico do campo eletromagnético

D – vetor densidade de fluxo elétrico

H – vetor campo magnético do campo eletromagnético

B – vetor densidade de fluxo magnético

J – vetor densidade de corrente

r – vetor posição do ponto no R^3

ϵ - permissividade elétrica

μ - permeabilidade magnética

σ - condutividade elétrica

ρ - densidade volumétrica de carga

ω – frequência angular

k - vetor de onda

c - velocidade da luz no vácuo

n - índice de refração do meio

TM - modo Transversal Magnético

TE - modo Transversal Elétrico

Capítulo 1- Introdução

Este texto analisa as diversas possibilidades de controlar a propagação de uma onda eletromagnética em guias de onda assimétricos, projetados em observância ao papel que eles desempenham em circuitos ópticos integrados em escala nanométrica [1-6]. Para tanto se considera o uso de estruturas, também na ordem de nanômetros, em camadas alternadas de metais e dielétricos tendo iguais ou diferentes espessuras nas cascas do guia. Denominados metamateriais, estes arranjos planares tem sido majoritariamente empregados na concepção e realização de guias de onda, divisores, absorvedores, refletores, moduladores e fotodetectores [7-10]. O recente progresso nas técnicas de fabricação e caracterização de filmes nanométricos tem feito dos metamateriais planares uma plataforma tecnológica sempre atual em circuitos ópticos integrados [11-13]. Tanto do ponto de vista teórico quanto experimental, esta geometria exhibe como obter a resposta óptica desejada à iluminação empregada. A leitura que a Eletrodinâmica faz destas composições díspares de materiais naturais repousa na concepção de um meio efetivo homogêneo e anisotrópico, no qual as propriedades ópticas do sistema complexo são descritas via parâmetros efetivos. Isto significa que os elementos estruturais do arranjo multicamada tenham dimensões muito inferiores ao comprimento de onda da radiação incidente. Sob esta condição a denominada teoria de meio efetivo encontra as relações entre os parâmetros efetivos e as grandezas físicas e geométricas que caracterizam cada metamaterial específico. Mais ainda, revela como a relação de dispersão efetiva que a luz experimenta no meio anisotrópico, pode assumir no espaço das isofrequências, topologias diversas da superfície esférica resultante da dispersão linear de ondas eletromagnéticas propagando em meios homogêneos e isotrópicos [1-6]. Nesta tese, metamateriais planares projetados para ter relação de dispersão hiperbólica no intervalo de comprimento de onda utilizado para a transmissão óptica de informação, é a escolha para as cascas dos guias projetados.

Guias dielétricos planares (*slab dielectric waveguides*) constituem as mais simples e comuns estruturas usadas em óptica integrada [1-6]. Nesta arquitetura entende-se por assimetria o uso de diferentes dielétricos em suas regiões, caracterizando a sua designação neste texto de assimetria física. Esta composição primeira foi alterada pela presença de metais no núcleo ou casca dos guias. Este novo conceito resulta nos denominados guias de onda plasmônicos (PW: *plasmonic waveguide*), em referência ao mecanismo físico envolvido na propagação da luz em interface metal-dielétrico [6-18].

Duas configurações simétricas, sob o aspecto da natureza eletromagnética dos materiais utilizados, são estudadas. São os PW MIM e PW IMI, onde I e M se referem às camadas isolantes e metálicas, respectivamente. As propriedades de propagação destes guias estão amplamente abordadas na investigação teórico-experimental da área [1-19]. Contudo não se encontram PWs cujo projeto explore a assimetria física própria dos guias dielétricos [1-5], ainda que ambos sejam concebidos e realizados com materiais homogêneos e isotrópicos.

Este texto reflete sobre o controle das propriedades de propagação que a radiação apresenta em guias tendo assimetria físico-estrutural variada. Sua realização tecnológica reside no âmbito dos filmes ultrafinos de baixa rugosidade [19-39]. Dispositivos ópticos fabricados usando filmes de espessura da ordem de nanômetros podem ser colocados sob um mesmo substrato formando um sistema compacto, barato e menos vulnerável a mudanças ambientais. Metamateriais hiperbólicos (HMM: *hyperbolic metamaterial*) planares são a opção atual no reino das aplicações em nanotecnologia. Neste contexto, está demonstrado nos próximos capítulos que a abordagem sistemática da conceituação ampliada de assimetria físico-estrutural que propomos é compatível com o intuito de maximizar e controlar as propriedades de propagação da luz em guias integrados. As diversas estruturas projetadas e simuladas resultam do exercício criterioso da caracterização ampla de assimetria que o texto apresenta [38-40]. Os resultados obtidos corroboram a expectativa de respostas singulares e diversas no espectro sob escrutínio. Estimulados pela flexibilidade no design que HMM planares sugere, o desempenho de sensores ópticos empregando guias HMM como elemento constitutivo é o tema final deste estudo [40].

Capítulo 2- Guias metal-dielétrico planares

2. Preâmbulo

Neste capítulo se encontram o substrato conceitual e a escolha de materiais que orientam a concepção de guias de onda portando assimetria físico-estrutural. Explorar as diversas formas que nossa definição ampliada de assimetria permite, é o objeto primeiro de nossa reflexão. O projeto e avaliação das características de propagação de dispositivos formulados segundo este novo horizonte, constituem o tema dos capítulos seguintes deste estudo.

2.1 Equação de onda e relação de dispersão

Deixando implícita a dependência funcional das grandezas com o vetor posição $\mathbf{r}$ e o tempo t , iniciamos com a forma local das equações de Maxwell em seguida:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.1d)$$

Nestas equações $\mathbf{E}$ e $\mathbf{D}$ representam os vetores campo e densidade de fluxo elétrico bem como $\mathbf{H}$ e $\mathbf{B}$ os vetores campo e densidade de fluxo magnético, respectivamente. O vetor densidade de corrente $\mathbf{J}$ e o escalar densidade de carga ρ são as fontes do campo eletromagnético. As relações constitutivas entre os campos e seus fluxos em meios homogêneos, isotrópicos e lineares têm a forma:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \epsilon \mathbf{E} \quad (1.2a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (1.2b)$$

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E} \quad (1.2c)$$

Nelas a permissividade elétrica ϵ_0 e a permeabilidade magnética μ_0 do vácuo, a permissividade elétrica relativa ϵ , a permeabilidade magnética relativa μ e a condutividade elétrica σ aparecem como constantes escalares. Para uma larga classe de materiais de uso tradicional em engenharia elétrica esta é uma escolha adequada.

Ainda assim, exceções a este comportamento mais simples têm importância em dispositivos e sistemas eletroeletrônicos. Em seguida resumizamos alguma delas:

1. Parâmetros que dependem das coordenadas - Neste caso a constante dielétrica ϵ , por exemplo, é função de $\mathbf{r}$ no meio implicando para a divergência de $\mathbf{D}$:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \nabla \cdot \epsilon \mathbf{E} = \nabla \epsilon \cdot \mathbf{E} + \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} \quad (1.3)$$

2. Meios anisotrópicos - São aqueles em que $\mathbf{D}$ e $\mathbf{E}$, ou $\mathbf{B}$ e $\mathbf{H}$ não são colineares. Então as componentes de $\mathbf{D}$, por exemplo, passam a depender de todas as componentes de $\mathbf{E}$. Quando referidas ao sistema de coordenadas cartesianas xyz temos a representação matricial (ver Apêndice):

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (1.4)$$

O tensor $[\epsilon]$ assume forma diagonal quando os eixos coordenados sofrem uma rotação levando aos denominados eixos principais. Em geral isto significa que quando $\mathbf{D}$ estiver alinhado segundo um eixo principal, sua relação com $\mathbf{E}$ será mediada por uma constante escalar γ segundo:

$$\begin{bmatrix} D_x \\ D_y \\ D_z \end{bmatrix} = \gamma \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} \quad (1.5)$$

A diagonalização da representação matricial dos tensores $[\epsilon]$ e $[\mu]$, tanto em Cristalografia como para metamateriais uniaxiais, será aqui adotada [19-23].

3. Parâmetros complexos – Para dar conta da dissipação de energia nos materiais submetidos a campos eletromagnéticos, ϵ e μ assumem a forma complexa:

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'' \quad (1.6)$$

$$\mu = \mu' + i\mu'' \quad (1.7)$$

Nestas equações ϵ' e μ' são as partes reais sendo ϵ'' e μ'' as partes imaginárias das grandezas afetadas pela unidade imaginária $i^2 = -1$.

Escolhendo a forma harmônica $e^{-i\omega t}$ para a dependência temporal dos campos (ω é a frequência angular), as equações de Maxwell são transformadas em:

$$\nabla \times \mathbf{E} = i\omega \mathbf{B} \quad (1.8a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} - i\omega \mathbf{D} \quad (1.8b)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (1.8c)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.8d)$$

Em regiões onde $\mathbf{J}$ e ρ sejam nulos, elas desacoplam resultando na equação de onda para $\mathbf{E}$ em seguida:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \left(\omega^2/c^2\right) \varepsilon \mu \mathbf{E} = 0 \quad (1.9)$$

As grandezas ε_0 e μ_0 via velocidade $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ da luz no vácuo aparecem em (1.9).

Nesta e nas próximas equações ε e μ são os valores relativos ao vácuo (ε_0 e μ_0) da permissividade elétrica e permeabilidade magnética, respectivamente.

A solução em ondas planas $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}}$ (em geral $\mathbf{E}_0$ uma constante complexa) na equação (1.9) resulta na relação de dispersão caracterizando um meio homogêneo, isotrópico e linear:

$$k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \omega^2 \varepsilon \mu \equiv k^2 \quad (1.10)$$

O vetor de onda $\mathbf{k}$ determina a direção de propagação da radiação [1-6]. Sua magnitude satisfaz $k = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$, delimitando uma superfície esférica no espaço das isofrequências. Agora, a circulação dos campos em meios lineares assume a forma algébrica:

$$\mathbf{k} \times \mathbf{E} = \omega \mu \mathbf{H} \quad (1.11a)$$

$$\mathbf{k} \times \mathbf{H} = -\omega \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.11b)$$

Estas relações mostram que $\mathbf{k}$ é perpendicular ao plano definido por $\mathbf{E}$ e $\mathbf{H}$ justificando a denominação de onda plana. O vetor de Poynting $\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}$ indica que $\mathbf{k}$ e a direção de propagação da densidade de energia $\mathbf{S}$ coincidem nesta condição.

2.2 Guia plasmônico planar

Esta seção é dedicada à resposta que uma interface metal-dielétrica impõe ao campo eletromagnético incidente. Tal configuração admite componentes normais do campo

elétrico, capazes de estabelecer na superfície entre os meios modos de oscilação confinados tendo perfil espacial evanescente em sua direção perpendicular e ainda assim propagando-se nesta fronteira [6-16]. Denominados plasmon polariton de superfície (SPP: *Surface plasmon polariton*), são modos excitados pela luz incidente via prismas ou grades de difração como em guias dielétricos [24]. Os dois projetos usuais de PWs exibem propriedades de propagação superiores às obtidas no *design* dielétrico convencional [1-8]. Diversos estudos demonstram que MIM-PW revelam melhor confinamento espacial do campo que IMI-PW, este apresentando maior comprimento de propagação [8-18]. Sua função no sistema determinará o projeto a ser escolhido.

A Figura 2.1 ilustra a propagação da luz (comprimento de onda λ) de um meio homogêneo e isotrópico para outro similar. O meio 1 é um dielétrico tendo ϵ_1 real e positivo. O meio 2 é um metal que na faixa óptica apresenta ϵ_2 negativo. Esta diferença de sinal é uma condição para estabelecer um modo SPP na interface [8-18].

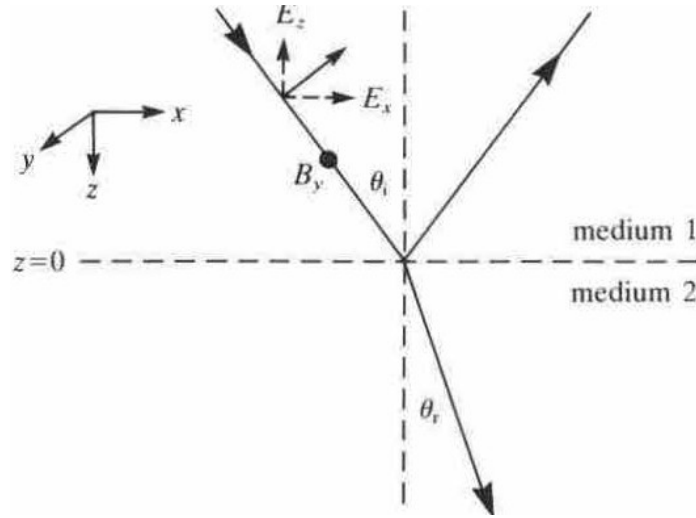


Figura 2.1 Onda TM incidindo sobre a interface entre dois meios sob um ângulo de incidência θ_i [16].

Requer-se que a onda incidente esteja no estado de polarização transversal magnético (TM), para se ter ondas SPP. Assumindo x como direção de propagação tem-se:

$$E_i = (E_{xi}, 0, E_{zi}) \exp[i(k_x x - \omega t)] \exp(ik_{zi} z) \quad (1.12a)$$

$$H_i = (0, H_{yi}, 0) \exp[i(k_x x - \omega t)] \exp(ik_{zi} z) \quad (1.12b)$$

Em (1.12) e (1.13) o índice $i = 1, 2$ designa o meio onde está a configuração do campo.

Sem possibilidade de confusão do índice i com a unidade imaginária $i^2 = -1$. Calculando a divergência e o rotacional de $\mathbf{E}$ encontramos a relação entre suas componentes e as de $\mathbf{H}$ e $\mathbf{k}$:

$$E_{zi} = -E_{xi} \frac{k_x}{k_{zi}} \quad (1.13a)$$

$$H_{yi} = \omega E_{xi} \varepsilon_i \varepsilon_0 / k_{zi} \quad (1.13b)$$

A continuidade das componentes tangenciais dos campos resulta para as componentes normais de $\mathbf{k}$:

$$\frac{\varepsilon_1}{k_{z1}} = \frac{\varepsilon_2}{k_{z2}} \quad (1.14a)$$

$$k_{z1} = -i \left(k_x^2 - \varepsilon_1 k_0^2 \right)^{1/2}, k_x^2 > \varepsilon_1 k_0^2 \quad (1.14b)$$

$$k_{z2} = i \left(k_x^2 - \varepsilon_2 k_0^2 \right)^{1/2}, k_x^2 > \varepsilon_2 k_0^2 \quad (1.14c)$$

Em (1.14) $k_0 = \frac{\omega}{c}$ define a amplitude do vetor de onda no vácuo. A exigência de uma onda confinada à interface e com decaimento exponencial nos meios implica em $ik_{z1} > 0$ no dielétrico e $ik_{z2} < 0$ no metal. Logo, ambos os k_{zi} são imaginários com sinais opostos, assim como os ε_i devem ter sinais opostos. Combinando os resultados anteriores encontra-se:

$$k_x = k_0 \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

Para ε_2 negativo, um modo SPP propagando implica em k_x real e $|\varepsilon_2| > \varepsilon_1$. Este é o caso limite de ε real em ambos os meios. Para metais dispersivos $\varepsilon_2 = \varepsilon_{2r} + i\varepsilon_{2i}$, resultando na generalização de (1.15):

$$k_x = k_0 \left[\frac{\varepsilon_1 (\varepsilon_{2r} + i\varepsilon_{2i})}{\varepsilon_1 + \varepsilon_{2r} + i\varepsilon_{2i}} \right]^{1/2} \quad (1.16)$$

Metais nobres como a prata (Ag) e o ouro (Au) exibem na faixa óptica de λ o comportamento de ε desejado [16]. Portanto, foram a escolha adotada nos projetos que estamos propondo. A condição de guiamento em guias PW será obtida como caso particular da forma geral apresentada na seção seguinte.

2.3 Guia metamaterial planar

O desenvolvimento de dispositivos plasmônicos é uma área de pesquisa surgida nas últimas décadas do século XX. Atualmente, a fabricação de filmes com espessura inferior a 20 nm [49] estimula o emprego de estruturas multicamada no projeto de guias para desempenhar diversas funções. Está demonstrado que sua presença nas cascas do aparato resulta em maior confinamento dos campos e menores perdas [34-40], além de sua flexibilidade de projeto e funcionalidade superior aos PWs tradicionais [19-40].

O suporte teórico adotado para descrever a propagação SPP em guias HMM repousa na teoria de meio efetivo [41]. Atualizando o modelo efetivo, o cálculo numérico aqui empregado faz uso de valores experimentais recentes para a constante dielétrica ϵ dos materiais escolhidos [44-48]. Para qualificar o desempenho do guia HMM em relação aos parâmetros físico-estruturais relevantes, o apelo fenomenológico das definições de comprimento de propagação L , profundidade de penetração d_p e figura de mérito Fom toma lugar [41,42]. A forma delas é dada por (d é a largura do núcleo):

$$L = \left(2k_0 \text{Im}[k_x] \right)^{-1} \quad (1.17)$$

$$d_p = \left(2k_0 \text{Im}[k_y] \right)^{-1} \quad (1.18)$$

$$FoM = L / (2d + 2d_p) \quad (1.19)$$

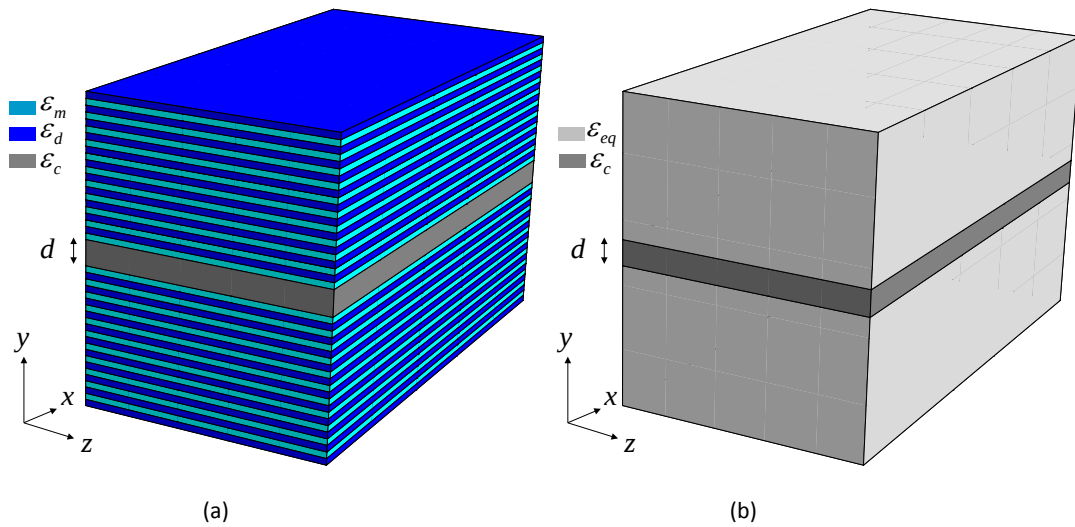


Figura 2.2 Guia HIH com (a) cascas multicamadas e (b) cascas homogêneas e anisotrópicas equivalentes.

A Figura 2.2 mostra a geometria e o modelo de meio efetivo das cascas HMM (H) como um material homogêneo e anisotrópico confinando o núcleo dielétrico (I) do guia HIIH. Este modelo é descrito empregando um grupo exíguo de parâmetros estruturais, ou seja, a largura d e a razão de preenchimento $r = d_m/(d_m + d_d)$ relacionando a soma total d_m da espessura das camadas metálicas com sua contraparte dielétrica d_d . Os parâmetros físicos são as permissividades relativas ε_m do metal, ε_d do dielétrico nas camadas e ε_c no núcleo do guia, todos em geral dependentes do λ de operação.

As permissividades equivalentes nas direções perpendicular ($\varepsilon_\perp$) e paralela ($\varepsilon_\parallel$) da região anisotrópica, adotando a notação $\varepsilon_\perp = \varepsilon_y$ e $\varepsilon_\parallel = \varepsilon_x = \varepsilon_z$ no tensor uniaxial planar $diag(\varepsilon_\parallel, \varepsilon_\perp, \varepsilon_\parallel)$, estão relacionadas nas expressões seguintes [19,20]:

$$\varepsilon_\parallel = \varepsilon_x = \varepsilon_z = (1-r)\varepsilon_d + r\varepsilon_m \quad (1.17a)$$

$$\varepsilon_\perp = \varepsilon_y = \varepsilon_m \varepsilon_d / ((1-r)\varepsilon_m + r\varepsilon_d) \quad (1.17b)$$

A solução harmônica $e^{-i\omega t}$ implica que as componentes de $\mathbf{E}$ no modo TM sejam:

$$E_x = -\frac{i}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (1.18a)$$

$$E_y = -\frac{k_x}{\omega \varepsilon_0 \varepsilon} H_z \quad (1.18b)$$

A continuidade de E_x e H_z nas interfaces conduzem à relação de dispersão para guias HMM assimétricos [34-37]. Guias compostos por três diferentes regiões HMM obedecem à equação transcendental (ver Apêndice):

$$\tanh(k_{y,2}d) = -\frac{(k_{y,2}/\varepsilon_{x,2})(k_{y,1}/\varepsilon_{x,1} + k_{y,3}/\varepsilon_{x,3})}{(k_{y,2}/\varepsilon_{x,2})^2 + (k_{y,1}/\varepsilon_{x,1})(k_{y,3}/\varepsilon_{x,3})} \quad (1.19)$$

A condição subsidiária $k_{y,i} = \sqrt{\varepsilon_{y,i}^{-1} \varepsilon_{x,i} k_x^2 - \varepsilon_{x,i} k_0^2}$ para $i=1,2,3$, relaciona a componente $k_{y,i}$ perpendicular as interfaces HMM com a constante de propagação k_x da onda SPP. Uma expressão similar a (1.19) vale em PWs tendo camadas isotrópicas (M e I) diferentes [6] (ver Apêndice).

Guias HIIH assimétricos implicam em $\varepsilon_{x,2} = \varepsilon_{y,2} = \varepsilon_c$ na equação (1.19), sob a restrição implícita $k_{y,2} = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_c k_0^2}$ nas interfaces das cascas com o núcleo.

Guias HIIH simétricos demandam outra forma para $k_{y,i}$ ($i = 1,3$). Neste caso vale $\varepsilon_{x,2} = \varepsilon_{y,2} = \varepsilon_c$, $k_{y,2} = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_c k_0^2}$ no núcleo, bem como $\varepsilon_{x,i} = \varepsilon_x$, $\varepsilon_{y,i} = \varepsilon_y$ ($i = 1,3$) e $k_{y,1} = k_{y,3} = \sqrt{\varepsilon_x(\varepsilon_y^{-1}k_x^2 - k_0^2)}$ nas cascas. Agora (1.19) simplifica em [6,37]:

$$\tanh(k_{y,2}d) = -k_{y,1}\varepsilon_c / \varepsilon_x k_{y,2} \quad (1.20)$$

Esta última relação de dispersão é apropriada ao caso de guias PW-MIM simétricos [6] (ver Apêndice). Sob o estado de polarização TE a onda luminosa é incapaz de excitar modos SPP em estruturas não magnéticas ($\mu = 1$) (ver Apêndice).

2.4 Dependência físico-estrutural das grandezas efetivas

O estudo das permissividades paralela ($\varepsilon_{\parallel}$) e perpendicular ($\varepsilon_{\perp}$) equivalentes no modelo HMM planar é o objetivo deste tópico. Neste texto os metais escolhidos são Au e Ag. Para isolantes a sílica (SiO_2) e o fluoreto de magnésio (MgF_2) comparecem na estrutura multiplanar. Tanto metais quanto dielétricos têm presença assegurada na pesquisa de HMM planares [19-40]. As figuras em seguida exibem a variação com r e λ da parte real ($\text{Re}[\varepsilon_{\parallel}]$, $\text{Re}[\varepsilon_{\perp}]$) e imaginária ($\text{Im}[\varepsilon_{\parallel}]$, $\text{Im}[\varepsilon_{\perp}]$) nas colunas (a) e (c) e (b) e (d), respectivamente. Em todas elas temos $r \geq 0,2$ e $1200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1700 \text{ nm}$. Iniciamos a discussão com os resultados da associação AgSiO_2 na Figura 2.3.

Valores negativos de $\text{Re}[\varepsilon_{\parallel}]$ e $\text{Re}[\varepsilon_{\perp}]$ ocorrem independente de r e λ exceto quando $r \geq 0,9$ na Figura 2.3(c) onde $\text{Re}[\varepsilon_{\perp}]$ se torna positivo. A parte imaginária $\text{Im}[\varepsilon_{\parallel}]$ e $\text{Im}[\varepsilon_{\perp}]$ é sempre positiva, exibindo valores absolutos bem inferiores que aqueles da parte real. A presença do metal dita este comportamento (1.17) [6].

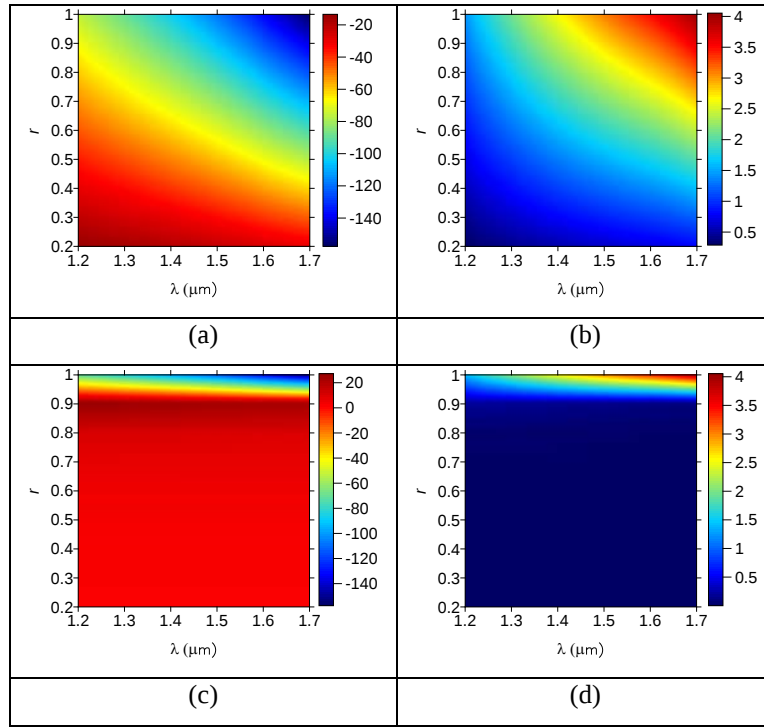


Figura 2.3 (a) $\text{Re}[\epsilon_{||}]$, (b) $\text{Im}[\epsilon_{||}]$, (c) $\text{Re}[\epsilon_{\perp}]$ e (d) $\text{Im}[\epsilon_{\perp}]$ em função de r e λ para HMM AgSiO_2 .

A próxima associação é a de filmes AgMgF_2 na Figura 2.4.

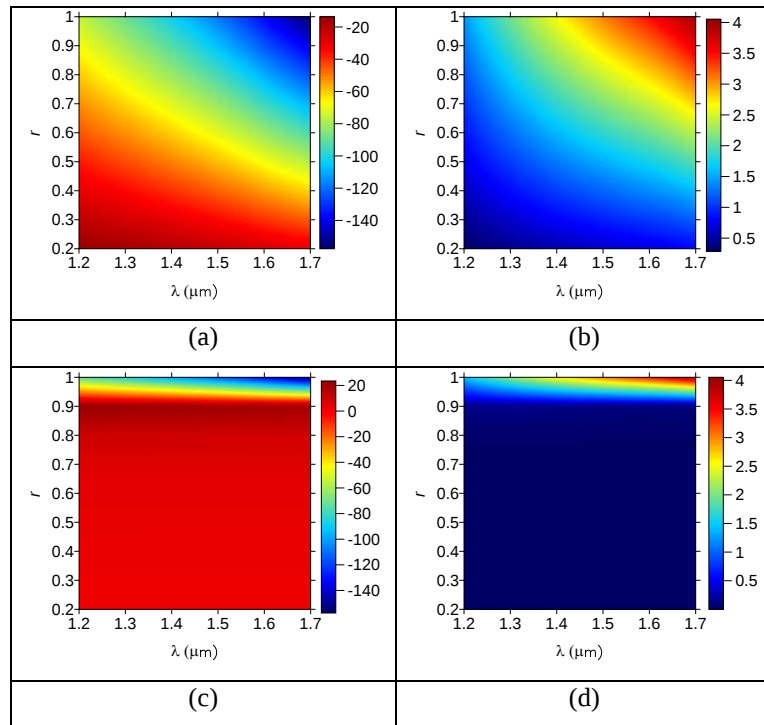


Figura 2.4 (a) $\text{Re}[\epsilon_{||}]$, (b) $\text{Im}[\epsilon_{||}]$, (c) $\text{Re}[\epsilon_{\perp}]$ e (d) $\text{Im}[\epsilon_{\perp}]$ em função de r e λ para HMM AgMgF_2 .

A faixa de valores de $\varepsilon_{\parallel}$ e $\varepsilon_{\perp}$ na Figura 2.4 reproduz aquela da Figura 2.3 de forma acentuada. Os valores próximos da constante dielétrica da sílica ($\varepsilon = 2,1025$) e do fluoreto de magnésio ($\varepsilon = 1,878$) é causa provável deste comportamento.

Em seguida a composição AuSiO_2 tem sua resposta apresentada na Figura 2.5.

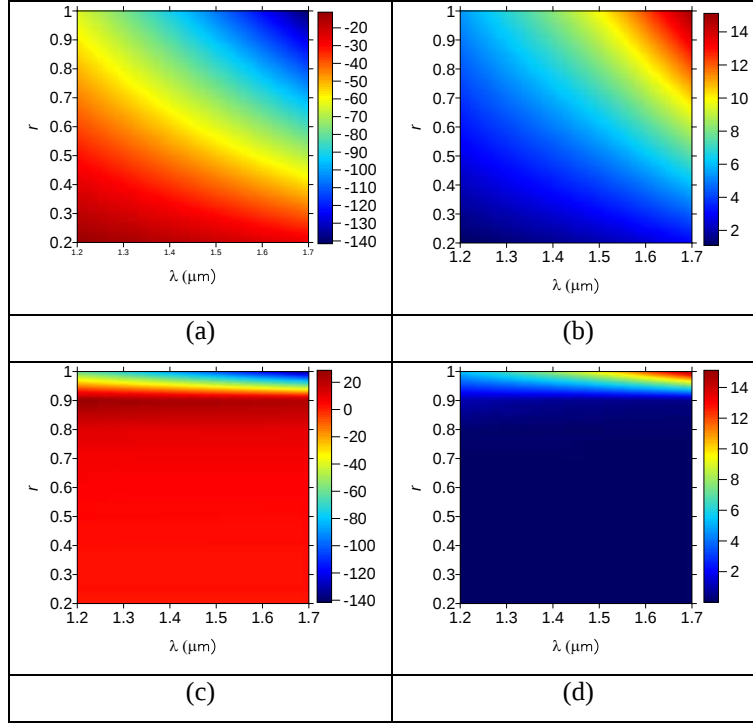


Figura 2.5 (a) $\text{Re}[\varepsilon_{\parallel}]$, (b) $\text{Im}[\varepsilon_{\parallel}]$, (c) $\text{Re}[\varepsilon_{\perp}]$ e (d) $\text{Im}[\varepsilon_{\perp}]$ em função de r e λ para HMM AuSiO_2 .

Ainda sob o aspecto da faixa de valores, a Figura 2.5 reproduz o visto para $\text{Re}[\varepsilon_{\parallel}]$ e $\text{Re}[\varepsilon_{\perp}]$ nas Figuras 2.3 e 2.4. Contudo, as partes imaginárias do HMM AuSiO_2 possuem valores superiores aos encontrados em HMM AgSiO_2 e AgMgF_2 . Resultado que revela a natureza mais dissipativa do ouro em contraste com a prata. As partes reais continuam a ter seu perfil controlado pela presença dielétrica na estrutura multicamada.

Encerramos a seção com o compósito AuMgF_2 na Figura 2.6. Esta exhibe mais uma vez o comportamento das grandezas efetivas descrito na Figura 2.5. A presença do MgF_2 ou SiO_2 não altera a resposta de $\varepsilon_{\parallel}$ e $\varepsilon_{\perp}$ ao menos na faixa de λ usada. Valores próximos de suas constantes dielétricas ditam este comportamento.

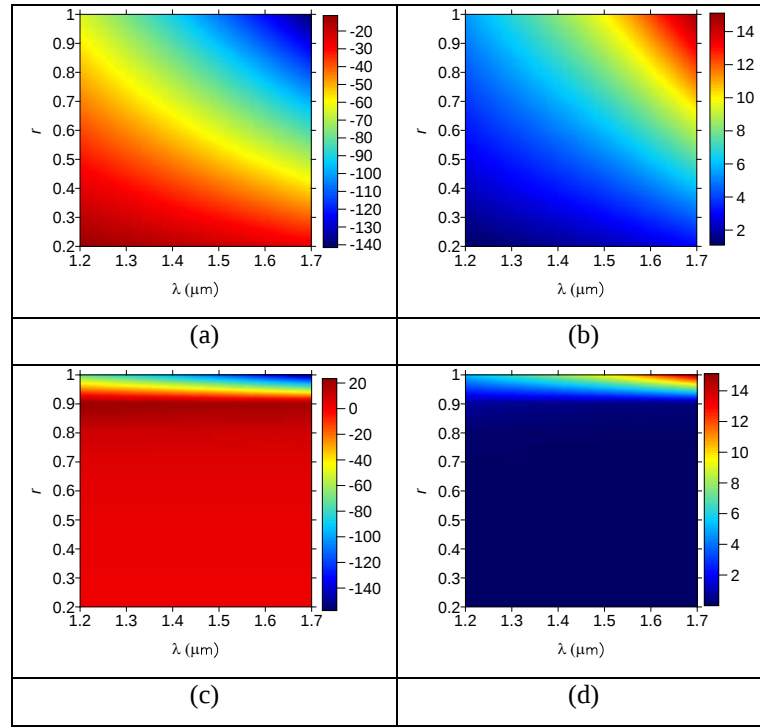


Figura 1.6 (a) $\text{Re}[\varepsilon_{\parallel}]$, (b) $\text{Im}[\varepsilon_{\parallel}]$, (c) $\text{Re}[\varepsilon_{\perp}]$ e (d) $\text{Im}[\varepsilon_{\perp}]$ em função de r e λ para HMM AuMgF_2 .

Capítulo 3 - Guias HII com simetria estrutural

3. Preâmbulo

Este capítulo é dedicado ao estudo das características de propagação da radiação em guias HII simétricos, ou seja, mesmo r_i ($i = 1, 3$) nas cascas. O guia metal-dielétrico simples é realizado com idênticos metais e dielétricos nas regiões multicamada. Os guias metal-dielétrico composto e dielétrico-metal composto possuem diferentes metais ou dielétricos nas camadas HMM, respectivamente. A banda $1.200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1700 \text{ nm}$ usada é aquela comum em telecomunicações. Os resultados para L , d_p e Fom são apresentados em função dos parâmetros físico-estruturais concernentes a cada projeto.

3.1 Guias HII metal-dielétrico simples

Iniciamos a análise considerando guias simétricos HII AgSiO_2 , ou seja, aqueles compostos por filmes Ag e SiO_2 nas cascas. O isolante no núcleo é $\epsilon_c = 1,0$, $\epsilon_c = 1,878$ ou $\epsilon_c = 2,1025$ nas Figuras 3.1 a 3.3, respectivamente. Também, $d = 20 \text{ nm}$, $d = 40 \text{ nm}$, $d = 60 \text{ nm}$ ou $d = 80 \text{ nm}$ encontra-se da linha superior à inferior delas.

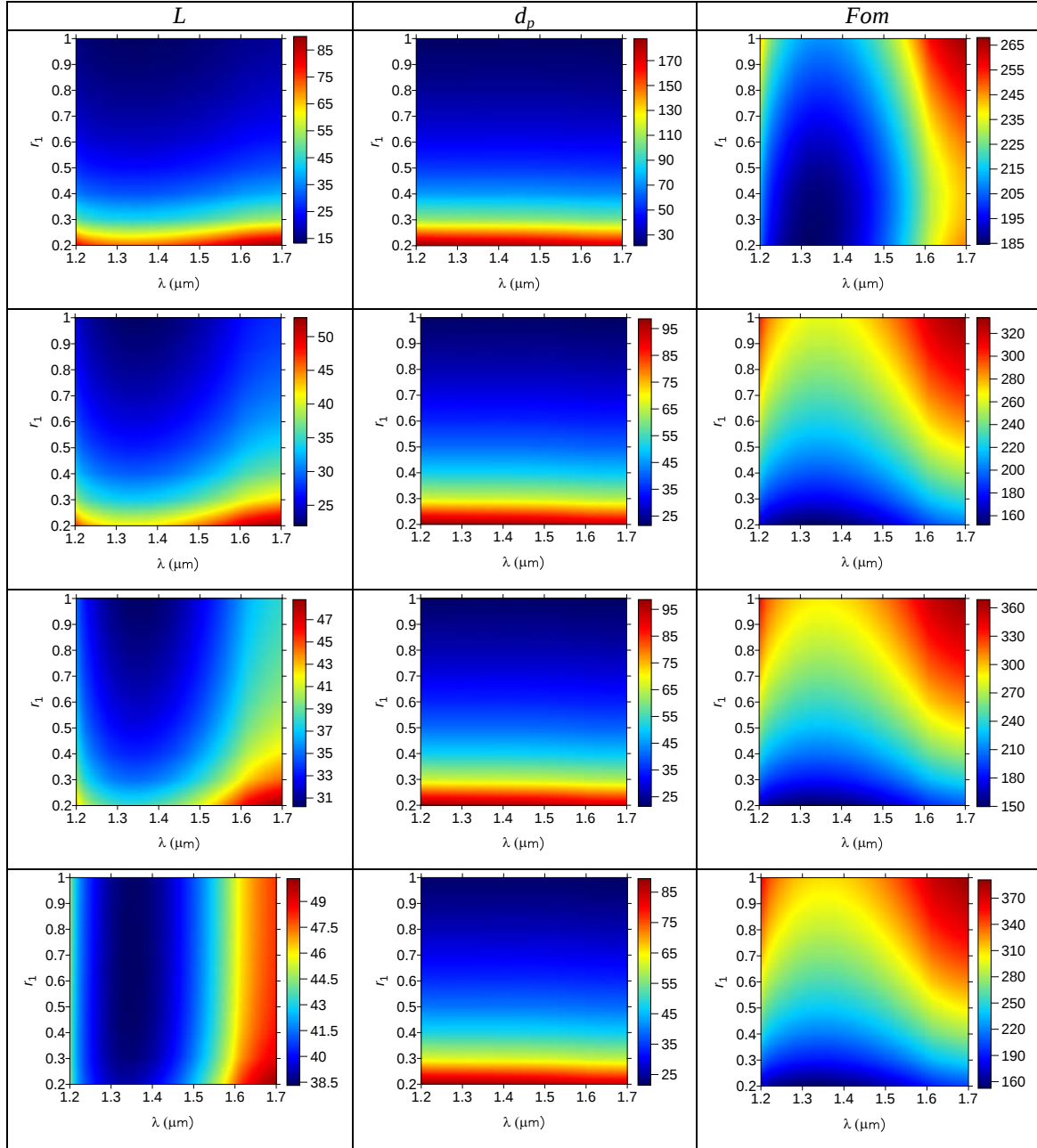


Figura 3.1 L , d_p e Fom em guias HIH AgSiO_2 com $\varepsilon_c = 1,0$ e (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

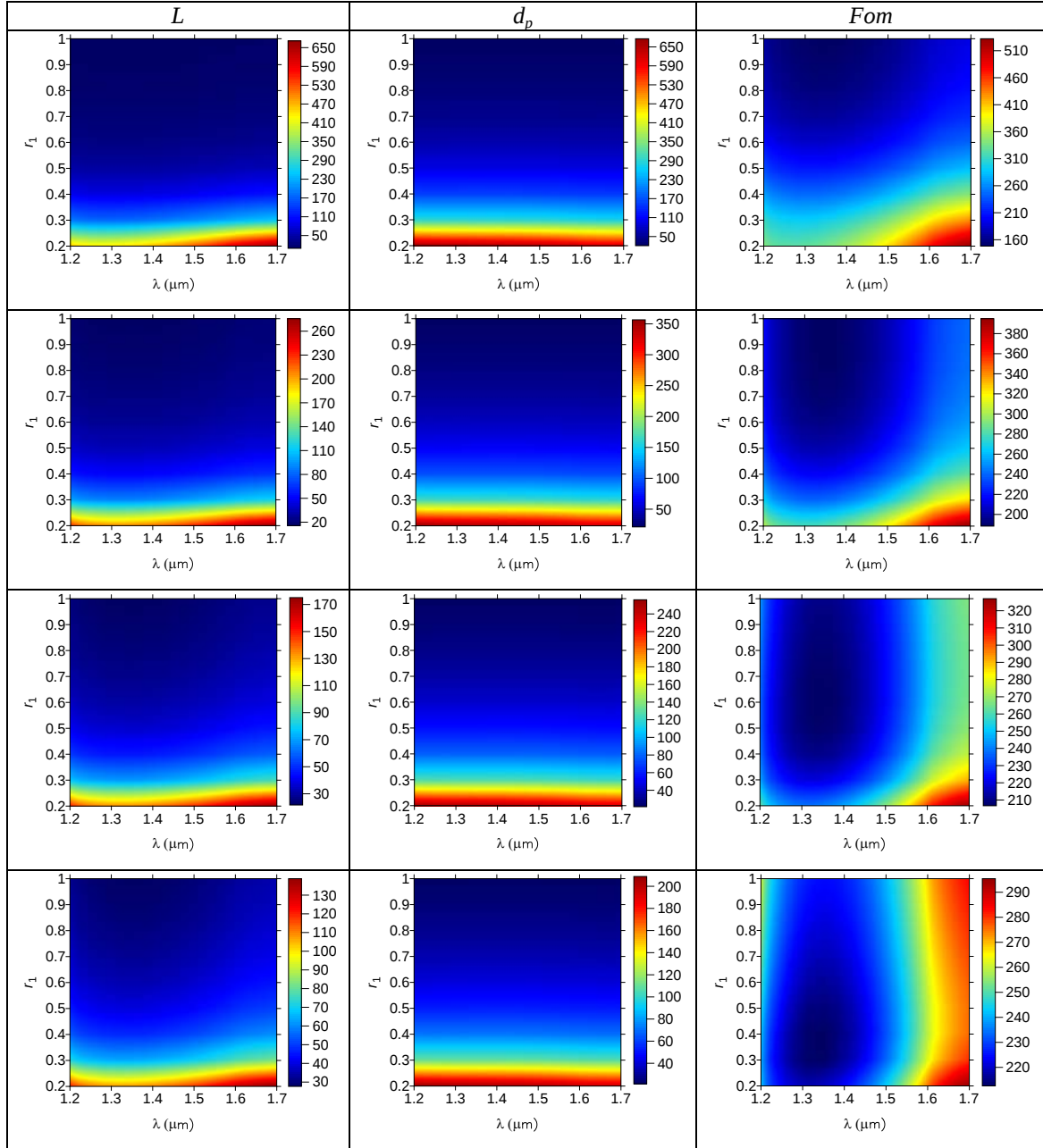


Figura 3.2 L , d_p e Fom em guias HIH AgSiO_2 , $\epsilon_c = 1,878$ e (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

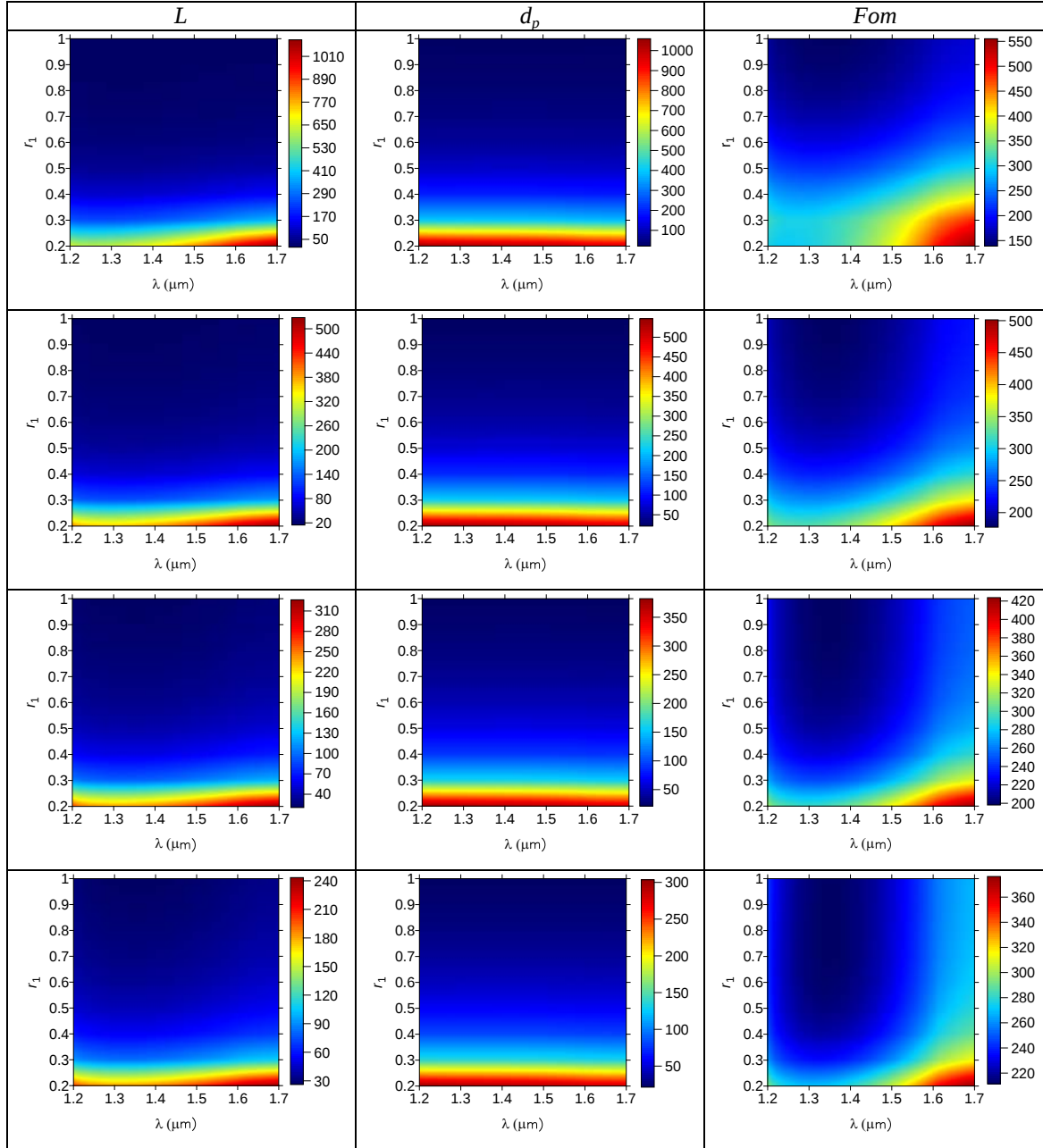


Figura 3.3 L , d_p e Fom em guias HIH AgSiO₂ $\epsilon_c = 2,1025$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

Nas Figuras 3.1 a 3.3 vê-se a estreita dependência de L , d_p e FoM com r , d e λ . Em geral um aumento em r corresponde a uma diminuição em L e d_p de maneira quase independente de ϵ_c e d . Uma resposta singular se dá (λ e d independente) em $\epsilon_c = 1,878$ ou $\epsilon_c = 2,1025$. É então que L se torna significativamente constante acima de $r \geq 0,45$. Estes são projetos tolerantes a eventuais discrepâncias entre diferentes processos de fabricação. Sua resposta espectral (λ dependente) os classifica como guias L “banda larga” fixo. Por sua vez, para $\epsilon_c = 1,0$ L fixo apenas ocorre em faixas estreitas de r e λ , específicas ao d adotado. O arranjo $d = 80$ nm, na faixa $1.300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1400 \text{ nm}$ é, por

exemplo, um caso L “banda estreita” fixo. Esta é uma demonstração cabal das várias soluções disponibilizadas na concepção HIH, podendo-se ter L entre 20 μm e 150 μm . De forma similar, escolhendo $r \geq 0.5$ o perfil d_p constante resulta em qualquer situação. As figuras para a Fom revelam sua diversidade de comportamento para cada caso.

Prosseguimos abordando guias HIH AuSiO₂ com $\varepsilon_c = 1,0$, $\varepsilon_c = 1,878$ ou $\varepsilon_c = 2,1025$ nas Figuras 3.4 a 3.6, respectivamente. Como antes $d = 20$ nm, $d = 40$ nm, $d = 60$ nm e $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

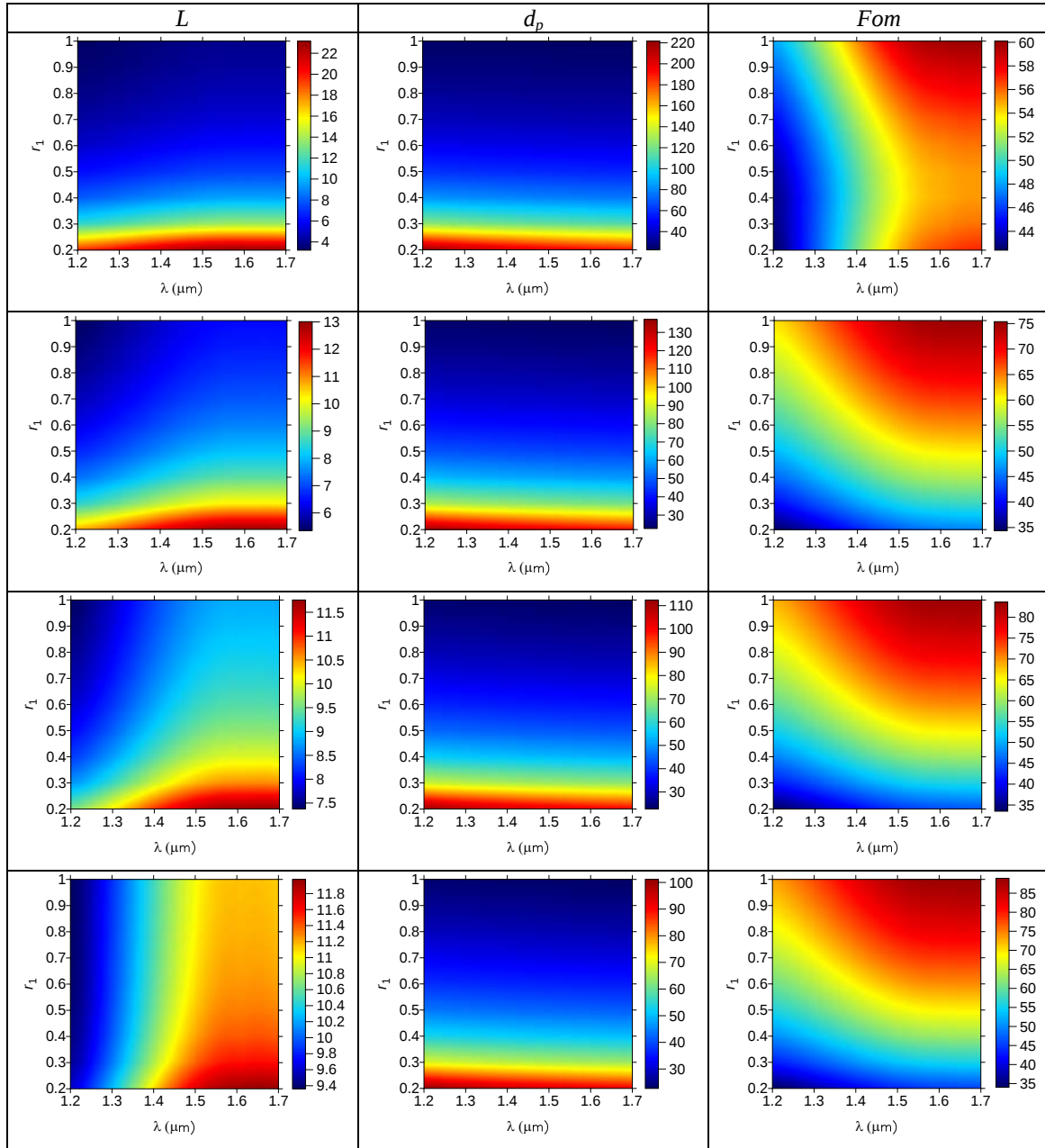


Figura 3.4 L , d_p e Fom em guias HIH AuSiO₂ com $\varepsilon_c = 1,0$ e (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

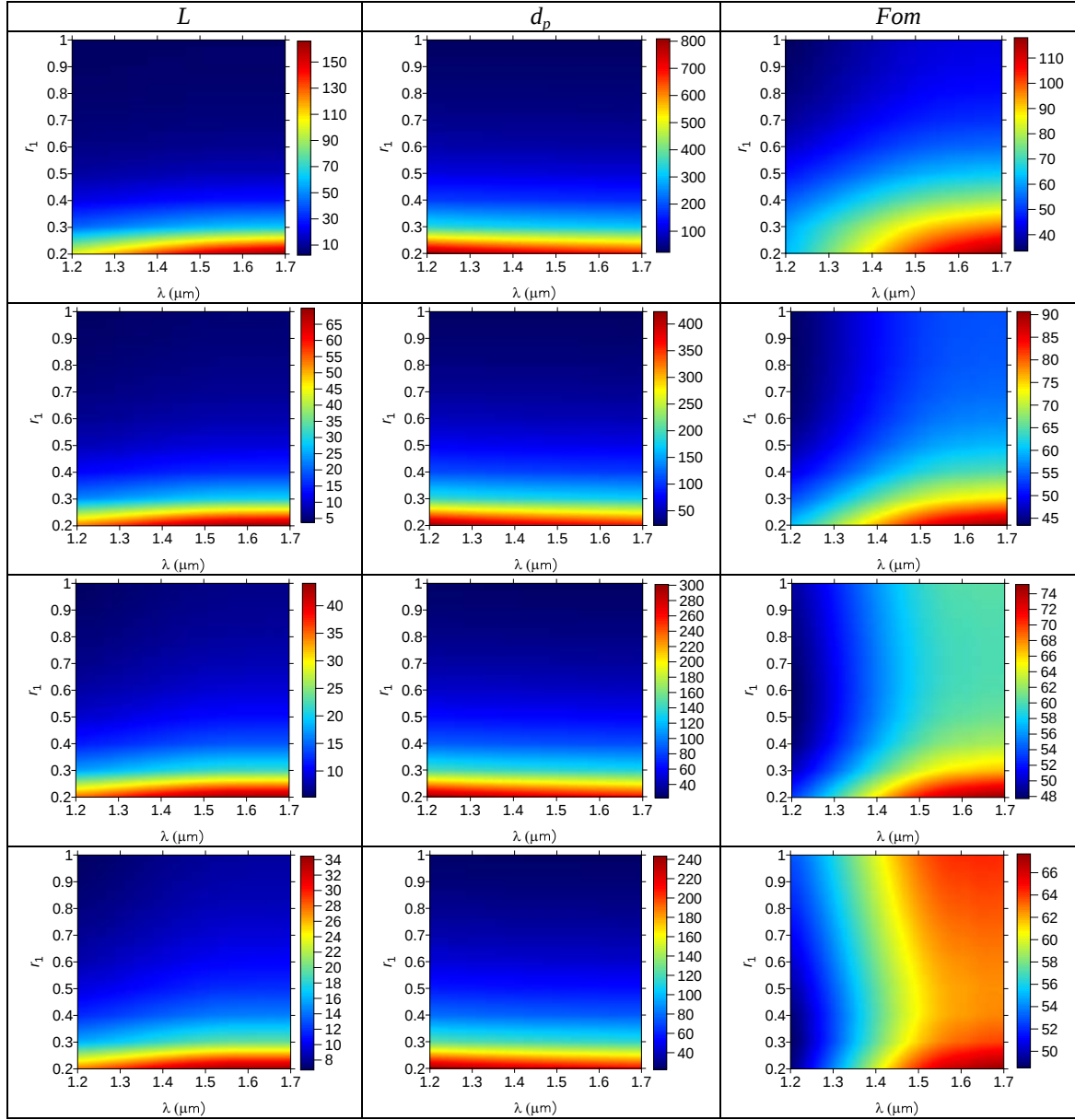


Figura 3.5 L , d_p e Fom em guias HIH AuSiO₂ com $\varepsilon_c = 1,878$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

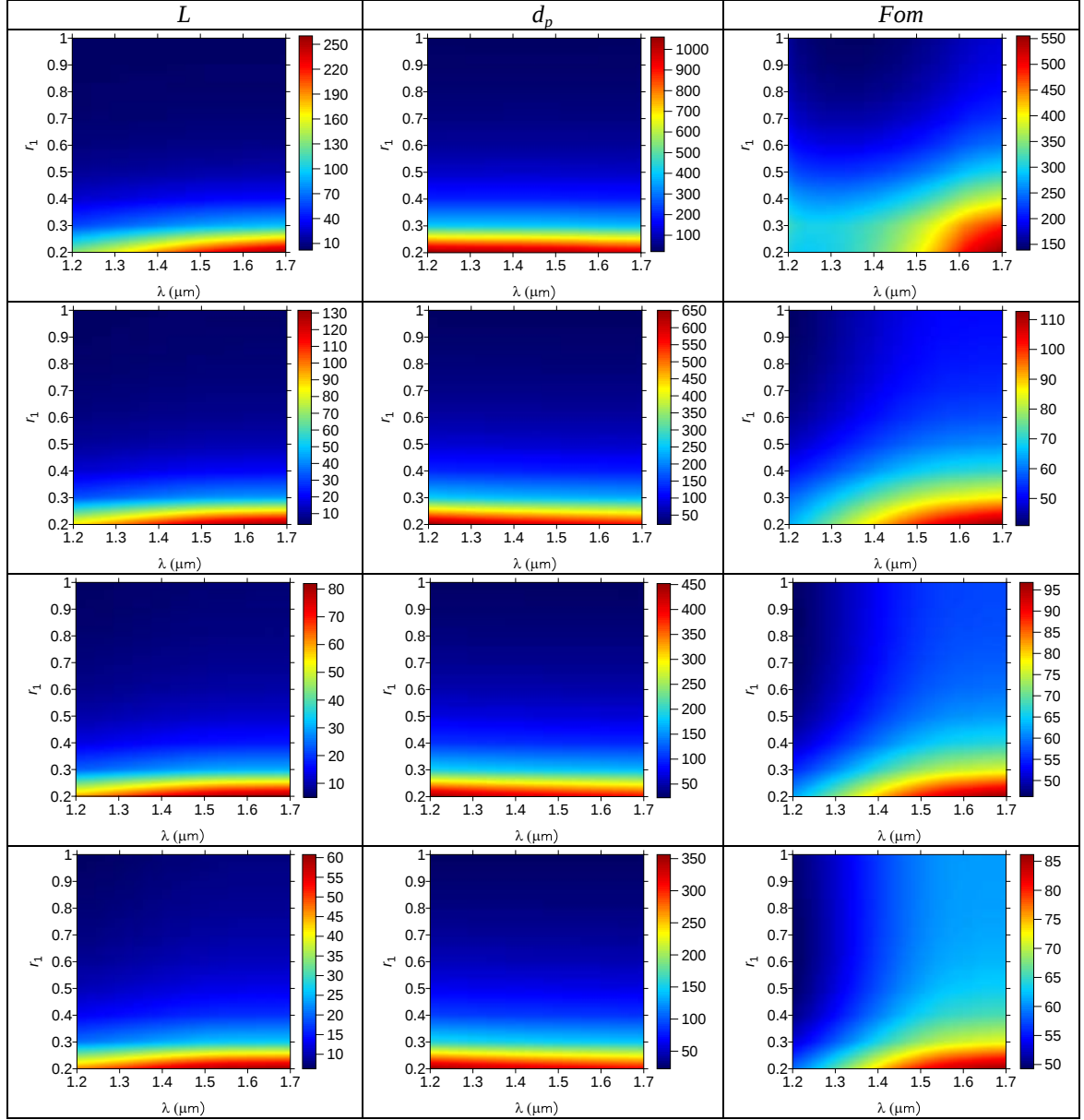


Figura 3.6 L , d_p e Fom em guias HIH AuSiO₂ com $\varepsilon_c = 2,1025$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

As mesmas considerações relacionadas aos guias HIH AgSiO₂ valem para os HIH AuSiO₂ uma vez que apresentam respostas similares. Contudo deve-se notar que nas Figuras 3.4 a 3.6 os valores de L , d_p e Fom são inferiores aos alcançados anteriormente. Uma solução de compromisso se estabelece entre a baixa reatividade química frente à maior dissipação do ouro quando comparada com a prata, capaz de maior oxidação. Características estas a serem confrontadas em aplicações destinadas a operar sob condições ambientais severas. Ainda que inferiores aos já vistos, valores de L entre 6 μm e 50 μm ocorrem nestes guias, superando aqueles usuais em PWs [19-23].

3.2 Guias HIH dielétrico-metal composto

Em contrapartida ao caso anterior, aqui estão guias HIH simétricos tendo diferentes isolantes em cada casca. Este é o primeiro exemplo da assimetria física que propomos como outra feição a ser explorada em tais arranjos, ampliando o conjunto de soluções viáveis ao alcance do projetista. A escolha de materiais feita no capítulo 2 indica guias HIH $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$ ou HIH $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ e $\epsilon_c = 1,0$ como possibilidade imediata. Nas Figuras 3.7 e 3.8 temos $d = 20$ nm a $d = 80$ nm da linha superior à inferior.

A Figura 3.7 mostra L , d_p e FoM em função de r , d e λ para HIH $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$. Sob qualquer d , temos L e d_p reduzindo quando r aumenta. Contudo, em todo λ visto o perfil L constante resulta se $r \geq 0,5$ no caso $d = 20$ nm. Logo, mais um dispositivo tolerante a desvios de fabricação e L “banda larga” fixo. Contudo se $d \geq 40$ nm o perfil L constante apenas ocorre em faixas estreitas de r e λ . A estrutura $d = 80$ nm no intervalo $1300 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1400 \text{ nm}$ é um exemplo de resposta L “banda estreita” fixo.

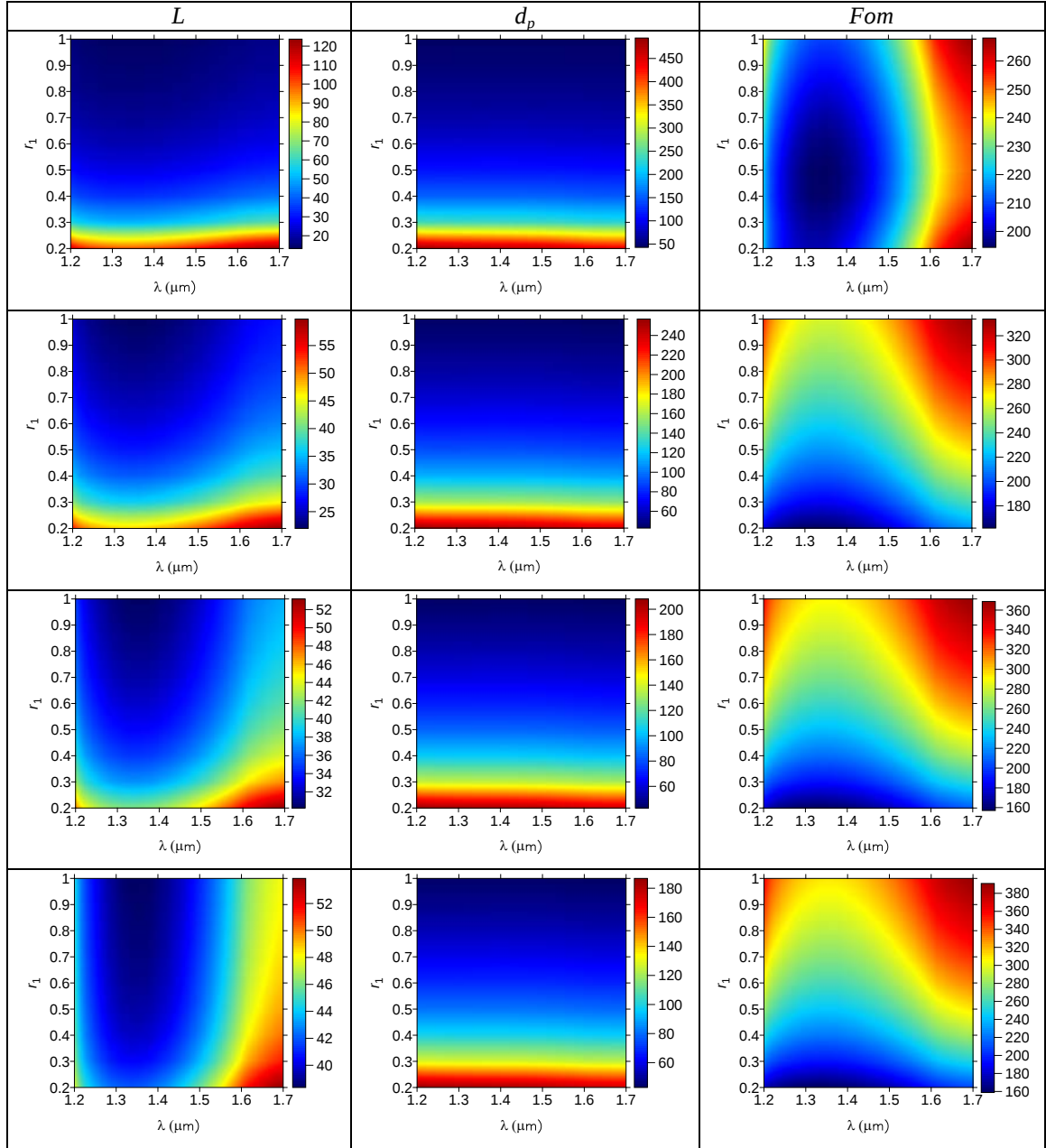


Figura 3.7 L , d_p e Fom em guias HIH $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$ e $\epsilon_c = 1,0$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

Em qualquer projeto L entre 20 μm e 50 μm está disponível. O perfil d_p constante resulta se $r \geq 0,5$ em todos eles. A Fom indica a variedade de feições que pode assumir.

A seção termina com os guias HIH $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ e $\epsilon_c=1,0$ da Figura 3.8.

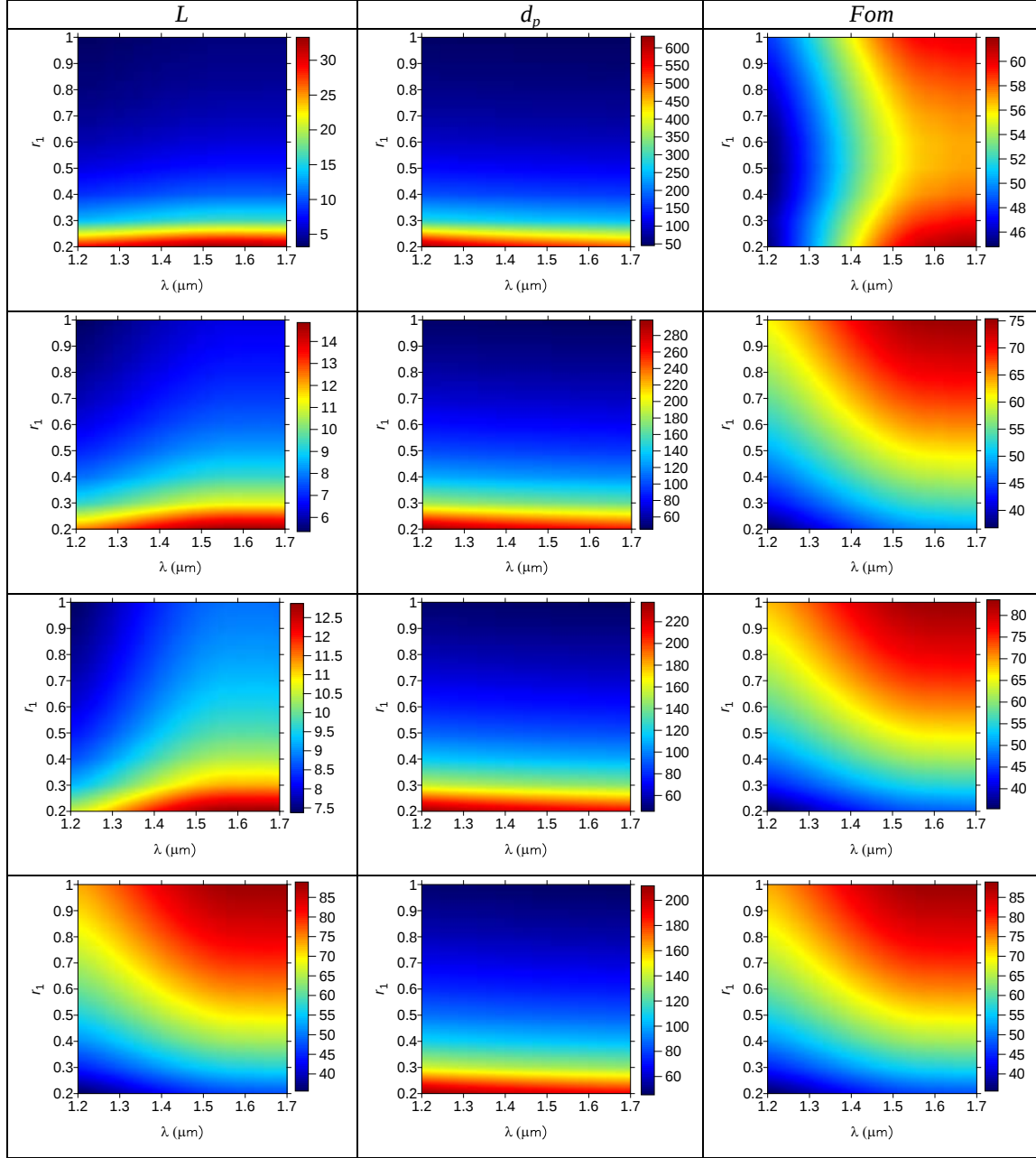


Figura 3.8 L , d_p e Fom em guias HIH $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ e $\epsilon_c = 1,0$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior para a inferior.

A mesma análise sobre guias HIH $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$ cabe para os HIH $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ devido a sua resposta similar. Na Figura 3.8 a presença do ouro é visível reduzindo L , d_p e Fom . Contudo, ambos mostram o perfil de L superior aos casos com $\epsilon_c = 1,0$ da seção 3.1.

3.3 Guias HIH metal-dielétrico composto

Estudamos aqui guias HIH AgAuSiO_2 e HIH AgAuMgF_2 duais em assimetria física aos da seção 3.2. Nas Figuras 3.9 a 3.11 $\epsilon_c = 1,0$, $\epsilon_c = 1,878$ e $\epsilon_c = 2,1025$, respectivamente.

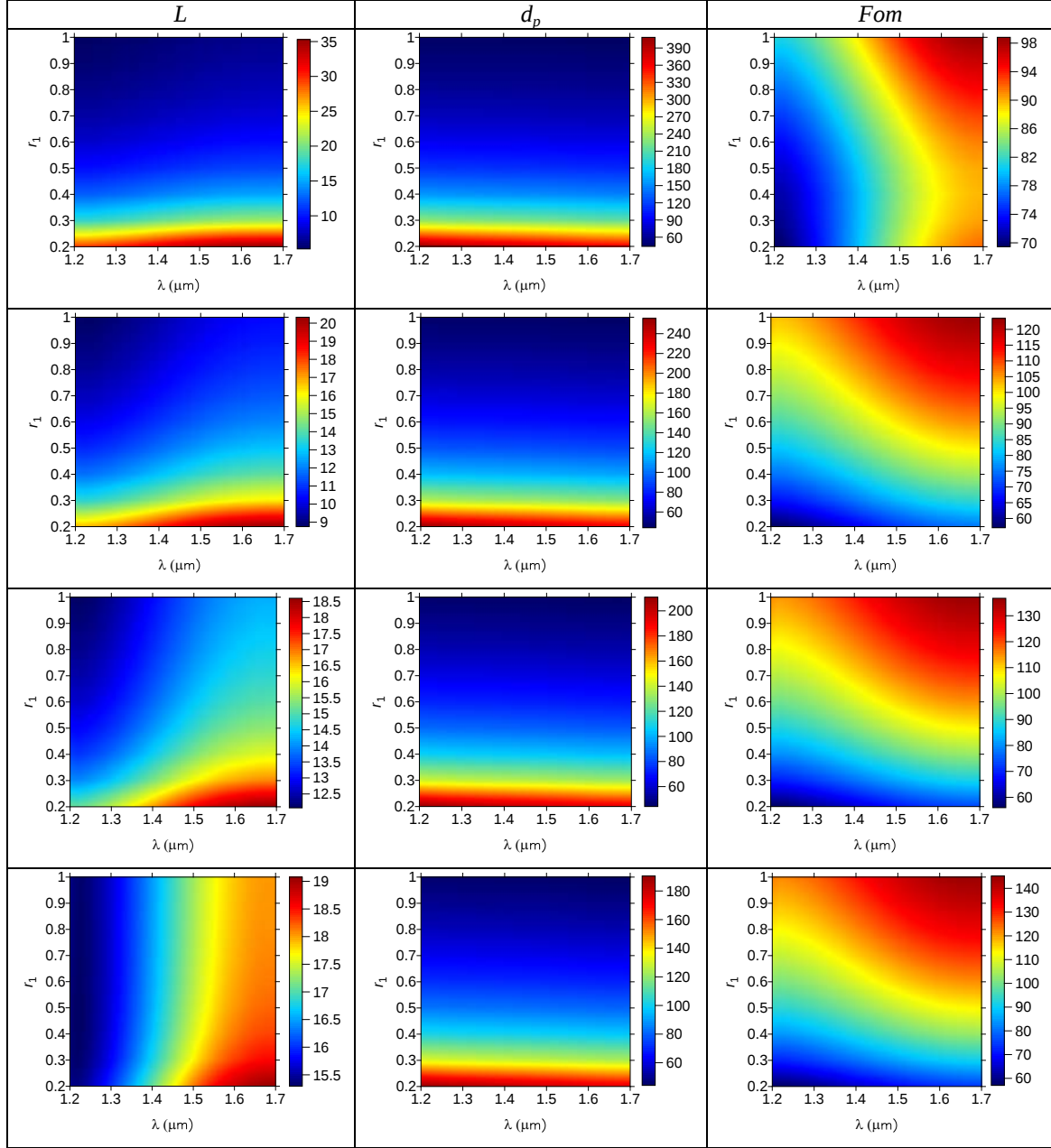


Figura 3.9 L , d_p e Fom em guias HIH AgAuSiO₂ $\epsilon_c = 1,0$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

Nota-se na Figura 3.9 uma redução geral em L e d_p quando r aumenta. Escolhendo $d = 20$ nm e $r \geq 0,5$ tem-se L constante, portanto um dispositivo insensível a restrições de manufatura. Sua resposta a λ é aquela de um guia L “banda larga” fixo. Tomando-se $d \geq 40$ nm o perfil L constante está limitado a faixas estreitas de r e λ . Por exemplo, na banda $1250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1350 \text{ nm}$ o arranjo $d = 80$ nm é um guia L “banda estreita” fixo. O desempenho de L está entre 9 μm e 18 μm . Selecionando $r \geq 0,5$, d_p fixo é o regime comum. Como sempre a Fom exibe a relação entre r , λ e d particular a cada projeto.

A Figura 3.10 apresenta guias HIH AgAuSiO₂, $\epsilon_c = 1,878$ e mesmo d da Figura 3.9.

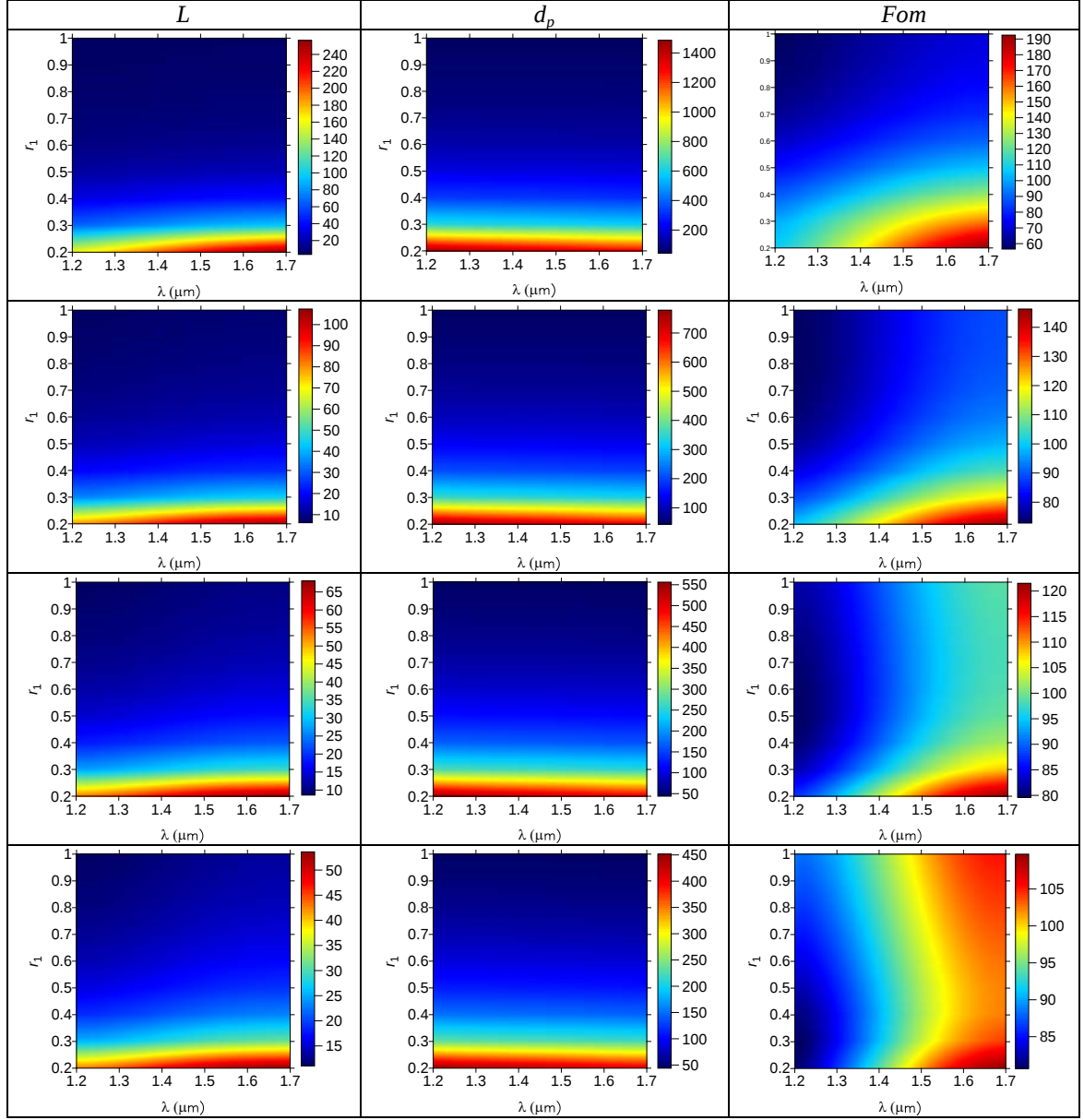


Figura 3.10 L , d_p e Fom em guias $AgAuSiO_2$ $\varepsilon_c = 1,878$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

A Figura 3.10 evidencia L , d_p e Fom em função de r , d e λ . A diminuição em L e d_p está associada a r crescente, sem correlação com d . Perfil fixo de L e d_p independente de λ e d , pode ser selecionado quando se toma $r \geq 0,5$. Estes são dispositivos insensíveis a restrições de fabricação, tendo resposta espectral L “banda larga” fixo. Também valores de L entre 10 μm e 40 μm estão disponíveis. A Fom reflete as variações de L e d_p .

Guias simétricos $HIH AgAuSiO_2$ e $\varepsilon_c = 2,1025$ completam este primeiro conjunto de dispositivos metal-dielétrico composto. A Figura 3.11 reproduz os resultados.

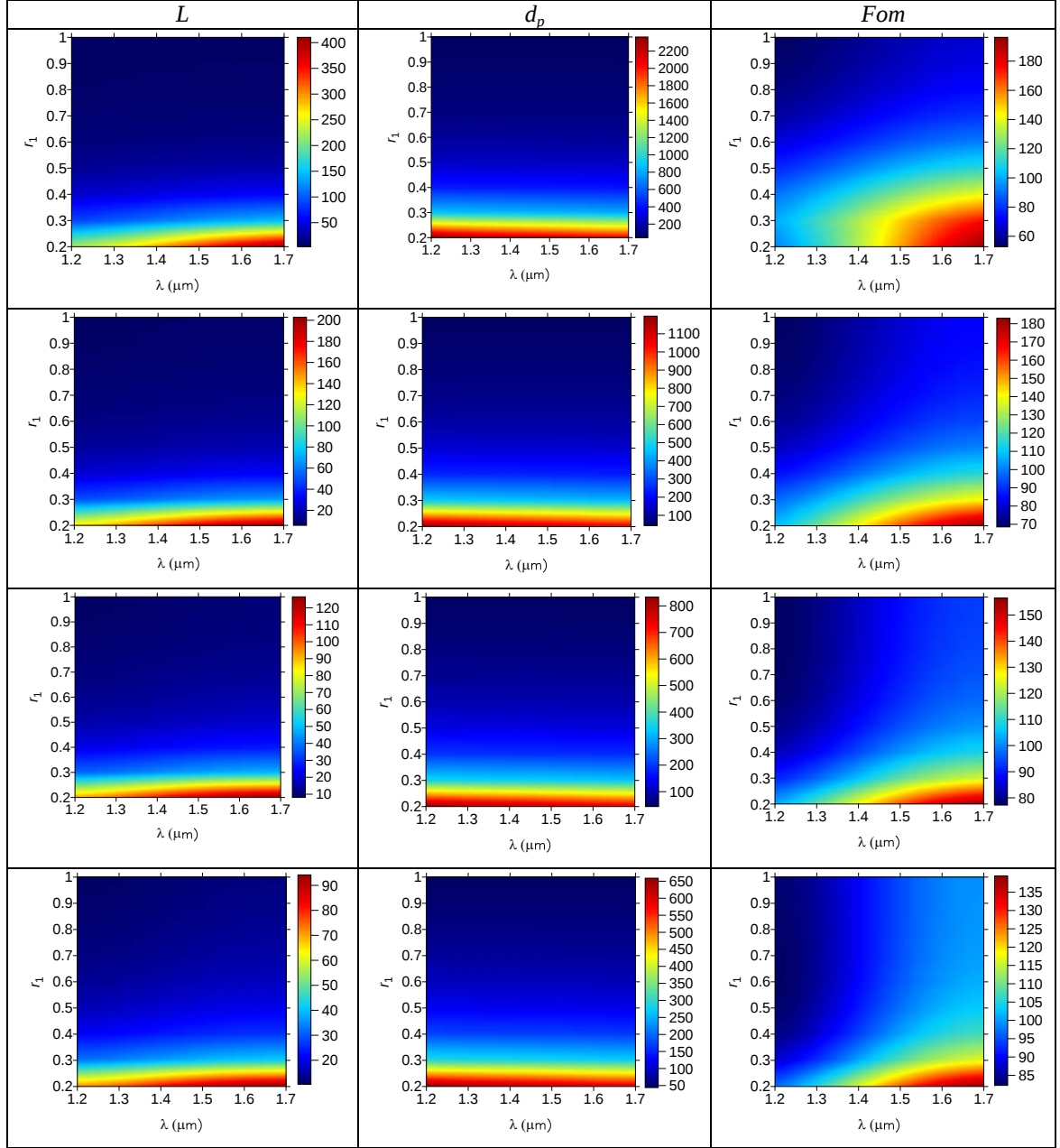


Figura 3.11. L , d_p e Fom em guias AgAuSiO_2 $\epsilon_c = 2,1025$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

Em todas as configurações da Figura 3.11 temos dispositivos tolerantes ao processo industrial e portando resposta espectral definindo guias L “banda larga” fixo. A comparação entre as Figuras 3.10 e 3.11 resulta positiva para a última, visto que ela revela um desempenho mais homogêneo de L e d_p que o precedente.

Encerrando a seção discutimos guias HIH AgAuMgF_2 . A Figura 3.12 $\epsilon_c = 1,0$ sob L e d_p superiores, reproduz o visto na Figura 3.9. Quando r cresce L e d_p decrescem, em qualquer d adotado. Como antes, o perfil L e d_p constante e independente de λ , é próprio da configuração $d = 20$ nm e $r \geq 0,5$. Temos um dispositivo L “banda larga” fixo de

manufatura pouco exigente. Escolhendo $d \geq 40$ nm o desempenho L constante degrada, só ocorrendo em faixas r e λ específicas. Majoritariamente, são guias L “banda estreita” fixo. Valores de L estão restritos a 9 μm e 19 μm . Como sempre a Fom apresenta intensa sensibilidade a r , λ e d em cada projeto.

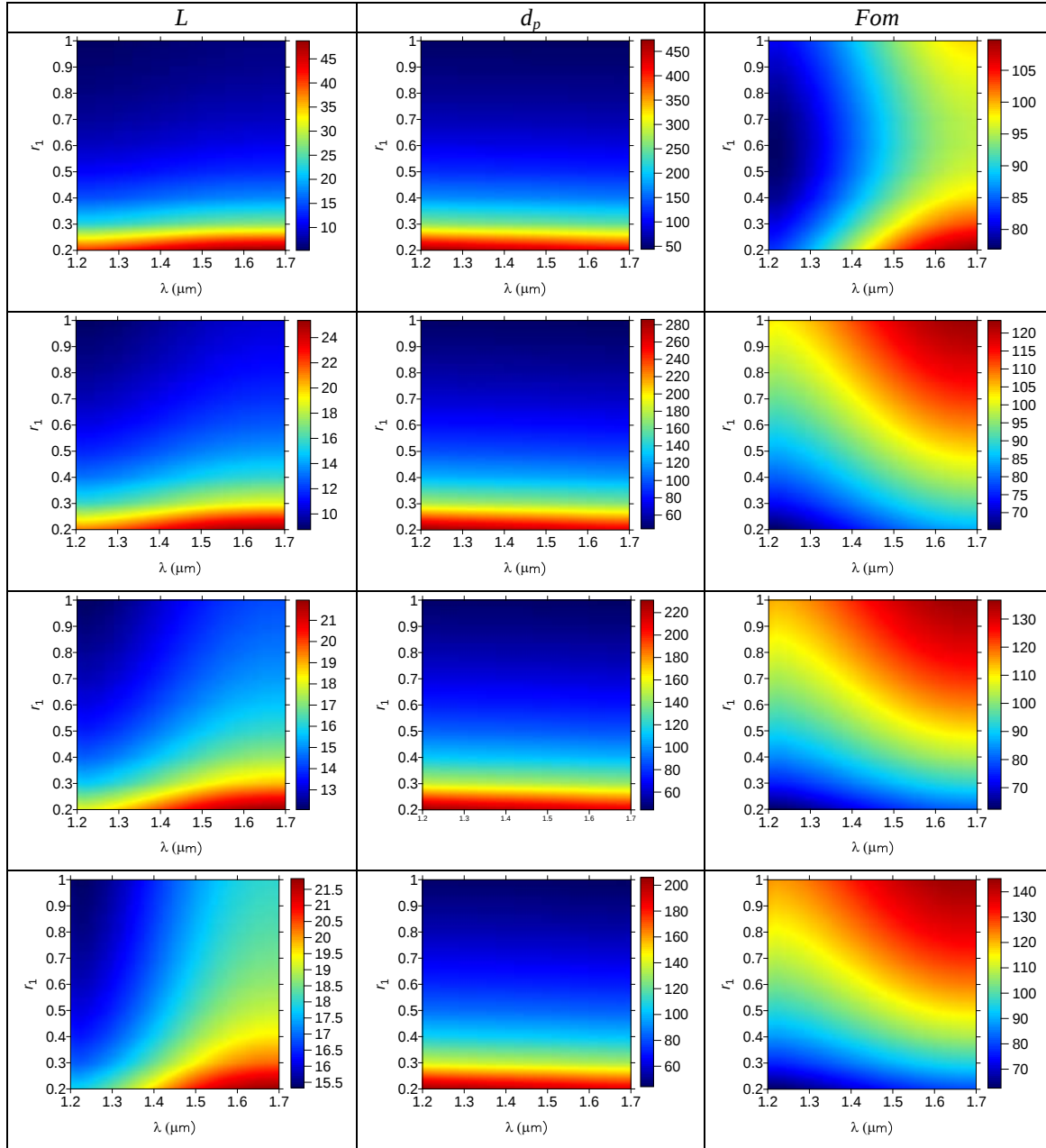


Figura 3.12 L , d_p e Fom em guias AgAuMgF₂ $\epsilon_c = 1,0$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm e (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

A Figura 3.13 exibe valores de L , d_p e FoM maiores que os da Figura 3.12. Estão agora claramente representados, guias L “banda larga” fixo insensíveis a questões na fabricação de filmes ultrafinos [16]. Pode-se escolher L entre 10 μm e 50 μm . A

comparação entre as Figuras 3.10 e 3.13 resulta positiva para a última, visto que ela revela um comportamento mais homogêneo de L e d_p que aquele na figura precedente.

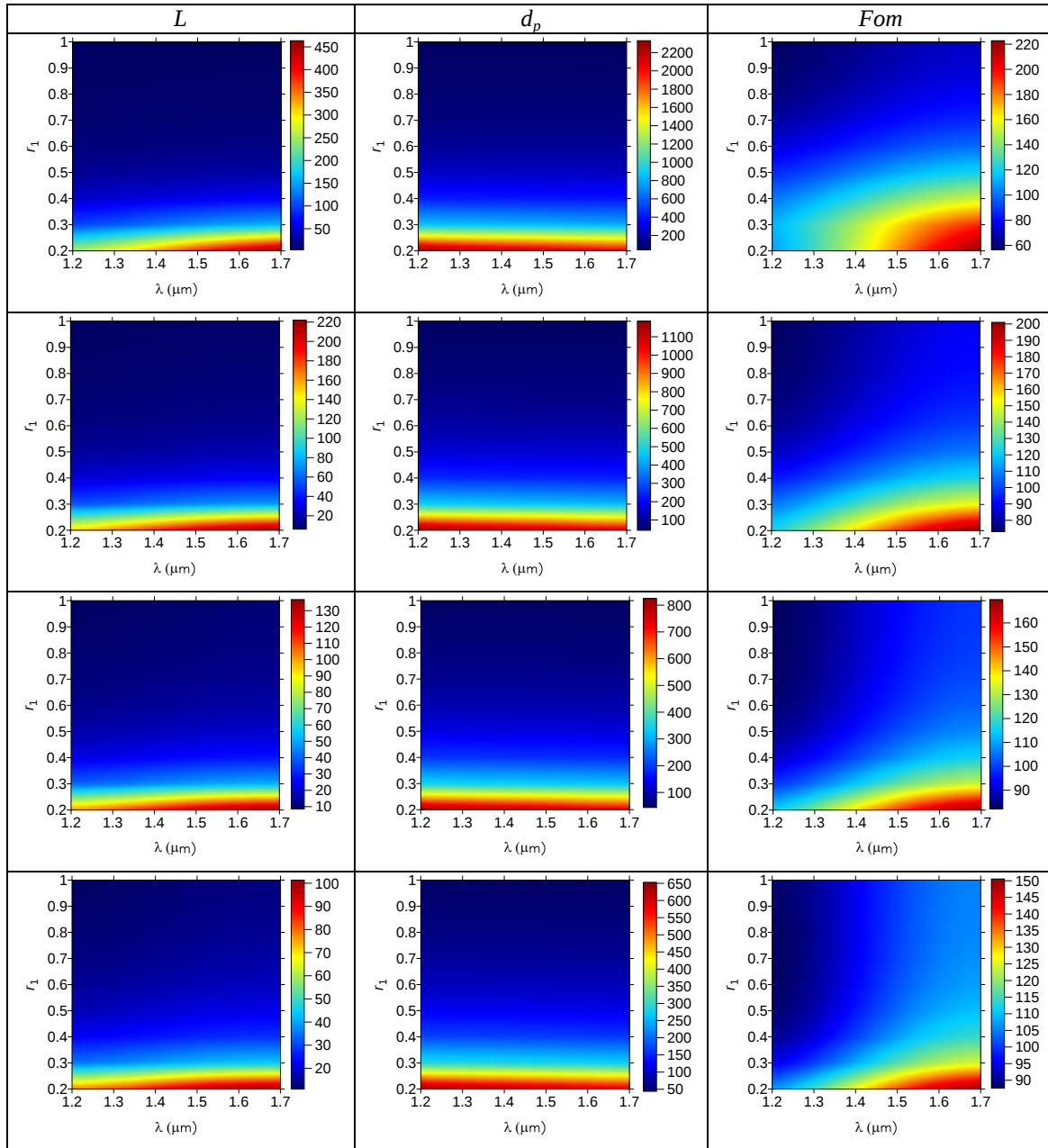


Figura 3.13 L , d_p e Fom em guias $AgAuMgF_2$ $\epsilon_c = 1,878$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

A Figura 3.14 acentua mais ainda o que foi dito com relação à Figura 3.13. Valores mais elevados ainda de L , d_p e FoM que os da Figura 3.13, podem ser realizados. Por exemplo, se encontra L entre 20 μm e 150 μm . Tal como antes, os dispositivos projetados são insensíveis a dificuldades em sua própria fabricação e com desempenho L “banda larga” fixo, qualquer que seja sua arquitetura.

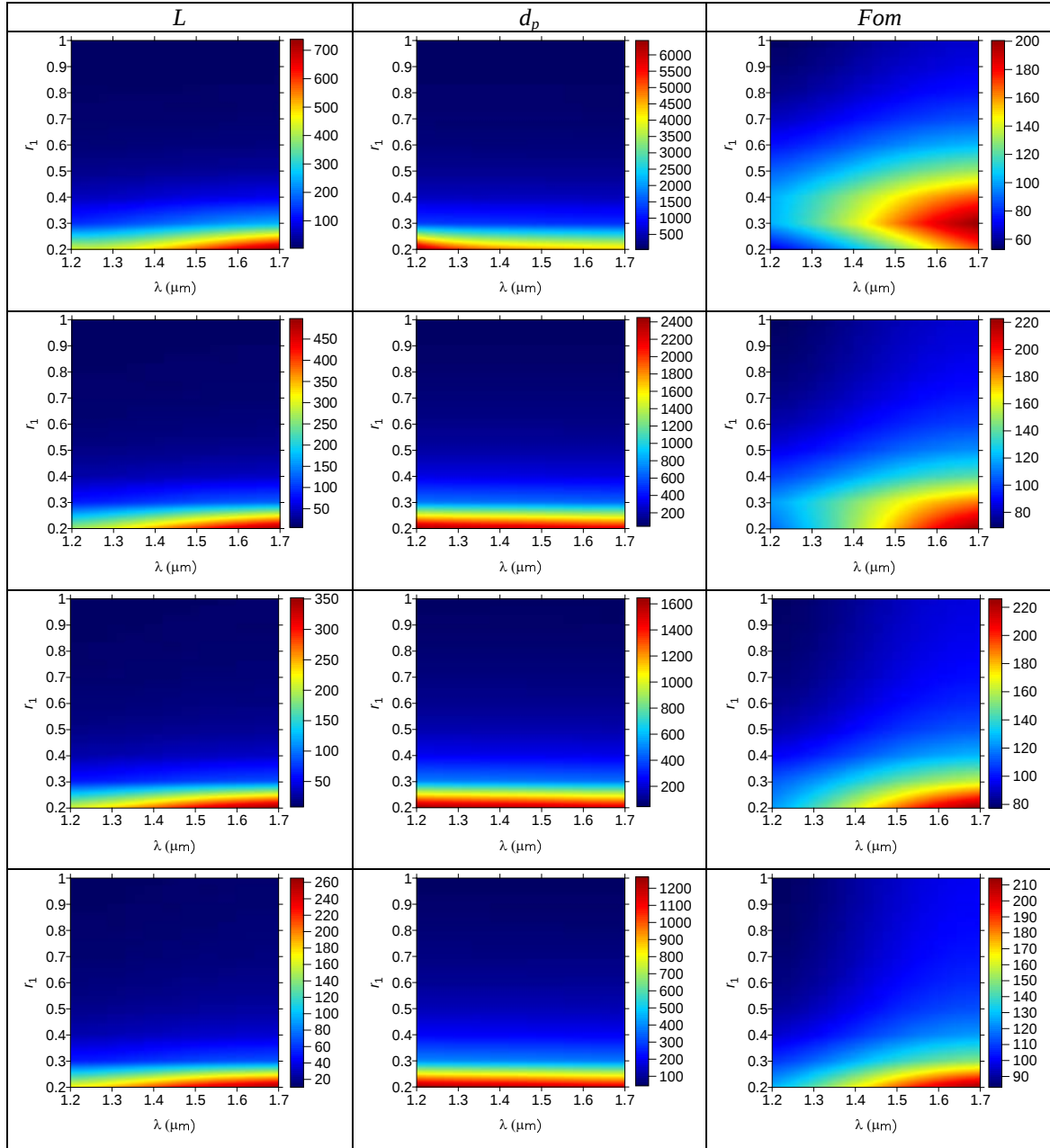


Figura 3.14 L , d_p e Fom em guias AgAuMgF_2 $\epsilon_c = 2,1025$ (a) $d = 20$ nm (b) $d = 40$ nm (c) $d = 60$ nm (d) $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

Capítulo 4 - Guias HII com assimetria estrutural

4. Preâmbulo

Este capítulo trata de guias HII assimétricos, ou seja, aqueles tendo diferentes HMM ($r_1 \neq r_3$) nas cascas. Define-se por assimetria estrutural plena, quando se tem o intervalo $0,1 \leq r_i \leq 1$ ($i = 1,3$) varrido nos arranjos multicamada. A assimetria estrutural fixa designa o uso de d ou r_3 fixo em suas regiões. Estas arquiteturas são modelos simples e eficientes aplicados na investigação da resposta espectral de L , d_p e Fom . Guias HII metal-dielétrico ou dielétrico-metal simples, assim como os metal-dielétrico ou dielétrico-metal composto já foram definidos. A iluminação tem $\lambda = 1550$ nm (padrão banda C em telecomunicação) ou $1200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1700 \text{ nm}$ como faixa. Mostra-se que os novos projetos levam a elevado desempenho na banda ótica observada.

4.1 Guias HII metal-dielétrico simples com assimetria fixa

A primeira classe de guias HII assimetria fixa analisada tem arranjos AgSiO_2 ou AuSiO_2 com r_3 e $d = 60$ nm fixados, sobre núcleo $\epsilon_c = 1,0$ ou $\epsilon_c = 1,878$ nas Figuras 4.1 e 4.2, respectivamente. Nelas $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior à inferior.

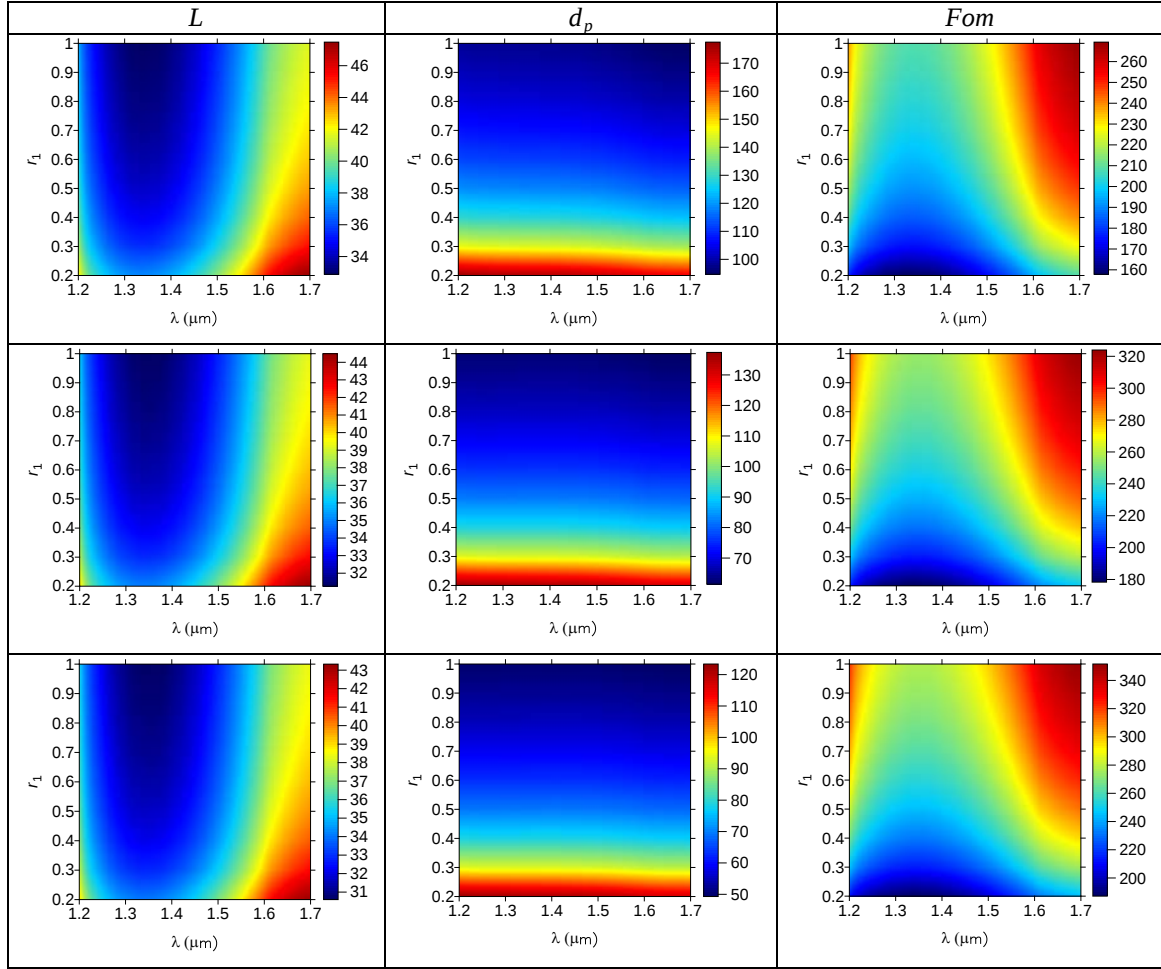


Figura 4.1 L , d_p e Fom em guias AgSiO_2 $d = 60$ nm, $\varepsilon_c = 1,0$ com $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior a inferior.

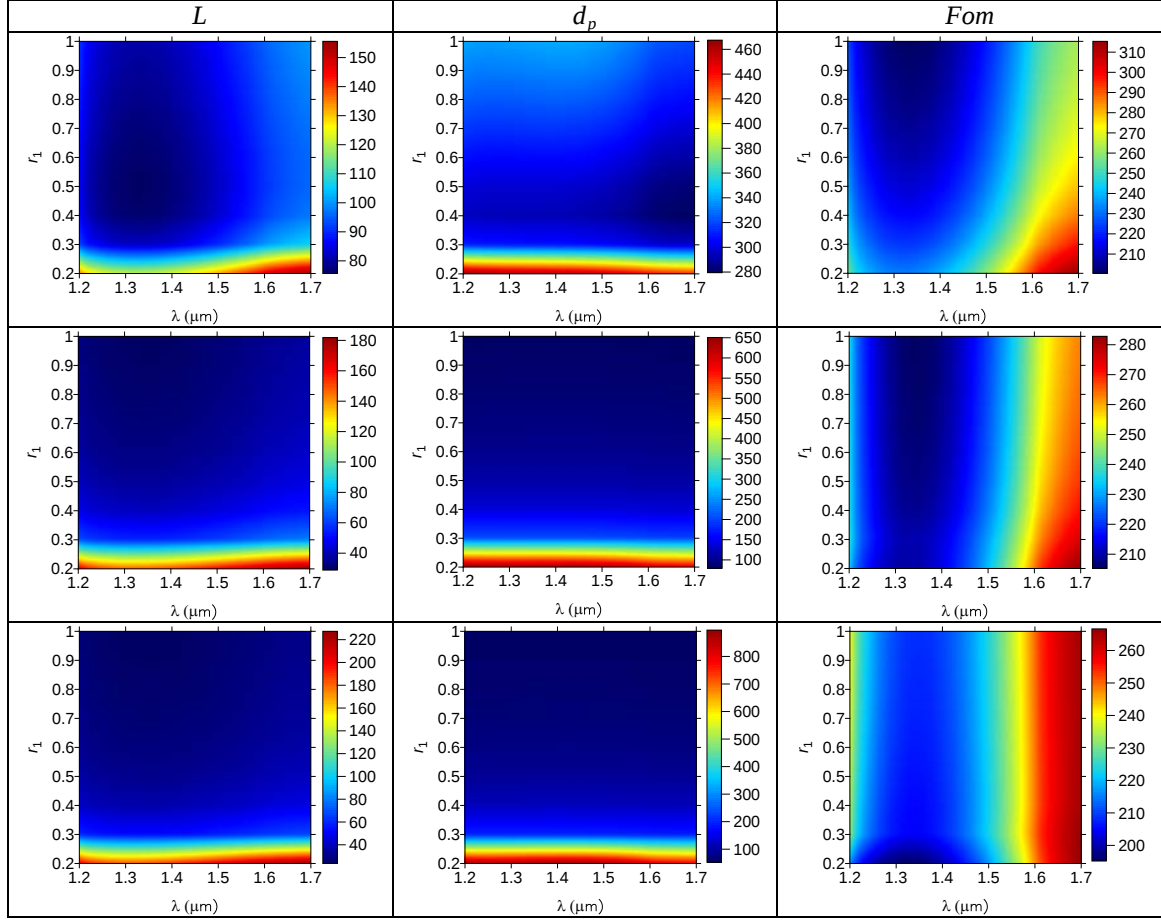


Figura 4.2 L , d_p e Fom em guias AgSiO_2 $d = 60$ nm, $\epsilon_c = 1,878$ com $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior a inferior.

As Figuras 4.1 e 4.2 mostram a firme relação entre L , d_p e Fom e r , d e λ . Para todo r_3 vê-se L e d_p diminuindo quando r_1 aumenta. Escolhendo-se $\epsilon_c = 1,878$, $r_3 = 0,50$ ou $r_3 = 0,75$ com $r_1 \geq 0,50$ a resposta L se torna constante e independente de λ . Estes são guias L “banda larga” fixo. Por sua vez, para $\epsilon_c = 1,878$ e $r_3 = 0,25$ o perfil L constante apenas ocorre em faixas estreitas de r_1 e λ ($r_1 \geq 0,40$ e $1250 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1350 \text{ nm}$ por exemplo). O mesmo se dá em todo r_3 nos guias $\epsilon_c = 1,0$ da Figura 4.1. Estes são exemplos L “banda estreita” fixo. Valores de L estão no intervalo $32 \mu\text{m} - 42 \mu\text{m}$ (Figura 4.1) ou $40 \mu\text{m} - 100 \mu\text{m}$ (Figura 4.2). O perfil d_p constante resulta para $r \geq 0.5$ em toda estrutura. Como usual, as figuras da Fom exibem sua dependência com r e λ .

Finalizamos a seção com guias HIH AuSiO_2 portando assimetria fixa sob idênticas condições do caso anterior. As Figuras 4.3 e 4.4 mostram seu desempenho.

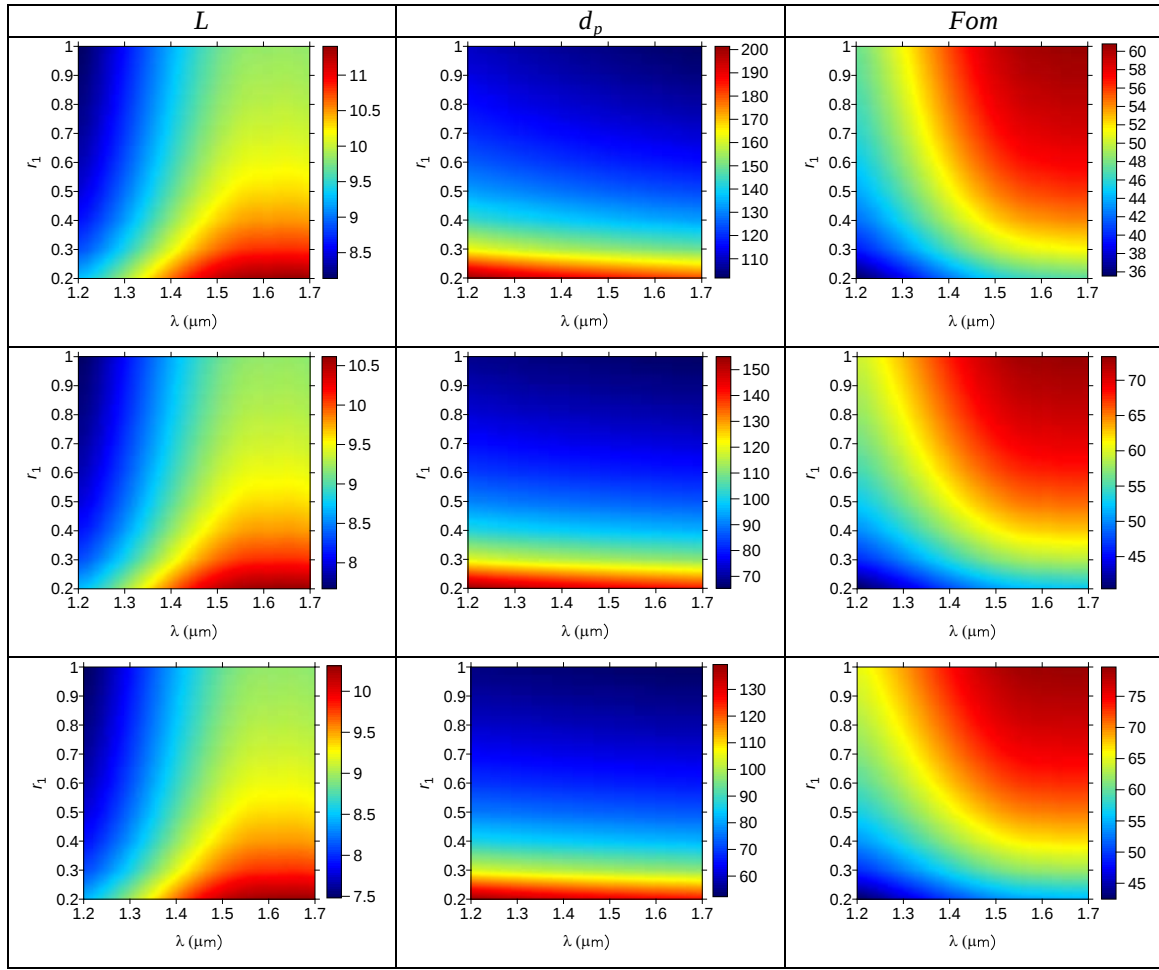


Figura 4.3 L , d_p e Fom em guias AuSiO_2 $d = 60 \text{ nm}$, $\varepsilon_c = 1,0$ com $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior a inferior.

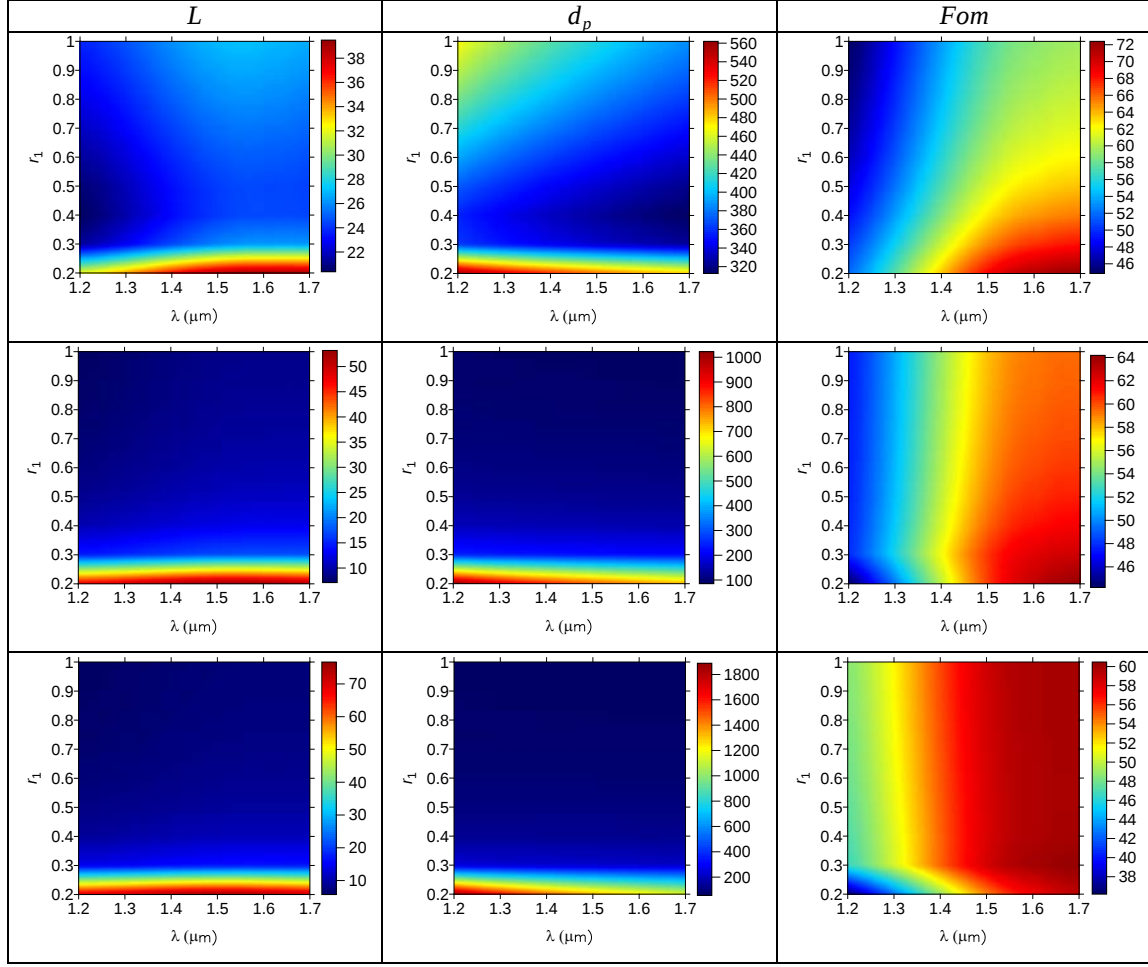


Figura 4.4 L , d_p e Fom em guias AuSiO_2 $d = 60$ nm, $\varepsilon_c = 1,878$ com $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior a inferior.

As mesmas considerações feitas sobre guias HIH AgSiO_2 são estendidas para os HIH AuSiO_2 uma vez que apresentam respostas similares. Contudo deve-se notar que nas Figuras 4.3 e 4.4 os valores de L , d_p e Fom são inferiores aos do projeto anterior. Temos então uma solução de compromisso entre a baixa reatividade química do ouro, frente a sua maior dissipação comparada com a da prata, de maior tendência à oxidação. Características a serem confrontadas em aplicações operando sob condições ambientais severas. Ainda assim L entre $8 \mu\text{m}$ e $20 \mu\text{m}$ não é uma exceção.

4.2 Guias HIH metal-dielétrico simples com assimetria plena

Esta seção é dedicada a guias HIH AgSiO_2 e AuSiO_2 portando assimetria estrutural plena ($r_1 \neq r_3$) na faixa $0.1 \leq r_i \leq 1$ ($i=1,3$). Na Figura 4.5 e 4.6, $\varepsilon_c = 1,0$ com $d = 20$ nm a $d = 80$ nm da linha superior a inferior. O valor $\lambda = 1550$ nm define a luz escolhida.

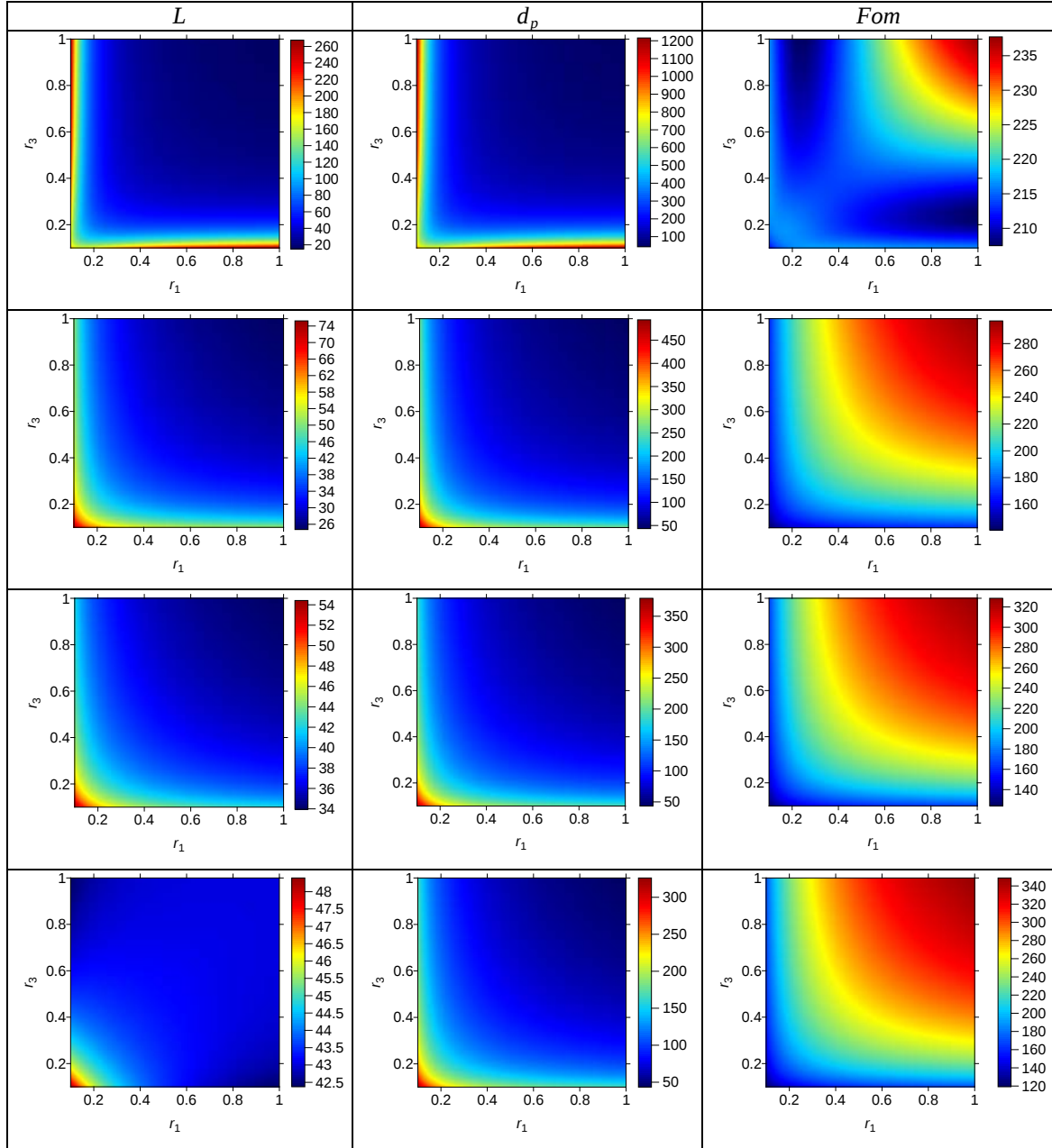


Figura 4.5 L , d e Fom em guias HIH AgSiO_2 $\epsilon_c = 1,0$ sob $d = 20$ nm, $d = 40$ nm, $d = 60$ nm e $d = 80$ nm da linha superior a inferior.

Nota-se a redução de L e d_p para $r_3 = r_1 \geq 0,40$ em todo d , ocorrendo também seus perfis constantes e insensíveis à manufatura. Este grupo tem L entre 20 μm e 40 μm .

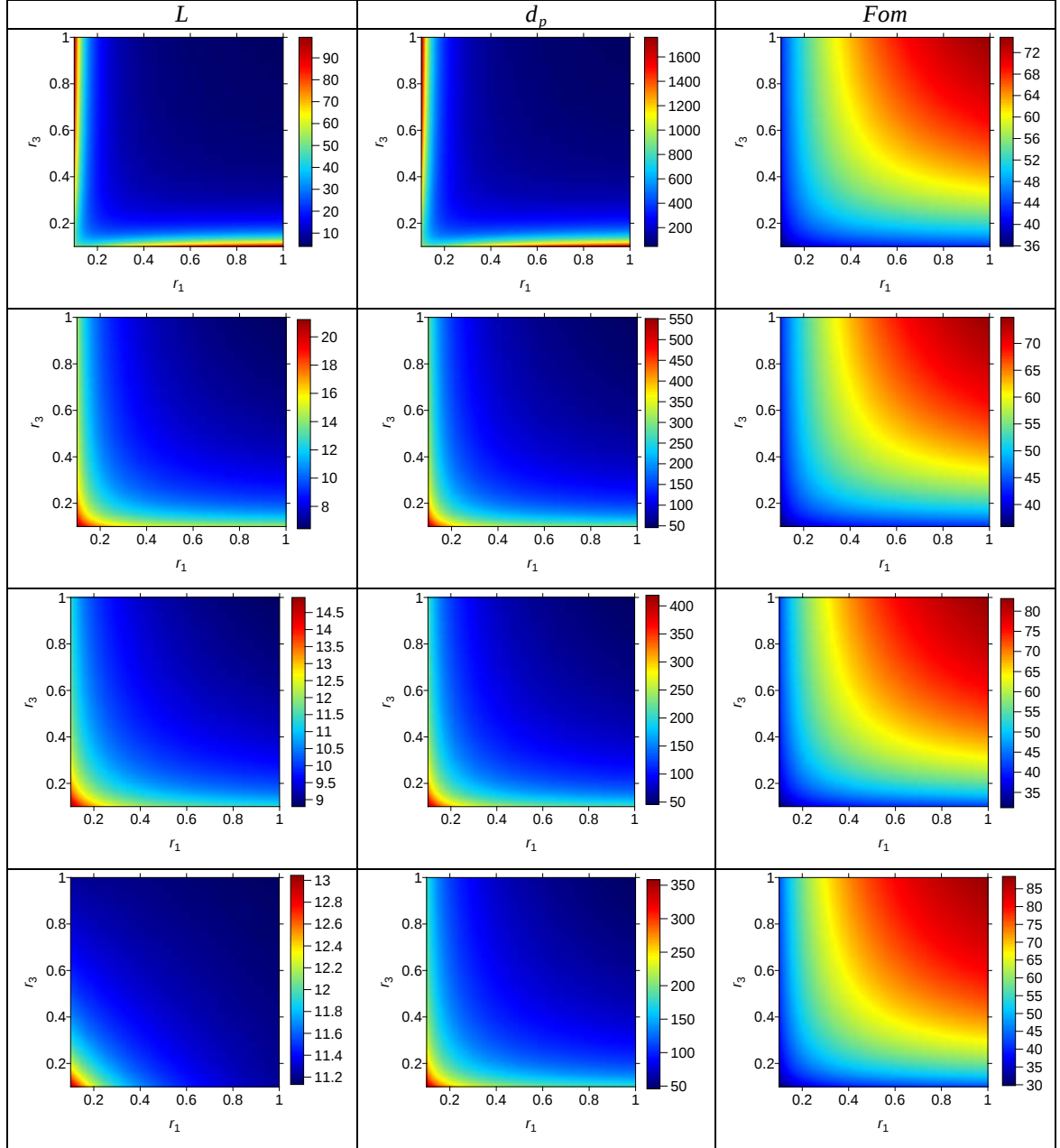


Figura 4.6 L , d e Fom em guias HIH AuSiO₂ $\varepsilon_c = 1,0$ sob $d = 20$ nm, $d = 40$ nm, $d = 60$ nm e $d = 80$ nm da linha superior para a inferior.

Repete-se aqui as observações para guias HIH AgSiO₂. Ressalvando que os valores de L , d_p e Fom são inferiores aos da Figura 4.5, refletindo a presença do ouro.

Investigamos agora L em função de ε_c com $d=100$ nm e $d=150$ nm na linha superior e inferior da Figura 4.7 e 4.8. Servindo de valiosa referência física na análise, $\varepsilon_c = 1,4$ se justifica por ser intermediário a $\varepsilon_c = 1,0$ e $\varepsilon_c = 1,878$ dos outros isolantes no núcleo.

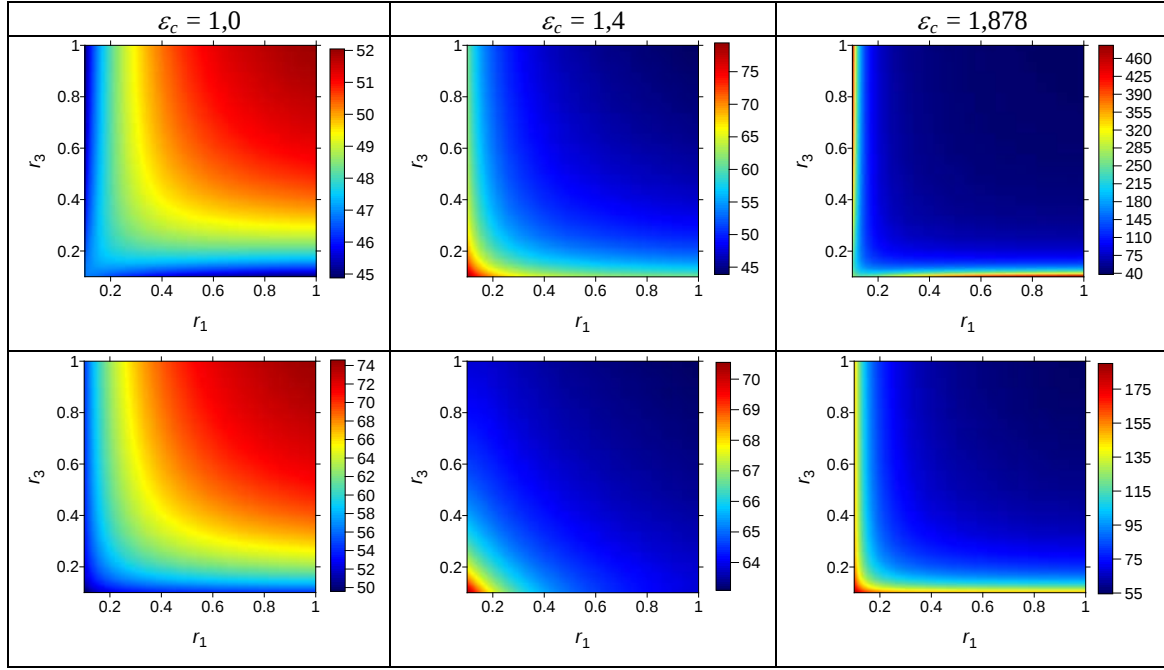


Figura 4.7 L em guias HIH AgSiO_2 com $d = 100$ nm e $d = 150$ nm na linha superior e inferior.

A Figura 4.7 mostra que $d = 150$ nm corresponde a L maior em todas as composições de ε_c e r_i possíveis. O perfil L constante ocorre para todo d quando $0.4 \leq r_i \leq 1$ ($i = 1,3$), sob L menor à medida que ε_c aumenta. Um comportamento mais homogêneo resulta para $\varepsilon_c = 1,878$ no intervalo $0.2 \leq r_i \leq 1$ ($i = 1,3$) porém sob L reduzido. Mais ainda, fixado d , ε_c e L como ponto de operação, tem-se dispositivos tolerantes ao processo de fabricação. O projeto $\varepsilon_c = 1,0$ mostra L crescente para r_i ($i = 1,3$) tendendo ao máximo. Neste limite, guias HIH simétricos assemelham-se a PW MIM, de acentuado caráter dissipativo e consequente redução no desempenho de L . Isto não acontece no guia HIH AgSiO_2 assimétrico. De fato outra resposta inusitada acontece, devido à correlação entre r_i , ε_c e d que a luz ($\lambda = 1550$ nm) percebe. Acima de $r_i \geq 0.4$ ($i=1,3$) o perfil L constante é assegurado, sempre dependente do par d e ε_c assumido no projeto.

O próximo passo aborda L em guias HIH AuSiO_2 configurados como acima.

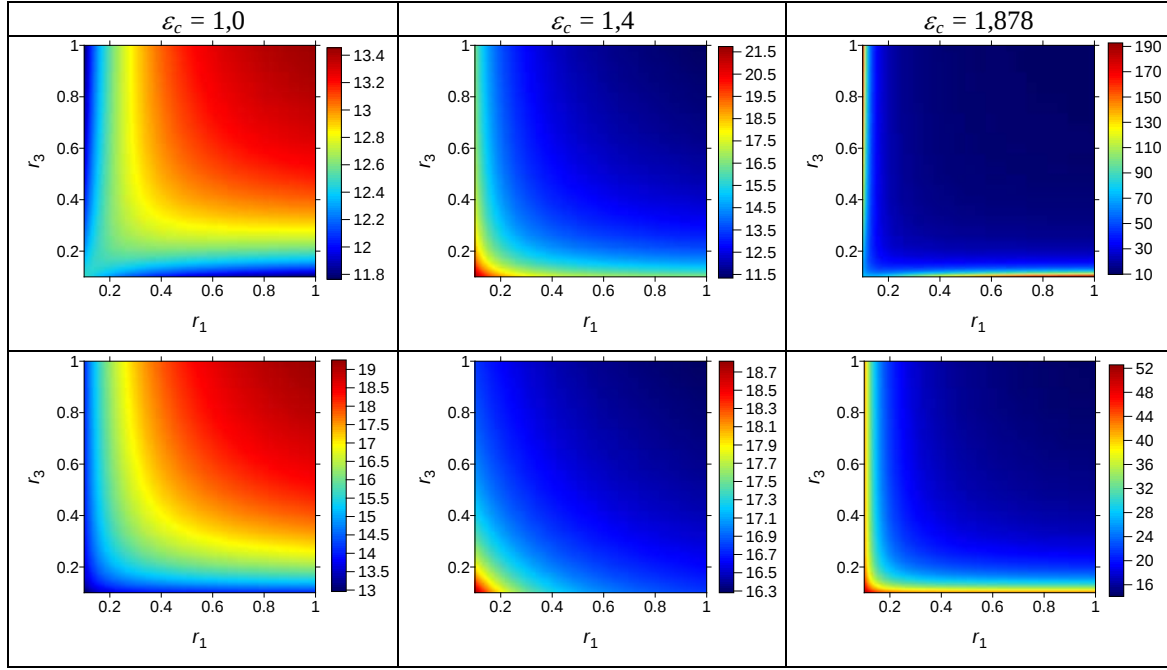


Figura 4.8 L em guias HIH AuSiO_2 com $d = 100$ nm e $d = 150$ nm na linha superior e inferior.

Figura 4.8 reproduz com toda clareza o que a Figura 4.7 exhibe, ressaltando-se que L assume valores bem inferiores. Faz-se presente a natureza mais dissipativa do ouro em relação a prata. Uma característica desfavorável que pode ser compensada por sua baixa reatividade química, uma propriedade relevante em aplicações diversas às discutidas até aqui. O capítulo 5 é dedicado a este tema.

4.3 Guias HIH metal-dielétrico composto com assimetria fixa

O senso comum de assimetria ($r_1 \neq r_3$) pode ser generalizado de forma imediata, ao se tomar diferentes metais, Ag ou Au neste texto, em cada região HMM do projeto. Esta seção é dedicada a guias HIH metal-dielétrico composto com assimetria fixa. Iniciamos analisando guias HIH AgAuSiO_2 (Ag na casca inferior) com $r_3 = 0,5$, valor médio da presença de metal. Na casca superior $0,2 \leq r_1 \leq 1$ está livre. As Figuras 4.9 e 4.10 tem $d = 50$ nm, $d = 100$ nm e $d = 150$ nm da primeira a última linha, com $\epsilon_c = 1,0$, $\epsilon_c = 1,4$ ou $\epsilon_c = 1,878$ nos núcleos. A iluminação $1200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1700 \text{ nm}$ é aplicada.

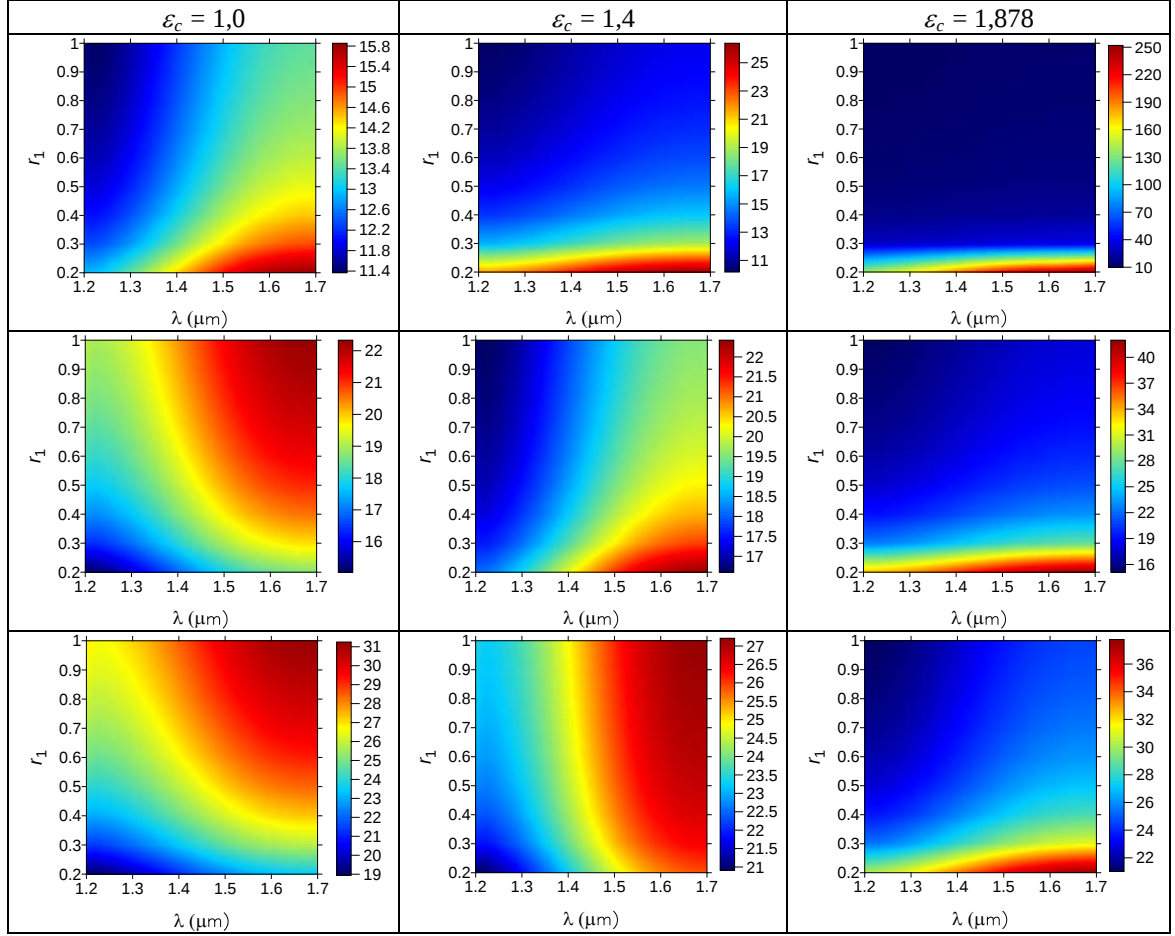


Fig. 4.9 L em guias HIH AgAuSiO₂ $r_3 = 0,50$ com $d = 50$ nm, $d = 100$ nm e $d = 150$ nm da linha superior a inferior.

Acima de $r_1 \geq 0,4$ e $\lambda \geq 1400$ nm, a Figura 4.9 $\varepsilon_c = 1,878$ apresenta estruturas com apreciável L constante independente de d , sendo classificadas L “banda larga” fixo. Em contraste, para $\varepsilon_c = 1,0$ e $\varepsilon_c = 1,4$ temos guias L “banda estreita” fixo, satisfeita a condição $r_1 \geq 0,5$ e $\lambda \geq 1500$ nm qualquer que seja o d selecionado.

A estrutura dual HIH AuAgSiO₂ (Au no local de Ag) é apresentada na Figura 4.10.

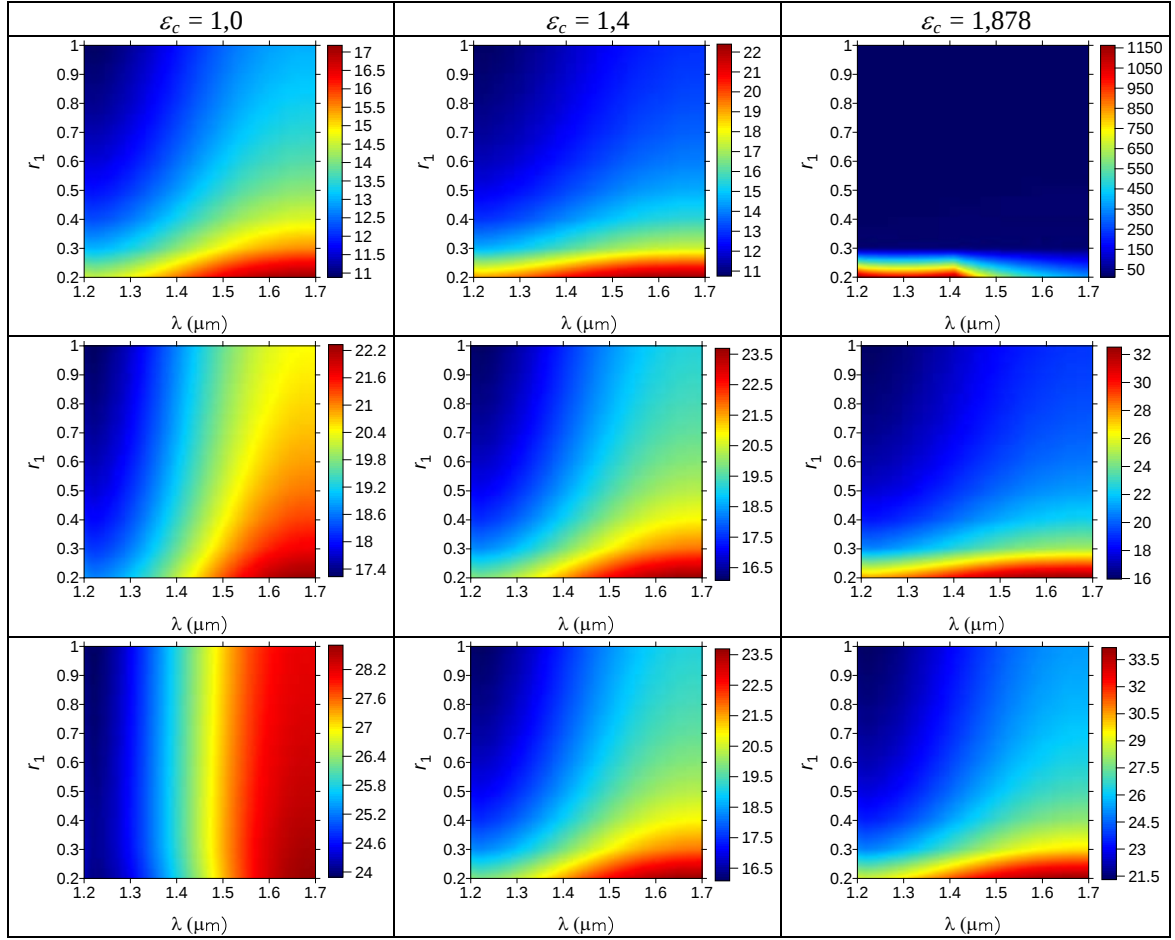


Fig. 4.10 L em guias HIH AuAgSiO₂ $r_3 = 0,50$ com $d = 50$ nm, $d = 100$ nm e $d = 150$ nm da linha superior a inferior.

A Figura 4.10 reproduz com fidelidade, a modificação em L que o deslocamento do ouro para a casca $r_3 = 0,5$ provoca não só em seus valores, mas também na natureza de seu desempenho com relação a λ . O perfil L “banda larga” fixo apenas subsiste em guias $\varepsilon_c = 1,878$ e $d = 50$ nm. Sua contraparte L “banda estreita” fixo está em $\varepsilon_c = 1,0$ e $d = 150$ nm. Exemplos claros da flexibilidade de projeto e desempenho que alegamos.

A assimetria fixa agora recai sobre d nas estruturas HIH metal-dielétrico composto. Na Figura 4.11 e 4.12 $d = 60$ nm com r_1, r_3 e ε_c idênticos ao caso anterior.

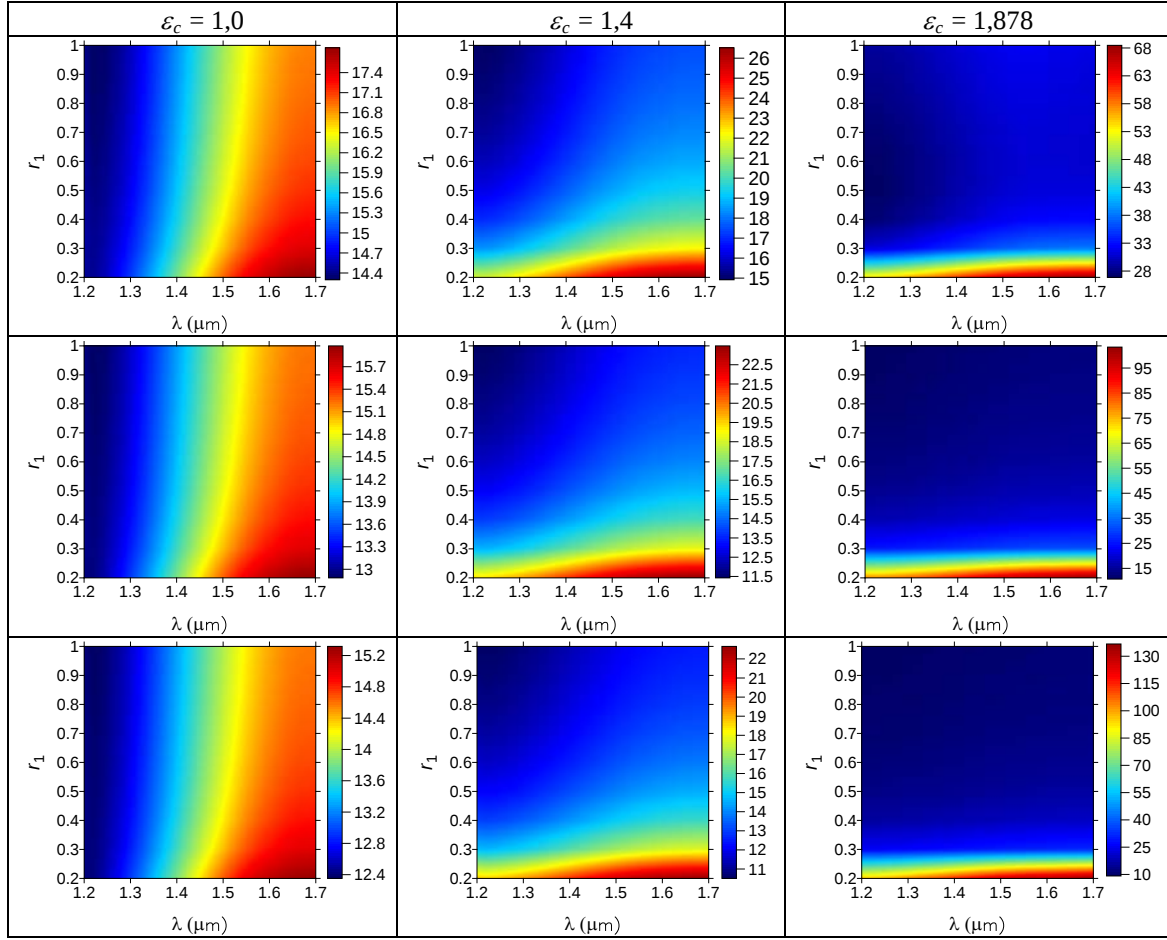


Fig. 4.11 L em guias HIH AgAuSiO₂ $d = 60$ nm com $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior a inferior.

Na Figura 4.11 $\varepsilon_c = 1,0$ visualizamos para todo r_3 guias L “banda estreita” fixo. Em contrapartida, se $\varepsilon_c = 1,878$ e $r_3 \geq 0,50$ temos dispositivos L “banda larga” fixo. Valores de L entre $11 \mu\text{m}$ e $30 \mu\text{m}$ podem ser seleccionados, sob condições estritas.

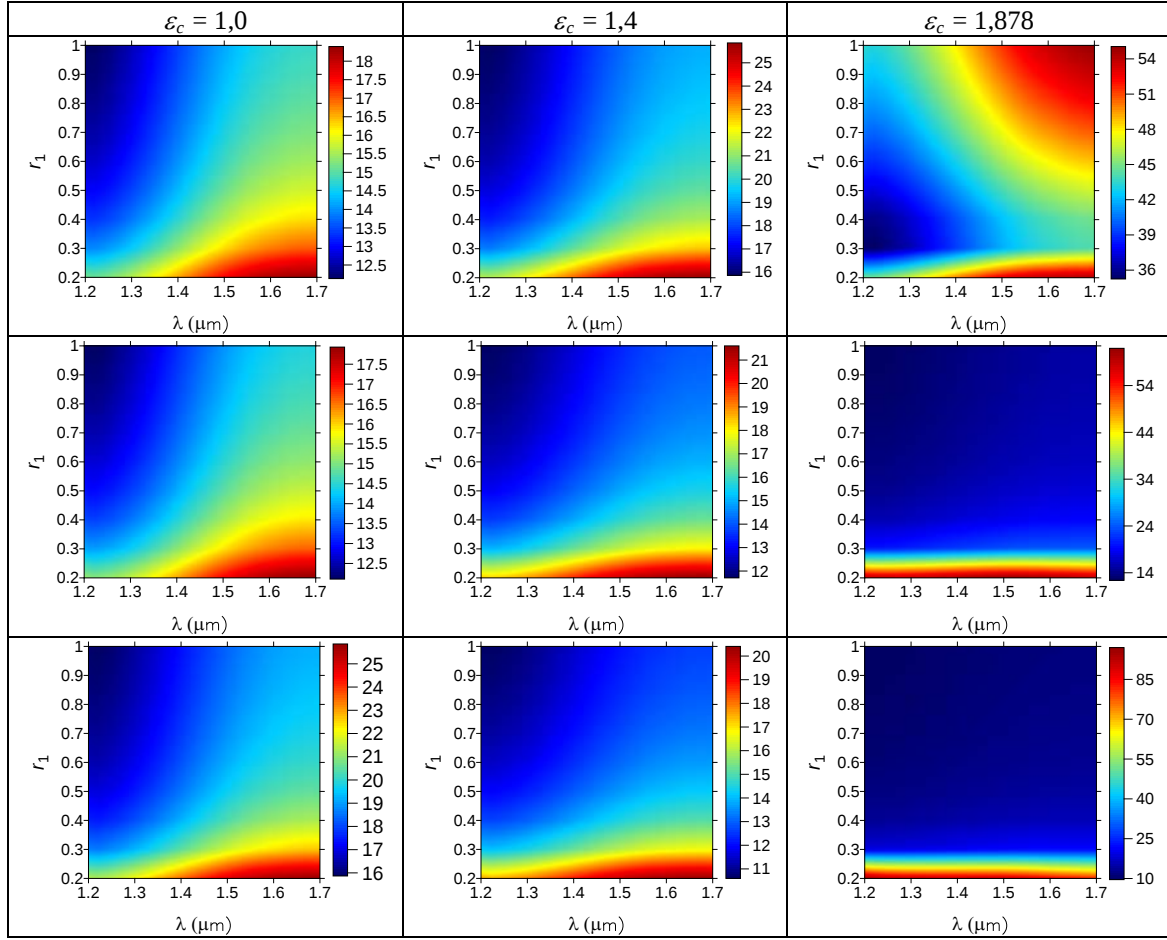


Fig. 4.12 L em guias HIH AuAgSiO₂ $d = 60$ nm com $r_3 = 0,25$, $r_3 = 0,50$ e $r_3 = 0,75$ da linha superior a inferior.

Posta em perspectiva, a Figura 4.12 mostra L ligeiramente superior que aqueles da Figura 4.11. Independente de r_3 , guias HIH AuAgSiO₂ são L “banda estreita” fixo.

4.4 Guias HIH metal-dielétrico composto com assimetria plena

A proposta desta seção é realizar assimetria estrutural plena ($r_1 \neq r_3$) nas configurações HIH AgAuSiO₂ ou AgAuMgF₂, definindo $\varepsilon_c = 1,0$ e $\lambda = 1550$ nm como valores representativos. Nas Figuras 4.13 e 4.14 temos $d = 30$ nm a $d = 60$ nm da linha superior a inferior. Os resultados de HIH AgAuSiO₂ estão na Figura 4.13.

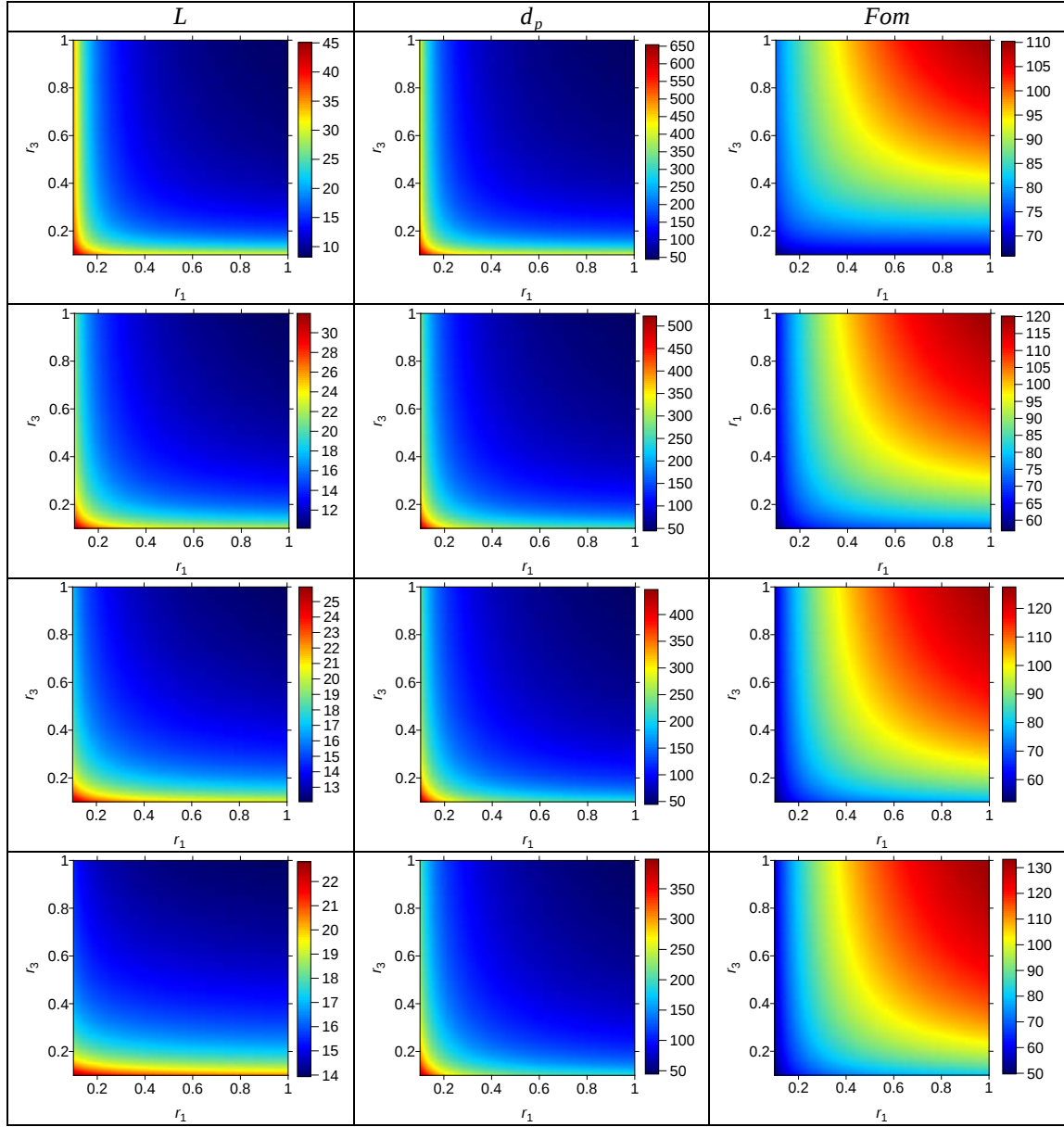


Figura 4.13 L , d_p e Fom em guias AgAuSiO_2 $\varepsilon_c = 1,0$ com $d = 30$ nm, $d = 40$ nm, $d = 50$ nm e $d = 60$ nm da linha superior a inferior.

Para todo d na Figura 4.13, é sempre possível encontrar alguma região onde L e d_p sejam constantes e independentes de r_i ($i=1,3$). Por exemplo, pode-se selecionar a faixa $0.5 \leq r_i \leq 1$ ($i=1,3$) como aquela onde tal perfil de L e d_p se realiza simultaneamente. Como já destacado, dispositivos assim projetados exibem insensibilidade a variações de manufatura nos parâmetros estruturais que os singularizam. Contudo, valores para L são bastante reduzidos (cerca de 10 μm , por exemplo) para que sejam considerados viáveis numa gama mais ampla de aplicações. A Fom também acompanha semelhante restrição.

Finalizamos a seção comentando guias HIH AgAuMgF_2 na Figura 4. 14.

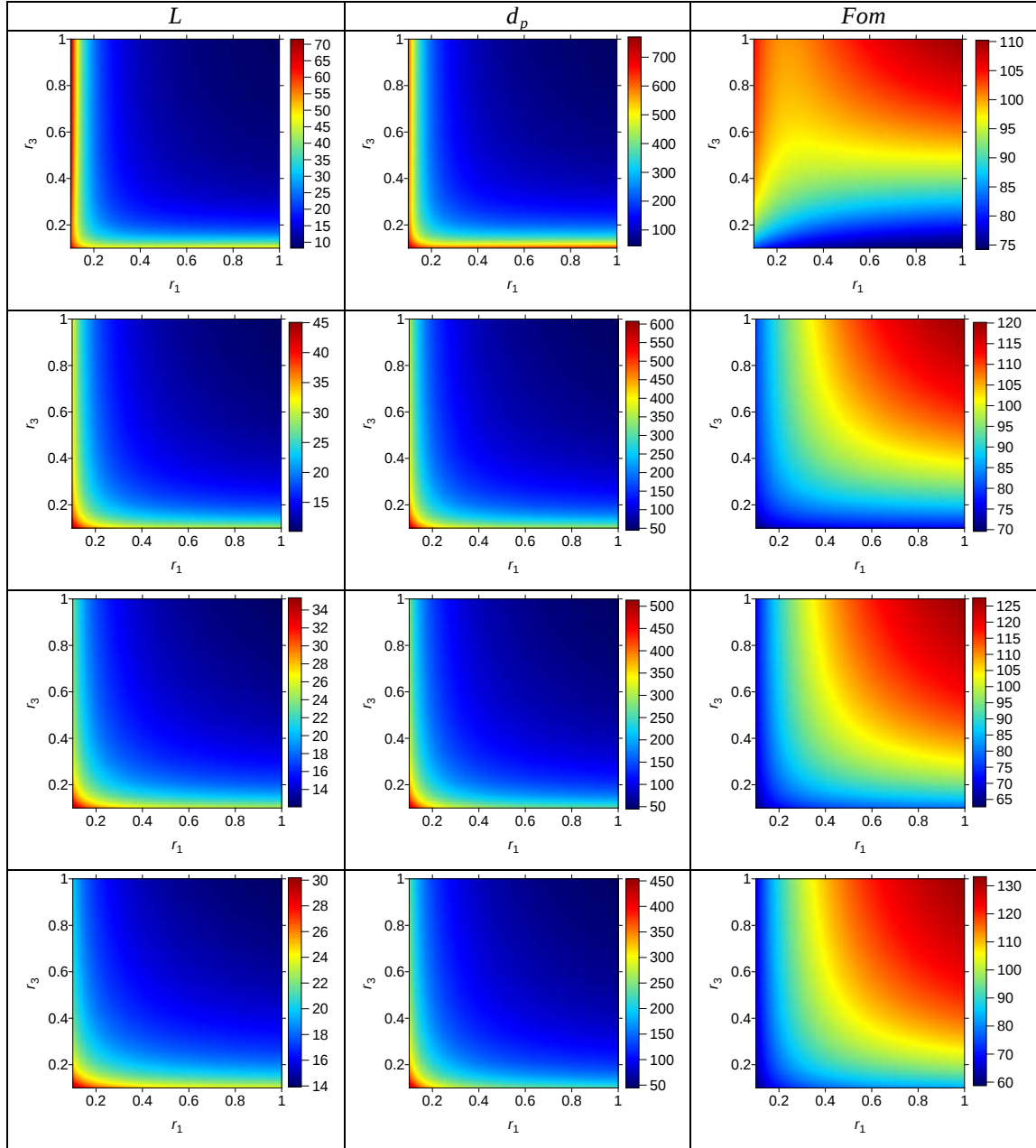


Figura 4.14 L , d e Fom em guias AgAuMgF_2 $\epsilon_c = 1,0$ e $d = 30$ nm, $d = 40$ nm, $d = 50$ nm e $d = 60$ nm da linha superior a inferior.

A Figura 4.14 retoma quase pontualmente, o descrito para L , d_p e Fom na Figura 4.13. Temos agora não só o comportamento, mais também o desempenho de L e d_p similares aos obtidos no guia HIH AgAuSiO_2 em iguais condições. A presença metálica mascara a dos isolantes.

4.5 Guias HIH dielétrico-metal composto com assimetria plena

Sob o aspecto físico, guias HIH dielétrico-metal composto são aqui vistos como duais daqueles na seção 4.4. Para efeito de comparação, buscou-se espelhar as

características estruturais do modelo metal-dielétrico composto. Os novos guias têm composição HIH $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$ ou HIH $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ (MgF_2 na casca $i = 3$) com $\varepsilon_c = 1,0$ e $\lambda = 1550$ nm por excitação luminosa. Na Figura 4.15 estão guias HIH $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$.

A Figura 4.15 guarda estreita semelhança com a Figura 4.13, exceto pelos valores superiores de L e d_p . Também aqui, para todo d , é sempre possível selecionar alguma região onde L e d_p sejam constantes e independentes de r_i ($i=1,3$). Por exemplo, na faixa $0,5 \leq r_i \leq 1$ ($i = 1,3$) esta *performance* de L e d_p se realiza simultaneamente, sendo insensível a questões de fabricação.

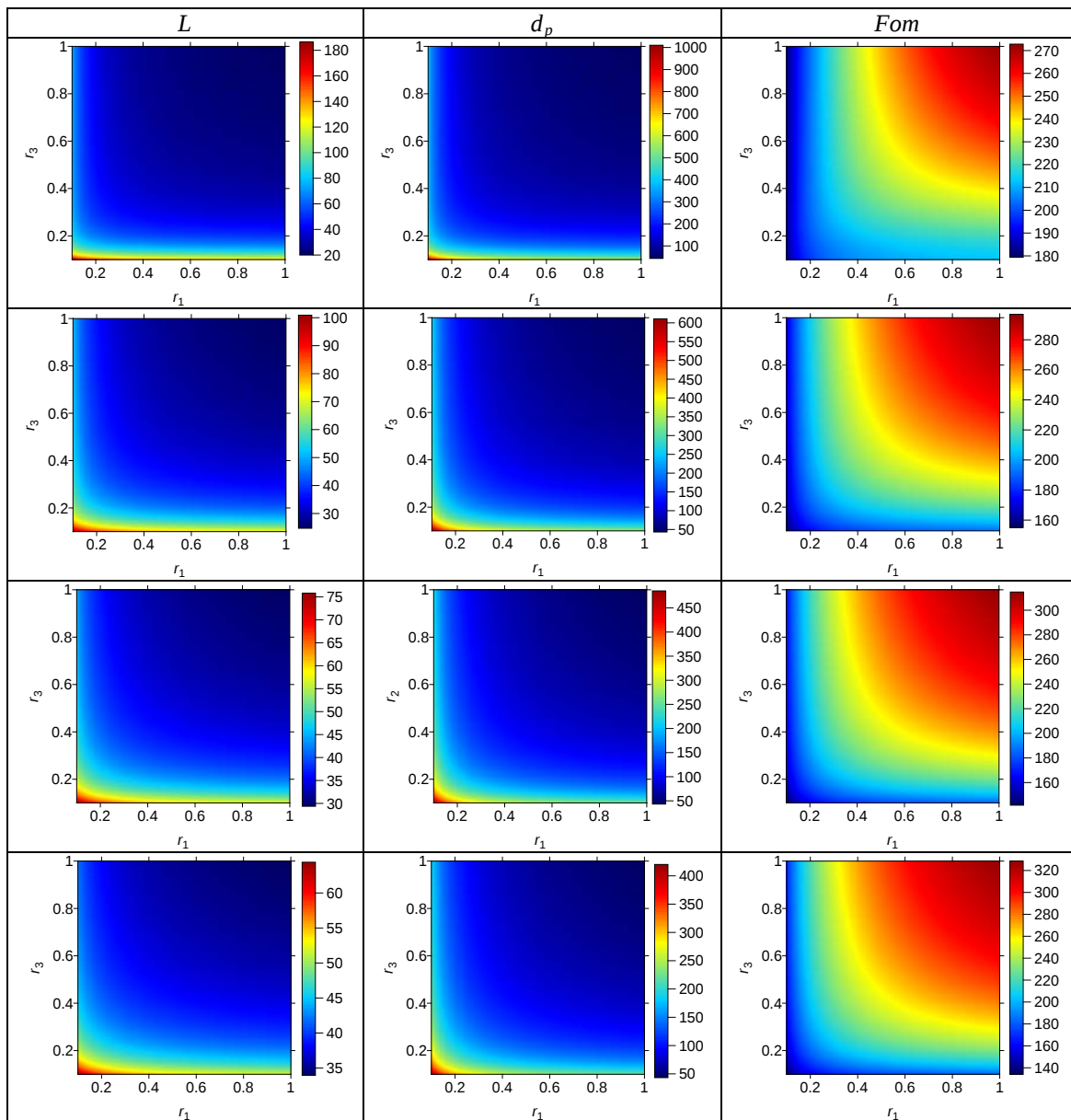


Figura 4.15 L , d e Fom em guias $\text{AgSiO}_2\text{MgF}_2$ $\varepsilon_c = 1,0$ com $d = 30$ nm, $d = 40$ nm, $d = 50$ nm e $d = 60$ nm da linha superior a inferior.

Contudo, os valores disponíveis de L são mais significativos (cerca de 30 μm , por exemplo) permitindo que sejam considerados viáveis numa gama mais ampla de aplicações. A Fom acompanha este comportamento.

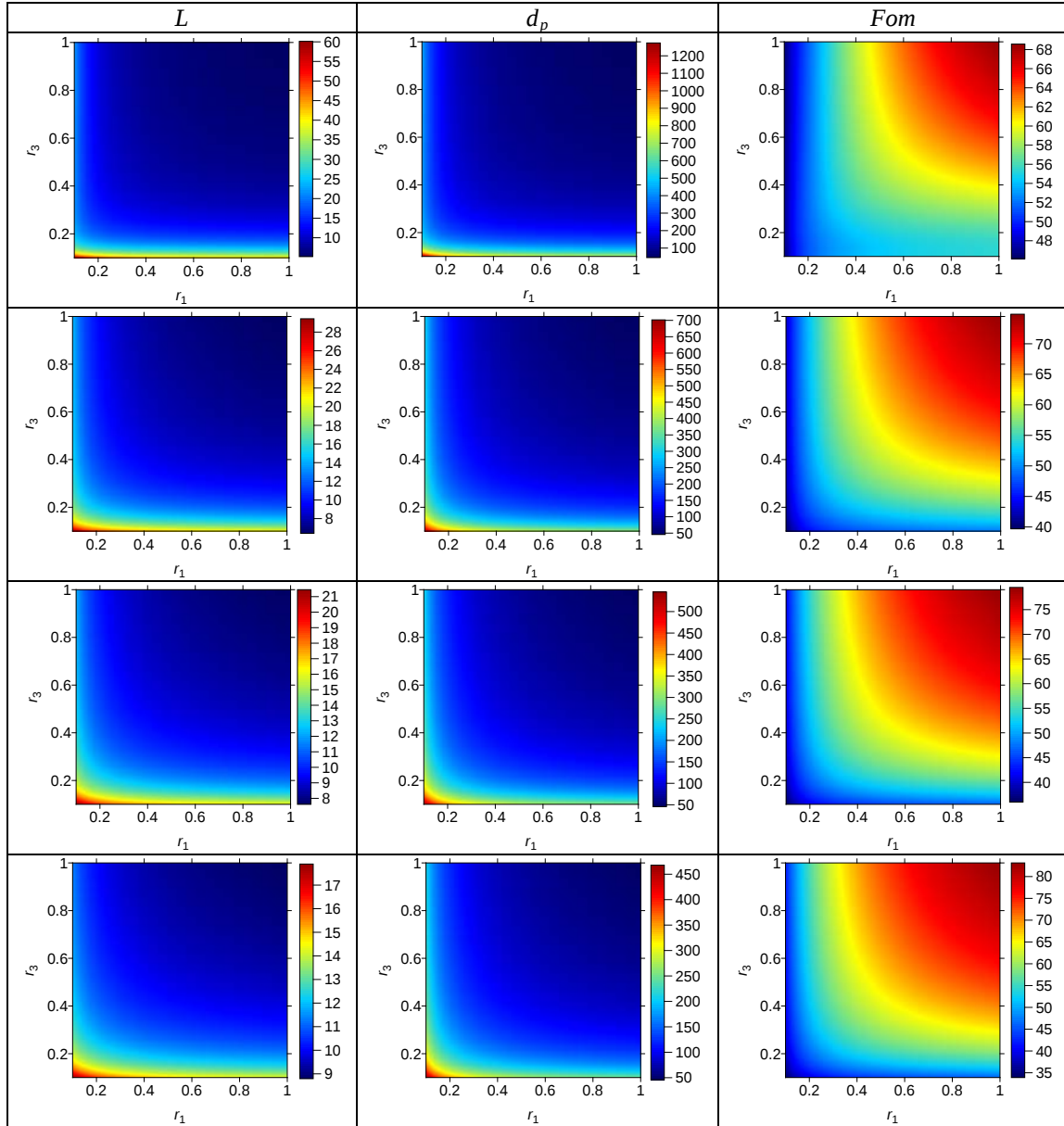


Figura 4.16 L , d e Fom em guias $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ $\varepsilon_c = 1,0$ com $d = 30$ nm, $d = 40$ nm, $d = 50$ nm e $d = 60$ nm da linha superior a inferior.

A Figura 4.16 guarda a disposição de L , d_p e Fom da Figura 4.15. Porém, no guia HIIH $\text{AuSiO}_2\text{MgF}_2$ L tem valores inferiores que os da Figura 4.15, indicando a presença do ouro. Sob o mesmo regime o desempenho de d_p permanece sem alterações substanciais, revelando algum efeito compensatório dos isolantes à presença do metal, em estruturas planares portando assimetria plena e comportamento efetivo anisotrópico à propagação da luz. Como sempre, a Fom aponta para a singularidade de cada projeto.

Capítulo 5 - Guias HIH como Sensores

5. Preâmbulo

Neste capítulo, a diversidade de composição física e estrutural em guias HIH planares é explorada, demonstrando-se também sua flexibilidade funcional. A proposta contempla sensores tendo por elemento básico guias vazados (*hollow core guides*), onde seu núcleo funcione como receptáculo para gases ou líquidos. Sensores ópticos integrados assim realizados são compactos, resistentes sob o aspecto mecânico, imunes à interferência eletromagnética, adequados a aplicações em ambientes externos ou internos e capazes de estabelecer conexões confiáveis com outros dispositivos do sistema de sensoriamento [40, 49-51]. Analisamos a sensibilidade deles à resposta ótica de várias amostras, em cada arquitetura sugerida.

5.1 Projeto do sensor

Estudamos agora a aplicação como sensor de guias HIH simétricos, sob diferentes composições físico-estruturais. A distância de propagação L que a radiação experimenta nestas estruturas é a característica relevante, adotada como indicador da viabilidade de seu uso como sensor em sistemas para monitorar espécies químicas em fase líquida ou gasosa. A figura 4.1 repete, para maior clareza do texto, a visualização da geometria e do equivalente conceitual que os projetos têm como referência.

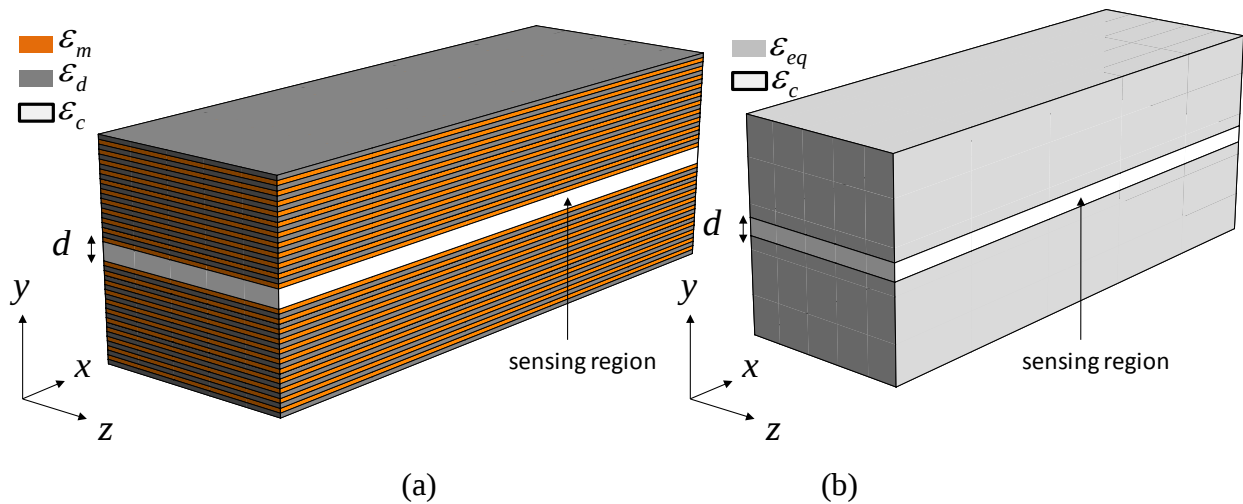


Fig.5.1 Sensor HIH (a) geometria (b) equivalente homogêneo e anisotrópico

Algum método de medida (Fig. 4.2) deve ser considerado ao se propor guias HIIH enquanto elemento sensor. A potência do sinal de entrada P_0 da fonte e a potência num ponto genérico z da estrutura obedecem à forma funcional $P(z) = P_0 e^{-2\alpha z}$ onde α é a constante de atenuação associada ao meio onde a onda eletromagnética se propaga. A potência de saída P é medida em um receptor posicionado num dado valor fixo do canal sensor. A medida diferencial $P - P_0$ das potências envolvidas determina o valor de α e do comprimento de propagação $L = 1/\alpha$ e consequentemente o valor da permissividade do material presente no canal de aquisição do sensor. Portanto, a coleta de dados nestes dispositivos requer apenas o emprego de técnicas padrão de medida de potência.

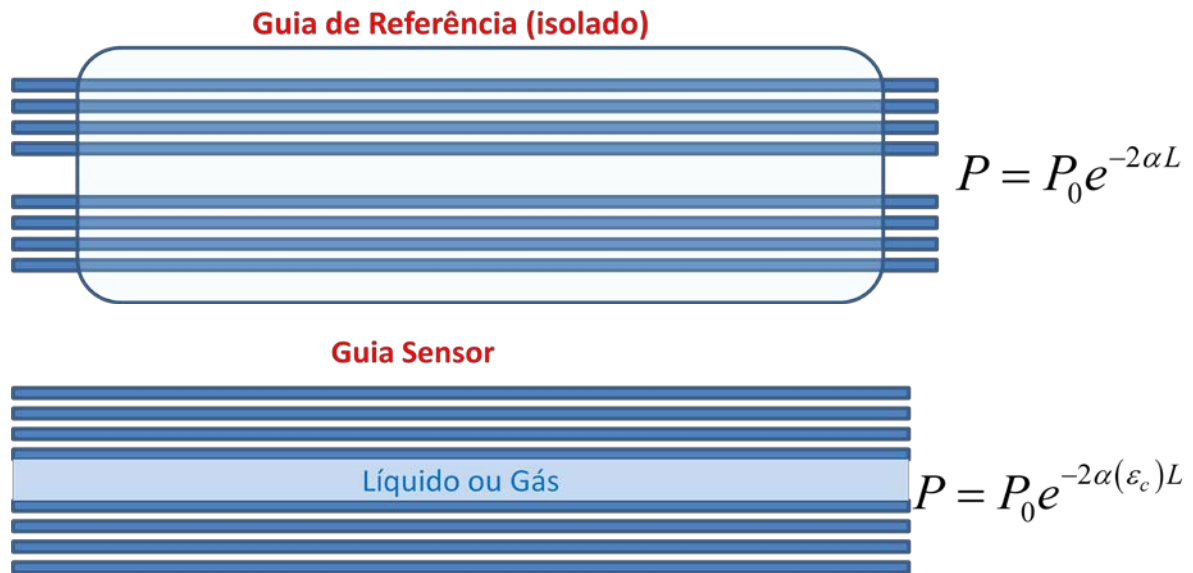


Fig.5.2 Esquema do método de medida utilizando sensores HIIH simétricos.

Inicialmente, o sensor analisado consiste de um guia HIIH AuSiO_2 simétrico [30]. A escolha do metal foi orientada pela baixa reatividade química do ouro, capaz de manter o desejado desempenho de sensores operando sob condições ambientais adversas. A escolha da sílica (SiO_2) para o dielétrico no metamaterial, deve-se à sua presença majoritária na concepção e fabricação de dispositivos no âmbito da tecnologia de filmes em escala nanométrica. Em seguida, o sensor HIIH AgSiO_2 simétrico foi simulado. A escolha da prata foi orientada pelo desempenho superior de L que tais dispositivos apresentam, quando comparado aos que usam o ouro. Apesar da reatividade química maior da prata, podem ser adotados como solução em condições ambientais menos exigentes. Por fim, sensores HIIH AuMgF_2 e HIIH AgMgF_2 comparecem nesta discussão, uma vez que o fluoreto de magnésio (MgF_2) é uma opção de dielétrico frequente no campo

teórico e tecnológico em que este texto se inscreve. Todas as cascas HMM citadas confinam núcleos vazados de largura $d = 100$ nm ou $d = 160$ nm. Estes são valores compatíveis com a função de canal de aquisição de líquidos ou gases que desempenham. O valor $\lambda = 1550$ nm ou a faixa $1200 \text{ nm} \leq \lambda \leq 1700 \text{ nm}$ define a excitação eletromagnética empregada.

A sensibilidade de L ao material amostrado, pode ser modulada pela escolha apropriada dos parâmetros r e d que singularizam cada aparato. Nas figuras das seções seguintes é possível visualizar esta flexibilidade de projeto.

5.2 Sensores HIIH com sílica

Esta seção é dedicada ao estudo de sensores com SiO_2 nas cascas. Iniciamos com o arranjo simétrico HIIH AuSiO_2 tendo $d = 100$ nm e $d = 160$ nm nas figuras 5.3 e 5.4, respectivamente.

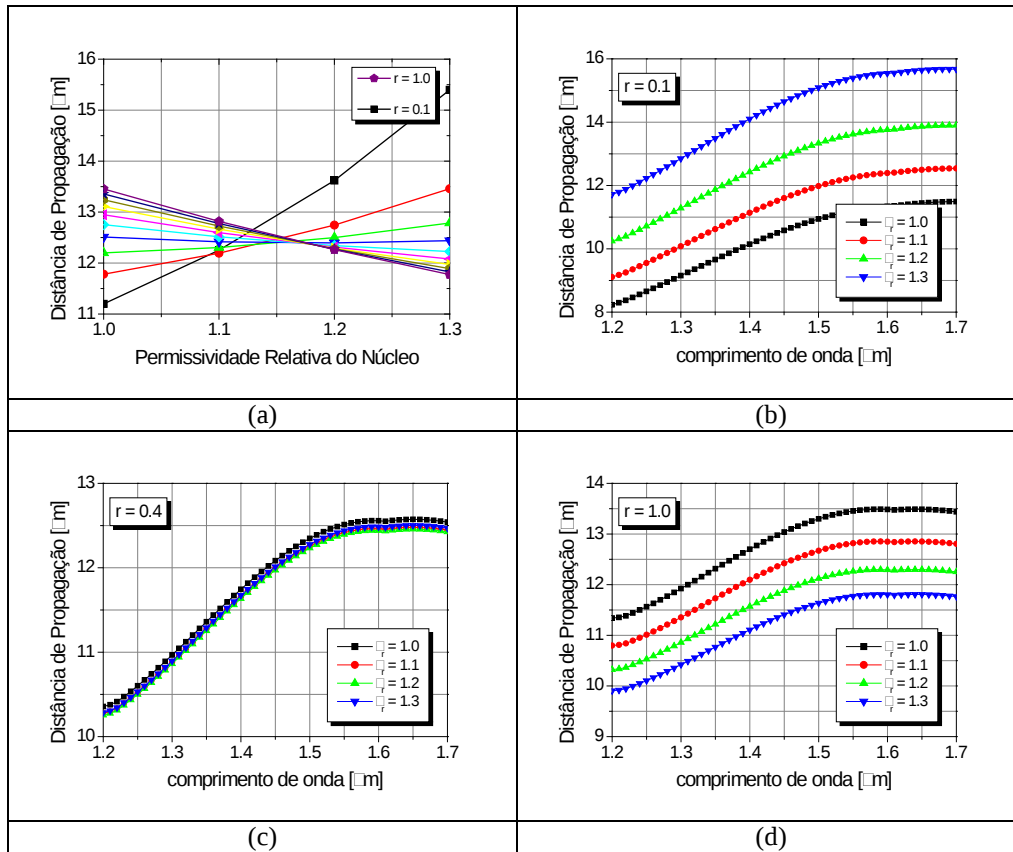


Figura 5.3 (a) L em função de ϵ_r e r para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,4$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ϵ_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 100$ nm.

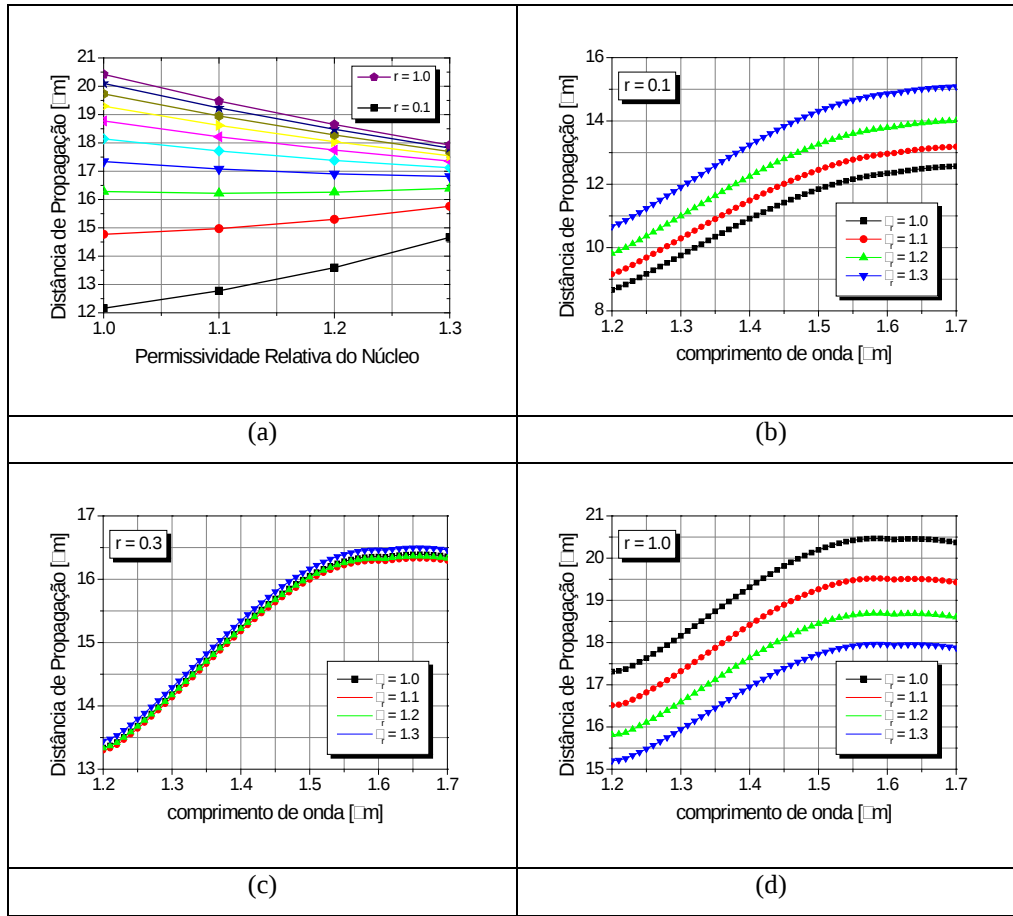


Figura 5.4 (a) L em função de ϵ_r e r para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,3$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ϵ_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 160 \text{ nm}$

As Figuras 5.3(a) e 5.4(a) refletem a sensibilidade de sensores $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$ com respeito a r . O sensor com $d = 100 \text{ nm}$ apresenta maior sensibilidade a ϵ_r em seu núcleo. Para cada sensor o desempenho é alterado pelo r utilizado. Os valores de L se encontram entre $8 \mu\text{m}$ e $21 \mu\text{m}$ aproximadamente. Nas Figuras 5.3(b) e 5.4(b) com $r = 0,1$, têm-se a resposta espectral de dispositivos com sensibilidade positiva ($29.9441 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $17.8655 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ com $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$, respectivamente). Fixado um valor λ de operação, maiores L são obtidos para maiores ϵ_r . A Figura 5.3(c) $r = 0,4$, $d = 100 \text{ nm}$ e a Figura 5.4(c) $r = 0,3$, $d = 160 \text{ nm}$ indicam a insensibilidade dos sensores ao material amostrado, em toda a faixa espectral considerada. Nota-se a estreita relação entre r e d para que se tenha este perfil. Por fim temos nas Figuras 5.3(d) e 5.4(d) a resposta espectral para $r = 1,0$, os denominados PW MIM. Sensores PW MIM têm sensibilidade negativa a ϵ_r ($-11.9883 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $-17.8162 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, com

$d = 100\text{nm}$ e $d = 160\text{nm}$, respectivamente). Fixado um valor λ de operação, maiores L resultam para menores ε_r . O projeto PW MIM, $d = 160\text{ nm}$ possui sensibilidade maior que o $d = 100\text{ nm}$.

A seção encerra com sensores HIH AgSiO_2 $d = 100\text{ nm}$ e $d = 160\text{ nm}$ nas figuras 5.5 e 5.6.

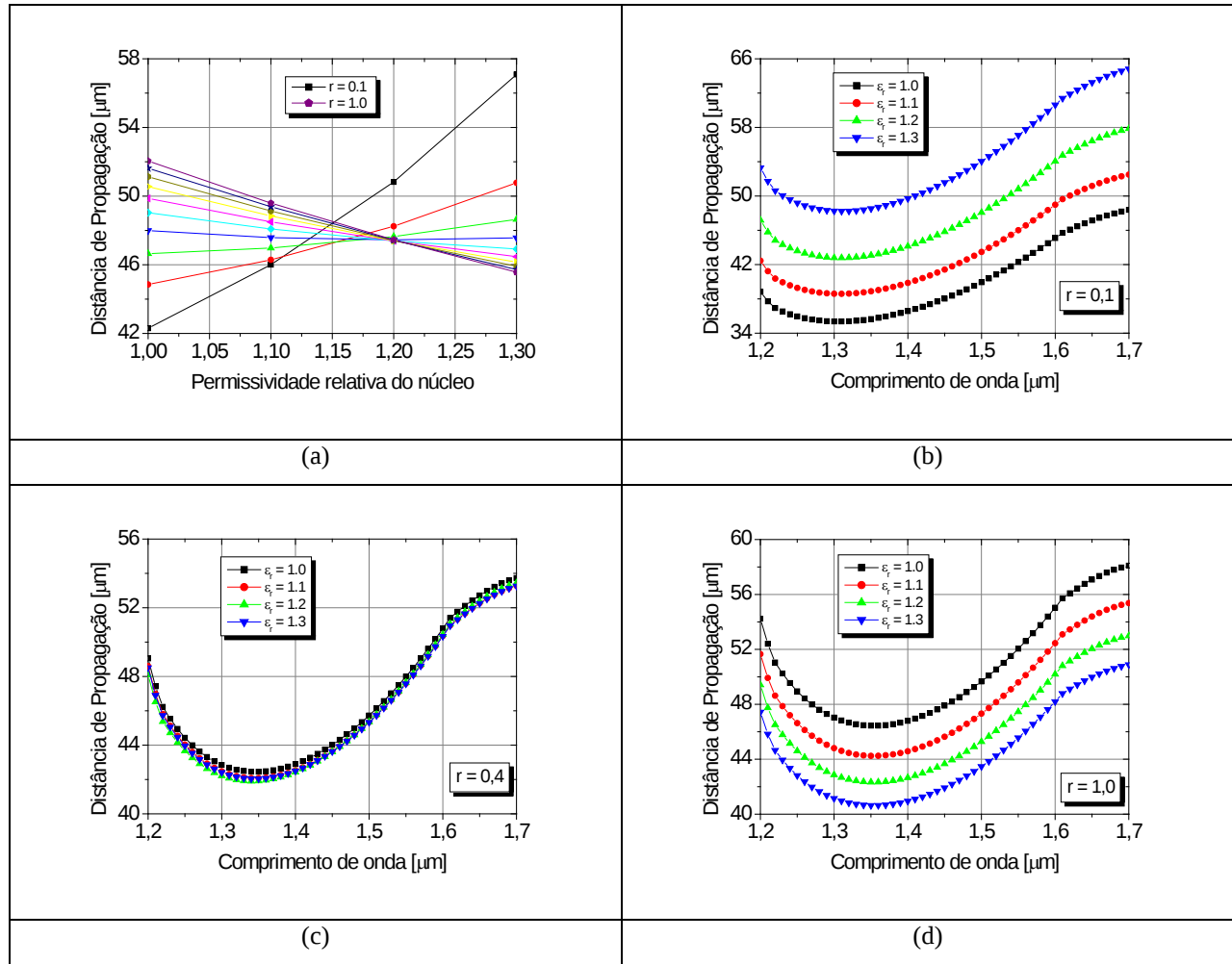


Figura 5.5 (a) L em função de ε_r e r para $\lambda = 1.55\text{ }\mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ε_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ε_r para $r = 0,4$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ε_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 100\text{ nm}$.

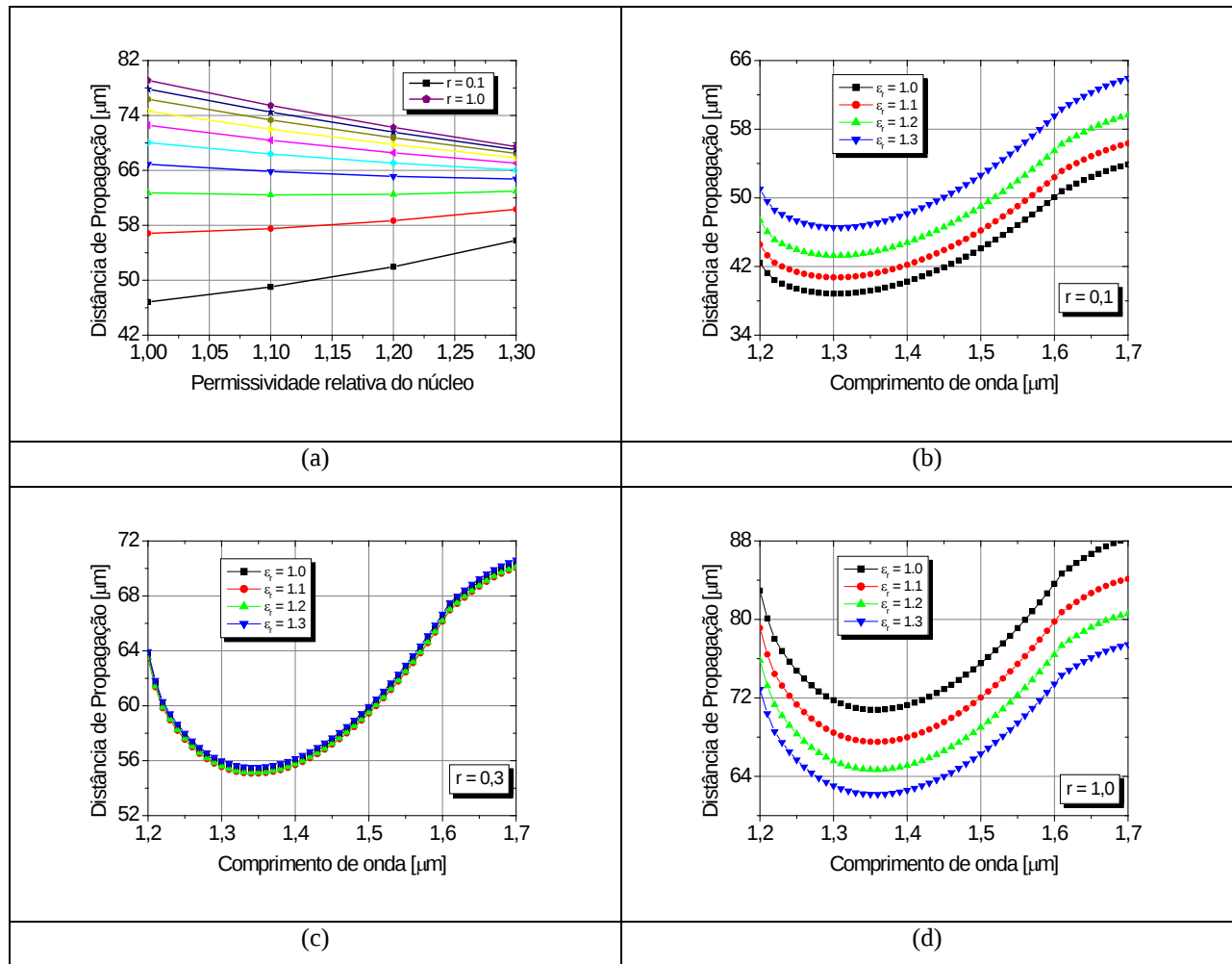


Figura 5.6 (a) L em função de ϵ_r e r para $\lambda = 1,55 \mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,3$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ϵ_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 160 \text{ nm}$.

As observações colocadas para as Figuras 5.3 e 5.4 se repetem ressaltando-se que agora L é distintamente superior. Seus valores se encontram entre $35 \mu\text{m}$ e $82 \mu\text{m}$. Um comportamento esperado, levando-se em conta que a prata apresenta menores perdas que o ouro. As Figuras 5.5(a) e 5.6(a) mostram a sensibilidade de sensores $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$ com respeito a r . O sensor $d = 100 \text{ nm}$ apresenta maior sensibilidade a ϵ_r . Cada aparato tem seu desempenho modificado pelo r escolhido. Nas Figuras 5.5(b) e 5.6(b) com $r = 0,1$, têm-se a resposta espectral de dispositivos com sensibilidade positiva a ϵ_r ($105,44 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $64,13 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ com $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$, respectivamente). Fixado o λ de operação, maiores L são obtidos para maiores ϵ_r . A Figura 5.5(c) $r = 0,4$, $d = 100 \text{ nm}$ e a Figura 5.6(c) $r = 0,3$, $d = 160 \text{ nm}$ indicam a insensibilidade a ϵ_r em todo λ considerado. Nota-se a relação entre r e d para que se tenha este

desempenho. Por fim temos nas Figuras 5.5(d) e 5.6(d) $r = 1,0$, a resposta espectral de PW MIM, tendo sensibilidade negativa ($-46,23 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $-68,91 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, com $d = 100\text{nm}$ e $d = 160\text{nm}$, respectivamente). Fixado o λ de operação, maiores L resultam para menores ε_r . O PW MIM, $d = 160 \text{ nm}$ mostra sensibilidade maior que aquele com $d = 100 \text{ nm}$.

5.3 Sensores HIIH com fluoreto de magnésio

Nesta seção sensores HIIH AuMgF_2 e AuMgF_2 simétricos, com $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$ são analisados. Iniciamos pelo HIIH AuMgF_2 das figuras 5.7 e 5.8.

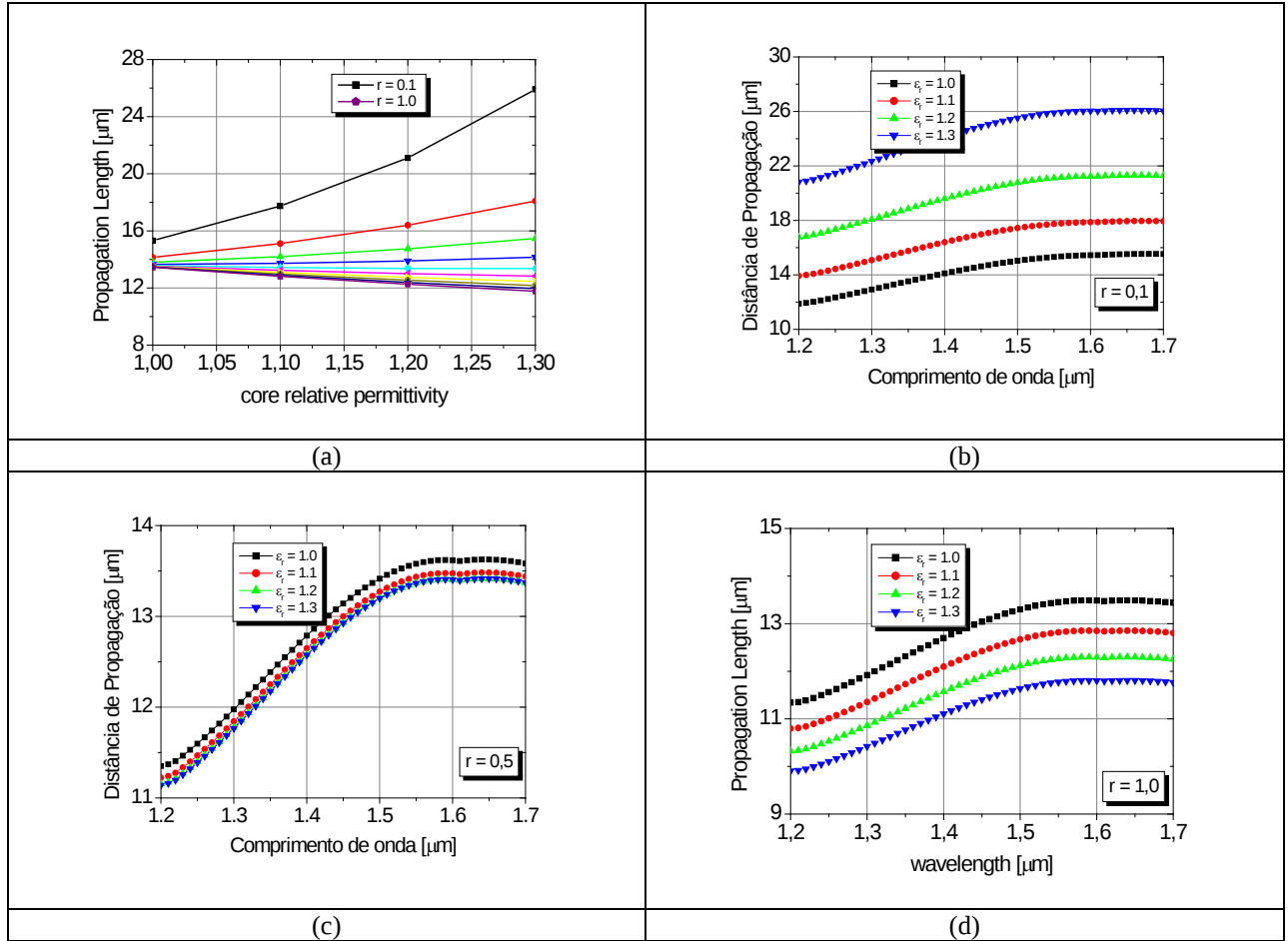


Figura 5.7 (a) L em função de ε_r e r para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ε_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ε_r para $r = 0,4$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ε_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 100 \text{ nm}$.

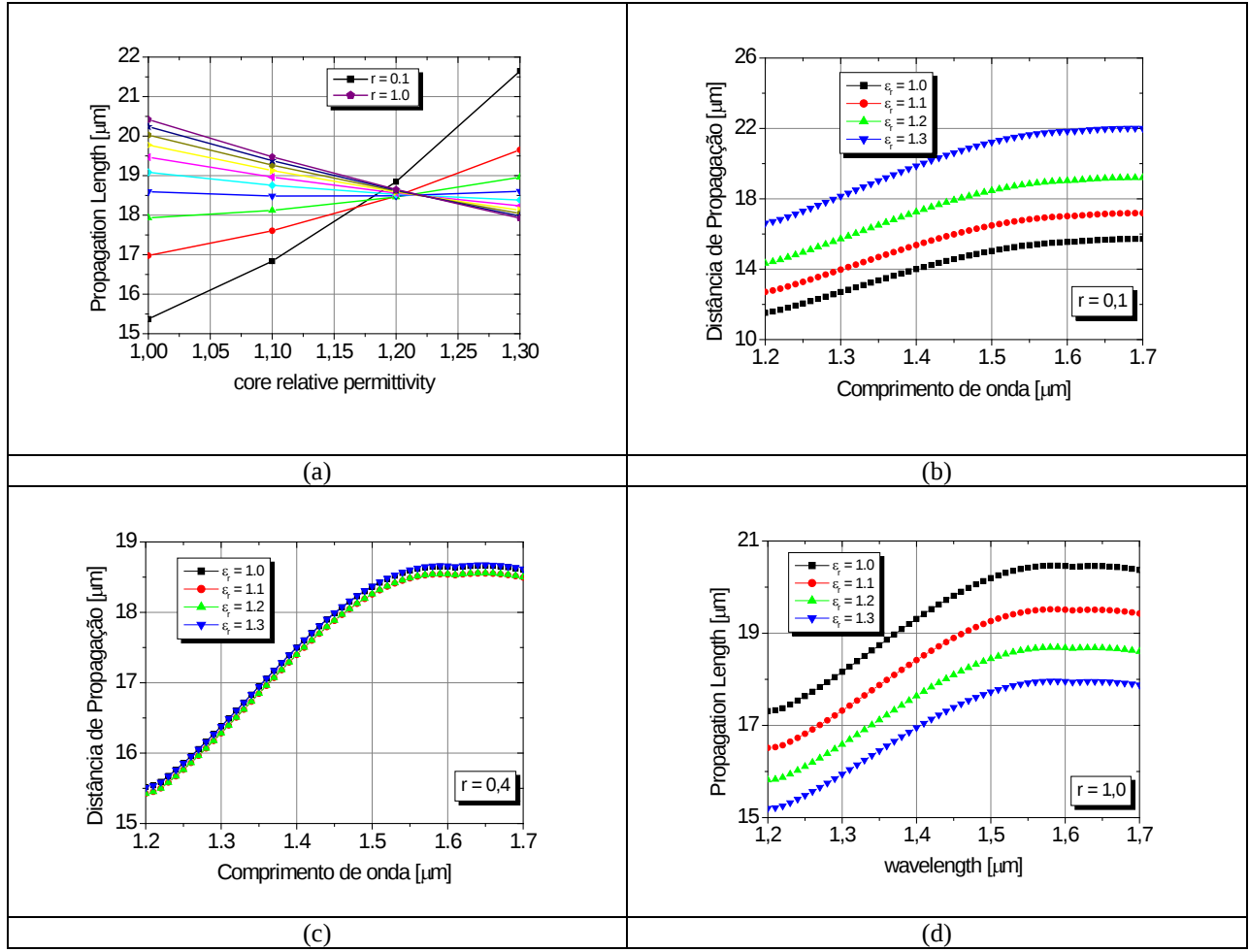


Figura 5.8 (a) L em função de ϵ_r e r para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. (b) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,3$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ϵ_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 160 \text{ nm}$.

As Figuras 5.7(a) e 5.8(a) exibem a sensibilidade a r de sensores $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$. O sensor $d = 100 \text{ nm}$ apresenta maior sensibilidade a mudanças em ϵ_r e r . Os valores de L estão entre $10 \mu\text{m}$ e $26 \mu\text{m}$. Um perfil acentuadamente superior, em comparação com os guias HIH AuSiO_2 investigados na seção 5.2. Temos L superior no arranjo HIH AuMgF_2 $d = 100 \text{ nm}$. Nas Figuras 5.7(b) e 5.8(b) $r = 0,1$ têm-se dispositivos portando sensibilidade positiva ($75,55 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $44,73 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ para $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$, respectivamente). Fixado o λ de operação, maiores L resultam sob maiores ϵ_r . A Figura 5.7(c) $r = 0,5$, $d = 100 \text{ nm}$ e a Figura 5.8(c) $r = 0,4$, $d = 160 \text{ nm}$ indicam a insensibilidade dos sensores a ϵ_r , em toda a faixa espectral. Nota-se a relação entre r e d para que se tenha este perfil. Por fim, temos nas Figuras 5.7(d) e 5.8(d) a resposta espectral de PW MIM ($r = 1,0$), com sensibilidade negativa a ϵ_r ($-11,99$

$\mu\text{m}/\text{RIU}$ e $-17.83 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, com $d = 100\text{nm}$ e $d = 160\text{nm}$, respectivamente). Fixado o λ de operação, maiores L resultam para menores ε_r . O PW MIM $d = 160 \text{ nm}$ apresenta uma sensibilidade maior que em $d = 100 \text{ nm}$.

Esta seção é encerrada com o guia HIIH AgMgF₂ das figuras 5.9 e 5.10. Como regra geral, a resposta L é maior em dispositivos tendo prata em vez de ouro em sua composição.

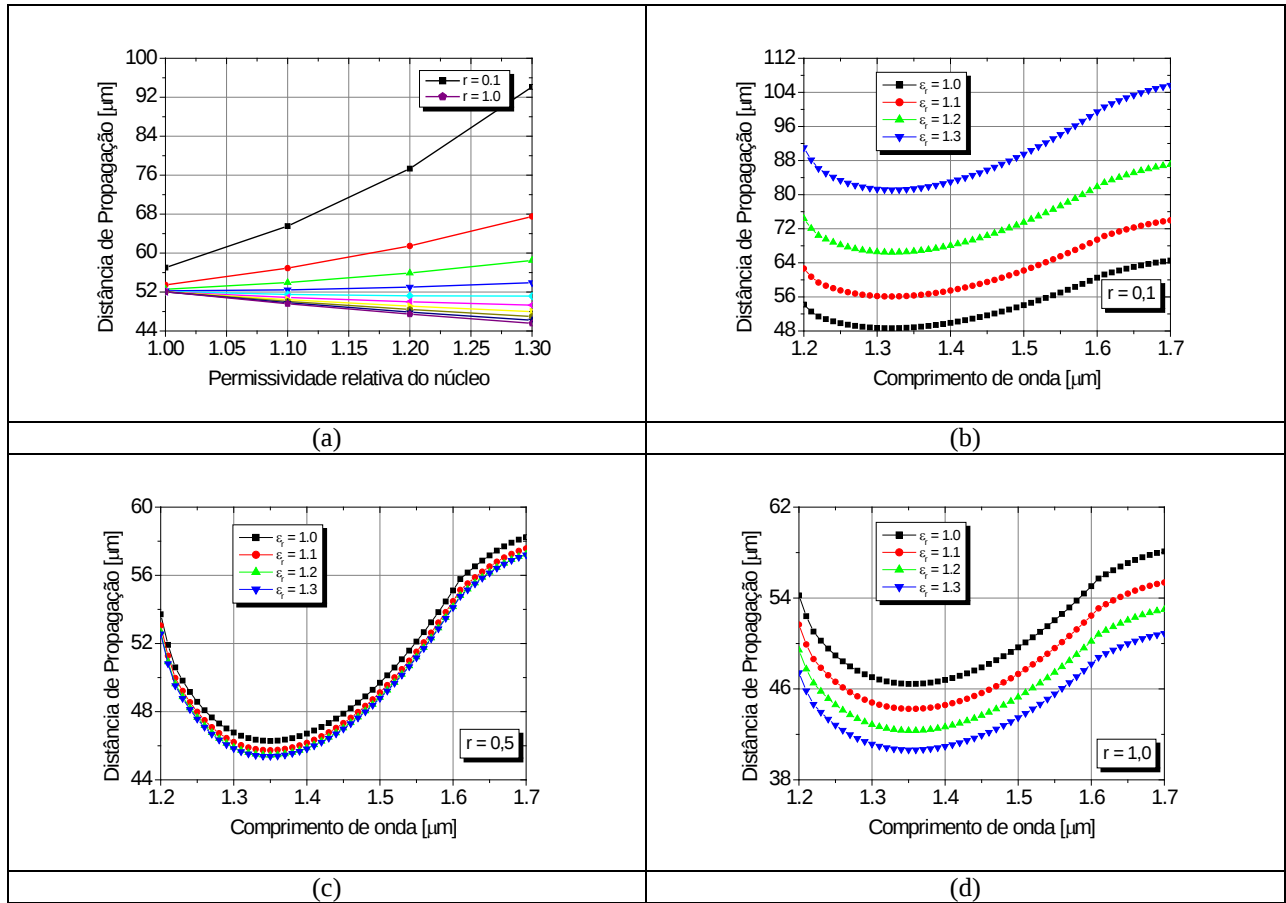


Figura 5.9 (a) L em função de ε_r e r para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ε_r para $r = 0.1$ (c) L em função de λ e ε_r para $r = 0.4$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ε_r para $r = 1.0$ (resposta com sensibilidade negativa, sensor MIM). Sensores com $d = 100 \text{ nm}$.

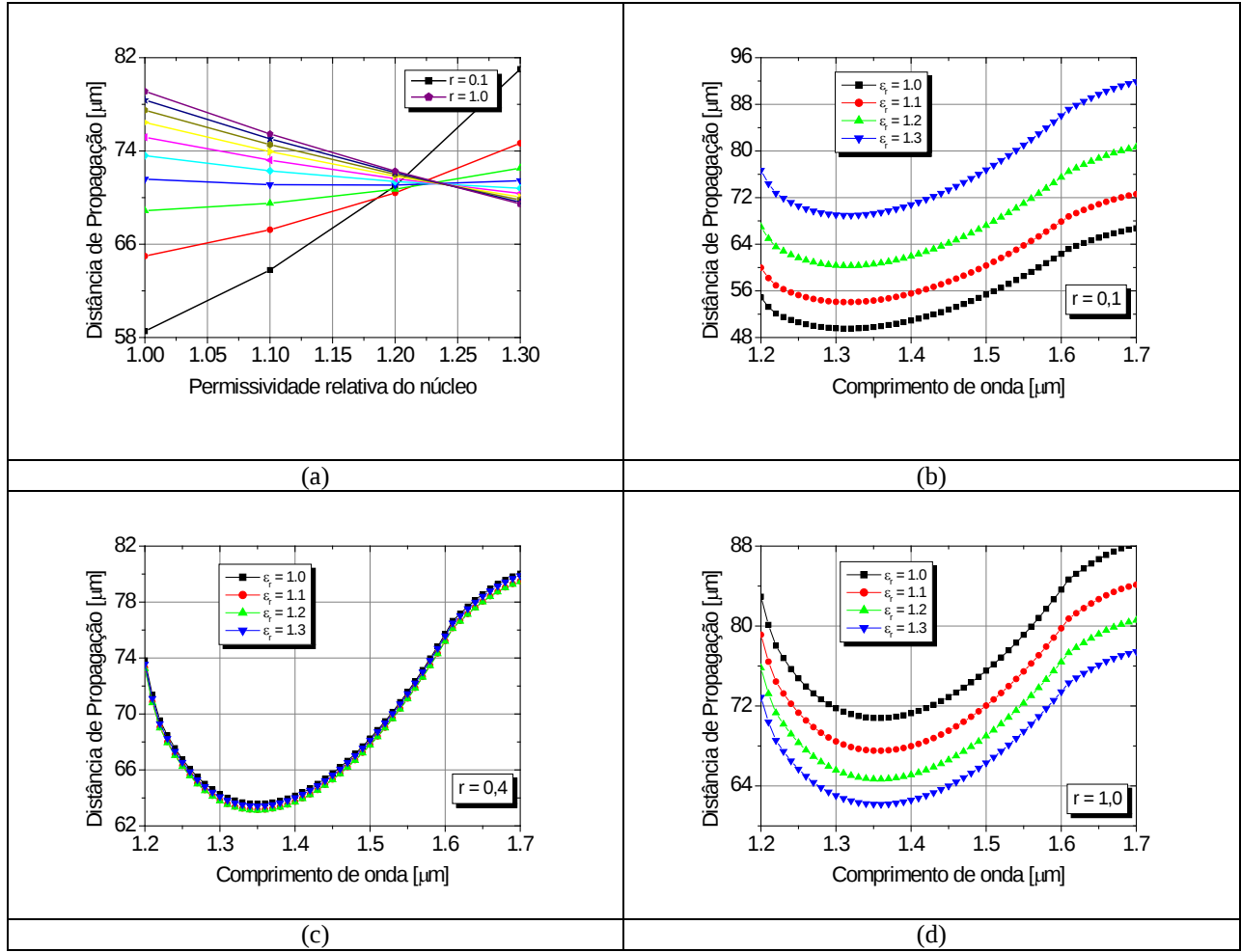


Figura 5.10 (a) L em função de ϵ_r e r para $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ (b) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,1$ (c) L em função de λ e ϵ_r para $r = 0,3$ (modo insensibilidade) (d) L em função de λ e ϵ_r para $r = 1,0$ (resposta com sensibilidade negativa sensor MIM). Sensores com $d = 160 \text{ nm}$.

As Figuras 5.9(a) e 5.10(a) refletem a sensibilidade de sensores $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$ com respeito a r . O sensor $d = 100 \text{ nm}$ apresenta maior sensibilidade sob valores maiores de ϵ_r ocorrendo o inverso quando $d = 160 \text{ nm}$. Os valores de L estão entre $48 \mu\text{m}$ e $104 \mu\text{m}$ aproximadamente. Uma resposta superior, em comparação com aquela dos arranjos HIH AgSiO_2 investigados na seção anterior. Nas Figuras 5.9(b) e 5.10(b) $r = 0,1$, têm-se a dependência com λ em dispositivos portando sensibilidade positiva ($264,74 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $160,44 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ para $d = 100 \text{ nm}$ e $d = 160 \text{ nm}$, respectivamente). Fixado o λ de operação, maiores L são obtidos sob maiores ϵ_r . A Figura 5.9(c) $r = 0,5$, $d = 100 \text{ nm}$ e a Figura 5.10(c) $r = 0,4$, $d = 160 \text{ nm}$ indicam a insensibilidade ao ϵ_r da amostra, em toda a faixa espectral adotada. Mais uma vez ressalta-se a estreita relação entre r e d para que ocorra esta condição. Por fim temos nas Figuras

5.9(d) e 5.10(d) a resposta espectral de PW MIM ($r = 1,0$). PW MIM apresentam sensibilidade negativa a ε_r ($-46,23 \mu\text{m}/\text{RIU}$ e $-68,91 \mu\text{m}/\text{RIU}$ @ $\lambda=1.55 \mu\text{m}$, com $d = 100\text{nm}$ e $d = 160\text{nm}$, respectivamente). Fixado o λ de operação, maiores L resultam para menores ε_r . O sensor PW MIM $d = 160 \text{ nm}$ apresenta sensibilidade maior que sua contraparte $d = 100 \text{ nm}$. Em concordância com o resultado correlato da seção precedente.

Conclusão

Esta tese analisou o emprego de guias HIIH planares simétricos e assimétricos, no controle da propagação luminosa em sistemas ópticos integrados. Sua contribuição e desenvolvimentos estão elencados em seguida:

- Introduzimos o conceito de assimetria físico-estrutural, mesclando as usuais definições isoladas de feição estrutural ou física.
- Discutimos as propriedades de propagação da luz nos diversos guias HIIH que o conceito abrangente de assimetria físico-estrutural possibilita.
- Demonstramos a vasta gama de projetos disponíveis para guias HIIH com assimetria físico-estrutural, voltados a sistemas de telecomunicação.
- Empregamos a propagação luminosa em guias HIIH simétricos, como índice para monitorar a presença de espécies químicas na fase líquida ou gasosa.
- Projetamos sensores HIIH simétricos destinados ao uso sob diversas condições ambientais, obtendo sua sensibilidade a vários materiais.

Neste texto, metamateriais hiperbólicos multicamada foram adotados levando em conta o crescente progresso na tecnologia de filmes nanométricos. Em vista disto, HMMs têm larga aplicação no projeto e desenvolvimento de elementos ópticos integrados. Sob a égide da Teoria de meio efetivo, que descreve a resposta óptica desses arranjos planares, modificamos o sentido estrutural de assimetria em HMMs incluindo aquele de natureza física, próprio dos guias planares dielétricos (*slab optical waveguides*). Portanto, o conceito de assimetria físico-estrutural ocupou o papel principal em nossa investigação. Guias HIIH assimétricos assim concebidos revelaram vasta gama de opções para acentuar e controlar suas características de propagação. O acentuado confinamento dos campos, baixas perdas e elevados comprimentos de propagação conduzem ao amplo uso deles em sistemas ópticos de transmissão de dados. Desta forma, os resultados foram capazes de demonstrar a relevante liberdade de *design* e versatilidade de *performance* dos guias projetados, na janela óptica inteira do espectro que a análise cobriu. Adicionalmente a tese mostra, via dependência de L com as grandezas físico-estruturais relevantes, o desempenho de guias HIIH simétricos como elemento sensor. Fica então provado sua aplicação em outras funções que não a primordial.

Apêndice

Nas seções 1 e 2 resumimos, alterando a notação e selecionando o conteúdo, os capítulos correlatos sobre PWs no livro do Maier [6]. Grandezas vetoriais estão agora em negrito. Na seção 3 generalizamos as análises citadas [6] ao incluir HMMs planares, demonstrando as soluções específicas desta nova situação.

1. Eletrodinâmica em meios isotrópicos

A relação de dispersão que a radiação suporta em meios homogêneos, isotrópicos e dispersivos é apresentada nesta seção, bem como uma breve explanação do modelo de plasma em metais.

1.1 Relação de dispersão em meios isotrópicos

Para maior clareza do texto, repete-se em seguida a forma local das equações de Maxwell em regiões onde as densidades de carga e corrente sejam nulas:

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \quad (1.1a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.1b)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.1c)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (1.1d)$$

Em meios lineares e isotrópicos, as relações constitutivas são definidas por:

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad (1.2a)$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H} \quad (1.2b)$$

No domínio da frequência (vetor de onda $\mathbf{k} = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$ e frequência angular ω) (1.2a) conduz à relação,

$$\mathbf{D}(\mathbf{k}, \omega) = \varepsilon_0 \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{E}(\mathbf{k}, \omega) \quad (1.3)$$

Sob a condição de que o comprimento de onda λ no material seja significativamente maior que qualquer dimensão característica, a constante dielétrica entra no regime de resposta local via $\varepsilon(\mathbf{k} = \mathbf{0}, \omega) = \varepsilon(\omega)$. Em geral $\varepsilon(\omega) = \varepsilon_1(\omega) + i\varepsilon_2(\omega)$ é uma função de ω a valores complexos. Em consequência, o índice de refração $\tilde{n}(\omega) = n(\omega) + i\kappa(\omega)$ em meios não magnéticos ($\mu = 1$) é definido por $\tilde{n} = \sqrt{\varepsilon}$. Explicitando sua relação com $\varepsilon(\omega)$:

$$\varepsilon_1 = n^2 - \kappa^2 \quad (1.4a)$$

$$\varepsilon_2 = 2n\kappa \quad (1.4b)$$

$$n^2 = \frac{\varepsilon_1}{2} + \frac{1}{2}\sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} \quad (1.4c)$$

$$\kappa = \frac{\varepsilon_2}{2n} \quad (1.4d)$$

O coeficiente de extinção κ determina a absorção óptica da onda propagante. O coeficiente de absorção α determina a atenuação $I(x) = I_0 e^{-\alpha x}$ da intensidade do feixe luminoso no meio. Relacionam-se segundo:

$$\alpha(\omega) = \frac{2\kappa(\omega)\omega}{c} \quad (1.5)$$

A equação de onda para $\mathbf{E}$ é obtida combinando (1.1c) e (1.1d). Portanto (1.6) é a forma geral resultante no domínio do tempo e da frequência, respectivamente.

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (1.6a)$$

$$\mathbf{k}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{E}) - k^2 \mathbf{E} = -\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{E} \quad (1.6b)$$

Nela a condição para ondas transversais $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = 0$, conduz à relação de dispersão,

$$k^2 = \varepsilon(\mathbf{k}, \omega) \frac{\omega^2}{c^2} \quad (1.7)$$

A condição para ondas longitudinais $\mathbf{k} \cdot \mathbf{E} = kE$ não é satisfeita, pois (1.6b) implicaria que $\varepsilon(\mathbf{k}, \omega) = 0$.

1.2 Propriedades ópticas dos metais

O modelo de plasma onde um gás de elétrons livres em interação com o substrato de íons positivos fixos, é o contexto teórico adotado para descrever numa ampla faixa de frequência, a resposta dos metais ao campo eletromagnético externo. A oscilação harmônica em torno de um ponto $\mathbf{x}$ do gás de cargas e e densidade n , depende da frequência de colisão $\gamma = 1/\tau$, onde τ designa o tempo de relaxação do sistema. A polarização induzida pelo campo aplicado $\mathbf{P} = -nex$ assume a forma:

$$\mathbf{P} = -\frac{ne^2}{m(\omega^2 + i\gamma\omega)} \mathbf{E} \quad (1.8)$$

Levando esta expressão na equação geral $\mathbf{D} = \mathbf{P} + \epsilon_0 \mathbf{E}$ têm-se,

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \right) \mathbf{E} \quad (1.9)$$

onde $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m}$ especifica a frequência de plasma do gás de elétrons livres. Sua função dielétrica complexa $\epsilon(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ define-se por:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)} \quad (1.10)$$

com partes real e imaginária dadas em seguida:

$$\epsilon_1(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad (1.11a)$$

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{\omega_p^2 \tau^2}{\omega(1 + \omega^2 \tau^2)} \quad (1.11b)$$

O modelo de plasma descrito de forma resumida nesta seção tem presença referencial tanto no contexto teórico como experimental [44-47]. No limite $\omega < \omega_p$ a equação (1.10) simplifica para uma resposta a valores reais da constante dielétrica:

$$\epsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.12)$$

Este é o regime em que os metais guardam seu comportamento característico. No limite $\omega > \omega_p$ o regime de transparência toma lugar. Agora, a combinação das equações (1.7) e (1.12) resulta em,

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (1.13)$$

para a relação de propagação da onda eletromagnética no metal. Seu aspecto funcional denuncia a perda das características metálicas do material descrito segundo o modelo de plasma eletrônico.

2. Plasmons de superfície em interface metal-dielétrico

Nesta seção vamos estabelecer as condições físicas exigidas para que ondas SPP ocorram. Impõe-se que a propagação SPP esteja limitada à interface metal-dielétrico,

decaindo exponencialmente na direção perpendicular a ela. O ponto de partida é a equação de onda

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2} \quad (2.1)$$

As identidades vetoriais $\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} \equiv \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E}$ e $\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) \equiv \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon + \varepsilon \nabla \cdot \mathbf{E}$, bem como o fato de que na ausência de densidades de cargas livres $\nabla \cdot \mathbf{D} = 0$, conduzem a outra forma para a equação (2.1), ou seja:

$$\nabla \left(-\frac{1}{\varepsilon} \mathbf{E} \cdot \nabla \varepsilon \right) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\mu_0 \varepsilon_0 \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.2)$$

Se o perfil espacial de $\varepsilon = \varepsilon(\mathbf{r})$ não varia de forma apreciável em distâncias da ordem de um comprimento de onda óptico, a equação (2.2) simplifica em:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (2.3)$$

A dependência harmônica $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}$ resulta em:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k_0^2 \varepsilon \mathbf{E} = 0 \quad (2.4)$$

Em seguida vamos considerar o eixo x como direção de propagação e o plano $y = 0$ coincidindo com a interface entre os meios (Figura 2.1). O problema unidimensional não contempla variação apreciável na direção z tendo $\varepsilon = \varepsilon(y)$ por perfil e $\beta \equiv k_x$ de constante de propagação. A solução em ondas planas $\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{E}(y) e^{i\beta x}$ é a adotada para o campo.



Figura 2.1. Geometria do guia planar definida sobre o sistema de coordenadas cartesiano [6].

A equação de onda toma a forma,

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) \mathbf{E} = 0 \quad (2.5)$$

para $\mathbf{E}$ ou para o campo magnético $\mathbf{H}$. A determinação do perfil espacial destes campos e da relação de dispersão requer o auxílio das equações para cada componente cartesiana da circulação deles. A dependência harmônica no tempo implica nas expressões:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x \quad (2.6a)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_y \quad (2.6b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z \quad (2.6c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_x \quad (2.6d)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_y \quad (2.6e)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = -i\omega\varepsilon_0 \varepsilon E_z \quad (2.6f)$$

Propagação no eixo x $\left(\frac{\partial}{\partial x} = i\beta\right)$ bem como homogeneidade em z $\left(\frac{\partial}{\partial z} = 0\right)$

transforma o conjunto anterior neste abaixo:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_x \quad (2.7a)$$

$$\beta E_z = -\omega\mu_0 H_y \quad (2.7b)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_z \quad (2.7c)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} = -i\omega\epsilon_0\epsilon E_x \quad (2.7d)$$

$$\beta H_z = \omega\epsilon_0\epsilon E_y \quad (2.7e)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial y} - i\beta H_y = i\omega\epsilon_0\epsilon E_z \quad (2.7f)$$

O grupo ternário de relações acima onde apenas as componentes E_x , E_y e H_z comparecem configura os modos transversais magnéticos TM. O outro, relacionando as componentes H_x , H_y e E_z configura os modos transversais elétricos TE. Modos TM têm perfil espacial e equação de onda segundo (2.8):

$$E_x = i \frac{1}{\omega\epsilon_0\epsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (2.8a)$$

$$E_y = \frac{\beta}{\omega\epsilon_0\epsilon} H_z \quad (2.8b)$$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} + (k_0^2\epsilon - \beta^2)H_z = 0 \quad (2.8c)$$

Modos TE têm perfil espacial e equação de onda segundo (2.9):

$$H_x = -i \frac{1}{\omega\mu_0} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (2.9a)$$

$$H_y = -\frac{\beta}{\omega\mu_0} E_z \quad (2.9b)$$

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial y^2} + (k_0^2 \varepsilon - \beta^2) E_z = 0 \quad (2.9c)$$

A classificação em modos TE e TM tem seu aspecto físico discutido na seção abaixo.

2.1 Onda em interface metal-dielétrica

A relação de dispersão que ondas SPP satisfazem na interface metal-dielétrico é o objetivo desta seção. Adicionalmente, são sugeridos parâmetros para quantificar o confinamento do campo. O ponto de partida é a solução TM de perfil espacial definido em (2.10). No semiespaço $y > 0$:

$$H_z(y) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.10a)$$

$$E_x(y) = -iA_2 \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_2} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.10b)$$

$$E_y(y) = A_2 \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_2} e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.10c)$$

No semiespaço $y < 0$ os campos devem satisfazer (2.11):

$$H_z(y) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y} \quad (2.11a)$$

$$E_x(y) = iA_1 \frac{1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y} \quad (2.11b)$$

$$E_y(y) = A_1 \frac{\beta}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_1 y} \quad (2.11c)$$

Nas equações $k_i \equiv k_{y,i}$ ($i = 1, 2$) é a componente de k perpendicular à interface. Seu valor recíproco $d_y = 1/|k_y|$ define a profundidade de decaimento dos campos nos meios. Em correspondência o comprimento de propagação $L = (2\text{Im}[\beta])^{-1}$ é uma medida da atenuação da energia transportada por SPP em propagação. Continuidade em H_z e $\varepsilon_i E_x$ no plano $y = 0$ requer $A_1 = A_2$ bem como a relação fundamental (2.12):

$$\frac{k_2}{k_1} = -\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \quad (2.12)$$



Figura 2.2 Geometria da interface metal-dielétrica para a propagação SPP [6]

A convenção de sinais adotada nos expoentes k_i ($i = 1, 2$) em (2.10, 2.11) afirma que (2.12) estabelece a condição $\text{Re}[\varepsilon_1] < 0$ se $\varepsilon_2 > 0$ para confinamento da onda na superfície metal-dielétrica. Também H_z satisfaz (2.8c) nas regiões resultando em,

$$k_1^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \quad (2.13a)$$

$$k_2^2 = \beta^2 - k_0^2 \varepsilon_2 \quad (2.13b)$$

Combinando (2.12) e (2.13) a constante de propagação para modos SPP propagando em interface metal-dielétrica segue:

$$\beta = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} \quad (2.14)$$

Esta expressão é válida para ε_1 real ou complexo, ou seja metais apresentando atenuação desprezível ou não no espectro ótico sob escrutínio.

Finalizando esta seção analisa-se a solução TE de perfil espacial definido em (2.15) no semiespaço $y > 0$:

$$E_y(y) = A_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.15a)$$

$$H_x(y) = -iA_2 \frac{1}{\omega \mu_0} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.15b)$$

$$H_z(y) = -A_2 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.15c)$$

No semiespaço $y < 0$ os campos devem satisfazer (2.16):

$$E_y(y) = A_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y} \quad (2.16a)$$

$$H_x(y) = iA_1 \frac{1}{\omega \mu_0} k_1 e^{i\beta x} e^{k_1 y} \quad (2.16b)$$

$$H_z(y) = A_1 \frac{\beta}{\omega \mu_0} e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.16c)$$

A exigência de continuidade para E_y e H_x na interface conduz à condição,

$$A_1(k_1 + k_2) = 0 \quad (2.17)$$

Uma vez que (2.12) requer $\text{Re}[k_1] > 0$ e $\text{Re}[k_2] > 0$ a condição de confinamento apenas será satisfeita se $A_1 = 0$ bem como $A_2 = A_1 = 0$. Portanto modos SPP não ocorrem no estado TE de polarização.

2.2 Relação de dispersão em guias plasmônicos

A relação de dispersão que guias PW obedecem é o objeto desta seção. Iniciamos com a descrição geral de modos TM em (2.8) que sejam evanescentes na direção perpendicular às interfaces na Figura 2.3. Empregando a notação $k_i \equiv k_{y,i}$ ($i = 1,3$) para as componentes perpendiculares de k , na região $y > d$ os campos satisfazem (2.22):

$$H_z = A e^{i\beta x} e^{-k_1 y} \quad (2.22a)$$

$$E_x = -iA \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} k_1 e^{i\beta x} e^{-k_1 y} \quad (2.22b)$$

$$E_y = A \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_3} e^{i\beta x} e^{-k_1 y} \quad (2.22c)$$

Na região $y < -d$ os campos devem satisfazer (2.23):

$$H_z = B e^{i\beta x} e^{k_3 y} \quad (2.23a)$$

$$E_x = iB \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} k_3 e^{i\beta x} e^{k_3 y} \quad (2.23b)$$

$$E_y = B \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_2} e^{i\beta x} e^{k_3 y} \quad (2.23c)$$

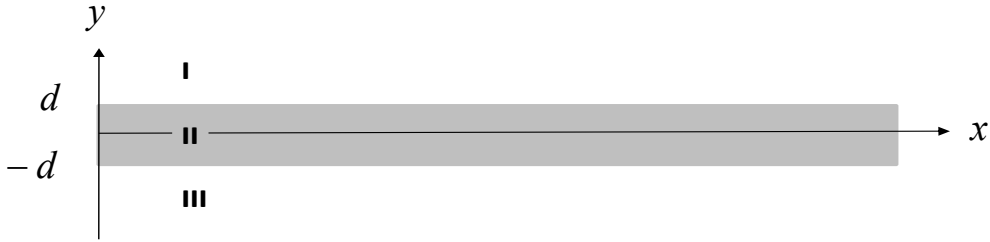


Figura 2.3 Geometria de um guia consistindo de uma camada estreita II limitada por dois semiespaços infinitos I e III.

Na região do núcleo $-d < y < d$, os modos acoplam conduzindo a (2.24),

$$H_z = C e^{i\beta x} e^{k_2 y} + D e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.24a)$$

$$E_x = -iC \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_2 e^{i\beta x} e^{k_2 y} + iD \frac{1}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} k_2 e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.24b)$$

$$E_y = C \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{k_2 y} + D \frac{\beta}{\omega \epsilon_0 \epsilon_1} e^{i\beta x} e^{-k_2 y} \quad (2.24c)$$

A exigência de continuidade de H_z e E_x no plano $y = d$ resulta em (2.25),

$$A e^{-k_1 d} = C e^{k_2 d} + D e^{-k_2 d} \quad (2.25a)$$

$$\frac{A}{\epsilon_1} k_1 e^{-k_1 d} = -\frac{C}{\epsilon_2} k_2 e^{k_2 d} + \frac{D}{\epsilon_2} k_2 e^{-k_2 d} \quad (2.25b)$$

No plano $y = -d$ a condição acima singulariza em (2.26),

$$Be^{-k_3d} = Ce^{-k_2d} + De^{k_2d} \quad (2.26a)$$

$$-\frac{B}{\varepsilon_3}k_3e^{-k_3d} = -\frac{C}{\varepsilon_2}k_2e^{-k_2d} + \frac{D}{\varepsilon_2}k_2e^{k_2d} \quad (2.26b)$$

Uma vez que H_z satisfaz (2.8c) nas regiões do guia, os vetores de onda estão relacionados via,

$$k_i^2 = \beta^2 - k_0^2\varepsilon_i \quad (i = 1,2,3) \quad (2.27)$$

A solução deste sistema de equações lineares conduz à relação de dispersão:

$$e^{-4k_2d} = \frac{k_2/\varepsilon_2 + k_3/\varepsilon_3}{k_2/\varepsilon_2 - k_3/\varepsilon_3} \frac{k_2/\varepsilon_2 + k_1/\varepsilon_1}{k_2/\varepsilon_2 - k_1/\varepsilon_1} \quad (2.28)$$

No limite de largura de núcleo infinita ($d \rightarrow \infty$) (2.28) recupera (2.12), adequada em sistemas plasmônicos desacoplados. Adotando a notação $\gamma_i \equiv k_i / \varepsilon_i$ ($i = 1,2,3$) em (2.28) escrevemos:

$$e^{2\varepsilon_2\gamma_2d}(\gamma_1 + \gamma_2)(\gamma_1 + \gamma_3) - e^{-2\varepsilon_2\gamma_2d}(\gamma_2 - \gamma_1)(\gamma_2 - \gamma_3) = 0$$

ou também na forma compacta [34]:

$$\tanh(2\varepsilon_2k_2d) = -\gamma_2 \frac{(\gamma_1 + \gamma_3)}{(\gamma_2^2 + \gamma_1\gamma_3)} \quad (2.29)$$

Quando as cascas são idênticas em termos de suas constantes dielétricas $\varepsilon_1 = \varepsilon_3$ e portanto $\varepsilon_1k_1 = \varepsilon_3k_3$ (2.29) pode ser dividida num par de equações [6]:

$$\tanh(k_2d) = -\frac{k_2\varepsilon_1}{k_1\varepsilon_2} \quad (2.29a)$$

$$\tanh(k_2 d) = -\frac{k_1 \epsilon_2}{k_2 \epsilon_1} \quad (2.29b)$$

Estas equações correspondem ao caso limite de guias PW simétricos compostos por materiais isotrópicos [34].

3. Ondas em interface HMM-dielétrico

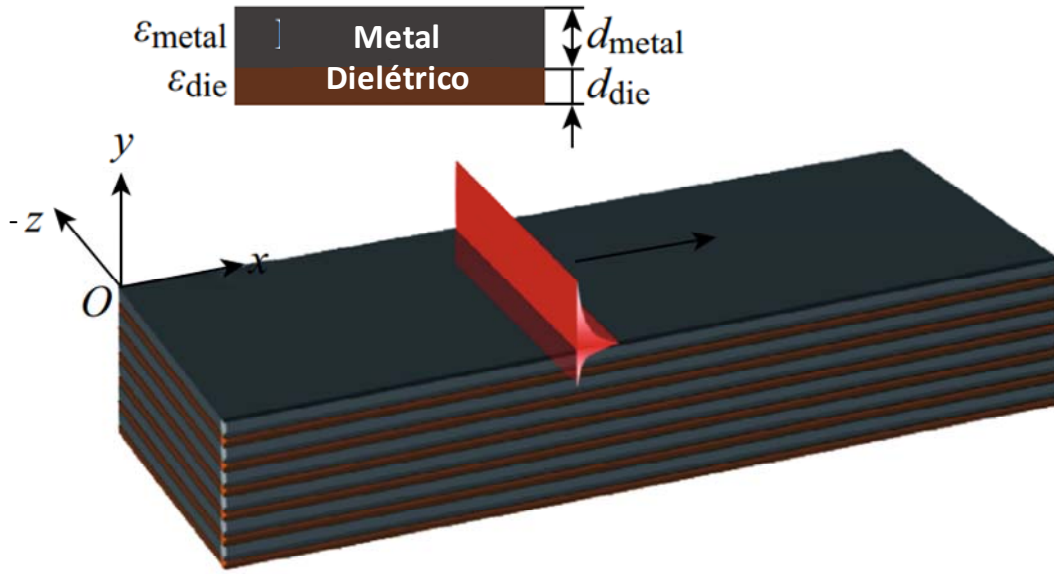


Figura 3 Propagação em interface HMM-dielétrica

Substituindo o metal por um arranjo HMM na geometria descrita na seção 2.2, a nova expressão para $\beta \equiv k_x$ é deduzida em seguida. A interface planar coincide com o plano cartesiano xz determinando o eixo coordenado y por sua direção perpendicular. Os dielétricos são modelados pelo tensor $\bar{\epsilon} = \text{diag}(\epsilon_c, \epsilon_c, \epsilon_c)$. Toda região HMM é modelada pelo tensor $\text{diag}(\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z)$ portando simetria uniaxial, ou seja, componentes paralelas à interface $\epsilon_x = \epsilon_z$ iguais. Em termos das constantes dielétricas efetivas o tensor tem a forma $\text{diag}(\epsilon_{\parallel}, \epsilon_{\perp}, \epsilon_{\parallel})$ [20]. No meio HMM vale a relação ($k_{y.HMM} \equiv k_y$) [20]:

$$\frac{k_x^2}{\epsilon_y} + \frac{k_y^2}{\epsilon_x} = k_0^2 \quad (3.1)$$

No meio dielétrico a expressão correspondente a (3.1) ($k_{y.diel} \equiv k_c$) em meios isotrópicos segue [20]:

$$k_x^2 + k_c^2 = \epsilon_c k_0^2 \quad (3.2)$$

Em interfaces HMM- I (2.12) tem a forma,

$$\frac{k_c}{\epsilon_c} = -\frac{k_y}{\epsilon_x}$$

Temos então,

$$k_y^2 = \frac{\epsilon_x^2}{\epsilon_c^2} k_c^2 \quad (3.3)$$

Combinando (3.3), (3.2) e (3.1) temos,

$$\frac{(\epsilon_x \epsilon_y) k_0^2 - \epsilon_x k_x^2}{\epsilon_y} = \frac{\epsilon_x^2}{\epsilon_c^2} (\epsilon_c k_0^2 - k_x^2)$$

Explicitando nesta expressão a constante de propagação $\beta \equiv k_x$ encontra-se em (3.4)

$$k_x^2 = k_0^2 \frac{\epsilon_c(\epsilon_x - \epsilon_c)}{(\epsilon_x - \epsilon_c^2/\epsilon_y)} \quad (3.4)$$

a relação de dispersão em interface HMM-I objeto desta seção.

4. Ondas em interface HMM-HMM

Seguindo os passos dados na seção anterior, vamos deduzir a relação de dispersão que ondas SPP suportam em interfaces HMM-HMM planares. Em cada um dos meios HMM ($i=1,2$) delimitando a interface vale a relação ampliada de (3.1):

$$\frac{k_{xi}^2}{\epsilon_{yi}^2} + \frac{k_{yi}^2}{\epsilon_{xi}^2} = k_0^2, \quad i=1,2. \quad (4.1)$$

De forma similar (2.12) assume a forma (4.2) condizente para o caso atual:

$$\frac{k_{y1}}{\varepsilon_{x1}} = -\frac{k_{y2}}{\varepsilon_{x2}} \quad (4.2)$$

$$k_{y1}^2 = \left(\frac{\varepsilon_{x1}}{\varepsilon_{x2}}\right)^2 k_{y2}^2 \quad (4.3)$$

Em consequência de (4.1) temos ($i = 1,2$),

$$k_{yi}^2 = \frac{(\varepsilon_{xi}\varepsilon_{yi})k_0^2 - \varepsilon_{xi}k_x^2}{\varepsilon_{yi}} \quad (4.4)$$

Transportando esta relação em (4.3),

$$\frac{(\varepsilon_{x1}\varepsilon_{y1})k_0^2 - \varepsilon_{x1}k_x^2}{\varepsilon_{y1}} = \left(\frac{\varepsilon_{x1}}{\varepsilon_{x2}}\right)^2 \frac{(\varepsilon_{x2}\varepsilon_{y2})k_0^2 - \varepsilon_{x2}k_x^2}{\varepsilon_{y2}}$$

Após alguma manipulação encontramos,

$$k_x^2 \left[(\varepsilon_{x1}\varepsilon_{x2}^{-1}\varepsilon_{y2}^{-1} - \varepsilon_{y1}^{-1}) \right] = k_0^2 (\varepsilon_{x1}\varepsilon_{x2}^{-1} - 1) \quad (4.5)$$

A constante de propagação $\beta \equiv k_x$ na interface HMM-HMM tem a forma:

$$k_x^2 = \frac{(\varepsilon_{x1}\varepsilon_{x2}^{-1} - 1)}{(\varepsilon_{x1}\varepsilon_{x2}^{-1}\varepsilon_{y2}^{-1} - \varepsilon_{y1}^{-1})} k_0^2 \quad (4.6)$$

Impondo em (4.6) $\varepsilon_{x2} = \varepsilon_{y2} = \varepsilon_c$ a solução (3.4) para uma interface HMM-I é recuperada.

5 Relação de dispersão em guias HII

A Figura 5 é a visualização 2D de um guia HII exibindo simetria físico-estrutural em sua geometria e em seu modelo efetivo. Guias HII tendo assimetria físico-estrutural plena também são descritos pela Figura 5. Então, adequamos expressões já deduzidas para o sistema atual. Nas regiões HMM $\epsilon_{\perp} = \epsilon_y$ $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_x = \epsilon_z$ respeitando a simetria uniaxial. O núcleo dielétrico tem $\epsilon_{x,2} = \epsilon_{y,2} = \epsilon_{z,2} = \epsilon_c$ em seu tensor diagonal.

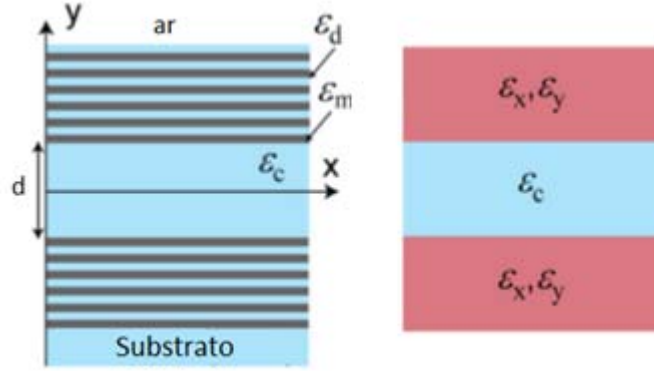


Figura 5 Geometria do guia HII e seu modelo homogêneo e anisotrópico

. Mantendo as notações $k_i \equiv k_{y,i}$ ($i = 1,2,3$), $\gamma_i \equiv k_i / \epsilon_i$ ($i = 1,2,3$) e as restrições $k_{y,i} = \sqrt{\epsilon_{y,i}^{-1} \epsilon_{x,i} k_x^2 - \epsilon_{x,i} k_0^2}$ ($i = 1,3$), $k_{y,2} = \sqrt{k_x^2 - \epsilon_c k_0^2}$ a forma de (2.29) permanece.

Referências

- [1] D. L. Lee, *Electromagnetic Principles of Integrated Optics*, Wiley & Sons, 1986.
- [2] H. Raether, *Surface plasmons*. Springer-Verlag, 1988
- [3] T. Tamir, *Integrated Optics*, Springer-Verlag, 1975
- [4] D. Marcuse, *Theory of dielectric optical waveguides*, Academic Press, 1974.
- [5] K. Okamoto, *Fundamentals of Optical Waveguides*, Academic Press, 2000.
- [6] S. A. Maier, *Plasmonics: Fundamentals and Applications*, Springer-Verlag, 2007.
- [7] S. I. Bozhevolnyi, *Plasmonic Nanoguides and Circuits*, Pan Stanford Publ., 2008.
- [8] R. G. Hunsperger, *Integrated Optics Theory and Technology*, Springer, 2009
- [9] A. V. Krasavin, A. V. Zayats, *Silicon-based plasmonic waveguides*, Opt. Express 18, 11791-11799, 2010
- [10] G. Shvets, I. Tsukerman, *Plasmonics and Plasmonic Metamaterials Analysis and Applications*, World Scientifics, 2012.
- [11] X. C. Tong, *Advanced Materials for Integrated Optical Waveguides*, Springer 2014
- [12] S.A. Maier, H.A. Atwater, *Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures*, J. App. Phys. 98, 011101 2005
- [13] W. L. Barnes, A. Dereux, T. W. Ebbesen, *Surface Plasmon subwavelength optics*, Nature 424, 2003
- [14] J. R. Sambles, G. W. Bradbery, Fuzt Yang, *Optical excitation of surface plasmons: an introduction*, Contemporary Physics 32, 1991
- [15] D. K. Gramotnev, S. I. Bozhevolnyi, *Plasmonics beyond the diffraction limit*, Nat. Photonics 4, 2010
- [16] R. Malueranu, A. Lavrinenko, *Ultra-Thin films for plasmonics: a technology overview*, Nanotechnol. Rev. 2015
- [17] H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Grating*, Springer, 1988.
- [18] G. Veronis, S. Fan, *Bends and splitters in metal-dielectric-metal subwavelength plasmonic waveguides*, App. Phys. Letters 87, 2005
- [19] P. Shekhar, J. Atkinson, Z. Jacob, *Hyperbolic metamaterials: fundamentals and applications*, Nano. Convergence 1(1), 14 2014

- [20] L. Ferrari, C. Wu, D. Lepage, X. Zhang, Z. Liu, *Hyperbolic metamaterials and their applications*, Quantum Electronics 40, 2015
- [21] E. I. Liashko, A. I. Maimistov, *Linear guided waves in a hyperbolic planar waveguide. Dispersion relations*, Quantum Electronics 45 (11), 2015.
- [22] Y. Liu, X. Zhang, *Metamaterials: a new frontier of science and technology*. Chem. Soc. Rev. 40, 2011.
- [23] W. Cai, V. M. Shalaev, *Optical metamaterials: fundamentals and applications*, Springer, 2010.
- [24] Y. Zhou, M. Huang, C. Chase, V. Karagodsky, M. Moewe, B. Pesala, C. Chang-Hasnain, *High-Index-Contrast Grating (HCG) and Its Applications in Optoelectronic Devices*, IEEE J. Sel. Top. Quantum Electronics, 2009.
- [25] B. T. Schwartz, R. Piestun, *Total external reflection from metamaterials with ultralow refractive index*, J. Opt. Soc. Am. B **20**, 2003.
- [26] Y. He, S. He, J. Gao, X. Yang, *Nanoscale metamaterial optical waveguides with ultrahigh refractive indices*, J. Opt. Soc. Am. B 29, 2012.
- [27] I. Iorsh, A. Orlov, P. Belov, Y. Kivshar, *Interfaces modes in nanostructured metal-dielectric metamaterials*, Appl. Phys. Let. 99, 2011.
- [28] T. Gric, *Surface Plasmon Polaritons at the Interface of Nanostructured Metamaterials*, PIER M 46, 2016.
- [29] V. Shaidiuk, S. Menabde, N. Park, *Effect of structural asymmetry on three layer plasmonic waveguide properties*, JOSA B 33(5), 2016.
- [30] X. Zhang, X. Ren, *Asymmetric hybrid plasmonic waveguides with cm-scale propagation length under subwavelength confinement for photonic*, Nano. R. Let. 9, 2014
- [31] D. Smith, S. Schultz, P. Markoš, C. Soukoulis, *Determination of effective permittivity and permeability of metamaterials from reflection and transmission coefficients*, Phys. Rev. B 65, 2002.

- [32] V. F. Rodríguez-Esquerre, M. Koshiba, H. E. Hernández-Figueroa, C. E. Rubio-Mercedes, *Power splitters for waveguides composed by ultralow refractive index metallic nanostructures*, App. Phys. Let. 87, 2005.
- [33] J. J. I. de Lima, J. C. da Silva, V. F. Rodriguez-Esquerre, *Broadband absorption properties of apodized nanometric gratings*, Opt. Eng. 54(8), 2015.
- [34] S. Ishii, M. Y. Shalaginov, V. E. Babicheva, A. Boltasseva, A. V. Kildishev, *Plasmonic waveguides cladded by hyperbolic metamaterials*, Opt. Let. 39, 2014.
- [35] V. Babicheva, M. Shalaginov, S. Ishii, A. Boltasseva, A. Kildishev, *Finite-width plasmonic waveguides with hyperbolic multilayer cladding*, Opt. Exp. 23, 2015.
- [36] V. Babicheva, M. Shalaginov, S. Ishii, A. Boltasseva, A. V. Kildishev, *Long-range plasmonic waveguides with hyperbolic cladding*, Opt. Exp. 23, 2015.
- [37] V. E. Babicheva, *Long-range propagation of plasmons and phonon polaritons in hyperbolic-metamaterial waveguides*, J. Opt. 19, 2017.
- [38] V.F. Rodriguez Esquerre, J. C. da Silva, Z. Liu, *Propagation Properties of Metallic Dielectric Cladded Waveguides*, Proc. of SPIE Vol. 9918 99181Z-1.
- [39] J. C. da Silva, D. A. de Figueiredo, V. F. Rodriguez Esquerre, *Guided Modes Analysis in Metamaterial Bounded Optical Waveguides*, Proc. of SPIE Vol. 10343 103432R-1.
- [40] J. C. da Silva, V.F. Rodriguez Esquerre, *Sensors based on Metamaterial Cladded Waveguides*, LAOP 2018.
- [41] T. C. Choy, *Effective Medium Theory*, Oxford Press, 2016.
- [42] P. Berini, *Figures of merit for surface plasmon waveguides*, Opt. Exp. 14, 2006.
- [43] R. Buckley, P. Berini, *Figures of merit for 2D surface plasmon waveguides and application to metal stripes*, Opt. Exp. 15(19), 2007.
- [44] P. Johnson, R. Christy, *Optical Constants of the Noble Metals*, Phys. Rev. B, 1972.
- [45] E. D. Palik, *Handbook of optical constants of solids part II*, Academic Press 1985.
- [46] X. Ni , Z. Liu, A. V. Kildishev 2010 nanoHUB: Photonics DB (Optical Constants).

- [47] M. J. Dodge, *Refractive properties of magnesium fluoride*, Appl. Opt. 23 1984.
- [48] T. Suwa, S. Tomita , N. Hosoi, H. Yanagi, *Magnetic Properties of Fibonacci-Modulated Fe-Au Multilayer Metamaterials*, Materials 10, 2017.
- [49] A. Upadhyay, Y. K. Prajapati, R. Tripathi, *Analytical Study of Planar Waveguide Sensor With a Metamaterial Guiding Layer*, Photonic Sensors, 2017
- [50] J. N. Anker, *Biosensing with plasmonic nanosensors*, Nature Materials 7, 2008.
- [51] N. Liu, M. Mesch, T. Weiss, M. Hentschel, H. Giessen, *Infrared perfect absorber and its application as plasmonic sensor*, Nano Lett. 10, 2010.

Publicações

Nesta seção estão listadas as publicações em congressos nacionais e internacionais,

1. Publicações Associadas

- V. F. Rodríguez-Esquerre, Juarez Caetano da Silva, Zhaowei Liu. Propagation Properties of Metallic Dielectric Cladded Waveguides. SPIE Optics and Photonics, San Diego, EUA, 99181Z, 2016.
- Juarez Caetano da Silva, Davi Araújo de Figueiredo, V. F. Rodríguez-Esquerre. Guided Modes Analysis in Metamaterial Bounded Optical Waveguides. SPIE Optics and Photonics, San Diego, EUA, 103432R, 2017.
- Juarez Caetano da Silva, V. F. Rodríguez-Esquerre. Sensors based on Metamaterial Cladded Waveguides. OSA Latin American Optics and Photonics, Lima, Peru, Th4A.31, 2018.

2. Publicações Complementares

Artigos completos publicados em periódicos:

- Joaquim Junior Isidio de Lima; Juarez Caetano da Silva; Vitaly Felix Rodriguez-Esquerre. Broadband absorption properties of apodized nanometric gratings. Optical Engineering (Bellingham. Print), v. 54, p. 085103, 2015.

Trabalhos completos publicados em anais de congressos:

- Joaquim Junior Isidio de Lima; Juarez Caetano da Silva; Vitaly Felix Rodriguez-Esquerre. Propagation characteristics of multilayered subwavelength gratings composed of metallic nanoparticles. In: SPIE OPTO, 2015, San Francisco. p. 93570I.
- Joaquim Junior Isidio de Lima; Juarez Caetano da Silva; Vitaly Felix Rodriguez-Esquerre; Cosme Eustaquio Rubio Mercedes. High-efficient and broadband nanoabsorbers and nanoreflectors based on metallic dielectric periodical structures. In: SPIE OPTO, 2014, San Francisco. p. 89881U.

- Joaquim Junior Isidio de Lima; Juarez Caetano da Silva; Vitaly Felix Rodriguez-Esquerre.. Broadband Absorbers Based on the Apodization of Nanometric Gratings. In: Latin America Optics and Photonics Conference, 2014, Cancun. Latin America Optics and Photonics Conference, 2014. p. LM4A.2.
- Joaquim Junior Isidio de Lima ; Juarez Caetano da Silva ; Vitaly Felix Rodriguez Esquerre . Numerical Analysis of Multilayered Structures Composed of Metallic Nanoparticles. In: 6th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, 2015., 2014, New York. Proceedings of 6th International Conference on Metamaterials, Photonic Crystals and Plasmonics, 2015, 2014.
- Joaquim Junior Isidio de Lima; da Silva, J. C.; Vitaly Felix Rodriguez Esquerre . Caracterização Numérica de Absorvedores Apodizados baseados em Grades Nanométrica. In: MOMAG 2014: 16º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 11º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2014, Curitiba. MOMAG 2014, 2014, Curitiba. Anais do MOMAG 2014: 16º SBMO - Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e 11º CBMag - Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, 2014, Curitiba. MOMAG 2014, 2014.
- Isidio-Lima, J. J. ; Rodriguez-Esquerre, V. F. ; da Silva, J. C. . Geometry dependence of light propagation through subwavelength metallic gratings. In: 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2013, Rio de Janeiro. 2013 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave & Optoelectronics Conference (IMOC), 2013. p. 1.
- Juarez Caetano da Silva, Joaquim Junior Isidio de Lima ; Vitaly Felix Rodriguez Esquerre. Características de Propagação de Grades Periódicas Metálicas Nanométricas. In: 8o. Congresso Norte Nordeste de Pesquisa e Inovação - CONNEPI, 2013, Salvador. Anais do 8o. Congresso Norte Nordeste de Pesquisa e Inovação - CONNEPI, 2013.