



UFPA

Estudo de efeitos de Faraday e Kerr ópticos em
estruturas multicamadas com efeito de transmissão
óptica extraordinária.

Fernando da Silva Paixão

DM - 15/2012

2º Semestre - 2012

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Belém - Pará

Estudo de efeitos de Faraday e Kerr ópticos em estruturas multicamadas com efeito de transmissão óptica extraordinária.

Dr. Victor Dmitriev

Orientador

Dr. Rodrigo Melo e Silva de Oliveira

Membro da Banca Examinadora

Dr. Karlo Queiroz da Costa

Membro da Banca Examinadora

Dr. José Felipe Souza de Almeida

Membro da Banca Examinadora

Dr. Marcus Vinícius Alves Nunes

Coordenador do Programa de Pós-graduação

UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARÁ
INSTITUTO DE TECNOLOGIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA

Fernando da Silva Paixão

Estudo de efeitos de Faraday e Kerr ópticos em estruturas multicamadas com efeito de transmissão óptica extraordinária.

TRABALHO SUBMETIDO À BANCA
EXAMINADORA DO PROGRAMA DE PÓS-
GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA
DA UFPA PARA OBTENÇÃO DO GRAU DE
MESTRE EM ENGENHARIA ELÉTRICA.

Belém – Pará

2012

AGRADECIMENTOS

A Deus;

Ao meu orientador Professor Victor Dmitriev, principal responsável pela concepção e desenvolvimento deste trabalho;

Aos meus pais, pelo apoio incondicional em todos os momentos de minha vida;

Aos demais familiares, que também não negam ajuda;

A todos os meus professores e amigos que fizeram parte desta caminhada;

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico(CNPq), pela bolsa de mestrado.

RESUMO

Neste trabalho foi investigada e otimizada uma nova heteroestrutura planar de três camadas com efeitos magneto-ópticos de Faraday e de Kerr aprimorados e transmissão óptica extraordinária na região de comprimento de onda de 925 a 1200 nm. Esta estrutura consiste de uma placa metálica não magnética de ouro perfurada periodicamente e colocada sobre duas finas camadas dielétricas, sendo uma composta por um material não magnético e outra composta por um material magnético (*Bi-substituted Yttrium Iron Garnet*) uniformemente magnetizado perpendicularmente ao seu plano. Analisando e otimizando esta estrutura, obteve-se rotação de Faraday e rotação de Kerr três vezes e nove vezes maior, respectivamente, que os de dispositivos análogos publicados na literatura. Além disso, esta estrutura foi otimizada para obter um aumento de 40% da transmissão óptica extraordinária, preservando o ângulo de rotação de Faraday. A heteroestrutura investigada pode ser utilizada em dispositivos ópticos não recíprocos.

ABSTRACT

In this work a new planar heterostructure of three layers with an enhanced magneto-optical Faraday and Kerr effects and extraordinary optical transmission in the wavelength region 925 to 1200 nm was investigated and optimized. This structure consists of a periodically perforated non-magnetic metallic (Au) plate, placed on two thin dielectric layers, one composed by non-magnetic material and other composed by magnetic material (Bi-Substituted Yttrium Iron Garnet) uniformly magnetized perpendicularly to its plane. Analyzing and optimizing this structure, we obtained Faraday rotation and Kerr rotation 3 times and 9 times larger, respectively, than those in analogues devices published in the literature. In addition, this structure was optimized to obtain a 40% increase of extraordinary optical transmission, preserving the angle of Faraday rotation. The investigated heterostructure can be used in non-reciprocal optical devices.

SUMÁRIO

Lista de figuras	II
Lista de tabelas	V
Lista de siglas	VI
CAPÍTULO I: Introdução	07
1.1. Objetivo	08
CAPÍTULO II: Metodologia	09
2.1. Descrição da estrutura referência	09
2.2. Descrição da estrutura proposta	11
2.3. Programa comercial <i>COMSOL Multiphysics 4.0a</i>	12
2.4. Onda eletromagnética polarizada e parâmetros de Stokes	12
2.5. Validação dos resultados	16
CAPÍTULO III: Resultados	20
3.1. Processo de otimização da estrutura proposta	22
3.2. Resultado das simulações: configuração 1 vs estrutura referência	31
3.3. Resultado das simulações: configuração 2 vs estrutura referência	37
CONCLUSÕES	42
– Proposta de trabalhos Futuros	42
– Publicações na linha de pesquisa deste trabalho	42
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	44
APÊNDICE A	46
A.1. Meio magnetizado	46
A.2. Propagação paralela a magnetização	46
A.3. Efeito de Faraday	51
APÊNDICE B	53
B.1. Transmissão ótica extraordinária (<i>EOT</i>)	53
B.2. Transmissão através de arranjos periódicos de aberturas	55
B.2.1. Arranjos periódicos de fendas unidimensionais	55
B.2.2. Arranjos periódicos bidimensionais de aberturas	57

LISTA DE FIGURAS

- Figura 2.1. Arranjo de metalizações sobre um substrato de *Bi: YIG*, sistema de coordenadas de referência, vetores de polarização de onda e de direção de magnetização. A linha tracejada demarca uma célula unitária do arranjo. 09
- Figura 2.2. Arranjo de metalizações sobre dois substratos dielétricos, sendo um composto por material não magnético e outro composto por material magnético (*Bi: YIG*); sistema de coordenadas de referência; vetores de polarização de onda e de direção de magnetização. A linha tracejada demarca uma célula unitária do arranjo. 11
- Figura 2.3. Diagrama de polarização de uma onda eletromagnética transmitida através de um material magnetizado. O plano de onda incide normalmente no material magnetizado e possui polarização linear do campo elétrico na direção x . A direção de propagação da onda coincide com a direção z . Os parâmetros Θ e Φ são respectivamente os ângulos azimute e elipsidade. 13
- Figura 2.4. Vetor de propagação \mathbf{k} e dois vetores de polarização ortogonais ϵ_1 e ϵ_2 . 14
- Figura 2.5. Transmitância óptica vs comprimento de onda calculados através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura referência. 16
- Figura 2.6. Espectro do ângulo azimute de Faraday vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura referência. 17
- Figura 2.7. Espectro do ângulo de elipsidade de Faraday vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura referência. 18
- Figura 2.8. Espectro do ângulo azimute de Kerr vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura de referência. 18
- Figura 2.9. Espectro do ângulo de elipsidade de Kerr vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura de referência. 19
- Figura 3.1. Geometria das estruturas referência (a) e proposta (b). 21

Figura 3.2. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_d da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 1.	23
Figura 3.3. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro físico ϵ_d da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 2.	24
Figura 3.4. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico a da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 3.	25
Figura 3.5. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_g da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 4.	26
Figura 3.6. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_d da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 1.	27
Figura 3.7. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro físico ϵ_d da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 2.	28
Figura 3.8. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico a da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 3.	29
Figura 3.9. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_g da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 4.	30
Figura 3.10. Espectro da rotação de Faraday [linhas solidas em (a) e (b)] e transmitância óptica [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 1 (b).	32
Figura 3.11. Espectro da rotação de Faraday [linhas solidas em (a) e (b)] e elipsidade de Faraday [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 1 (b).	33
Figura 3.12. Espectro da rotação de Kerr [linhas solidas em (a) e (b)] e elipsidade de Kerr [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 1 (b).	34
Figura 3.13. Distribuição de campo elétrico da onda plana na direção z	

e campo elétrico polarizado na direção x para a estrutura referência (a) e configuração 1 (b). 36

Figura 3.14. Densidade e orientação de corrente na superfície da camada metálica para a estrutura referência para $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm (a) e configuração 1 para $\lambda_{\text{máx}} = 1099.6$ nm (b). 37

Figura 3.15. Espectro da rotação de Faraday [linhas solidas em (a) e (b)] e transmitância óptica [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 2 (b). 38

Figura 3.16. Distribuição de campo elétrico da onda plana na direção z e campo elétrico polarizado na direção x para a estrutura referência (a) e configuração 2 (b). 39

Figura 3.17. Densidade e orientação de corrente na superfície da camada metálica para a estrutura referência para $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm (a) e configuração 2 para $\lambda_{\text{máx}} = 1085.7$ nm (b). 40

Figura B.1. Esquema de um arranjo periódico 1D de fendas (período d , largura das fendas a) feitas sobre um filme metálico de espessura h . As estruturas são iluminadas por um plano de onda com polarização- p , com o campo E apontado na direção do plano $x - z$. 55

Figura B.2. Espectro de Transmitância (normalizada pela célula unitária do arranjo) de um plano de onda com incidência normal e com polarização- p vs comprimento de onda (em unidades de d) para arranjos periódicos de fendas de largura fixadas, $a = 0.2d$, e diversas espessuras $h = 0.2d, 0.4d, 0.6d$ e $0.8d$. As linhas cheias mostram os cálculos nos quais os dez menores modos guiados TM são considerados, enquanto as linhas pontilhadas mostram os resultados quando apenas o primeiro modo guiado transversal eletromagnético (TEM) é incluído. 56

Figura B.3. Esquema de luz incidindo sobre um fino filme de Prata perfurado com arranjo quadrado de pares de aberturas retangulares tendo $d = 600$ nm, $t = 300$ nm, $w = 60$ nm, $l = 400$ nm e $s = 60$ nm. 57

Figura B.4. Espectro de transmissão de uma luz polarizada através de um fino filme de prata com arranjo de aberturas retangulares tendo $w = 60$ nm (curva contínua com círculo aberto) arranjo de pares de aberturas retangulares tendo $w = 60$ nm e $s = 60$ nm (curva contínua) e arranjo de abertura retangular tendo $w = 120$ nm (curva pontilhada). 57

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1. Parâmetros geométricos da estrutura referência (em nanômetros).	16
Tabela 3.1. Parâmetros geométricos da estrutura referência, configuração 1 e configuração 2 (em nanômetros).	22
Tabela 3.2. Resultados da etapa 1 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro \mathbf{h}_d .	23
Tabela 3.3. Resultados da etapa 2 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro ϵ_d .	24
Tabela 3.4. Resultados da etapa 3 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro \mathbf{a} .	25
Tabela 3.5. Resultados da etapa 4 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro \mathbf{h}_g .	26
Tabela 3.6. Resultados da etapa 1 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro \mathbf{h}_d .	27
Tabela 3.7. Resultados da etapa 2 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro ϵ_d .	28
Tabela 3.8. Resultados da etapa 3 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro \mathbf{a} .	29
Tabela 3.9. Resultados da etapa 4 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro \mathbf{h}_g .	30
Tabela 3.10. Comparações dos resultados da estrutura referência, configuração 1 e configuração 2.	41

LISTA DE SIGLAS

Magneto-Óptico	MO
Plasmon de Superfície	SP
Transmissão Óptica Extraordinária	EOT
Ouro	Au
<i>Bi-substituted Yttrium Iron Garnet</i>	<i>Bi: YIG</i>
Transversal Magnético	TM
Transversal Elétrico	TE
<i>Coupled Wave</i>	<i>CW</i>
<i>Finite Element Method</i>	<i>FEM</i>
Razão de Onda Estacionária	ROE
Eletromagnética	EM
Bidimensional	2D
Unidimensional	1D
Condutor Elétrico Perfeito	PEC
Transversal Eletromagnético	TEM

CAPÍTULO I: Introdução

A fotônica está emergindo como a tecnologia do futuro em substituição à eletrônica, pois, com a utilização de fótons ao invés de elétrons, para armazenar, transferir e processar sinais, será possível o desenvolvimento de dispositivos com capacidades muito superiores às dos eletrônicos. Nesse sentido, almeja-se controlar os fótons de maneira análoga a como se tem o controle dos elétrons. Logo, isto tem gerado uma grande quantidade de pesquisas em problemas como localização da luz, eletrodinâmica da microcavidade quântica e óptica de campo próximo [1-3].

Atualmente, o controle da luz visível e próxima do infravermelho, que é feita por meio dos efeitos magneto-ópticos (MOs), tem atraído muita atenção. Isto pode ser percebido, por exemplo, através dos efeitos MOs de Faraday e Kerr, estes que são interações entre a luz e um meio girotrópico magnetizado [4].

O efeito MO de Faraday (ver a demonstração no apêndice A) também tem chamado atenção de pesquisas por ser base da teoria de isoladores e circuladores ópticos [1], os quais são componentes requeridos em sistemas ópticos. Entretanto, os valores do efeito MO de Faraday e de transmitância não são sempre altos o suficiente.

As condições simultâneas de alta transmissão e efeito MO de Faraday são de fundamental importância para dispositivos ópticos, porém são frequentemente difíceis de serem atendidas para a faixa do espectro visível [1]. Portanto, isto comprova porque é importante buscar novos mecanismos que possam fornecer valores suficientes de transmissão e efeito MO de Faraday.

Nos últimos anos, um aumento significativo do efeito MO de Faraday foi observado em certos tipos de estruturas na escala de nanômetros. Isto foi mostrado recentemente por observação do efeito MO de Faraday gigante em cristais fônicos magnéticos [5].

Em [6], os autores mostram que os efeitos MOs de Faraday e Kerr podem ser melhorados significativamente em nanoestruturas de filmes metálicos perfurados com arranjos periódicos de orifícios de sub-comprimento de onda. Neste tipo de sistema, os materiais envolvidos têm suas propriedades ópticas fortemente afetadas pelos plasmons

de superfície (*SPs*). Uma das características proeminentes de tais materiais é o fenômeno da transmissão óptica extraordinária (*EOT*) [7], a qual tem sido estudada extensivamente nos últimos anos [8,9].

Recentemente, havia uma barreira fundamental no controle da luz, pois se acreditava que um filme metálico com orifícios menores que o comprimento de onda do fóton incidente bloqueava quase completamente a sua transmissão. Esta baixa transmitância era prevista pela teoria de orifício padrão [10]. Entretanto, recentemente foi verificado teoricamente e experimentalmente que arranjos periódicos de orifícios cerca de dezenas de vezes menores que o comprimento de onda e periodicidade da ordem do comprimento de onda, apresentam uma transmitância com várias ordens de magnitude maior que a esperada. Este fenômeno então foi designado de *EOT*.

A *EOT* (ver mais informações no apêndice B) é caracterizada por ressonâncias de pico de transmissão no espectro que ocorrem devido ao acoplamento da luz com os *SPs*, ou seja, oscilações coletivas de elétrons livres na superfície de incidência metálica. Estes *SPs* são transmitidos através dos orifícios para a superfície oposta onde ocorre a re-emissão da luz. Este fenômeno tem atraído muita atenção devido as suas possíveis aplicações no desenvolvimento de novos dispositivos fotônicos.

Portanto, a utilização de sistemas de estruturas de filmes metálicos perfurados com arranjos periódicos de orifícios de sub-comprimento de onda, os quais apresentam como característica principal a *EOT*, tem sido objeto de várias pesquisas por também apresentarem um significativo aumento dos efeitos MOs de Faraday e Kerr.

1.1. Objetivo

Este trabalho tem como objetivos o aumento do efeito MO de Faraday e das características de *EOT* em estruturas de filmes metálicos perfurados com arranjos periódicos de orifícios de sub-comprimento de onda. Para isto, foi feita a otimização paramétrica das propriedades físicas e geométricas destas estruturas de forma a alcançar valores ótimos de transmitância e efeito MO de Faraday.

CAPÍTULO II: Metodologia

2.1. Descrição da estrutura referência

A estrutura referência (estrutura já existente na literatura), considerada neste trabalho, é uma heteroestrutura de duas camadas que consiste de uma placa metálica não magnética de ouro (Au) perfurada periodicamente sobre uma fina camada dielétrica de *Bi-substituted Yttrium Iron Garnet* (*Bi: YIG*) uniformemente magnetizada [6]. Na superfície do metal, incide uma onda plana eletromagnética polarizada linearmente. Na Fig. 2.1, é mostrado um esquema deste problema.

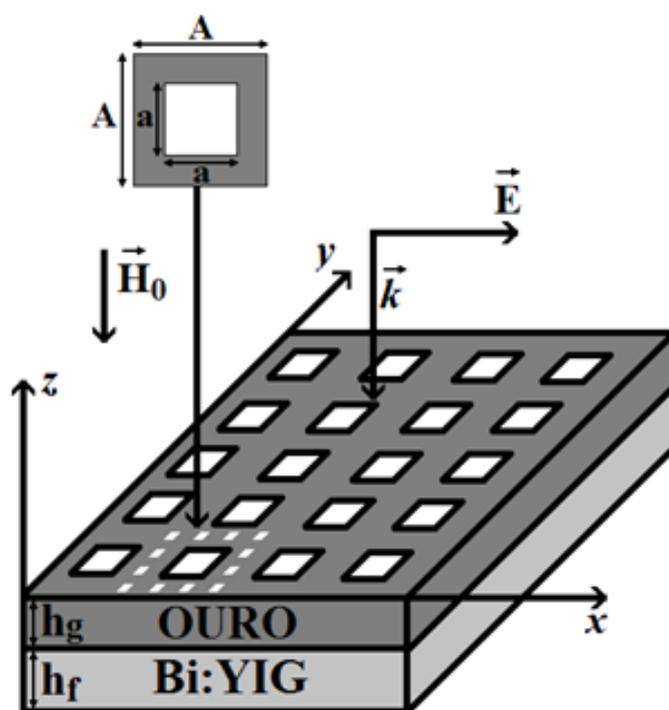


Figura 2.1. Arranjo de metalizações sobre um substrato de *Bi: YIG*, sistema de coordenadas de referência, vetores de polarização de onda e de direção de magnetização. A linha tracejada demarca uma célula unitária do arranjo.

Os autores de [6] estudaram na estrutura descrita acima os efeitos magneto-ópticos (MOs) de Faraday e Kerr, conseguindo um significativo aumento do efeito MO de Faraday, quando comparado com o caso de uma simples camada magnetizada.

Neste tipo de problema, a fina camada dielétrica magnetizada (*Bi: YIG*) desempenha duas importantes funções. Na primeira, a magnetização da fina camada dielétrica é responsável pelo aparecimento dos efeitos MOs, ou seja, produz a conversão dos modos transversal magnético (TM) – transversal elétrico (TE). A segunda, é que também com a magnetização ocorre o guiamento do modo TE.

A periodicidade da camada metálica serve para excitação efetiva dos plasmons de superfície (*SPs*) e adicionalmente torna-se responsável pelo aparecimento na estrutura do efeito da transmissão óptica extraordinária (*EOT*).

Em [6] os autores argumentaram que o mecanismo da *EOT* e do efeito MO melhorado podem ser explicados da seguinte forma. A onda eletromagnética incidente excita os *SPs* da parte superior do arranjo metálico. Devido à periodicidade das perfurações, os *SPs* podem ser considerados de acordo com a teoria de ondas de Bloch propagando ao longo da superfície do metal, passando através do filme metálico e excitando as ondas de Bloch dentro da camada dielétrica magnetizada. As ondas eletromagnéticas, depois de passarem através dos orifícios e da camada dielétrica magnetizada, são parcialmente radiadas no campo óptico distante. O campo magnético externo aplicado na camada dielétrica conduz a conversão dos modos TM-TE, ou seja, originando o efeito MO de Faraday. É conhecido que a efetiva conversão requer iguais velocidades de fase dos modos TM e TE. Então, o melhoramento do efeito MO de Faraday em conjunto com a presença de uma transmitância óptica alta surge quando as velocidades das fases dos principais modos TM e TE coincidem. Isto pode ser alcançado pela escolha apropriada da espessura da camada dielétrica magnetizada.

No problema da Fig. 2.1, foi considerada a camada magnética uniformemente magnetizada na direção $-z$. Para as frequências ópticas, isto pode ser descrito pelo tensor $\hat{\epsilon}$ na seguinte forma:

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

onde g é um parâmetro relacionado com a giração do meio [4].

Para fazer a caracterização do material metálico, foi utilizada a função dielétrica ϵ_1 com o modelo de Drude na seguinte forma:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega) \quad (2.2)$$

onde ω_p é a frequência de plasma, γ é a frequência de colisão e ε_∞ é a maior constante dielétrica.

Para fazer a análise dos resultados da estrutura denominada neste trabalho de estrutura referência (Fig. 2.1), os seus autores utilizaram em [6] o método *Coupled Wave (CW)* [11].

A seguir é apresentada a estrutura proposta neste trabalho, a qual foi modificada com base na estrutura da Fig. 2.1.

2.2. Descrição da estrutura proposta

A estrutura proposta considerada neste trabalho foi feita através da modificação da estrutura mostrada na Fig. 2.1. A modificação consistiu na adição de uma fina camada dielétrica, entre o filme metálico e a camada dielétrica magnetizada. Na Fig. 2.2, é mostrado um esquema desta estrutura.

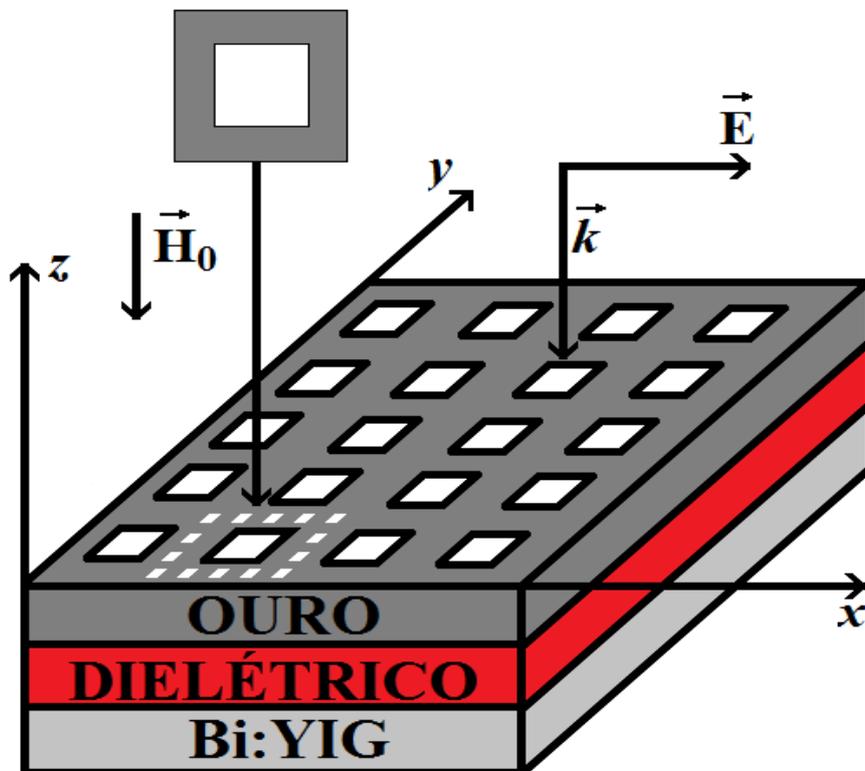


Figura 2.2. Arranjo de metalizações sobre dois substratos dielétricos, sendo um composto por material não magnético e outro composto por material magnético (*Bi: YIG*); sistema de coordenadas de referência; vetores de polarização de onda e de direção de magnetização. A linha tracejada demarca uma célula unitária do arranjo.

A estrutura da Fig. 2.2 é uma nova heteroestrutura planar que foi investigada teoricamente e otimizada através do método paramétrico. Com os parâmetros fixos da camada dielétrica magnetizada (*Bi: YIG*) como na estrutura referência, os parâmetros físicos e geométricos do metal (Au) e da camada dielétrica da estrutura proposta foram primeiramente otimizados de maneira a alcançar um alto efeito MO de Faraday, preservando o mesmo nível de transmitância da estrutura referência na região óptica. O resultado deste processo de otimização originou a estrutura otimizada chamada neste trabalho de configuração 1. Depois os mesmos parâmetros utilizados no processo de otimização da configuração 1 foram novamente otimizados, porém desta vez procurou-se alcançar uma alta transmitância, preservando o mesmo nível do efeito MO de Faraday da estrutura referência. O resultado deste último processo originou outra estrutura otimizada, chamada neste trabalho de configuração 2.

A análise numérica de todas as estruturas foi feita usando o programa comercial *COMSOL Multiphysics 4.0a*.

A seguir, serão apresentadas informações relevantes sobre o programa comercial utilizado nas simulações.

2.3. Programa comercial *COMSOL Multiphysics 4.0a*

O *COMSOL Multiphysics 4.0a* é um programa que inclui um conjunto de pacotes para simulação de uma ampla variedade de problemas eletromagnéticos. Neste trabalho, foi utilizado o pacote *RF Module* para simulação de componentes em frequência. Este pacote inclui um simulador no domínio da frequência baseado no *Finite Element Method (FEM)*.

Maiores informações podem ser encontradas no endereço eletrônico:

<http://www.comsol.com/products/rf/>

2.4. Onda eletromagnética polarizada e parâmetros de Stokes

Quando uma onda plana eletromagnética com um determinado tipo de polarização é aplicada normalmente em uma estrutura formada de um material magnetizado como, por exemplo, o material ferromagnético *Bi: YIG* das Figs. 2.1 e 2.2, o principal efeito apresentado nestes tipos de estruturas é uma rotação do plano de polarização inicial da onda eletromagnética. Esta mudança de estado de polarização que acontece nas ondas transmitida e refletida é denominada respectivamente de Efeitos MOs de Faraday e Kerr [4].

Uma forma de fazer a caracterização da mudança de estado de polarização dos planos de ondas considerados nas estruturas citadas acima pode ser através dos ângulos de elipsidade Φ e azimute Θ , como mostrado na Fig. 2.3.

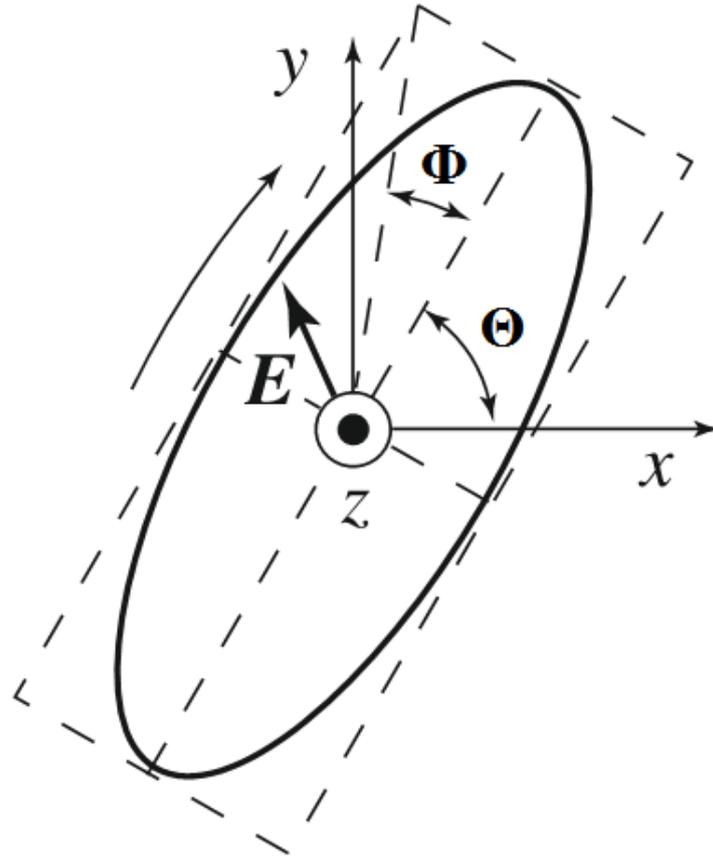


Figura 2.3. Diagrama de polarização de uma onda eletromagnética transmitida através de um material magnetizado. O plano de onda incide normalmente no material magnetizado e possui polarização linear do campo elétrico na direção x . A direção de propagação da onda coincide com a direção z . Os parâmetros Θ e Φ são respectivamente os ângulos azimute e elipsidade. De [12]

Na Fig. 2.3, o ângulo Θ define a orientação do maior eixo da elipse em relação ao eixo inicialmente polarizado, neste caso o eixo x . Este parâmetro é denominado como ângulo de orientação de polarização da elipse. O ângulo Φ é definido como o ângulo entre o maior eixo da elipse e a diagonal do retângulo que circunscreve a elipse.

Caso o ângulo $\Phi = 0$, pode se afirmar que a onda eletromagnética é linearmente polarizada. Se $\Phi = \pm \pi/4$, então a onda é circularmente polarizada e os dois eixos da elipse passam a ter o mesmo tamanho [4].

Os ângulos de Φ e Θ podem ser definidos através das amplitudes dos campos das ondas usando as definições padrões [12],

$$\sin 2\Phi = s_3/s_0 \quad (2.3)$$

$$\tan 2\Theta = s_2/s_1 \quad (2.4)$$

onde s_i são os parâmetros de Stokes calculados das componentes dos campos elétricos na transmissão e reflexão da onda eletromagnética.

Uma forma de calcular os parâmetros de Stokes para o caso de uma onda eletromagnética com polarização linear pode ser feito através da introdução de um conjunto de vetores unitários mutuamente ortogonais $(\epsilon_1, \epsilon_2, \mathbf{n})$, como mostrado na Fig. 2.4.

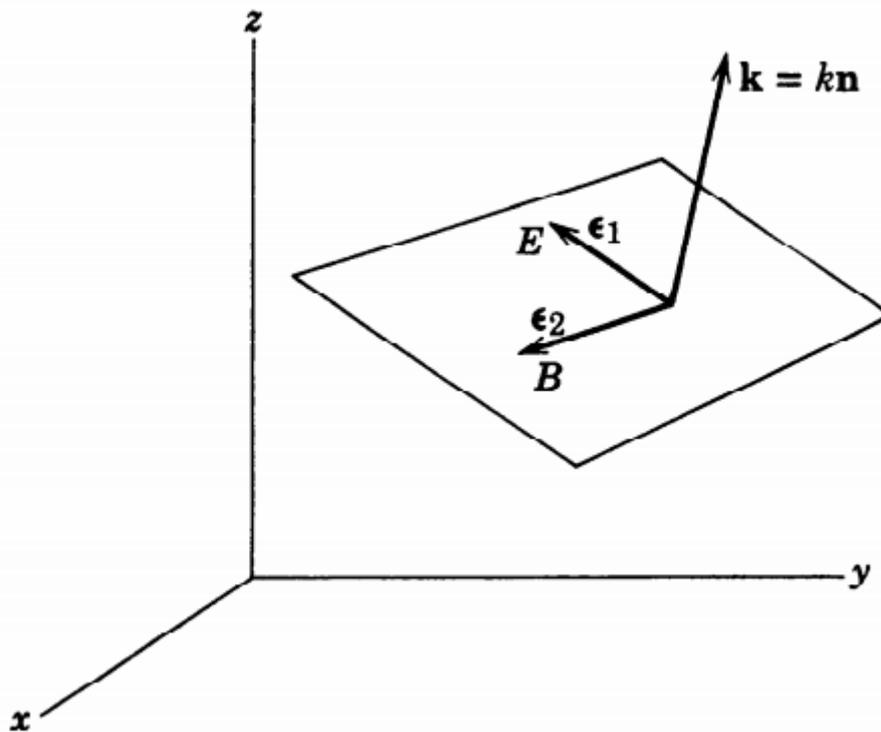


Figura 2.4. Vetor de propagação \mathbf{k} e dois vetores de polarização ortogonais ϵ_1 e ϵ_2 . De [13]

Depois da introdução do conjunto de vetores da Fig. 2.4, duas ondas planas são consideradas. A primeira onda é \mathbf{E}_1 , a qual tem seu vetor de campo elétrico sempre apontado na direção do vetor de polarização ϵ_1 e a segunda é \mathbf{E}_2 , que tem seu vetor de campo elétrico direcionado paralelamente ao vetor de polarização ϵ_2 . Assim, ambas as

ondas \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 são polarizadas linearmente, \mathbf{E}_1 com vetor de polarização $\boldsymbol{\epsilon}_1$ e \mathbf{E}_2 com vetor de polarização $\boldsymbol{\epsilon}_2$, como mostrado nas equações abaixo:

$$\mathbf{E}_1 = \boldsymbol{\epsilon}_1 E_1 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{E}_2 = \boldsymbol{\epsilon}_2 E_2 e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} \quad (2.6)$$

onde E_1 e E_2 são amplitudes complexas. Os vetores \mathbf{k} e \mathbf{x} são respectivamente, de propagação de onda e posição no espaço. Além disso, ω e t são, respectivamente, a frequência angular e o tempo.

Através das ondas \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 , podem ser calculados os vetores de campo magnéticos \mathbf{B}_j da seguinte forma,

$$\mathbf{B}_j = \sqrt{\mu\epsilon} (\mathbf{k} \times \mathbf{E}_j / k) \quad (2.7)$$

onde μ e ϵ são respectivamente, a permeabilidade magnética e a permissividade elétrica.

Como as ondas \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 são linearmente independentes entre si, elas podem ser combinadas de uma forma geral como um plano de onda propagando se na direção $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$ como mostrado abaixo:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = (\boldsymbol{\epsilon}_1 E_1 + \boldsymbol{\epsilon}_2 E_2) e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{x} - i\omega t} \quad (2.8)$$

Então, através de (2.8), pode ser obtido o cálculo dos parâmetros de Stokes da seguinte forma:

$$s_0 = |\boldsymbol{\epsilon}_1 \cdot \mathbf{E}|^2 + |\boldsymbol{\epsilon}_2 \cdot \mathbf{E}|^2 \quad (2.9)$$

$$s_1 = |\boldsymbol{\epsilon}_1 \cdot \mathbf{E}|^2 - |\boldsymbol{\epsilon}_2 \cdot \mathbf{E}|^2 \quad (2.10)$$

$$s_2 = 2 \operatorname{Re}[(\boldsymbol{\epsilon}_1 \cdot \mathbf{E}) \times (\boldsymbol{\epsilon}_2 \cdot \mathbf{E})] \quad (2.11)$$

$$s_3 = 2 \operatorname{Im}[(\boldsymbol{\epsilon}_1 \cdot \mathbf{E}) \times (\boldsymbol{\epsilon}_2 \cdot \mathbf{E})] \quad (2.12)$$

Através do programa *COMSOL* foram extraídos os campos elétricos das ondas transmitidas e refletida das estruturas analisadas neste trabalho. Desta maneira, foi possível o cálculo dos parâmetros de Stokes que foram utilizados para encontrar os valores dos ângulos azimute e de elipsidade das estruturas referência e proposta.

2.5. Validação dos resultados

Para fazer a validação do programa *COMSOL*, foram comparados os seus resultados com os obtidos em [6], no qual foi utilizado o método *CW*. Os resultados comparados foram a transmitância e os efeitos MOs de Faraday e Kerr, que consideraram o sistema da Fig. 2.1. Durante o texto, os efeitos MOs de Faraday e Kerr são descritos pelos ângulos (azimutes) Θ_F e Θ_K , os quais representam a rotação de Faraday e Kerr da luz polarizada, respectivamente e os ângulos (elipsidades) Φ_F e Φ_K , que denotam as elipsidades de Faraday e Kerr da luz polarizada, respectivamente. Os cálculos das transmitâncias das estruturas analisadas neste trabalho foram feitos através da razão do campo elétrico transmitido pelo campo elétrico incidente. Os parâmetros geométricos da estrutura da Fig. 2.1, são mostrados na Tabela 2.1.

Tabela 2.1. Parâmetros geométricos da estrutura referência (em nanômetros).

	A	a	h_g	h_f
Estrutura Referência	750	395	68	118

O resultado dos cálculos da transmitância óptica da estrutura referência, utilizando o programa *COMSOL* e o método *CW*, é mostrado na Fig. 2.5.

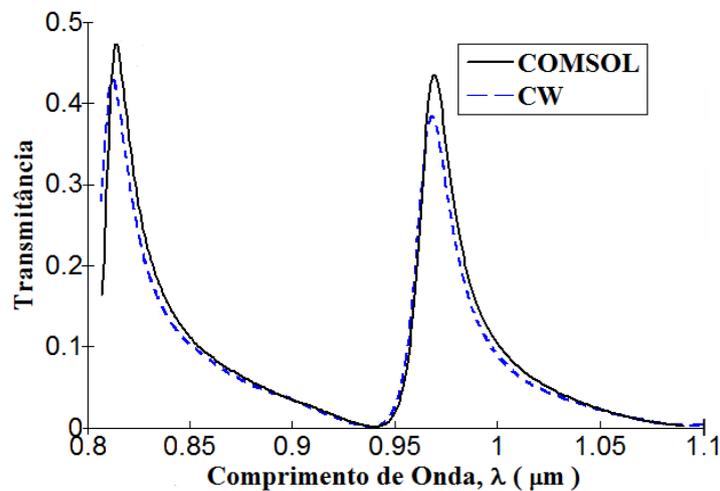


Figura 2.5. Transmitância óptica vs comprimento de onda calculados através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura referência.

Na Fig. 2.5, pode ser notado que os espectros de transmitância óptica da estrutura referência, calculados através do programa *COMSOL* e do método *CW* apresentaram uma boa concordância entre si em quase toda a faixa de comprimento de onda.

A curva de transmitância obtida através do programa *COMSOL*, mostrou em seus dois picos de ressonâncias maiores valores que os apresentados com o método *CW*. Entretanto, é importante destacar que esta diferença é pequena.

A seguir, na Fig. 2.6, são mostrados os resultados das comparações entre o espectro do ângulo azimute de Faraday para a estrutura referência, utilizando o programa *COMSOL* e o método *CW*.

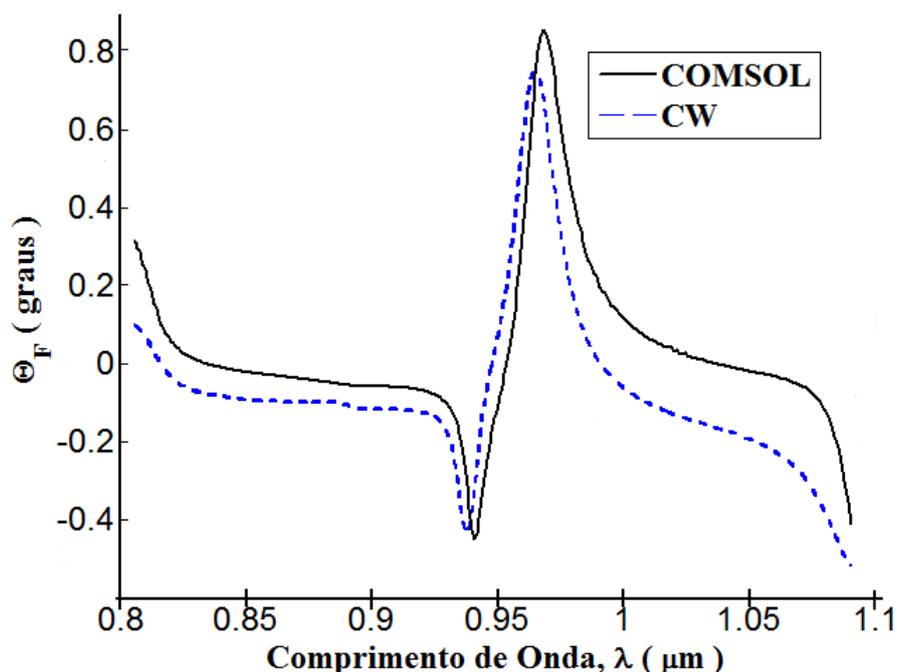


Figura 2.6. Espectro do ângulo azimute de Faraday vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura referência.

Na Fig. 2.6, é observado que ambas as curvas do ângulo azimute de Faraday possuem um formato semelhante. Além disso, a curva obtida com o programa *COMSOL* apresentou um pequeno deslocamento na direção dos maiores comprimentos de onda (*redshift*) em relação à curva traçada através do método *CW*.

A pequena diferença entre as duas curvas apresentadas, principalmente na faixa de comprimento de onda de 1000 a 1100 nm, pode ser explicada devido à diferença do método de análise utilizado pelo programa *COMSOL* (*FEM*) em relação ao método *CW*.

As curvas dos espectros dos ângulos de elipsidade de Faraday, calculados através do programa *COMSOL* e do método *CW* para a estrutura referência são mostrados na Fig. 2.7.

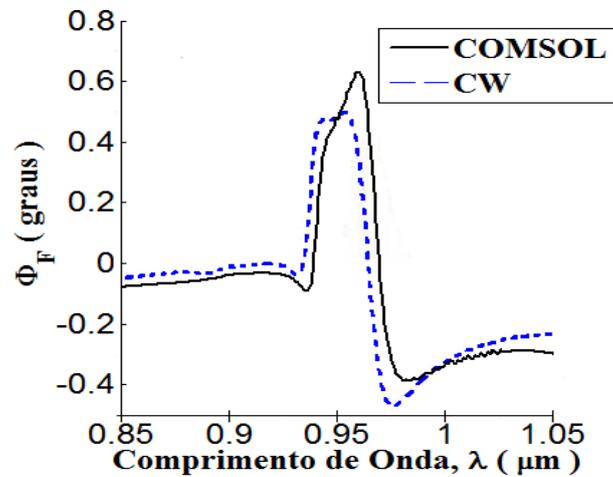


Figura 2.7. Espectro do ângulo de elipsidade de Faraday vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura referência.

Na Fig. 2.7, pode ser visto que as curvas obtidas com o programa *COMSOL* e o método *CW* mostram uma boa concordância entre si. Nota-se também que a curva feita através do programa *COMSOL*, apresentou um pequeno *redshift* em relação ao método *CW*. É importante ressaltar que, apesar deste deslocamento e dos picos nas curvas não casarem perfeitamente, pode-se observar que as curvas são bem próximas entre si com relação aos seus formatos.

Os resultados dos cálculos da comparação do espectro do ângulo azimute de Kerr, obtidos através do programa *COMSOL* e do método *CW* são mostrados na Fig. 2.8.

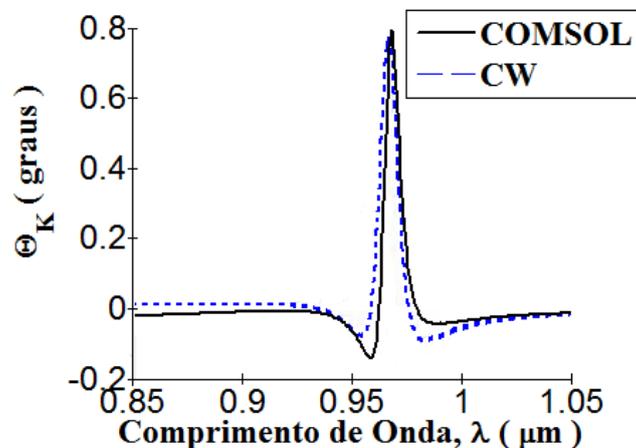


Figura 2.8. Espectro do ângulo azimute de Kerr vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura de referência.

Na Fig. 2.8, são mostrados que ambos os espectros do ângulo azimute de Kerr obtidos através do programa *COMSOL* e do método *CW* apresentam uma pequena variação entre as curvas calculadas em relação aos picos de máximo e mínimo na faixa de comprimento de onda de 950 a 1000 nm. Apesar desta pequena variação, é percebida uma boa concordância entre os dois espectros.

Os resultados dos cálculos do espectro do ângulo de elipsidade de Kerr obtidos através do programa *COMSOL* e do método *CW*, são mostrados na Fig. 2.9.

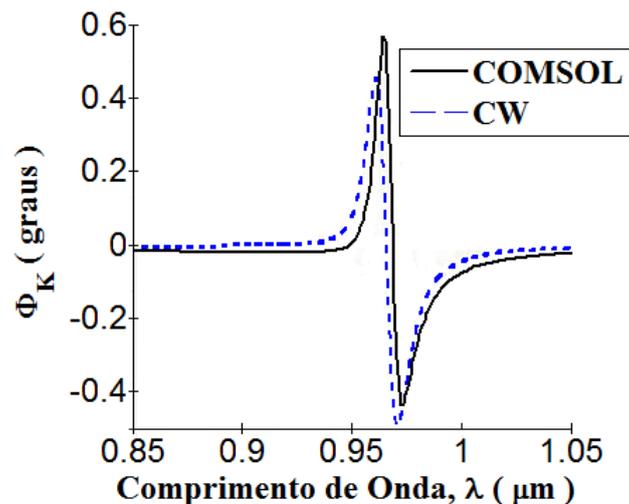


Figura 2.9. Espectro do ângulo de elipsidade de Kerr vs comprimento de onda calculado através do programa *COMSOL* (linha cheia) e do método *CW* (linha tracejada) para a estrutura de referência.

Na Fig. 2.9, é possível observar que os espectros do ângulo de elipsidade calculados através do programa *COMSOL* e do método *CW*, apresentaram também uma forma bem semelhante entre os espectros, como já mostrada nas figuras anteriores. Nota-se também, como nas outras figuras acima um pequeno *redshift* na curva obtida através do programa *COMSOL* em relação ao método *CW*.

Portanto, através das análises das Fig. 2.5 até a Fig. 2.9, pode se concluir que o programa *COMSOL* apresentou resultados com valores bem próximos dos obtidos com o método *CW*.

CAPÍTULO III: Resultados

O desenvolvimento de componentes ópticos integrados, como isoladores, polarizadores, circuladores, etc., são limitados pela reduzida atividade magneto-óptica dos materiais existentes.

Recentemente, foi demonstrado que combinando um material que possua atividade magneto-óptica e uma camada metálica possuindo transmissão óptica extraordinária (*EOT*), é possível obter significativo melhoramento dos efeitos magneto-ópticos (MOs) de Faraday e Kerr [6].

Os autores de [6] estudaram os efeitos MOs de Faraday e Kerr em uma heteroestrutura de duas camadas, que foi descrita no capítulo 2 como estrutura referência (Fig. 3.1a), que consiste de uma placa metálica não magnética de ouro (Au) perfurada periodicamente sobre uma fina camada dielétrica de *Bi-substituted Yttrium Iron Garnet (Bi: YIG)* uniformemente magnetizada.

Neste trabalho, foi proposto modificar a estrutura referência através da introdução de uma camada dielétrica não magnetizada entre a camada metálica (Au) e a camada dielétrica uniformemente magnetizada (*Bi: YIG*). Esta nova heteroestrutura de três camadas foi descrita no capítulo 2 como estrutura proposta (Fig. 3.1b).

Mantendo os mesmos parâmetros da camada magnética como na estrutura referência, os parâmetros físicos e geométricos da placa metálica (Au) e da camada dielétrica não magnetizada da estrutura proposta foram primeiramente otimizados parametricamente com o objetivo de alcançar um alto efeito MO de Faraday (maior que 0.85° obtido na estrutura referência), preservando um nível de no mínimo 0.43 de transmitância (obtido na estrutura referência). O resultado deste processo de otimização originou a estrutura chamada neste trabalho de configuração 1. Depois, os mesmos parâmetros utilizados no processo de otimização paramétrica da configuração 1 foram novamente otimizados. Entretanto, desta vez, procurou-se alcançar uma transmitância maior que a obtida na estrutura referência, preservando o seu mesmo nível de efeito MO de

Faraday. O resultado deste último processo originou na estrutura chamada neste trabalho de configuração 2.

Todas estas estruturas foram analisadas através do Programa *COMSOL Multiphysics* 4.0 (descrito no capítulo 2).

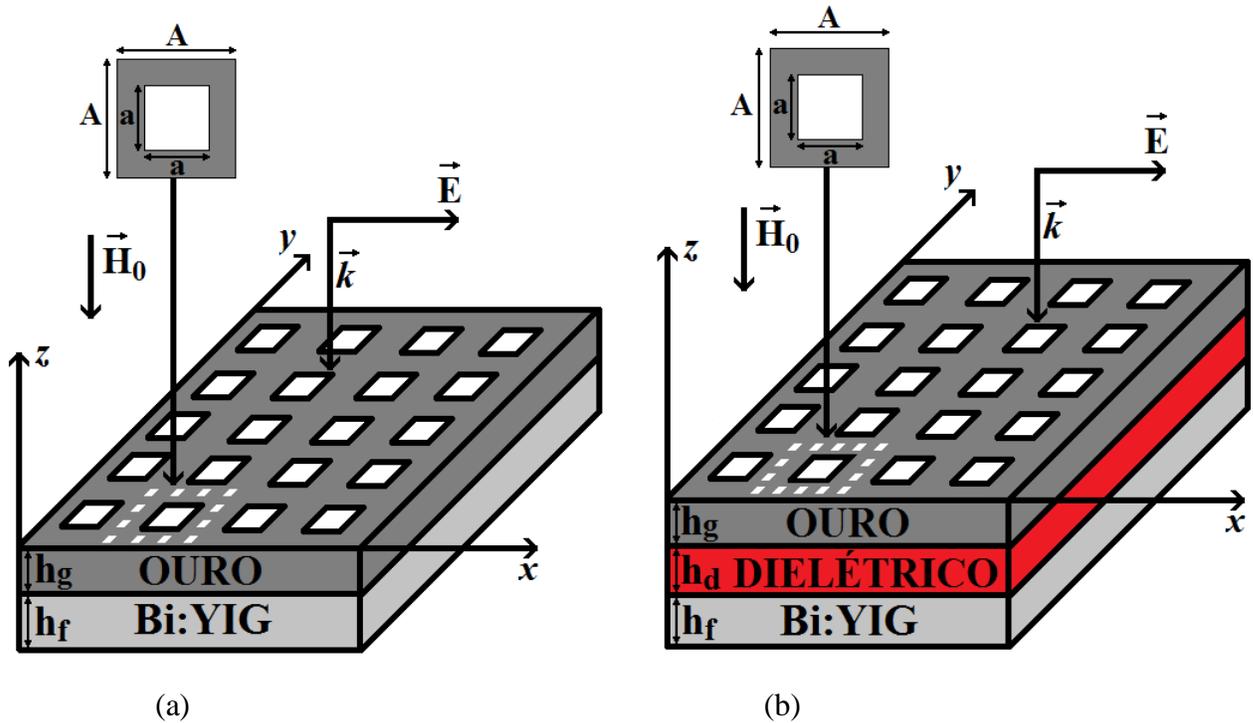


Figura 3.1. Geometria das estruturas referência (a) e proposta (b).

Nas simulações, considerou-se que a camada magnética é uniformemente magnetizada perpendicularmente ao seu plano e que o meio magnético é opticamente isotrópico.

A camada magnética é descrita pelo tensor permissividade elétrica $\hat{\epsilon}$ (descrito no capítulo 2):

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11} & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33} \end{pmatrix}$$

onde $\epsilon_{11} = \epsilon_{22} = \epsilon_{33} = \epsilon_2$ e $\epsilon_{12} = -\epsilon_{21} = -ig$.

Os parâmetros do *Bi:YIG* são $\varepsilon_2 = 5.5 + i0.0025$, $g = (1 - i0.15) \times 10^{-2}$. O metal é caracterizado pela função dielétrica $\varepsilon_1 = \varepsilon_\infty - (\omega_p)^2 / (\omega^2 + i\gamma\omega)$. O filme metálico é o ouro com $\varepsilon_\infty = 7.9$, $\omega_p = 8.77$ eV e $\gamma = 1.13 \times 10^{14}$ s⁻¹ de forma a se adequar aos dados empíricos do filme de Au [14]. Os parâmetros geométricos da estrutura referência, configuração 1 e configuração 2, são mostrados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1. Parâmetros geométricos da estrutura referência, configuração 1 e configuração 2 (em nanômetros).

	A	a	h_g	h_f	h_d
Estrutura Referência	750	395	68	118	-
Configuração 1	750	335	73	118	64
Configuração 2	750	395	68	118	40

3.1. Processo de otimização da estrutura proposta

Na otimização da estrutura proposta (configurações 1 e 2), foram mantidos, como na estrutura referência, o lado da célula unitária (**A**) e a espessura da camada magnetizada (**h_f**), enquanto o lado do orifício da camada de ouro (**a**), a permissividade elétrica do dielétrico não magnetizado (**ε_d**), a espessura da camada de ouro (**h_g**) e a espessura da camada do dielétrico não magnetizado (**h_d**) foram variados. A seguir é mostrado mais informações sobre o processo de otimização da estrutura proposta que originaram a configuração 1.

Este processo de otimização foi realizado através de dois ciclos, cada um composto de quatro etapas. Em cada etapa, foi feita a variação de um dos quatro parâmetros (**a**, **ε_d**, **h_g** e **h_d**), enquanto os restantes foram fixados. Ao término de cada etapa, foi procurado o valor do parâmetro variado que melhor atendeu os objetivos da otimização. Assim, o valor ótimo de um parâmetro obtido no final de uma etapa foi usado na seguinte como valor fixo.

Ao término de cada quatro etapas, finalizava-se um ciclo. Os parâmetros otimizados da estrutura proposta, que originaram a configuração 1, foram obtidos no segundo ciclo, visto que os resultados alcançados no terceiro ciclo não apresentaram melhora em relação ao segundo ciclo.

Para mostrar os ciclos e as etapas seguidas durante o processo de otimização da configuração 1, foram feitas várias tabelas e gráficos mostrando o comportamento do efeito

MO (rotação) de Faraday (Θ_F) e da transmitância na faixa de comprimento de onda de 925 a 1200 nm. As tabelas e os gráficos mostram, para cada configuração analisada, o ponto de comprimento de onda ($\lambda_{m\acute{a}x}$) que obteve a melhor relação entre a rotação de Faraday e a transmitância.

Inicialmente na etapa 1 do primeiro ciclo, foram fixados os parâmetros geométricos $h_g = 68$ nm, $\epsilon_d = 2$ e $a = 395$ nm, enquanto foi feita a variação do parâmetro físico h_d no intervalo de 10 a 100 nm. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.2 e na Tabela 3.2.

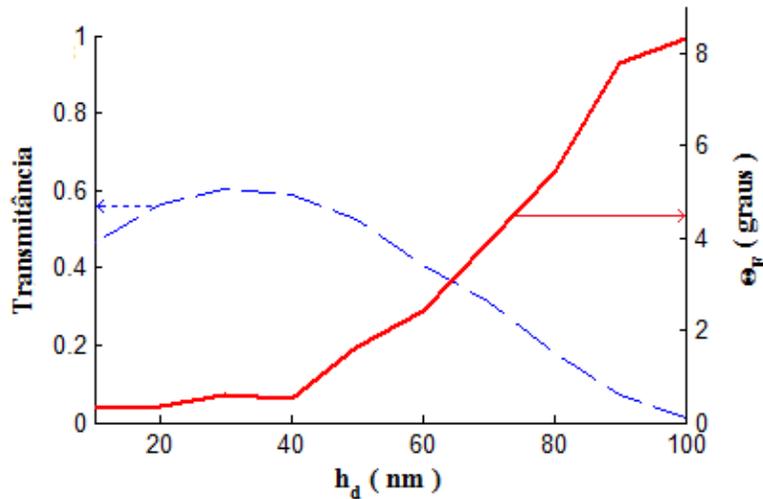


Figura 3.2. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_d da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 1.

Tabela 3.2. Resultados da etapa 1 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro h_d .

h_d (nm)	$\lambda_{m\acute{a}x}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
100	1116.6	0.0136	8.3234
90	1110.4	0.0723	7.774
80	1104.3	0.1799	5.4356
70	1098.3	0.3113	3.908
60	1092.3	0.4047	2.4163
50	1087.4	0.527	1.5803
40	1081.2	0.5886	0.5003
30	1080.5	0.6032	0.6147
20	1087.2	0.5616	0.3626
10	1113.5	0.4642	0.2917

A Fig. 3.2 e a Tabela 3.2 mostram que o valor de $h_d = 50$ nm obteve uma transmitância de 0.527 (maior que o nível mínimo de 0.43 que foi estabelecido como requisito na otimização) e um ângulo de rotação de Faraday de 1.6421° (maior que o nível de 0.85° obtido na estrutura referência). Ao analisar os demais valores de h_d , percebe-se que estes não atendem tão bem os requisitos da otimização (transmitância e rotação de Faraday) como os obtidos com o valor de $h_d = 50$ nm. O mesmo raciocínio da etapa 1 foi utilizado nas etapas seguintes .

Na etapa 2 do primeiro ciclo, foram fixados $h_d = 50$ nm (obtido na etapa anterior), $h_g = 68$ nm, $a = 395$ nm e foi feita a variação de ϵ_d no intervalo de 1.5 a 5. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.3 e na Tabela 3.3.

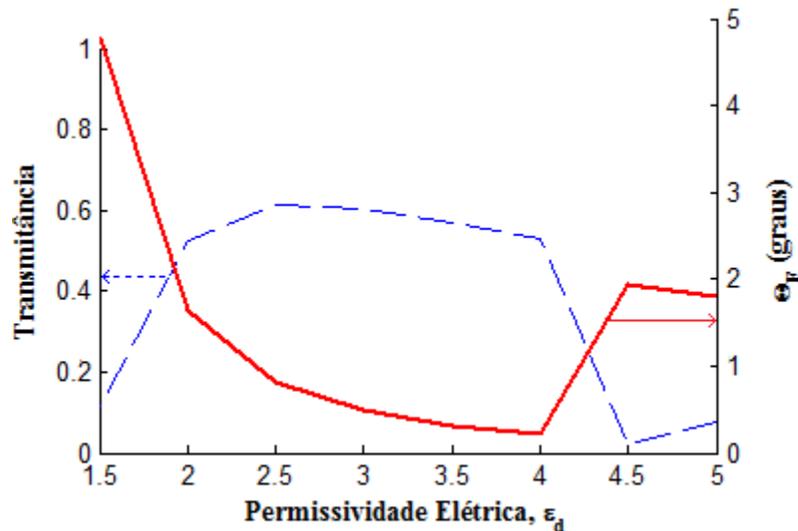


Figura 3.3. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro físico ϵ_d da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 2.

Tabela 3.3. Resultados da etapa 2 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro ϵ_d .

ϵ_d	$\lambda_{\text{máx}}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
5	1087.9	0.0769	1.7916
4.5	1076.2	0.021	1.9468
4	1194.6	0.5276	0.2275
3.5	1165.2	0.5687	0.31
3	1137.1	0.6049	0.48685
2.5	1110.4	0.6143	0.821
2	1085.4	0.527	1.6421
1.5	1057.8	0.1138	4.793

Ao analisar a Fig. 3.3 e Tabela 3.3, percebe-se que o valor de $\epsilon_d = 2$, o qual obteve uma transmitância de 0.527 e um ângulo de rotação de Faraday de 1.6421° , foi o que melhor atendeu aos requisitos da otimização.

Na etapa 3 do primeiro ciclo, foram fixados $\epsilon_d = 2$ (obtido na etapa anterior), $h_g = 68$ nm, $h_d = 50$ nm e foi feita a variação de a no intervalo de 295 a 495 nm.

Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.4 e na Tabela 3.4.

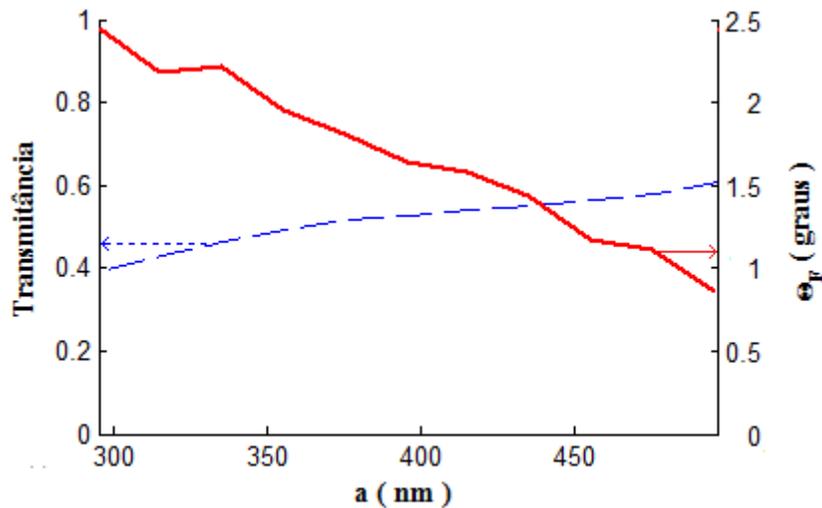


Figura 3.4. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico a da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 3.

Tabela 3.4. Resultados da etapa 3 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro a .

a (nm)	$\lambda_{\text{máx}}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
495	1104.3	0.609	0.8579
475	1099.8	0.5811	1.113
455	1095.3	0.5641	1.167
435	1092.3	0.5519	1.4413
415	1087.9	0.5408	1.5777
395	1085.4	0.527	1.6421
375	1083.5	0.5147	1.8135
355	1080.5	0.4947	1.9506
335	1079.1	0.4644	2.2141
315	1076.2	0.4298	2.1763
295	1073.3	0.39189	2.4467

Ao analisar a Fig. 3.4 e Tabela 3.4, percebe-se que o valor de $a = 335$ nm, o qual obteve uma transmitância de 0.4644 e um ângulo de rotação de Faraday de 2.2141° , foi o que melhor atendeu aos requisitos da otimização.

Na etapa 4 do primeiro ciclo, foram fixados $a = 335$ nm (obtido na etapa anterior), $h_d = 50$ nm, $\epsilon_d = 2$ e foi feita a variação de h_g no intervalo de 43 a 93 nm. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.5 e na Tabela 3.5.

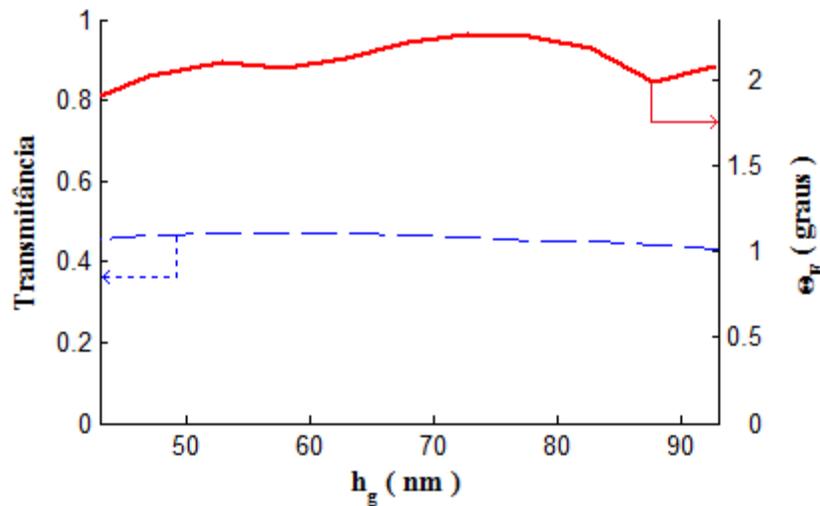


Figura 3.5. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_g da estrutura proposta (configuração 1). Primeiro ciclo do processo de otimização, etapa 4.

Tabela 3.5. Resultados da etapa 4 do primeiro ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro h_g .

h_g (nm)	$\lambda_{m\acute{a}x}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
93	1074.7	0.4307	2.078
88	1076.2	0.4391	1.99
83	1076.2	0.4519	2.1767
78	1077.7	0.4528	2.25
73	1077.7	0.4620	2.26
68	1079.1	0.4644	2.2141
63	1079.1	0.4705	2.1269
58	1080.5	0.4727	2.0699
53	1080.5	0.4685	2.1068
47	1082.0	0.4651	2.0164
43	1083.5	0.4545	1.9002

Ao analisar a Fig. 3.5 e Tabela 3.5, nota-se que o valor de $h_g = 73$ nm, o qual obteve uma transmitância de 0.4620 e um ângulo de rotação de Faraday de 2.26° , foi o que melhor atendeu aos requisitos da otimização.

Com o término da etapa 4, o primeiro ciclo foi totalmente completado e então em seguida teve início o segundo ciclo da otimização.

Na etapa 1 do segundo ciclo, foram fixados os parâmetros geométricos $h_g = 73$ nm, $\epsilon_d = 2$ e $a = 335$ nm (todos obtidos no ciclo anterior), enquanto foi feita a variação do parâmetro físico h_d no intervalo de 50 a 70 nm. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.6 e na Tabela 3.6.

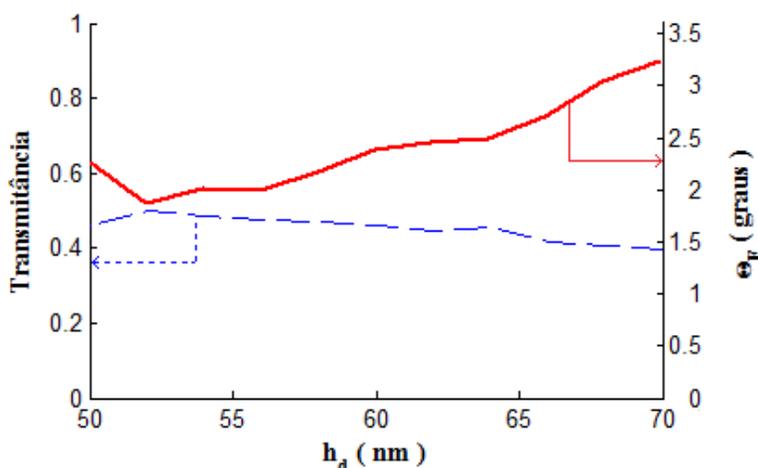


Figura 3.6. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_d da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 1.

Tabela 3.6. Resultados da etapa 1 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro h_d .

h_d (nm)	$\lambda_{m\acute{a}x}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
70	1102.8	0.3974	3.2364
68	1101.3	0.4088	3.0421
66	1099.8	0.4183	2.7003
64	1096.8	0.4570	2.4844
62	1095.3	0.4451	2.4514
60	1093.8	0.4586	2.3875
58	1092.3	0.4713	2.1693
56	1090.8	0.4774	2.0031
54	1087.9	0.4849	2.0105
52	1086.4	0.4994	1.872
50	1077.7	0.4620	2.26

Ao analisar a Fig. 3.6 e a Tabela 3.6, percebe-se que o valor de $h_d = 64$, o qual obteve uma transmitância de 0.4570 e um ângulo de rotação de Faraday de 2.4844° , foi o que melhor atendeu aos requisitos da otimização.

Na etapa 2 do segundo ciclo, foram fixados $h_d = 64$ nm (obtido na etapa anterior), $h_g = 73$ nm, $a = 335$ nm e foi feita a variação de ϵ_d no intervalo de 1.5 a 5. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.7 e na Tabela 3.7.

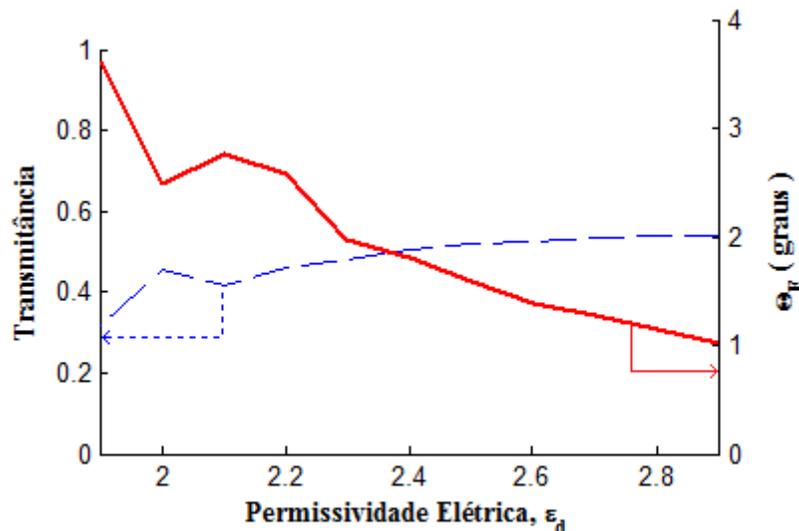


Figura 3.7. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro físico ϵ_d da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 2.

Tabela 3.7. Resultados da etapa 2 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro ϵ_d .

ϵ_d	$\lambda_{\text{máx}}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
2.9	1122.8	0.5384	1.0271
2.8	1118.2	0.5376	1.1395
2.7	1113.5	0.5332	1.2702
2.6	1110.41	0.5264	1.3934
2.5	1105.8	0.5188	1.5801
2.4	1101.3	0.5031	1.8095
2.3	1098.3	0.4824	1.9651
2.2	1096.8	0.4610	2.5844
2.1	1089.3	0.4178	2.7618
2.0	1096.8	0.4570	2.4844
1.9	1082.0	0.3189	3.6091

Ao analisar a Fig. 3.7 e Tabela 3.7, verificou-se que o valor de $\epsilon_d = 2.2$, o qual obteve uma transmitância de 0.4610 e um ângulo de rotação de Faraday de 2.5844° , foi o que melhor atendeu aos requisitos da otimização.

Na etapa 3 do segundo ciclo, foram fixados $\epsilon_d = 2.2$ (obtido na etapa anterior), $h_g = 73$ nm, $h_d = 64$ nm e foi feita a variação de a no intervalo de 295 a 495 nm. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.8 e na Tabela 3.8.

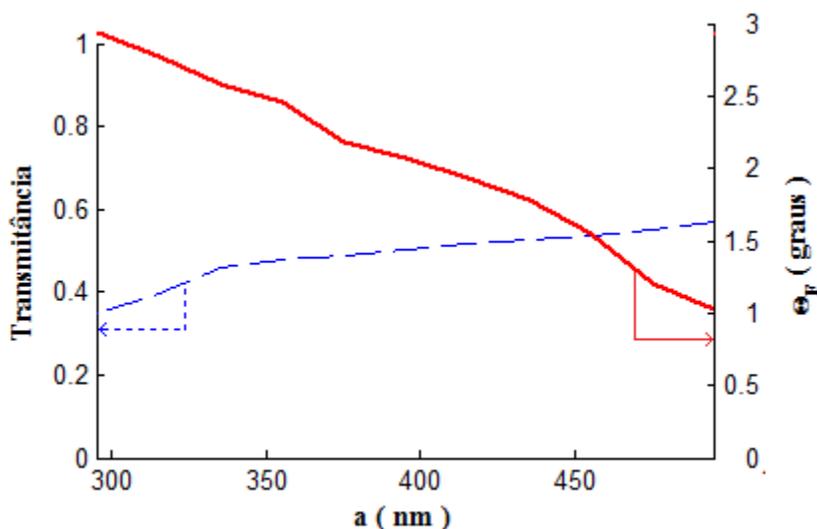


Figura 3.8. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico a da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 3.

Tabela 3.8. Resultados da etapa 3 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro a .

a (nm)	$\lambda_{\text{máx}}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
495	1119.7	0.5721	1.0184
475	1116.6	0.5509	1.2087
455	1112.0	0.5348	1.5424
435	1108.9	0.5257	1.7823
415	1105.8	0.5158	1.9357
395	1104.3	0.5034	2.0773
375	1101.3	0.4868	2.1799
355	1099.8	0.4767	2.453
335	1096.8	0.461	2.5844
315	1095.3	0.3951	2.7696
295	1092.3	0.3479	2.9362

Ao analisar a Fig. 3.8 e Tabela 3.8, nota-se que o valor de $a = 335$ nm, o qual obteve uma transmitância de 0.461 e um ângulo de rotação de Faraday de 2.5844° , foi o que melhor atendeu aos requisitos da otimização.

Na etapa 4 do primeiro ciclo, foram fixados $a = 335$ nm (obtido na etapa anterior), $h_d = 64$ nm, $\epsilon_d = 2.2$ e foi feita a variação de h_g no intervalo de 43 a 93 nm. Os resultados obtidos nesta etapa são mostrados na Fig. 3.9 e na Tabela 3.9.

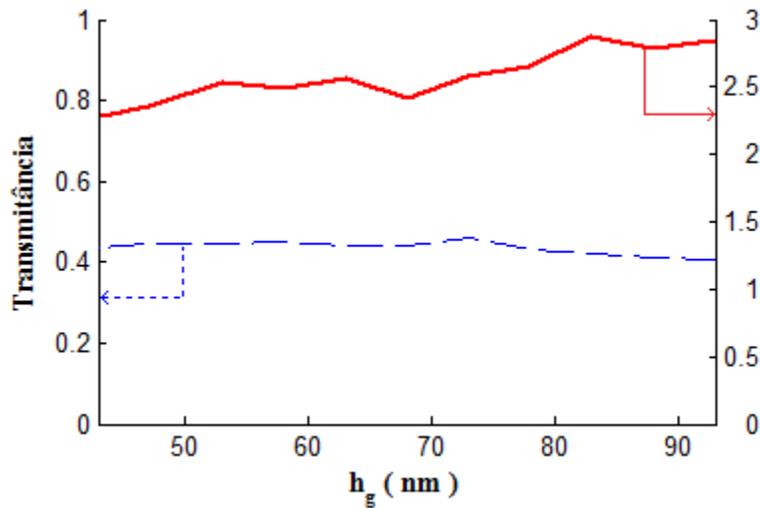


Figura 3.9. Efeito MO de Faraday (linha cheia) e transmitância (linha tracejada) vs parâmetro geométrico h_g da estrutura proposta (configuração 1). Segundo ciclo do processo de otimização, etapa 4.

Tabela 3.9. Resultados da etapa 4 do segundo ciclo do processo de otimização da estrutura proposta (configuração 1), variação do parâmetro h_g .

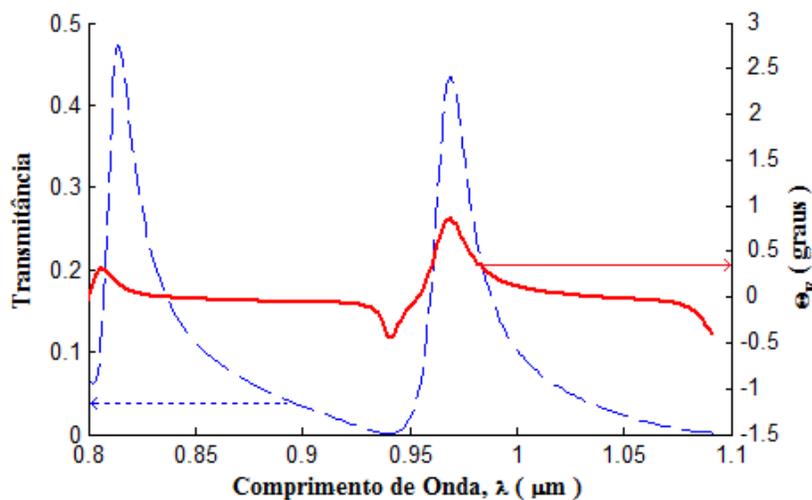
h_g (nm)	$\lambda_{m\acute{a}x}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
93	1095.3	0.4074	2.8385
88	1095.3	0.4095	2.79052
83	1096.8	0.4218	2.8687
78	1096.8	0.4297	2.6532
73	1096.8	0.4610	2.5844
68	1098.3	0.4404	2.4131
63	1099.8	0.4412	2.5656
58	1099.8	0.4505	2.4843
53	1099.8	0.4468	2.5336
47	1101.3	0.4462	2.3567
43	1102.8	0.4364	2.2863

Ao analisar a Fig. 3.9 e a Tabela 3.9, verificou-se que o valor de $h_g = 73$ nm, o qual obteve uma transmitância de 0.461 e um ângulo de rotação de Faraday de 2.5844° , foi o que melhor atendeu os requisitos da otimização. Então, após o termino do ciclo 2, foram obtidos os valores dos parâmetros da configuração 1 que foram mostrados na Tabela 3.1. O ciclo 3 não foi apresentado devido o mesmo não ter apresentado melhores resultados que o ciclo 2. O segundo processo de otimização da estrutura proposta que originou a estrutura chamada de configuração 2 (ver Tabela 3.1) foi feito de maneira análoga ao descrito na configuração 1, porém suas etapas não são apresentadas neste trabalho apenas os seus resultados.

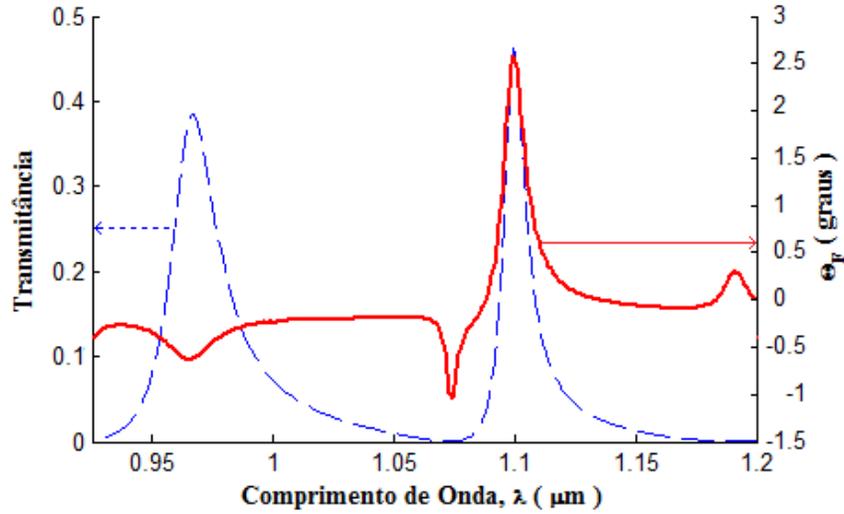
A seguir será mostrado que a adição da camada dielétrica não magnetizada, com permissividade elétrica relativa $\epsilon_d = 2.2$ e espessura $h_d = 64$ nm, entre as camadas de Au e *Bi:YIG* permitiu aumentar consideravelmente os efeitos MOs de Faraday e Kerr na configuração 1 em comparação com a estrutura referência.

3.2. Resultado das simulações: configuração 1 vs estrutura referência

Como descrito no capítulo 2, os efeitos MOs de Faraday e Kerr são descritos através dos ângulos Θ_F e Θ_K que representam a rotação de Faraday e Kerr da luz polarizada, respectivamente, e os ângulos Φ_F e Φ_K , os quais denotam a elipsidade de Faraday e Kerr da luz polarizada, respectivamente. Os resultados dos cálculos da transmitância óptica e da rotação de Faraday para a estrutura de referência e configuração 1, são mostrados, respectivamente, na Figs. 3.10a e 3.10b.



(a)



(b)

Figura 3.10. Espectro da rotação de Faraday [linhas solidas em (a) e (b)] e transmitância óptica [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 1 (b).

Pode ser visto que a rotação de Faraday e a transmitância da estrutura referência (Fig. 3.10a) são respectivamente 0.85° e 0.43 no $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm, enquanto que os valores obtidos pela configuração 1 (Fig. 3.10b) são respectivamente 2.58° e 0.46 no $\lambda_{\text{máx}} = 1099.6$ nm. Portanto, a configuração 1 apresenta um aumento da rotação de Faraday de mais de 3 vezes em comparação com a estrutura referência, preservando o mesmo nível de transmitância.

O cálculo da rotação de Faraday, considerando apenas uma camada magnética simples em um meio isotrópico, pode ser feito através da Eq. (3.1) (para mais informações ver apêndice A):

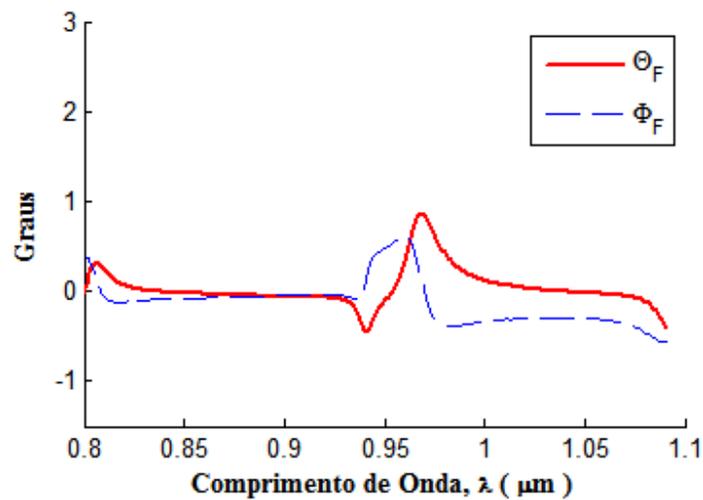
$$\theta_F \text{ (graus)} = -180 \times (\sqrt{\epsilon_2} \times g \times \mathbf{h}_f) / (\lambda \times \epsilon_2) \quad (3.1)$$

onde ϵ_2 , g e \mathbf{h}_f são os parâmetros físicos e geométricos da camada magnética (descritos no início deste capítulo) e λ é o comprimento de onda.

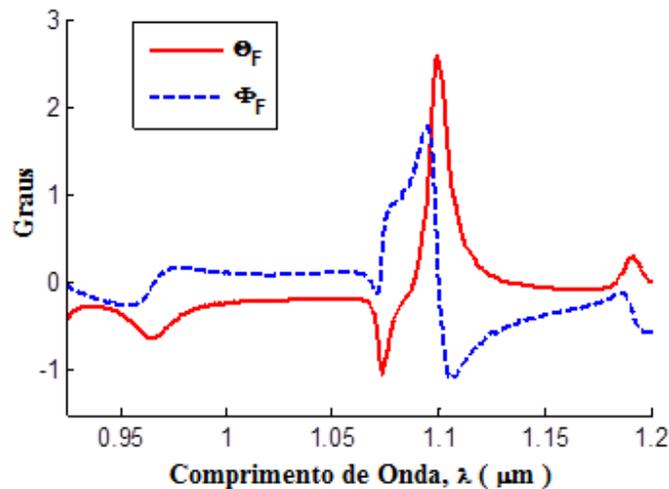
Quando utilizados na Eq. (3.1), os parâmetros da camada magnética da configuração 1 e o $\lambda = 1099.6$ nm, a rotação de Faraday obtida tem o valor normalizado de 0.0824° . Portanto, tomando como referência uma camada magnética simples, a configuração 1 tem um aumento da sua rotação de Faraday de aproximadamente 31 vezes.

Entretanto, ao utilizar na Eq. (3.1) os parâmetros da camada magnética da estrutura referência e o $\lambda = 968.4$ nm, a rotação de Faraday obtida tem o valor normalizado de 0.0935° . Assim, considerando como referência uma camada magnética simples, a estrutura referência tem um aumento da sua rotação de Faraday de aproximadamente 9 vezes [6]. Isto mostra que enquanto a configuração 1 tem um aumento de 31 vezes em relação a uma camada magnética simples a estrutura referência obtém apenas um aumento de 9 vezes.

Os gráficos da rotação e elipsidade de Faraday para a estrutura referência e configuração 1, são mostrados nas Figs. 3.11a e 3.11b.



(a)

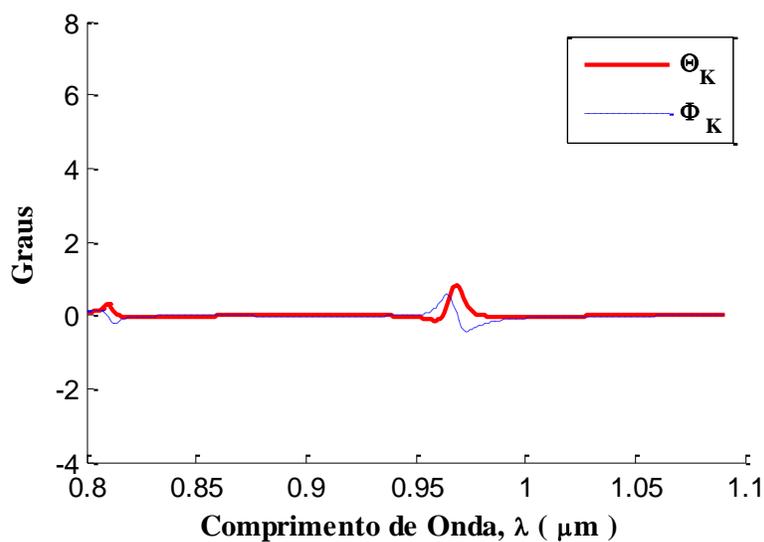


(b)

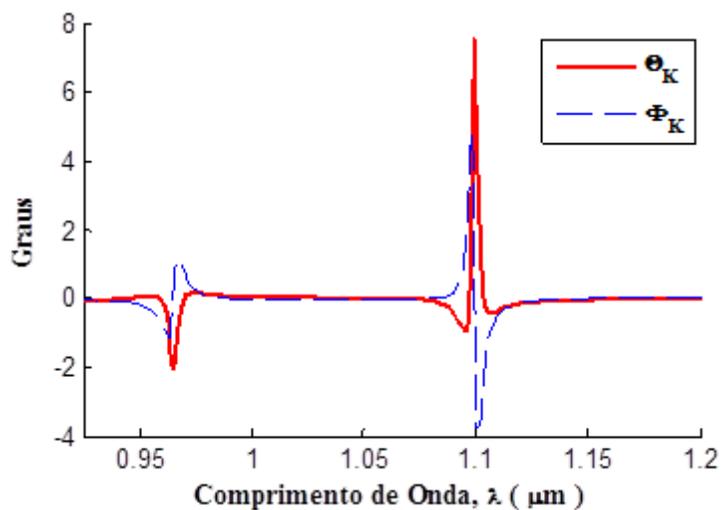
Figura 3.11. Espectro da rotação de Faraday [linhas solidas em (a) e (b)] e elipsidade de Faraday [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 1 (b).

Pode ser visto que, nas duas estruturas, a elipsidade da polarização da luz transmitida tem seus extremos acontecendo em comprimentos de ondas diferentes, entretanto a elipsidade é aproximadamente zero nos pontos de ressonância da rotação de Faraday.

Os gráficos da rotação e elipsidade de Kerr para a estrutura referência e configuração 1, são mostrados nas Figs. 3.12a e 3.12b.



(a)



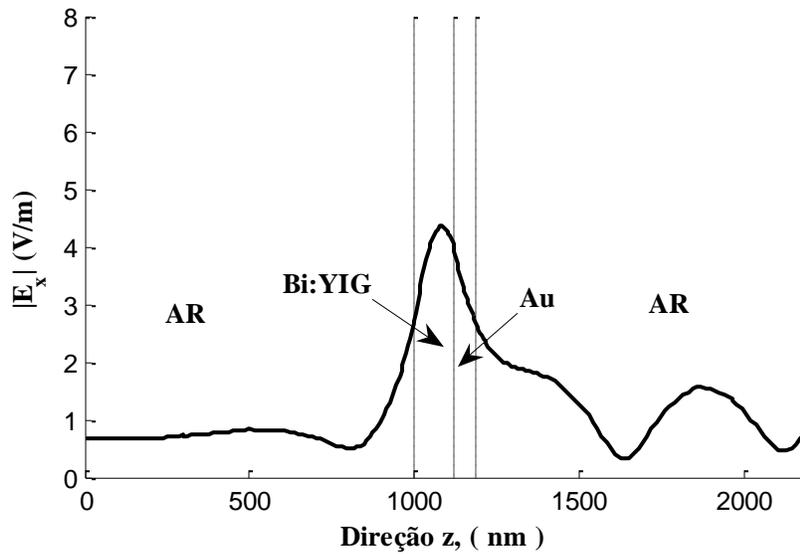
(b)

Figura 3.12. Espectro da rotação de Kerr [linhas solidas em (a) e (b)] e elipsidade de Kerr [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 1 (b).

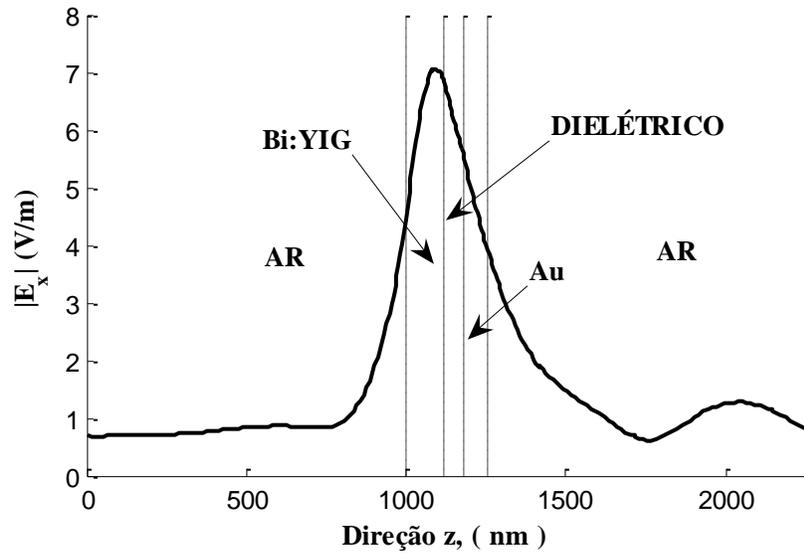
Para ambas as estruturas, a elipsidade da polarização da luz refletida tem seus extremos acontecendo em comprimentos de ondas próximos, porém a elipsidade é quase zero nos pontos de ressonância da rotação de Kerr. Além disso, pode ser visto que a rotação de Kerr da estrutura referência (Fig.3.12a) é 0.79° em $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm, à medida que o da configuração 1 (Fig.3.12b) é 7.52° no $\lambda_{\text{máx}} = 1099.6$ nm. Isto corresponde a um aumento de mais de 9 vezes em comparação com a estrutura referência.

Uma possível explicação do aumento dos efeitos MOs de Faraday e Kerr é uma combinação da transmissão óptica extraordinária devido à excitação dos plasmons de superfície (SPs) e a eficaz conversão dos modos transversal elétrico (TE)-transversal magnético (TM) com os materiais MOs. A camada dielétrica adicional na configuração 1 permite obter uma melhor excitação dos modos TE e TM na camada de *Bi-substituted Yttrium Iron Garnet*.

Os cálculos das distribuições de campo elétrico da estrutura referência e configuração 1 para os comprimentos de ondas $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm e $\lambda_{\text{máx}} = 1099.6$ nm, respectivamente, são mostradas nas Figs. 3.13a e 3.13b.



(a)

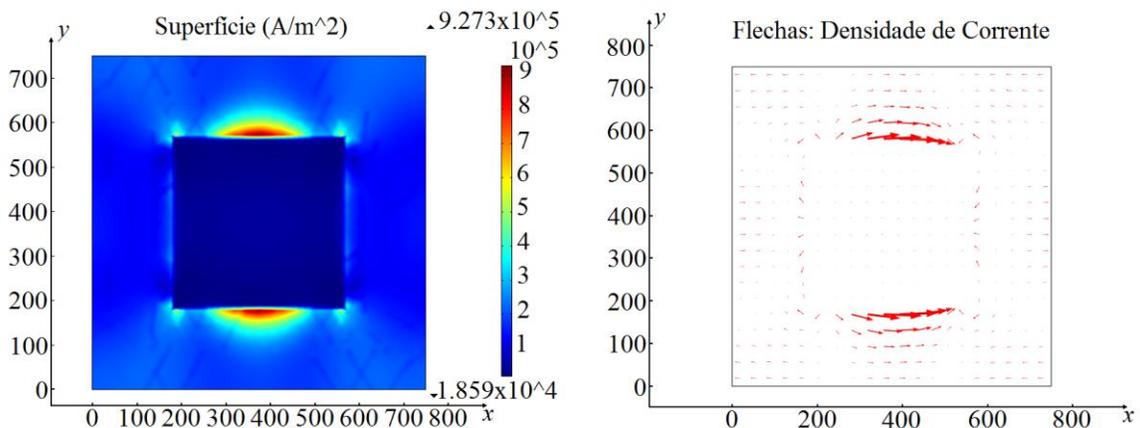


(b)

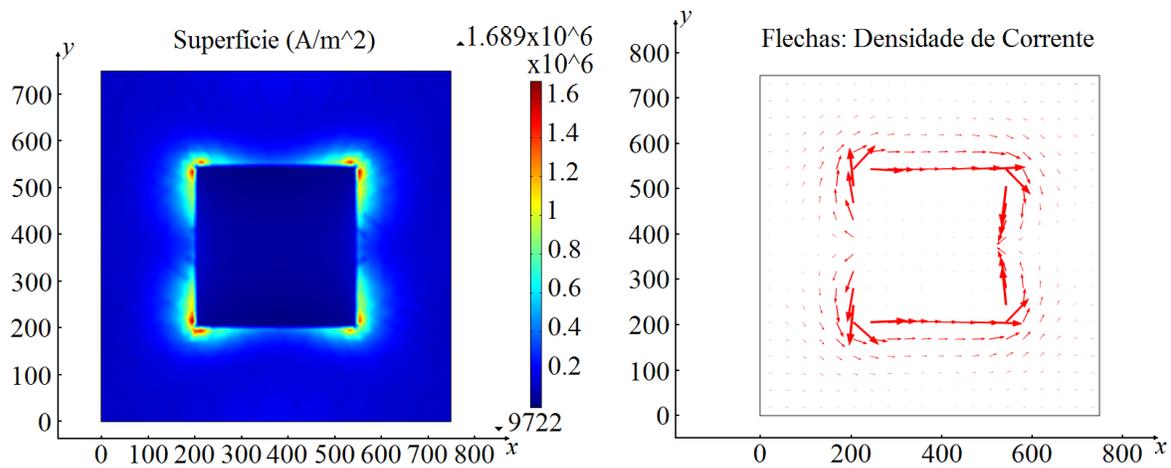
Figura 3.13. Distribuição de campo elétrico da onda plana na direção z e campo elétrico polarizado na direção x para a estrutura referência (a) e configuração 1 (b).

A distribuição de campo elétrico para ambas as estruturas foi calculada ao longo de uma linha na direção z e passando no centro da abertura da célula unitária. Pode ser visto que a intensidade do campo elétrico ao longo do material magnetizado (*Bi:YIG*) na configuração 1 é maior que na estrutura referência.

Os gráficos das densidades e orientações das correntes nas superfícies da estrutura referência e configuração 1, são mostrados nas Figs.3.14a e 3.14b.



(a)



(b)

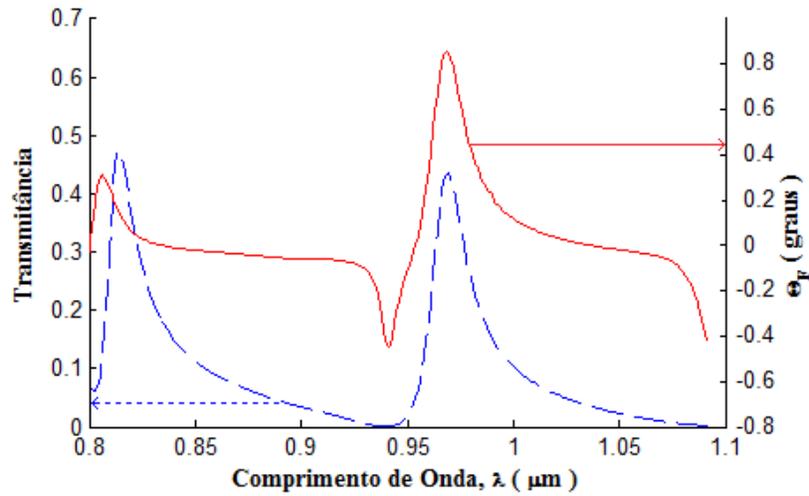
Figura 3.14. Densidade e orientação de corrente na superfície da camada metálica para a estrutura referência para $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm (a) e configuração 1 para $\lambda_{\text{máx}} = 1099.6$ nm (b).

Nestas figuras, pode ser visto que a densidade e orientação da corrente na superfície da camada metálica da configuração 1 é diferente, e alcança níveis de intensidades maiores que os obtidos na estrutura referência. A diferença entre ambas as estruturas pode ser facilmente percebida através das distribuições de densidade de corrente, onde a estrutura referência (Fig.3.14a) apresenta os seus maiores valores no centro de dois lados do orifício, enquanto a configuração 1 (Fig.3.14b) tem seus valores máximos nas quatro extremidades do orifício.

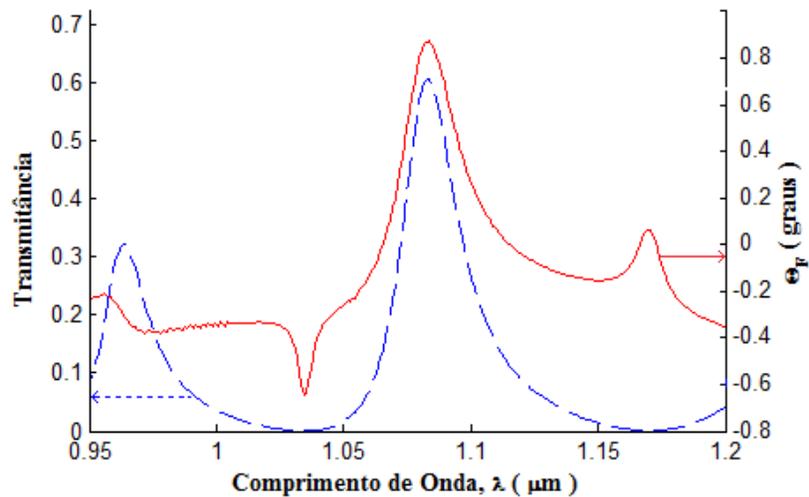
A seguir, será mostrado que a adição da camada dielétrica não magnetizada, com permissividade elétrica relativa $\epsilon_d = 2.0$ e espessura $h_d = 40$ nm, entre as camadas de Au e Bi:YIG permitiu aumentar consideravelmente a transmitância óptica na configuração 2 em comparação com a estrutura referência.

3.3. Resultado das simulações: configuração 2 vs estrutura referência

Os resultados dos cálculos da transmitância óptica e da rotação de Faraday para a estrutura de referência e configuração 2, são mostrados na Figs. 3.15a e 3.15b.



(a)

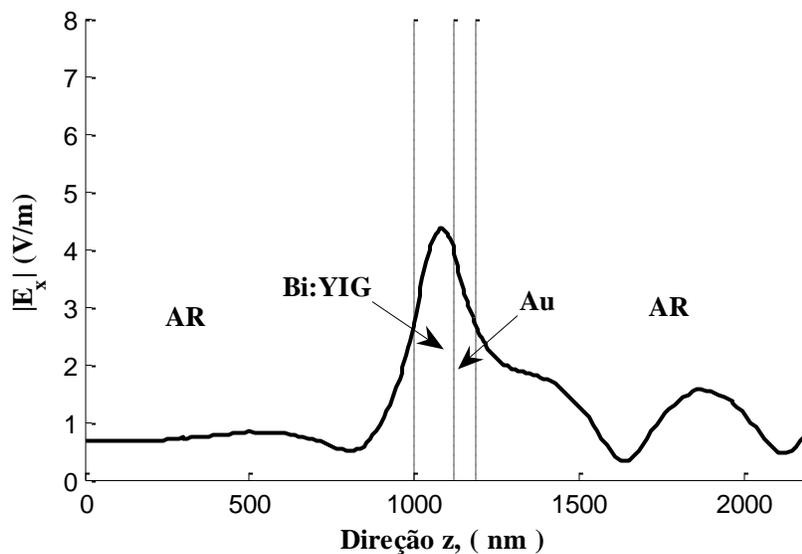


(b)

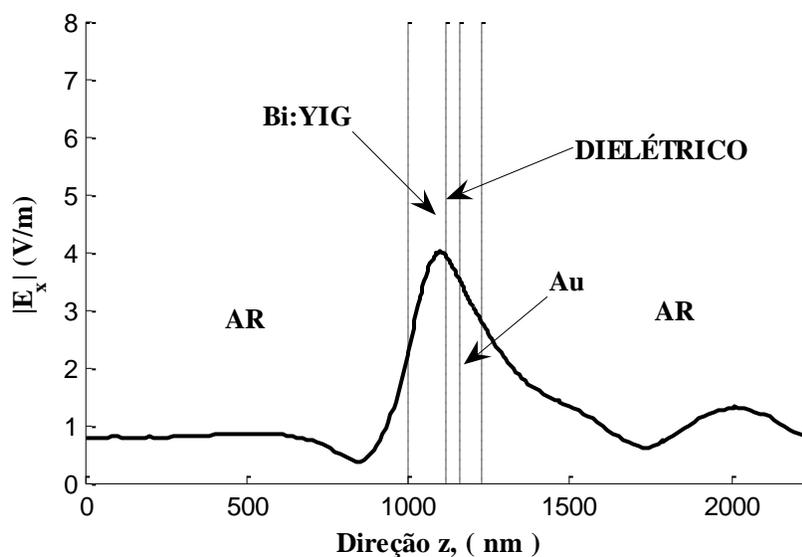
Figura 3.15. Espectro da rotação de Faraday [linhas solidas em (a) e (b)] e transmitância óptica [linha tracejada em (a) e (b)] da estrutura referência (a) e configuração 2 (b).

Pode ser visto que a rotação de Faraday e a transmitância da estrutura referência (Fig. 3.15a) são respectivamente 0.85° e 0.43 em $\lambda_{\text{máx}} = 968.4$ nm, enquanto que os valores obtidos pela configuração 1 (Fig. 3.15b) são respectivamente 0.85° e 0.61 em $\lambda_{\text{máx}} = 1085.7$ nm. Portanto, a configuração 2 apresenta um aumento da transmitância óptica de aproximadamente 40% em comparação com a estrutura referência, preservando o mesmo nível de rotação de Faraday.

Os cálculos das distribuições de campo elétrico da estrutura referência e configuração 2 para os comprimentos de ondas $\lambda_{\text{máx}} = 968.4 \text{ nm}$ e $\lambda_{\text{máx}} = 1085.7 \text{ nm}$, respectivamente, são mostradas nas Figs. 3.16a e 3.16b.



(a)



(b)

Figura 3.16. Distribuição de campo elétrico da onda plana na direção z e campo elétrico polarizado na direção x para a estrutura referência (a) e configuração 2 (b).

A distribuição de campo elétrico para ambas as estruturas foi calculada ao longo de uma linha na direção z e passando no centro da abertura da célula unitária. Pode ser visto que a intensidade do campo elétrico ao longo do material magnetizado (*Bi:YIG*) na

configuração 2 é um pouco menor que na estrutura referência. Além disso, pode ser visto na Fig. 3.16b que a configuração 2 possui uma razão de onda estacionária [13] ($ROE = |E|_{m\acute{a}x} / |E|_{m\acute{i}n}$) de 2.023, enquanto a obtida na estrutura referência é de 3.428. Da teoria sabe-se que quanto menor a ROE, maior é a transmissão da onda. Isto se mostra compatível com o melhor nível de transmitância apresentado pela configuração 2 em relação a estrutura referência.

Os gráficos das densidades e orientações das correntes nas superfícies e da estrutura referência e configuração 2, são mostrados nas Figs. 3.17a e 3.17b.

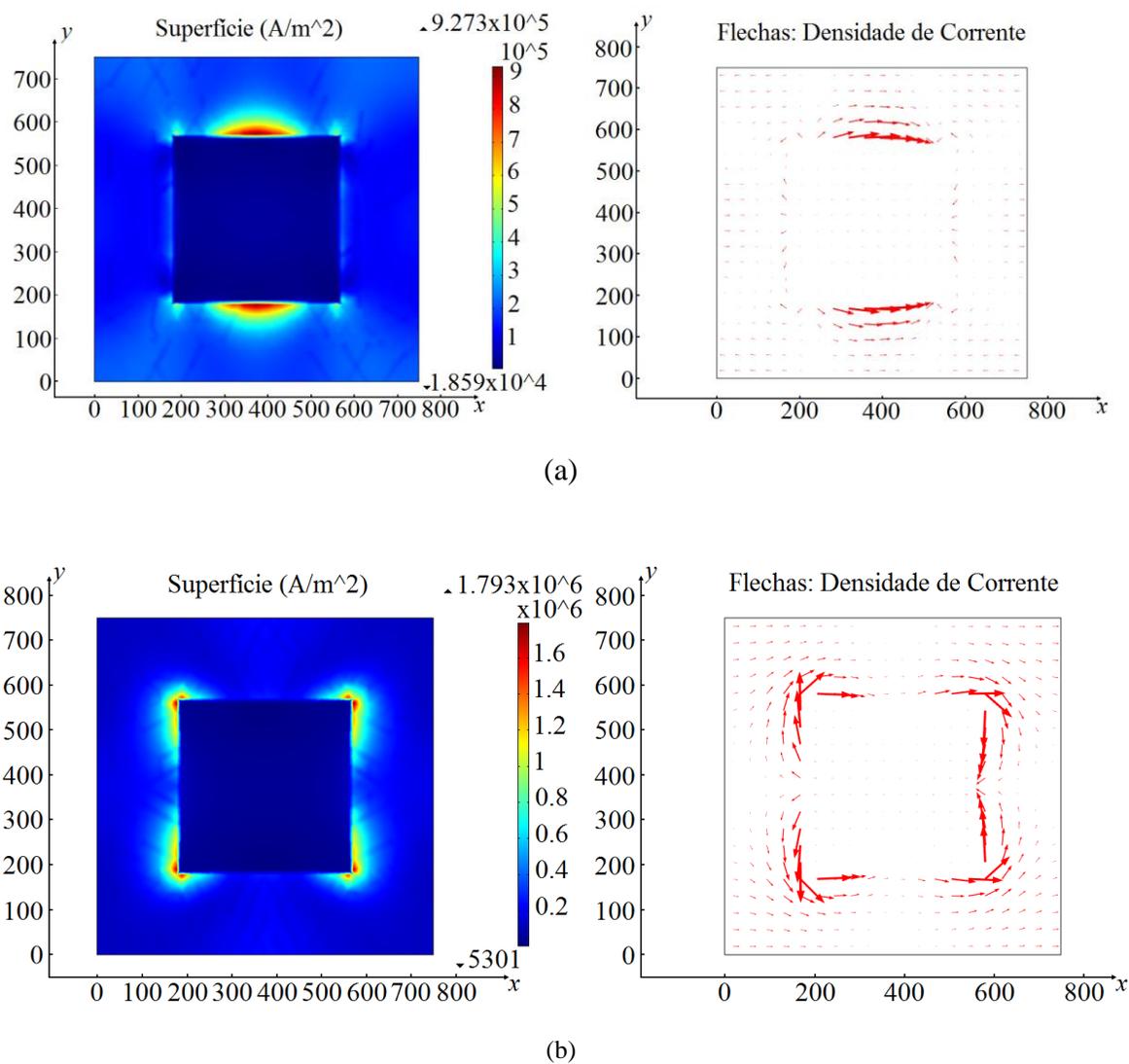


Figura 3.17. Densidade e orientação de corrente na superfície da camada metálica para a estrutura referência para $\lambda_{m\acute{a}x} = 968.4$ nm (a) e configuração 2 para $\lambda_{m\acute{a}x} = 1085.7$ nm (b).

Nestas figuras, pode ser visto que a densidade e orientação da corrente na superfície da camada metálica da configuração 2 é diferente, e alcança níveis de intensidades maiores que os obtidos na estrutura referência. A diferença entre ambas as estruturas pode ser facilmente percebida através das distribuições de densidade de corrente, onde a estrutura referência (Fig.3.17a) apresenta os seus maiores valores no centro de dois lados do orifício, enquanto a configuração 2 (Fig. 3.17b) tem seus valores máximos nas quatro extremidades do mesmo.

Na Tabela 3.10, são mostrados os valores das transmitâncias e rotações de Faraday da estrutura de referência e das configurações 1 e 2.

Tabela 3.10. Comparações dos resultados da estrutura referência, configuração 1 e configuração 2.

	$\lambda_{\text{máx}}$ (nm)	Transmitância	Θ_F (Graus)
Estrutura de Referência	968.4	0.43	0.85
Configuração 1	1099.6	0.46	2.58
Configuração 2	1085.7	0.61	0.85

CONCLUSÕES

Neste trabalho, foi apresentada e otimizada uma nova heteroestrutura planar composta por três camadas. Após a otimização de alguns dos parâmetros físicos e geométricos desta nova heteroestrutura, foi obtida uma configuração otimizada que apresentou rotações de Faraday (3 vezes) e Kerr (9 vezes) maiores que as obtidas por uma estrutura já existente na literatura, sendo preservada em ambas estruturas o mesmo nível de transmitância (43%). Além disso, a rotação de Faraday desta configuração otimizada mostrou ser 31 vezes maior, quando comparada com a obtida com uma única camada dielétrica magnetizada.

Depois de um novo processo de otimização dos parâmetros físicos e geométricos da estrutura de três camadas, foi obtida uma nova configuração que apresentou um aumento de aproximadamente 40% da transmitância óptica, em relação à mesma estrutura existente comparada anteriormente, sendo preservada em ambas estruturas o mesmo nível de rotação de Faraday (0.85°).

- Proposta de trabalho futuro

Usar os métodos analíticos para um melhor entendimento do efeito físico dos aumentos das rotações de Faraday e Kerr na heteroestrutura apresentada.

- Publicações na linha de pesquisa deste trabalho

- V. Dmitriev, F. da Silva Paixão, and M. N. Kawakatsu, “Enhancement of Faraday and Kerr Effects in Multilayer Optical Heterostructures”, 15^o SBMO – Simpósio Brasileiro de Micro-ondas e Optoeletrônica e o 10^o CBMag – Congresso Brasileiro de Eletromagnetismo, – MOMAG 2012, João Pessoa, Brasil, Proceedings of MOMAG 2012, 2012.
- V. Dmitriev, F. da Silva Paixão, M. N. Kawakatsu and Thais L. T. dos Santos, “Enhancement of Magneto-Optical Effect in Multilayer Heterostructures”, *2nd International Conference on Frontiers of Plasmonics*– FOP 2012, Chengdu, China. Proceedings of FOP 2012, 2012.

- Victor Dmitriev, F. da Silva Paixão, and M. N. Kawakatsu, “Magneto-Optical Effects in Multilayer Heterostructures”, XI encontro da Sociedade Brasileira de Pesquisa em Materiais– SBP Mat 2012, Florianópolis, Brasil, Proceedings of SBP Mat 2012, 2012..

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, JMMM 310 (2007) e843.
- [2] V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, V. A. Kotov, E. A. Bezus, D. A. Bykov, A. K. Zvezdin, Optics Communications 278 (2007) 104-109.
- [3] V. I. Belotelov, A. N. Kalish, V. A. Kotov, A. K. Zvezdin, JMMM 321 (2009) 826-828.
- [4] Zvezdin, V. Kotov, Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials. IOP: Bristol, 1997.
- [5] M. Inoue, K. Arai, and T. Fujii, J. Appl. Phys. 85, 5768 (1999).
- [6] V. I. Belotelov, L. L. Doskolovich, and A. K. Zvezdin, Phys. Rev. Lett. 98, 077401 (2007).
- [7] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio, and P. A. Wolff, Nature 391, 667 (1998).
- [8] A. S. Vengurlekar, Opt. Lett. 33, 1669 (2008).
- [9] J. V. Coe, J. M. Heer, S. Teeters-Kennedy, H. Tian, and K. R. Rodriguez, Annu. Rev. Phys. Chem. 59, 179 (2008).
- [10] H. A. Bethe, Phys. Rev. 66, 163 (1944).
- [11] Garcia-Vidal, F. J., Martin-Moreno, L., Ebbesen, T. W., Kuipers, L., *Reviews of Modern Physics*, vol**82**, 2010.
- [12] S. L. Prosvirnin, V. A. Dmitriev, "Electromagnetic wave diffraction by array of complex-shaped metal elements placed on ferromagnetic substrate," Eur. Phys. J. Appl. Phys, vol. 49, 33005, 2010.
- [13] J. D. Jackson, Classical Electrodynamics, 3rd ed. (John Wiley & Sons, 2001).
- [14] D. Palik, Handbook of Optical Constants of Solids (Edward Academic, Orlando, Florida, 1985).
- [15] Roberts, A., 1987, J. Opt. Soc. Am. A **4**, 1970.
- [16] Munk, B. A., 2000, *Frequency Selective Surfaces: Theory and Design* (Wiley Interscience, New York).
- [17] Emerson, D. T., 1997, IEEE Trans. Microwave Theory Tech. **45**, 2267.

[18] Schroter, U., and D. Heitmann, 1998, *Phys. Ver. B* **58**, 15419.

[19] Porto, J. A., L. Martin-Moreno, and J. B. Pendry, 1999, *Phys. Ver. Lett.* **83**, 2845.

[20] A. Battula, S. Chen, Y. Lu, R. J. Knize, and K. Reinhardt, “Tuning the extraordinary optical transmission through subwavelength hole array by applying a magnetic field,” *Opt. Lett.* 32(18), 2692–2694 (2007).

APÊNDICE: A

Neste apêndice, são apresentadas as equações que mostram o efeito magneto-óptico (MO) ou rotação de Faraday.

A.1. Meio magnetizado

Dentro da teoria macroscópica dos efeitos MOs, as propriedades particulares do meio são definidas através dos tensores condutividade complexa e suscetibilidade elétrica complexa. O tensor de suscetibilidade elétrica pode ser utilizado na análise do efeito MO de Faraday, devido a sua simples relação com o tensor de permissividade elétrica nas equações de Maxwell.

A substituição do tensor de permissividade dentro das equações de Maxwell permite a demonstração do efeito MO de Faraday observado na transmissão.

Para o caso em que o meio é isotrópico e o vetor de magnetização \mathbf{M} é paralelo à direção $-z$ de propagação do plano de onda (igual às estruturas referência e proposta, descritas no capítulo 2), o tensor de suscetibilidade elétrica é escrito na seguinte forma:

$$\hat{\chi} = \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & 0 \\ -\chi_{xy} & \chi_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{zz} \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Então, através da Eq. (A.1) pode-se fazer a demonstração da rotação de Faraday.

A.2. Propagação Paralela a Magnetização

Primeiramente, consideram-se as equações de onda de Maxwell nas formas:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c^2} \hat{\epsilon} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (\text{A.2})$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.3})$$

onde $c = (\varepsilon_{vac}\mu_{vac})^{-1/2}$ é a velocidade de fase da onda eletromagnética no vácuo e $\hat{\varepsilon}$ é o tensor permissividade elétrica, definido como a soma do tensor identidade e o tensor suscetibilidade da seguinte forma,

$$\hat{\varepsilon} = 1 + \hat{\chi} \quad (\text{A.4})$$

Em um sistema cartesiano, o operador diferencial ∇ é definido como:

$$\nabla = \hat{\mathbf{x}} \frac{\partial}{\partial x} + \hat{\mathbf{y}} \frac{\partial}{\partial y} + \hat{\mathbf{z}} \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{A.5})$$

sendo $\hat{\mathbf{x}}$, $\hat{\mathbf{y}}$ e $\hat{\mathbf{z}}$ os vetores unitários cartesianos. As derivadas no tempo são denotadas com $\frac{\partial}{\partial t}$.

Eliminando \mathbf{B} , o vetor densidade de fluxo magnético, chega-se a Eq. (A.6) de onda do vetor campo elétrico \mathbf{E} .

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{c^2} \hat{\varepsilon} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (\text{A.6})$$

Assim, ao considerar que o meio é infinito, homogêneo, invariante no tempo e linear, ou seja, caracterizado por $\hat{\varepsilon}$ e independente de \mathbf{E} e também, aplicando a relação,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A} \quad (\text{A.7})$$

válida para o vetor \mathbf{A} , pode-se escrever a equação (A.6) na forma:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}) = \frac{1}{c^2} \varepsilon \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (\text{A.8})$$

A solução da Eq. (A.8) pode ser encontrada para um plano de onda eletromagnética com \mathbf{E} , harmônico no tempo t e posição \mathbf{r} . A solução também pode ser expressa na forma complexa (ou fasorial) e, desta forma, \mathbf{E} torna-se,

$$\mathbf{E} = E_0 \exp[j(\omega t - \boldsymbol{\gamma} \cdot \mathbf{r})] \quad (\text{A.9})$$

onde as quantidades conjugadas com t e \mathbf{r} são a frequência angular ω e o vetor de propagação $\boldsymbol{\gamma}$, respectivamente. A constante de amplitude complexa do vetor campo elétrico E_0 , especifica a polarização da onda.

Como está sendo considerado o caso em que a onda plana monocromática está se propagando paralelamente ao eixo do vetor \mathbf{M} , para $\mathbf{M} = \hat{\mathbf{z}}$, isto corresponde ao vetor de propagação paralelo ao eixo z .

$$\boldsymbol{\gamma} = \gamma \hat{\mathbf{z}} = \frac{\omega}{c} N_z \hat{\mathbf{z}} \quad (\text{A.10})$$

A solução é independente das coordenadas x e y e as correspondentes derivadas na equação na equação (A.8) são zero. Então, tem-se que:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial z^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\partial^2}{\partial z^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = \frac{1}{c^2} \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.11})$$

As derivadas no tempo e no espaço podem ser substituídas pelos fatores de $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \rightarrow -\gamma^2$ e $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2$. Então, as diferenciais parciais da equação de onda transformam-se em equações algébricas.

$$\begin{pmatrix} \gamma^2 E_x \\ \gamma^2 E_y \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.12})$$

Através da relação do tensor de suscetibilidade elétrica com o vetor de campo $\mathbf{E}(\mathbf{r})$, pode ser obtida a densidade de momento do dipolo elétrico induzido $\mathbf{P}(\mathbf{r})$.

A relação descrita acima em coordenadas cartesianas e utilizando o sistema internacional de unidades assume a seguinte forma:

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \varepsilon_{vac} \begin{pmatrix} \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & \chi_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.13})$$

Assumindo que a equação (A.13) relaciona as componentes de Fourier da densidade de momento do dipolo elétrico e de campo elétrico das ondas como:

$$\mathbf{P}(\omega) = \varepsilon_{vac} \chi(\omega, \mathbf{M}) \mathbf{E}(\omega) \quad (\text{A.14})$$

a resposta de um meio magnético para uma onda plana monocromática da equação (A.9) pode ser expressa com a equação (A.4) da seguinte forma:

$$\varepsilon(\omega, \mathbf{M}) = 1 + \chi(\omega, \mathbf{M}) \quad (\text{A.15})$$

onde é enfatizada a dependência de ω e \mathbf{M} . Como a única componente diferente de zero do vetor de propagação é paralela ao eixo z, pode se escrever que,

$$\frac{\omega}{c} N_z = \pm \frac{\omega}{c} N \quad (\text{A.16})$$

onde N é o índice de refração complexo. Os sinais positivo e negativo representam os dois sentidos de propagação da onda.

Para o espaço e a dependência do tempo da equação (A.9), o índice complexo de refração tem a forma:

$$N = n - jk \quad (\text{A.17}).$$

onde n é a parte real do índice de refração e k é a parte imaginária ou também conhecido como coeficiente de extinção.

Por convenção, $n > 0$ e $k > 0$.

Substituindo para o tensor permissividade em um meio com magnetização paralela ao eixo z as equações (A.1) e (A.4) dentro da equação (A.12) temos que:

$$\begin{pmatrix} \gamma^2 E_x \\ \gamma^2 E_y \\ 0 \end{pmatrix} = \frac{\omega^2}{c^2} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ -\varepsilon_{xy} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} \quad (\text{A.18})$$

onde para o caso do meio isotrópico tem se que $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = \varepsilon_2$ e $\varepsilon_{xy} = -ig$. O parâmetro g é o vetor giração.

Então fazendo o uso da equação (A.10), obtém se o sistema de três equações para as componentes cartesianas dos vetores de amplitude do campo elétrico:

$$(N_z^2 - \varepsilon_2)E_{0x} + igE_{0y} = 0 \quad (\text{A.19a})$$

$$-igE_{0x} + (N_z^2 - \varepsilon_2)E_{0y} = 0 \quad (\text{A.19b})$$

$$\varepsilon_2 E_{0z} = 0 \quad (\text{A.19c})$$

Para achar uma solução diferente da solução trivial para as componentes de amplitude E_{0x} , E_{0y} e E_{0z} , o determinante do sistema de equação (A.19) deve ser zero, ou seja,

$$\varepsilon_2 [N_z^4 - 2\varepsilon_2 N_z^2 + \{\varepsilon_2^2 + (-ig)^2\}] = 0 \quad (\text{A.20})$$

Ao fazer isto é obtida uma equação quadrática complexa em N_z^2 . Esta é uma equação com as soluções convencionalmente distintas pelos sinais \pm como:

$$(N_{z\pm})^2 = \varepsilon_2 \pm g \quad (\text{A.21})$$

O parâmetro de Voigt (Q) [4] é definido como:

$$Q = g/\varepsilon_2 \quad (\text{A.22})$$

Utilizando (A.22) em (A.21) temos que:

$$(N_{z\pm})^2 = \varepsilon_2(1 \pm Q) \quad (\text{A.23})$$

Assim substituindo (A.23) dentro de (A.19a) e (A.19b) são obtidos dois modos com polarizações circulares a direita (ϵ_+) e a esquerda (ϵ_-):

$$\epsilon_+ = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_+z)] \quad (\text{A.24})$$

$$\epsilon_- = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ +i \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_-z)] \quad (\text{A.25})$$

os quais tem diferente índices de refrações n_{\pm} . Este fenômeno é conhecido como efeito MO ou rotação de Faraday.

A.3. Efeito MO de Faraday

Vamos considerar o efeito MO de Faraday na transmissão de uma onda eletromagnética através de um meio girotrópico. Esta onda eletromagnética transmitida é polarizada linearmente (ao longo do eixo x) com amplitude E_0 na entrada do meio ($z = 0$). A onda excita dois modos com os auto vetores ϵ_+ e ϵ_- :

$$\mathbf{E} = c_1\epsilon_+ + c_2\epsilon_- \quad (\text{A.26})$$

As constantes c_1 e c_2 podem ser encontradas usando as condições de fronteira em $z = 0$, $E_x = E_0$, $E_y = 0$:

$$c_1 + c_2 = \sqrt{2}E_0$$

$$i(c_1 - c_2) = 0$$

Através das quais obtém se $c_1 = c_2 = E_0/\sqrt{2}$. Para $z > 0$ tem se

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z) &= \frac{1}{\sqrt{2}}E_0\epsilon_+ + \frac{1}{\sqrt{2}}E_0\epsilon_- \\ &= E_0 \begin{pmatrix} \cos(c^{-1}\omega \Delta n z) \\ -\sin(c^{-1}\omega \Delta n z) \end{pmatrix} \exp[-i\omega(t - c^{-1}n_0z)] \end{aligned} \quad (\text{A.27})$$

onde $\Delta n = (n_+ - n_-)/2$ e $n_0 = (n_+ + n_-)/2$.

Se $(n_0)^2 = \varepsilon_2$, $\Delta n = (1/2)n_0Q$. Se ε_2 e Q são reais, então a onda no meio girotrópico permanece linearmente polarizado, ou seja, $\Phi = 0$ (ângulo de elipsidade, descrito no capítulo 2).

O ângulo de rotação (Θ) do plano polarizado pode ser encontrado utilizando a formula abaixo [4]:

$$\tan 2\Theta = -\frac{2 \tan(c^{-1}\omega \Delta n z)}{1 - \tan^2(c^{-1}\omega \Delta n z)} = \tan 2(-c^{-1}\omega \Delta n z) \quad (\text{A.28})$$

de onde segue que,

$$\Theta = \theta_F z = -c^{-1}\omega \Delta n z \approx -\frac{\omega n_0}{2c} Qz \quad (\text{A.29})$$

onde $\theta_F = -\pi n_0 Q/\lambda$ é a rotação de Faraday específica (a rotação do plano de polarização de onda por unidade de comprimento da amostra).

APÊNDICE: B

Neste apêndice, os efeitos de Transmissão Óptica Extraordinária (*EOT*) foram detalhados de forma a explicar mais sobre suas principais características teóricas e físicas.

B.1. Transmissão Óptica Extraordinária (*EOT*)

Assim como visto na introdução, a *EOT* é um fenômeno que surge quando uma estrutura formada por uma fina camada metálica com aberturas de sub-comprimento de onda (tamanho muito menor que o comprimento de onda) transmite maior intensidade de luz que podia ser previsto pelo conhecimento de transmissão através de aberturas individuais [10].

Na literatura, o primeiro trabalho sobre *EOT* foi feito utilizando arranjos periódicos bidimensionais (2D), que eram formados por uma fina camada metálica com aberturas de sub-comprimento de onda [7].

Em [7], as aberturas foram feitas em filmes metálicos de espessura óptica e, deste modo, as ondas eletromagnéticas (EM) poderiam apenas deslocar-se através das aberturas no processo de transmissão. O fato surpreendente disto é que, tais arranjos, para determinados comprimentos de ondas, exibem eficiência de transmissão (normalizadas pela área total das aberturas) que ultrapassam a unidade. Assim, para estes comprimentos de ondas, um arranjo periódico com aberturas de sub-comprimento de onda consegue transmitir mais intensidade de luz que uma única abertura com a mesma área da soma de todas as aberturas menores. Além disso, outro fato interessante é que, ao contrário de um arranjo, uma única abertura de sub-comprimento de onda geralmente transmite intensidade de luz com uma eficiência substancialmente menor que a unidade.

O motivo desta eficiência baixa de transmissão é explicado tanto pelo acoplamento fraco das aberturas aos modos EM [10] tal qual ao decaimento evanescente dos campos EM dentro das aberturas [15].

De fato, no fenômeno da *EOT* as aberturas no filme metálico não são meramente uma tela que bloqueia a luz, mas também um participante ativo no processo de

transmissão. Desta forma, uma resposta coletiva dos arranjos periódicos contendo aberturas precisa ocorrer de maneira a impulsionar a transmissão. Na literatura, existem divergências sobre a origem deste comportamento coletivo. Entretanto, há agora um grande consenso a respeito do papel fundamental dos modos EM de superfície no surgimento da *EOT*.

Para localizar a *EOT* em uma perspectiva histórica, deve ser enfatizado que filmes metálicos muito finos perfurados com aberturas 2D já foram extensivamente estudados antes de [7], principalmente por causa de suas aplicações como filtros seletivos [16]. Assim, estruturas unidimensionais (1D) como filtros de redes foram estudadas no século XX como aplicações para microondas [17]. No caso 2D, as propriedades dos filtros passa-alta são fornecidas pela eficiência baixa de transmissão para comprimentos de onda maiores que o comprimento de onda de corte. Diferente dos filtros passa-alta, as propriedades dos filtros passa-baixa surgem da redistribuição de energia causada pelo arranjo periódico quando uma nova ordem de difração propaga-se, portanto levando a energia para diferentes ângulos de incidência.

De uma maneira geral, os arranjos de aberturas eram conhecidos por funcionarem como filtros passa-faixa para, $d \leq \lambda < \lambda_c$ onde λ_c é o comprimento de onda de corte da abertura e d é o período do arranjo. Entretanto, o fenômeno da *EOT* apresentou três principais diferenças em relação aos trabalhos anteriores sobre arranjos de aberturas. A primeira é que o experimento original foi construído dentro do regime óptico, onde existem modos EM ligados a superfície do metal conhecidas como plasmons de superfícies (*SPs*), os quais possivelmente desempenham um importante papel no processo de transmissão. Segunda, é que aberturas metálicas contendo *EOT* são geralmente de espessura óptica, ou seja, muito maiores que a profundidade de penetração do metal. Terceira, os parâmetros geométricos que definem as estruturas que apresentam *EOT* são tais que $\lambda_c \leq d < \lambda$, isto é, as aberturas no filme metálico estão em corte quando os picos de ressonância da *EOT* ocorrem. Tal característica combinada com o fraco acoplamento das aberturas de sub-comprimento de ondas dos modos de radiação, é responsável pelo aparecimento dos picos de ressonância estreitos no fenômeno da *EOT*.

B.2. Transmissão através de arranjos periódicos de aberturas

B.2.1. Arranjos periódicos de fendas unidimensionais

Muitos anos antes do descobrimento do fenômeno da *EOT* em arranjos periódicos de sub-comprimento de onda [7], não existiam muitos trabalhos sobre as características de ressonância de transmissão para arranjos periódicos de fendas 1D feitas através de filmes metálicos (ver Fig. B.1).

Após quase 15 anos de pesquisas sobre a *EOT*, existe um número relativamente maior de estudos teóricos que experimentais focados na análise do fenômeno da *EOT* em arranjos 1D de fendas de sub-comprimento de onda para um plano de onda que incide na estrutura com polarização-*p* (a componente de campo magnético (\mathbf{H}) é paralela à fenda (direção y) e o campo elétrico (\mathbf{E}) tem componentes x e z não nulas). Isto pode ser explicado devido à facilidade com que as geometrias 1D que apresentam *EOT* são analisadas teoricamente.

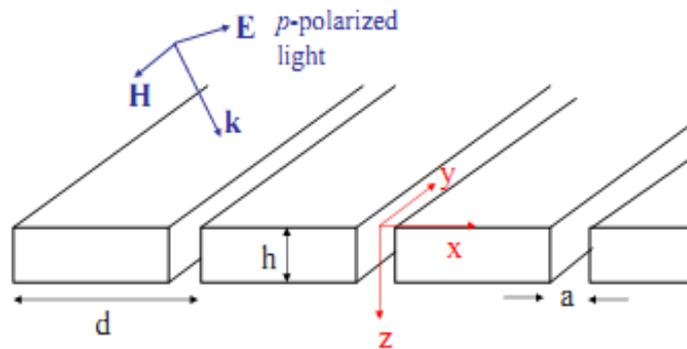


Figura B.1. Esquema de um arranjo periódico 1D de fendas (período d , largura das fendas a) feitas sobre um filme metálico de espessura h . As estruturas são iluminadas por um plano de onda com polarização-*p*, com o campo \mathbf{E} apontado na direção do plano $x - z$. De [11].

Em [18] os autores apresentaram o primeiro estudo numérico no regime óptico para arranjos de aberturas 1D e, deste modo, descobriram que, como no caso dos experimentos para arranjos de aberturas 2D, o espectro de transmissão também apresentou picos de ressonâncias cuja localização espectral indicava que *SPs* estavam envolvidas no processo de transmissão.

Depois, em [19], foi mostrado que existem dois caminhos possíveis de transferência de uma onda plana com polarização-*p* eficientemente para as superfícies superior e inferior de uma estrutura: Um modo é pelo acoplamento do plano de onda incidente com as ressonâncias de cavidades localizadas dentro das fendas e o outro é

através da excitação da superfície de acoplamento dos modos EM sobre as superfícies que aparecem quando as fendas formam um arranjo periódico.

Em [11], os autores usaram o método do modelo *coupled wave (CW)* para analisar teoricamente o espectro de transmitância de um arranjo periódico de fendas 1D iluminados por um plano de onda com polarização-*p* (ver Fig. B.1). O filme metálico foi considerado como sendo um Condutor Elétrico Perfeito (*PEC*) (no qual não existem os *SPs* e nem um tipo de absorção).

Na Fig. B.2, são mostrados os espectros de transmitâncias de [11] onde os arranjos de fendas 1D (ver Fig. B.1) têm período d , largura $a = 0.2d$ e diferentes valores de h . Os autores ressaltaram que, como o filme metálico dos arranjos foi considerado como sendo aproximadamente um *PEC*, d foi usado como uma unidade de comprimento de onda da estrutura.

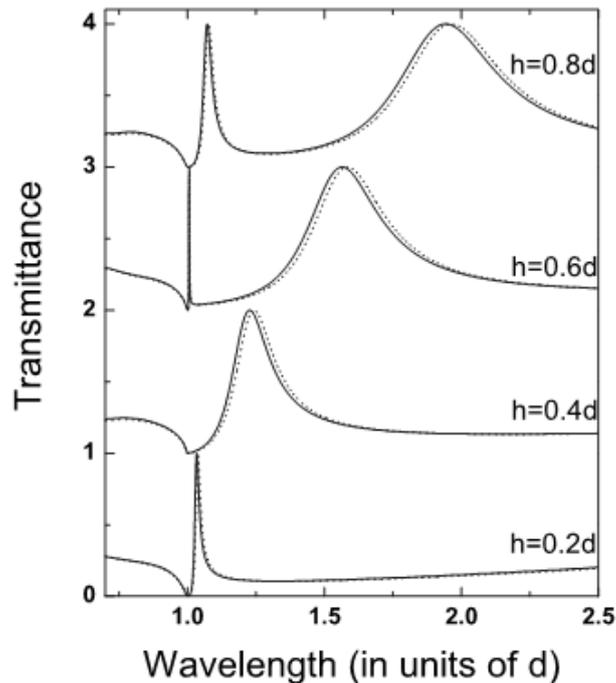


Figura B.2. Espectro de Transmitância (normalizada pela célula unitária do arranjo) de um plano de onda com incidência normal e com polarização-*p* vs comprimento de onda (em unidades de d) para arranjos periódicos de fendas de largura fixadas, $a = 0.2d$, e diversas espessuras $h = 0.2d, 0.4d, 0.6d$ e $0.8d$.

As linhas cheias mostram os cálculos nos quais os dez menores modos guiados transversal magnético (TM) são considerados, enquanto as linhas pontilhadas mostram os resultados quando apenas o primeiro modo guiado transversal eletromagnético (TEM) é incluído. De [11].

O sistema da Fig. B.2 é iluminado por um plano de onda de incidência normal com polarização-*p* e a expansão modal dos campos EM dentro das fendas contém 10 modos TM (linhas cheias). Nesta figura, pode-se ver uma série de picos de transmissões

(alcançando 100% de transmissão) dominando o espectro. Além disso, dois tipos de ressonâncias de transmissão podem ser distinguidos: picos estreitos que aparecem em comprimentos de ondas próximos de d e picos largos surgindo para maiores valores de comprimento de ondas.

B.2.2. Arranjos periódicos bidimensionais de aberturas

Como já citado anteriormente, a primeira observação do fenômeno da *EOT* foi feita em arranjos periódicos 2D de aberturas de sub-comprimento de onda [7]. Um exemplo de um esquema deste tipo de arranjo periódico é mostrado na Fig. B.3.

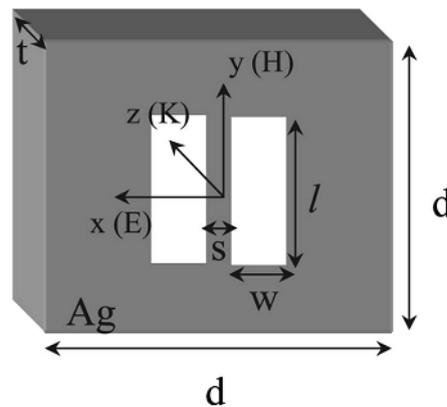


Figura B.3. Esquema de luz incidindo sobre um fino filme de Prata perfurado com arranjo quadrado de pares de aberturas retangulares tendo $d = 600$ nm, $t = 300$ nm, $w = 60$ nm, $l = 400$ nm e $s = 60$ nm. De [20].

O espectro de transmissão do esquema mostrado na Fig. B.3 é mostrado na Fig. B.4.

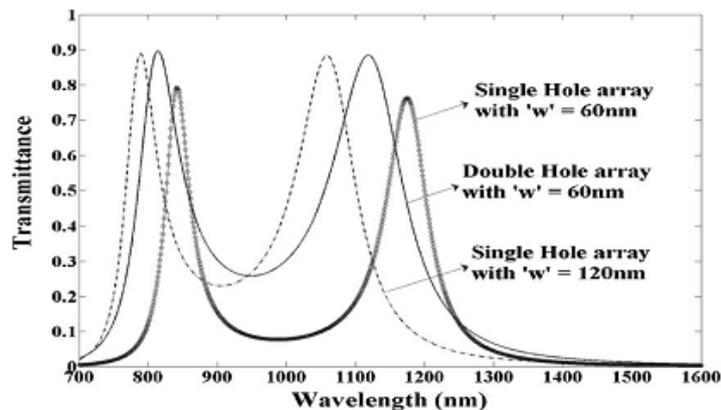


Figura B.4. Espectro de transmissão de uma luz polarizada através de um fino filme de prata com arranjo de aberturas retangulares tendo $w = 60$ nm (curva contínua com círculo aberto) arranjo de pares de aberturas retangulares tendo $w = 60$ nm e $s = 60$ nm (curva contínua) e arranjo de abertura retangular tendo $w = 120$ nm (curva pontilhada). De [20].

Nos espectros de transmitâncias da Fig. B.4 pode ser observada a característica típica da *EOT* que são as sequencias de máximo e mínimo [20].