

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

EFEITOS DE FARADAY E KERR EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS  
METÁLICAS: GRAFENO NA FAIXA DE THZ E OURO-DIELÉTRICO-Bi:YIG  
NA FAIXA DO INFRAVERMELHO

CARLOS RAFAEL MARQUES DOS SANTOS

TD – 15/2018

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018



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

CARLOS RAFAEL MARQUES DOS SANTOS

EFEITOS DE FARADAY E KERR EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS  
METÁLICAS: GRAFENO NA FAIXA DE THZ E OURO-DIELÉTRICO-Bi:YIG  
NA FAIXA DO INFRAVERMELHO

TD – 15/2018

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018

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

CARLOS RAFAEL MARQUES DOS SANTOS

EFEITOS DE FARADAY E KERR EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS  
METÁLICAS: GRAFENO NA FAIXA DE THZ E OURO-DIELÉTRICO-Bi:YIG  
NA FAIXA DO INFRAVERMELHO

Tese submetida à Banca Examinadora do  
Programa de Pós-Graduação em Engenharia  
elétrica da UFPA para a obtenção do Grau  
de Doutor em Engenharia Elétrica na Área  
de Telecomunicações.

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)  
Sistema de Bibliotecas da Universidade Federal do Pará  
Gerada automaticamente pelo módulo Ficat, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

---

S237e Santos, Carlos  
Efeitos de Faraday e Kerr em estruturas periódicas metálicas: grafeno na faixa de THz e ouro-dielétrico-  
Bi:YIG na faixa do infravermelho / Carlos Santos. — 2018  
82 f. : il. color

Tese (Doutorado) - Programa de Pós-graduação em Ciência e Tecnologia de Alimentos (PPGCTA),  
Instituto de Tecnologia, Universidade Federal do Pará, Belém, 2018.  
Orientação: Prof. Dr. Victor Dmitriev

1. Efeito de Faraday. 2. Efeito de Kerr. 3. Transmissão óptica extraordinária. 4. Heteroestrutura. I.  
Dmitriev, Victor, *orient.* II. Título

CDD 621.3

---



Carlos Rafael Marques dos Santos

**Efeitos de Faraday e Kerr em estruturas periódicas metálicas: Grafeno na faixa de THz e Ouro-Dielétrico-Bi:YIG na faixa do infravermelho**

Tese submetida à Banca Examinadora do Programa de Pós-Graduação em Engenharia elétrica da UFPA para a obtenção do Grau de Doutor em Engenharia Elétrica na Área de Telecomunicações.

Trabalho aprovado. UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil, 05 de outubro de 2018:

---

**Prof. Dr. Victor Dmitriev**  
Orientador

---

**Prof. Dr. Vitaly Felix Rodriguez  
Esquerre**  
Membro externo ao programa

---

**Dr. Gianni Masaki Tanaka Portela**  
Membro externo à instituição

---

**Prof. Dr. Licinius Dimitri Sa de  
Alcantara**  
Membro externo à instituição

---

**Prof. Dr. Karlo Queiroz da Costa**  
Membro interno

---

**Prof. Dr. Rodrigo Melo e Silva de  
Oliveira**  
Membro interno

UFPA / ITEC / PPGEE  
Campus Universitário do Guamá  
Belém-Pará-Brasil

2018

*Aos meus pais, João Carlos dos Santos e Lindinalva Marques dos Santos*

# Agradecimentos

Gostaria de primeiramente agradecer a Deus por ter me dado forças para chegar até o final de mais essa jornada, cheia de obstáculos, os quais, em determinados momentos, fizeram-me pensar em desistir. Contudo, Sua presença e benção me ergueram quando estava desabando.

Agradeço aos meus pais, João Carlos e Lindinalva, pela educação, formação, dedicação e esforço que fizeram para me oferecer a melhor criação que podiam. A minha mãe em especial, pelo exemplo de força e vontade, além de por estar comigo em todos os momentos difíceis ou alegres. Ao meu irmão Leandro e minha cunhada Samara por me acolher em sua casa quando eu precisava.

Agradeço ao professor Victor Dmitriev pela paciência e pelo conhecimento proporcionado durante estes anos de orientação. Em especial, agradeço Dona Arlete, que é uma pessoa maravilhosa por quem eu tenho um grande carinho por sempre ajudar a todos no laboratório dando força e encorajamento.

Aos meus colegas, pela convivência e pela troca de informações durante estes anos que, de certa forma, contribuíram para complementar meus conhecimentos. Aos grandes amigos, em especial: Clerisson, Daiman, Marcelino, Leno, Wagner e Geraldo pelos momentos inesquecíveis que compartilharam comigo e por estarem sempre dispostos a me ajudar. Também agradecer a família Sanches e em particular a Caroline Sanches por todo suporte fornecido quando necessário.

A fim de não esquecer ninguém, agradeço a todos os professores, pelos conhecimentos proporcionados, os quais contribuíram para minha formação, crescimento pessoal e profissional. Finalmente, a todos que aqui não foram citados, mas que de alguma forma participaram dessa jornada, apoiando-me e torcendo pelo meu sucesso.

Agradecimentos ao CNPq e a CAPES pelo apoio financeiro.

Obrigado a todos!

*“Um homem que escolha trabalhar em uma atividade de seu agrado não tem de trabalhar  
um dia sequer....”  
(Confúcio)*

# Resumo

1

2 A fotônica é um campo de pesquisa cuja finalidade reside na utilização da luz (fótons) ao  
3 invés de elétrons (eletrônica) na realização de determinadas funções como, por exemplo,  
4 o armazenamento, a transferência e o processamento de sinais. Dentro desse contexto,  
5 abre-se a possibilidade de desenvolvimento e produção de dispositivos cuja capacidade  
6 de armazenamento supera as dos dispositivos eletrônicos. Para tanto, é preciso controlar  
7 os fótons semelhantemente ao que é feito na eletrônica com os elétrons. O controle da  
8 radiação dentro da fotônica pode ser realizado através dos efeitos magneto-ópticos, como  
9 por exemplo, os efeitos de Faraday e de Kerr. O efeito de Faraday é utilizado como base de  
10 funcionamento de dispositivos tais como isoladores ópticos, sensores de corrente e outros.  
11 Por sua vez, o efeito de Kerr pode constituir a base de funcionamento de dispositivos de  
12 armazenamento de dados (memória magneto-óptica). No presente trabalho são estudados  
13 os efeitos magneto-ópticos de Faraday e Kerr, bem como a transmissão da radiação  
14 eletromagnética nas regiões do terahertz e infravermelho. Na faixa de frequência que  
15 corresponde ao THz são analisados o efeito de Faraday, o efeito de Kerr e a transmitância  
16 da radiação em estruturas periódicas de grafeno com diferentes geometrias. As estruturas  
17 analisadas neste trabalho podem apresentar, para campos magnéticos fracos ( $B = 1$  T,  
18 por exemplo), rotação de Faraday maior que  $3^\circ$  dependendo da escolha da geometria  
19 que podem ser círculos, quadrados, quadrados com pequenos cortes nos cantos e fitas. A  
20 rotação de Faraday nestes sistemas pode ser explicada por meio de um modelo simples de  
21 circuito onde a introdução de periodicidade no grafeno altera a impedância do sistema  
22 e conseqüentemente muda as propriedades magneto-ópticas do mesmo melhorando a  
23 rotação de Faraday em altas frequências (maiores que 7 THz) ainda com valores de campos  
24 magnéticos tidos como fracos. Tal característica não é possível se obter em uma folha  
25 uniforme de grafeno, uma vez que para esta só é possível obter forte rotação de Faraday  
26 em altas frequências com campos magnéticos fortes (10 T, por exemplo). Adicionalmente,  
27 para as três estruturas periódicas foi calculada a rotação de Kerr que pode chegar ao  
28 valor  $3,96^\circ$  dependendo da geometria escolhida. Para todos os casos, a máxima rotação  
29 de Faraday e Kerr ocorrem para frequências maiores que 8 THz. Estes resultados são  
30 melhores do que a resultados já publicados. Na região do infravermelho são estudados os  
31 efeitos de Faraday e Kerr, bem como a transmissão óptica extraordinária em uma estrutura  
32 plasmônica híbrida composta por quatro camadas. Para esta, a rotação de Faraday é de  
33  $7,9^\circ$  e  $0,25$  de transmitância para o comprimento de onda 945 nm. Adicionalmente, o efeito  
34 de Kerr pode chegar a  $23^\circ$ . Estes resultados são melhores do que a resultados já publicados.  
35 Na estrutura proposta, a melhora da rotação de Faraday deve-se ao aumento do fator Q  
36 das ressonâncias na camada de material magneto-óptico.

- 1 PALAVRAS-CHAVE: Efeito de Faraday; Efeito de Kerr; Transmissão óptica extraordinária;
- 2 Grafeno; Heteroestrutura.

# Abstract

1

2 Photonics is a research field whose purpose lies in the use of light (photons), rather than  
3 electrons (electronics) in the realization of certain functions such as storage, transfer  
4 and processing of signals. In this context, it opens the possibility of development and  
5 production of devices whose storage capacity surpasses those of electronic devices. To  
6 do this, it is necessary to control the photons similarly, to what is done in electronics  
7 with the electrons. The control of radiation, in the context of photonics, can be realized  
8 through magneto-optical effects, such as the Faraday and Kerr effects. The Faraday effect  
9 is used as the basis of operation of devices such as optical isolators, current sensors and  
10 others. In turn, the Kerr effect is the basis of the operation of data storage devices (optical  
11 magnetic memory). In the present work, magneto-optical effects of Faraday and Kerr, as  
12 well as the transmission of electromagnetic radiation are studied in the regions of terahertz  
13 and infrared. In the frequency range that corresponds to the THz, the Faraday effect,  
14 the Kerr effect and the radiation transmittance are analyzed in periodic structures of  
15 graphene with different geometries. The structures analyzed in this work can present RF,  
16 for weak magnetic fields ( $B = 1$  T, for example), greater than  $3^\circ$  depending on the choice of  
17 geometry that can be circles, squares, squares with small cuts in the corners and ribbons.  
18 Faraday rotation in these systems can be explained by a simple circuit model where the  
19 introduction of periodicity in the graphene promotes the increase of the system impedance  
20 and consequently changes the magneto-optical properties of the system, improving the  
21 rotation of Faraday at high frequencies (larger than 8 THz) still with magnetic field values  
22 taken as weak. This characteristic can not be obtained in a uniform sheet of graphene,  
23 since it is possible to obtain a strong rotation of Faraday at high frequencies with strong  
24 magnetic fields (10 T, for example). Additionally, for the three periodic structures it was  
25 calculated the Kerr rotation that can reach the value  $3.96^\circ$  depending on the geometry  
26 chosen. For all cases, the maximum frequency of Faraday and Kerr rotations occur for  
27 frequencies greater than 7 THz. These results are better than results already published.  
28 In the infrared region are studies the effects of Faraday, Kerr, as well as extraordinary  
29 optical transmission in a plasmonic hybrid structure composed of four layers. For this, the  
30 Faraday rotation is of  $7^\circ$  and 0.25 of of transmittance For wavelength 945 nm. Additionally,  
31 the Kerr effect can reach  $23^\circ$ . These results are better than results already published. In  
32 the proposed structure, the improvement of Faraday's rotation is due to the increase of  
33 the Q factor of the resonances in the magneto-optical material layer.

34 KEYWORDS: Faraday effect; Kerr effect; Extraordinary optical transmission; Graphene;

## 1 Heterostructure.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Em (a) esquema de um filme metálico com fendas periódicas (1D) iluminada por uma onda linearmente polarizada com campo elétrico orientado paralelamente ao plano de incidência (polarização-p). Em (b) transmitância óptica para diferentes valores de parâmetros geométricos da grade representada em (a). O espectro de transmitância é normalizado pela área da célula unitária do arranjo periódico [5]. . . . .	25
Figura 2 – Efeito MO de Kerr polar em (a), longitudinal em (b) e transversal em (c). Na figura $\mathbf{M}$ representa o vetor magnetização e $\mathbf{k}$ o vetor direção de propagação da luz. . . . .	27
Figura 3 – Diferentes estruturas que combinam elementos de plasmônica e fotônica. Estruturas com arranjos metálicos 1D em (a)[17]. Arranjos metálicos quadrados 2D em (b)[24]. Arranjos metálicos circulares em (c)[23]. Estrutura composta por três camadas em (d)[24]. . . . .	29
Figura 4 – Espectro de rotação de Faraday e transmitância para o cristal magnetoplasmônico 1D estudado em [20]. Em (a) resultados experimentais para rotação de Faraday e transmitância e em (b) resultados teóricos para rotação de Faraday e transmitância. . . . .	30
Figura 5 – Espectro de rotação de Faraday e transmitância para o cristal magnetoplasmônico 1D e 2D com duas e três camadas. Em (a) rotação de Faraday (linhas tracejadas vermelha ou linha contínua vermelha) e transmitância (linha tracejada preta ou linha contínua preta) para uma estrutura com arranjos 1D composta por duas camadas [17]. Em (b)rotação de Faraday (linha vermelha contínua) e transmitância (linha azul tracejada) para uma estrutura com arranjos 2D constituída por três camadas [24]. Em (b)rotação de Faraday (linha vermelha contínua) e transmitância (linha azul tracejada) para uma estrutura com arranjos 2D constituída por duas camadas [24]. . . . .	31
Figura 6 – Espectro de rotação de Kerr e refletância para diferentes heteroestruturas plasmônicas. Arranjos periódicos 1D para estrutura com duas camadas em (a)linha sólida (não contém informações acerca da refletância) [19]. Arranjos periódicos quadrados para estrutura com duas camadas (b) [22]. Arranjos periódicos circulares para estrutura com duas camadas (c) [23] e arranjos periódicos quadrados (RK linha vermelha e elipsidade de Kerr linha azul) para estrutura com três camadas em (d) [24]. . . . .	32

Figura 7 – Espectro de rotação de Faraday para uma folha uniforme de grafeno (linha tracejada) e fitas de grafeno (linha contínua) na presença de diferentes campos magnéticos em (a). Espectro de transmissão para uma folha uniforme de grafeno (linha tracejada) e fitas de grafeno (linha contínua) na presença de diferentes campos magnéticos em (b)[31]. . .	34
Figura 8 – Em (a) estrutura de grafeno com periodicidade. Em (b) e (c) espectro de RF para diferentes valores dos parâmetros geométricos [33]. . . . .	35
Figura 9 – A figura representa a estrutura de grafeno analisada em [34]. . . . .	36
Figura 10 – Em (a) o esquema representa um estrutura composta por um arranjo periódico de ouro posto sobre uma folha de grafeno. O conjunto está sujeito a um campo magnético orientado perpendicularmente à estrutura [36]. Em (b) o esquema representa uma estrutura com três camadas grafeno, óxido e um arranjo metálico periódico [37]. . . . .	37
Figura 11 – Diagrama que descreve os estados de polarização da radiação eletromagnética transmitida através de um material magnetizado [43]. . . . .	40
Figura 12 – A figura apresenta a estrutura de malha de elementos finitos para o sistema com grafeno. . . . .	44
Figura 13 – Em (a) figura apresenta o espectro de rotação de Faraday para uma folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) calculados via COMSOL. Em (b) tem-se espectro de rotação de Faraday para uma única folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) segundo o método numérico usada em [34]. Em (c) é apresentado o espectro de transmitância para a única folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) segundo resultados obtidos no COMSOL. Em (d) é apresentado o espectro de transmitância para a única folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) segundo resultados obtidos em [34]. . . . .	45
Figura 14 – Em (a) estrutura periódica de grafeno em forma de quadrado. Em (b) espectro de RF para a geometria considerada [33] usando o programa COMSOL. Em (c) espectro de RF fazendo uso de um modelo de circuito para diferentes valores de período e folha uniforme. Figura (a) e (c) foram retiradas de [33]. . . . .	47
Figura 15 – Estrutura da malha para o sistema analisado em [34]. . . . .	48

Figura 16 – Em (a) estrutura apresentada em [17]. Em (b), para configuração 1, o espectro de rotação de Faraday (linha vermelha e tracejada) e transmitância (linha preta e tracejada). Na mesma figura, para a configuração 2, tem-se o espectro de rotação de Faraday (linha vermelha e continua) e transmitância (linha preta e continua) [17]. Em (c), o espectro de rotação de Faraday e transmitância determinados via COMSOL para a configuração 1. . . . .	49
Figura 17 – Célula unitária de uma estrutura periódica de grafeno em forma de círculo em (a), quadrado em (b), quadrado com pequenos cortes (c) e fitas em (d). Para todos os casos, o campo magnético B é aplicado perpendicularmente ao grafeno. A onda plana é polarizada ao longo do eixo y. . . . .	52
Figura 18 – Espectro de absorbância para as quatro estruturas periódicas de grafeno. Em (a) círculos periódicos,(b) para quadrados periódicos, (c) quadrados com cortes nos cantos e em (d)fitas periódicas. Para as estruturas periódicas os parâmetros geométricos e físicos estão descritos na seção 3.1.	55
Figura 19 – Espectro de transmitância e RF para cinco estruturas de grafeno. Em (a) folha uniforme, em (b) círculos periódicos,(c) para quadrados periódicos, (d) quadrados com cortes nos cantos e (e)fitas periódicas. Para as estruturas periódicas os parâmetros geométricos e físicos estão descritos na seção 3.1. . . . .	56
Figura 20 – Espectro de RF (linha tracejada) e transmitância (linha continua) em grafeno circular considerando diferentes valores de energia de Fermi. Os parâmetros geométricos são os mesmos considerados em 3.1. Adicionalmente, o campo magnético foi mantido em 1T. . . . .	58
Figura 21 – Espectro de RF (linha tracejada) e absorbância (linha continua) para o grafeno circular considerando energia de Fermi igual a 1 eV. O campo magnético foi mantido em 1T e os parâmetros geométricos são os mesmos considerados na seção 3.1. . . . .	59
Figura 22 – Distribuição espacial do módulo de $E_x$ para as quatro configurações periódicas na frequência de máxima RF. Em (a), distribuição para o círculo na frequência 8,1 THz; Em (b), para a frequência de 8,36 THz, distribuição para o quadrado; Em (c) distribuição para quadrado introduzindo cortes na frequência de 8,40 THz. Por fim, para as fitas na frequência de 9,29 THz. Os parâmetros utilizados nas simulações estão definidos ao longo do texto na seção 3.1. . . . .	60

Figura 23 – Distribuição de corrente na superfície das estruturas periódicas de grafeno em forma de círculo de 8,1 THz, quadrado na frequência de 8,36 THz, quadrado com cortes na frequência de 8,40 THz e fitas em 9,29 THz. Os parâmetros usados foram os mesmo já apresentados em 3.1.	61
Figura 24 – A figura apresenta o espectro de elipsidade, em graus, da onda transmitida para o grafeno em forma de círculo em (a), quadrado em (b), quadrado com cortes em (c) e fitas em (d). Os parâmetros considerados são os mesmos da Fig.19.	62
Figura 25 – Espectro de refletância e RK para quatro estruturas periódicas de grafeno. Em (a) círculo, em (b) quadrado, em (c) quadrado com cortes nos cantos e (d) fitas. Os parâmetros geométricos e físicos são os mesmo considerados na Fig.19.	63
Figura 26 – Esquema simplificado com a representação dos campos e correntes na estrutura com duas camadas com acréscimo de uma camada dielétrica com espessura $h_3$ . Em (a) excitação do modo SPP no metal pela onda incidente TEM com campo elétrico $E_y$ , (b) excitação do modo TM na folha MO pelo modo SPP no metal, (c) excitação do modo TE na folha MO pelo modo TM devido ao tensor $[\varepsilon]$ .	65
Figura 27 – Estrutura com quatro camadas. Em (a) vista frontal e em (b) vista superior sem a camada 1. Nas mesmas, $h_m$ representa a espessura do metal, $h_4$ a espessura do Bi:YIG, $A$ o espaçamento da grade (também conhecida como pitch) e $w$ a largura da fita metálica.	67
Figura 28 – Espectro de rotação de Faraday na estrutura base para diferentes gaps ( $h_3$ ).	68
Figura 29 – Figura de mérito para a estrutura 4L versus $h_1$ . Na figura, para cada valor $h_1$ existe um comprimento de onda para o qual a figura de mérito tem seu valor máximo. Assim, por exemplo, para $h_1 = 150$ nm (valor ótimo) o FOM tem valor máximo para o comprimento de onda de 945 nm.	70
Figura 30 – Distribuição espacial de $ H_x $ em (a) e $ E_x $ em (c) para estrutura base em $\lambda = 870,7$ nm. Distribuição espacial de $ H_x $ em (b) e $ E_x $ em (d) para estrutura 4L em $\lambda = 945$ nm. As amplitudes de campo são normalizadas pela luz incidente.	71
Figura 31 – Espectro de transmitância e rotação de Faraday. Em (a) estrutura base e em (b) estrutura 4L.	72
Figura 32 – Espectro de refletância e rotação de Kerr. Em (a) estrutura base e em (b) estrutura 4L.	73

# Lista de tabelas

Tabela 1	–	Valores de rotação de Faraday $\theta_F$ por $\mu\text{m}$ para diferentes ferrites na região do visível [2]. . . . .	27
Tabela 2	–	Valores de rotação de Kerr $\theta_k$ para diferentes materiais. Dados encontrados em [2]. . . . .	28
Tabela 3	–	Valores de rotação de Kerr $\theta_k$ para filmes com duas camadas e diferentes espessuras. Os valores apresentados podem ser encontrados em [2]. . .	28
Tabela 4	–	Valores dos parâmetros geométricos para as configurações 1 e 2. . . . .	48
Tabela 5	–	Parâmetros da estrutura base e estrutura 4L (dimensões em nanômetros)	67

# Lista de abreviaturas e siglas

RF	Rotação de Faraday
RK	Rotação de Kerr
SPPs	Superfície de plasmons polaritons
EOT	Transmissão óptica extraordinária
Bi:YIG	Bi-substituted yttrium iron garnet
BIG	Bismuth iron garnet
FOM	Figura de mérito
InSb	Índium antimonide

# Lista de símbolos

$\mathbf{k}$	Vetor de onda da radiação
$\mathbf{H}$	Vetor campo magnético
$V$	Constante de Verdet
$\lambda$	Comprimento de onda
$\theta$	Ângulo de rotação de uma onda transmitida através de um material magnético
$\phi$	Elipsidade da onda transmitida
$\theta_F$	ângulo de rotação de Faraday
$\theta_k$	ângulo de rotação de Kerr
$\mathbf{M}$	Vetor magnetização
$T$	Transmitância
$R$	Refletância
$\sigma_v$	Condutividade volumétrica do grafeno
$\sigma_s$	Condutividade superficial do grafeno
$\Delta$	Espessura do grafeno
$\omega_c$	Frequência de ciclotron
$\omega$	Frequência da radiação incidente
$\tau$	Tempo de relaxação
$E_F$	Energia de Fermi
$v_F$	Velocidade de Fermi
$B$	Intensidade do campo magnético
$\epsilon_m$	Permissividade dielétrica do metal
$\epsilon_\infty$	Límite dielétrico de alta frequência
$\omega_p$	Frequência de plasma

$\gamma$	Fator de amortecimento
$\varepsilon$	Permissividade magneto-óptica do Bi:YIG
$\varepsilon_i$	Permissividade do dielétrico ( $i = 1, 2, \dots$ )

# Sumário

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>23</b>
1.1	Transmissão Óptica Extraordinária (EOT)	23
1.2	Efeito MO de Faraday	26
1.3	Efeito MO de Kerr	27
1.4	Efeito MO de Faraday, Kerr, EOT e refletância em estruturas plasmônicas híbridas nas regiões do infravermelho e visível	28
1.5	Efeito de Faraday e transmitância do grafeno na região do THz	33
1.6	Objetivos	37
<b>2</b>	<b>METODOLOGIA E VALIDAÇÃO DO MÉTODO</b>	<b>39</b>
2.1	Determinação da RF via parâmetros de Stokes	39
2.2	Transmitância e figura de mérito (FOM)	41
2.3	Validação do método usado pelo programa COMSOL Multiphysics	42
2.3.1	Condutividade anisotrópica do grafeno e modelagem da estrutura	43
2.3.2	Validação do método na região do THz	46
2.3.3	Modelagem das propriedades ópticas do Au, magneto-ópticas do Bi:YIG na região do infravermelho e validação do método	47
<b>3</b>	<b>ROTAÇÃO DE FARADAY E KERR EM ESTRUTURAS PERIÓDICAS DE GRAFENO NA FAIXA DO THZ</b>	<b>51</b>
3.1	Descrição das geometrias propostas	51
3.2	Rotação de Faraday e alta transmitância em estruturas periódicas de grafeno com diferentes geometrias	53
<b>4</b>	<b>EXTREMAMENTE ALTAS ROTAÇÕES DE FARADAY, KERR E TRANSMISSÃO ÓPTICA EXTRAORDINÁRIA EM UMA ESTRUTURA PLASMÔNICA HÍBRIDA COM QUATRO CAMADAS NA REGIÃO DO INFRAVERMELHO</b>	<b>64</b>
4.1	Efeito de Faraday em sistemas plasmônicos híbridos (1D) constituídos por duas camadas	64
4.2	Descrição do problema	66
4.3	Rotações de Faraday e Kerr extremamente altas e transmissão óptica extraordinária em uma estrutura planar constituída por quatro camadas: dielétrico-fitas metálicas-dielétrico-Bi:YIG	68
	Referências	77

# 1 Introdução

Estudos associados aos fenômenos magneto-ópticos (MO) remontam a meados do século XIX (mais detalhes históricos serão apresentados nos parágrafos subsequentes dessa seção). Os efeitos MO são oriundos da interação entre a radiação eletromagnética e a matéria, quando a última é submetida a um campo magnético. A classificação dos fenômenos MO é feita levando-se em consideração a orientação do vetor de onda da radiação  $\mathbf{k}$  e o campo magnético aplicado (ou permanente) no material  $\mathbf{H}$ . Nesta perspectiva, duas classificações ou geometrias podem ser distinguidas: a primeira, denominada de geometria de Faraday, onde o vetor de onda da radiação  $\mathbf{k}$  é orientado na mesma direção do campo magnético  $\mathbf{H}$ . A segunda, chamada de geometria de Voigt, caracteriza-se pelo fato do vetor de onda  $\mathbf{k}$  estar orientado perpendicularmente ao vetor  $\mathbf{H}$ . Em particular, para geometria de Faraday, a influência da magnetização pode ocorrer na luz transmitida (efeito de Faraday) ou refletida (efeito de Kerr). O efeito de Faraday é caracterizado pela rotação do plano de polarização da onda transmitida, em relação a onda incidente com polarização bem definida, através de um meio magnetizado, enquanto o efeito de Kerr é equivalente ao efeito de Faraday para onda refletida pela estrutura ou material magnetizado. Deste modo, desenvolver materiais e estruturas que potencializem o efeito de Faraday (Kerr) é de grande importância para fins tecnológicos nas várias regiões do espectro eletromagnético (visível, infravermelho e outras).

Nas últimas décadas, a rotação de Faraday (RF) ou rotação de Kerr (RK) em meios girotrópicos (por exemplo, ferrites) tem tido um papel de destaque pela possibilidade de fazer uso deles em aplicações tecnológicas na escala nanométrica [1][2]. Em especial, a RF tem se destacado por ser a base teórica de dispositivos, tais como isoladores, circuladores e chaves ópticas, os quais são componentes requeridos em sistemas ópticos [3][4]. Nesse mesmo contexto, a RK tem sua importância por poder ser utilizada no projeto de dispositivos de armazenamento de dados, como por exemplo, memórias MO [2]. Vale destacar que os dispositivos supracitados não dependem somente das propriedades MO, mas também das propriedades ópticas (transmitância e refletância) dos materiais que os constituem. Em particular, no que diz respeito às propriedades ópticas há interesse na transmissão óptica extraordinária (EOT), que será tratada na próxima seção.

## 1.1 Transmissão Óptica Extraordinária (EOT)

O fenômeno da transmissão óptica extraordinária (EOT) é de particular interesse por ser uma propriedade óptica de suma importância para certos dispositivos (por exemplo, isoladores). Esse tema, já foi discutido em outros trabalhos que são descritos em [5]. A

EOT é caracterizada pela elevada transmissão da radiação eletromagnética (mais do que esperado pela teoria clássica de difração de Abbe) através de uma estrutura cuja superfície é opaca e contém arranjos periódicos menores que o comprimento de onda da radiação incidente. Deste modo, ocorre que esses particulares arranjos transmitem mais energia eletromagnética que uma única abertura macroscópica cuja área é equivalente à soma das áreas de todos os pequenos orifícios [5]. Nesta seção, apresentaremos o mecanismo da EOT em estruturas metálicas que contém perfurações periódicas (quadradas, retangulares, circulares e outras) cujas dimensões satisfazem à condição citada neste parágrafo.

Nas últimas décadas, estruturas artificiais como arranjos periódicos de superfície (metamateriais) têm chamado a atenção por suas possíveis aplicações em dispositivos ópticos-eletrônicos [6], sensores químicos [7] e biosensores usados para a detecção precoce de câncer [8]. A primeira observação do efeito da EOT foi efetuada utilizando um filme metálico fino com perfurações bidimensionais (2D) cujas dimensões são menores que o comprimento de onda da luz incidente [9]. A partir desta primeira observação foi empregado um considerável esforço para explicar a física envolvida da EOT. Nesse contexto, os autores de [5] mostraram que a localização de um pico de transmissão depende da forma das perfurações e dos parâmetros geométricos da estrutura metálica.

Aqui, temos um particular interesse em arranjos cuja a periodicidade se dá ao longo de uma única direção, que são denominados de arranjos unidimensionais (1D). Para estes, o trabalho teórico pioneiro sobre EOT no regime óptico foi apresentado em [10]. Nesta, os autores mostraram que o espectro de transmissão da estrutura apresenta pico de ressonância cuja localização indicava indícios da participação dos plasmons polaritons de superfície (SPPs) no processo de transmissão extraordinária. Os SPPs são compreendidos como oscilações coletivas de elétrons de plasma acoplados com os fótons da radiação incidente. Uma outra contribuição que merece destaque é o trabalho publicado em [11]. Neste trabalho, os autores apresentam duas formas possíveis de transmissão da luz polarizada a partir da superfície superior para inferior em um sistema metálico com arranjos periódicos 1D. A primeira forma de transmissão da onda seria através da excitação de plasmons polaritons de superfície acoplados em ambas as superfícies da grade metálica. A segunda ocorreria por meio do acoplamento de ondas incidentes com as ressonâncias de guias de onda situadas na fenda. Ambos os mecanismos dependem fortemente de parâmetros geométricos e promovem a melhora expressiva da transmissão óptica.

A fim de ilustrar a dependência do pico de transmissão com os parâmetros geométricos do metal, considere um filme metálico perfeito condutor (ver Fig.1(a)) submetido a uma luz incidente com p-polarização (campo elétrico paralelo a fenda). A Fig.1(b) mostra o espectro de transmitância para diferentes valores de  $h$  (espessura da grade metálica) em função do período da grade  $d$ . É possível observar que a mudança contínua no valor do parâmetro  $h$  promove mudança no perfil do espectro de transmitância, bem como na

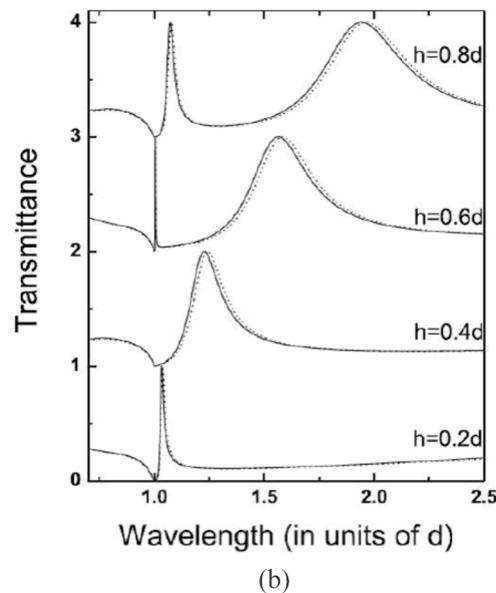
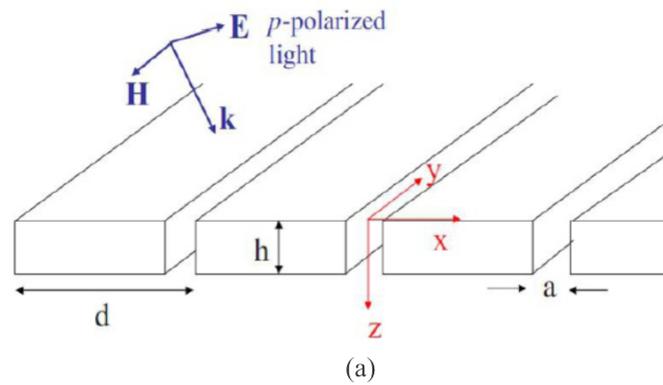


Figura 1 – Em (a) esquema de um filme metálico com fendas periódicas (1D) iluminada por uma onda linearmente polarizada com campo elétrico orientado paralelamente ao plano de incidência (polarização-p). Em (b) transmitância óptica para diferentes valores de parâmetros geométricos da grade representada em (a). O espectro de transmitância é normalizado pela área da célula unitária do arranjo periódico [5].

localização dos máximos. Nota-se, também, a existência de dois tipos de ressonâncias: picos estreitos que surgem para comprimentos de onda próximos do parâmetro  $d$  e picos mais largos para valores superiores aos valores de comprimento de onda incidente. Outro aspecto é que os picos de transmitância surgem no metal perfeito condutor com perfurações, o que a princípio não deveria ocorrer, pois o mesmo não apresentaria a existência de plasmons. Neste caso, a origem destas ressonâncias é atribuída a modos eletromagnéticos cujo comportamento é análogo aos do SPPs [5].

## 1.2 Efeito MO de Faraday

O efeito de Faraday foi o primeiro efeito MO do qual se tem relatos históricos. Em 1845, M. Faraday [12] observou que o plano de polarização da luz transmitida através de um material sujeito a um campo magnético era rotacionado em relação ao plano de polarização da luz incidente. Esta rotação no plano de polarização da luz transmitida é conhecida como efeito de Faraday. A descoberta de M. Faraday é a gênese de um ramo da fotônica que atualmente é conhecida no meio científico como magneto-óptica. Ainda no contexto histórico, em 1856, William Thomson (Lorde Kelvin), propôs uma explicação microscópica para o efeito de Faraday. Em seu trabalho a RF é explicada da seguinte forma: na presença de um campo magnético, as partículas presentes no material poderiam seguir diferentes trajetórias circulares que dependeriam da orientação relativa de suas direções de propagação e do campo magnético externo. Por seguinte, 1873, J.C. Maxwell, propôs uma explicação fenomenológica baseada no efeito de birrefringência circular. Deste ponto de vista, o efeito supracitado pode ser explicado da seguinte forma: para um meio magnetizado, os índices de refração de cada uma das componentes circularmente polarizada de uma onda linearmente polarizada são diferentes [13]. Assim, quando uma onda linearmente polarizada propaga-se ao longo de um material magnetizado cada uma de suas componentes circularmente polarizadas à direita e à esquerda adquirem diferentes velocidades.

A RF nas estruturas depende da escolha dos materiais, parâmetros geométricos das estruturas, do campo magnético e da frequência ou comprimento de onda da radiação incidente. Para mostrar as afirmações descritas anteriormente considere uma estrutura simples constituída de um bloco de vidro no qual é aplicado um campo magnético cuja intensidade é definida por  $H$  (experimento realizado por Faraday). Para esta estrutura a rotação do plano de polarização (representada por  $\theta_F$ ) da luz transmitida é definida como [2]:

$$\theta_F = VHL, \quad (1.1)$$

onde  $V$  é a constante de Verdet e  $L$  é a distância que a onda percorreu ao longo da estrutura na mesma direção do campo aplicado (isto já mostra a influência de parâmetros associados à geometria da estrutura). O parâmetro  $V$  depende de características dos materiais (no exemplo, o vidro um diamagnético), da frequência da radiação (comprimento de onda) e da temperatura. Com objetivo de ratificar a influência da escolha do material e do comprimento de onda na RF, observe a tabela 1 para diferentes ferrites. Pode-se observar que para cada ferrite o ângulo de rotação de Faraday por  $\mu\text{m}$  é diferente. Também, vale ressaltar que o pico de rotação depende do comprimento de onda da luz incidente.

A Eq.(1.1), mostra que o ângulo de rotação de Faraday depende da intensidade do campo magnético aplicado bem como da sua orientação (a rotação pode ser no sentido horário ou anti-horário dependendo da orientação do campo magnético).

Materiais	$\lambda$ (nm)	$\theta_F$ (graus/ $\mu\text{m}$ )
CoFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	633	0.37
CoFe <sub>2</sub> O <sub>4</sub>	780	3.3
CoRhFeQ <sub>4</sub>	633	4
CoCrFeQ <sub>4</sub>	633	3.5

Tabela 1 – Valores de rotação de Faraday  $\theta_F$  por  $\mu\text{m}$  para diferentes ferrites na região do visível [2].

### 1.3 Efeito MO de Kerr

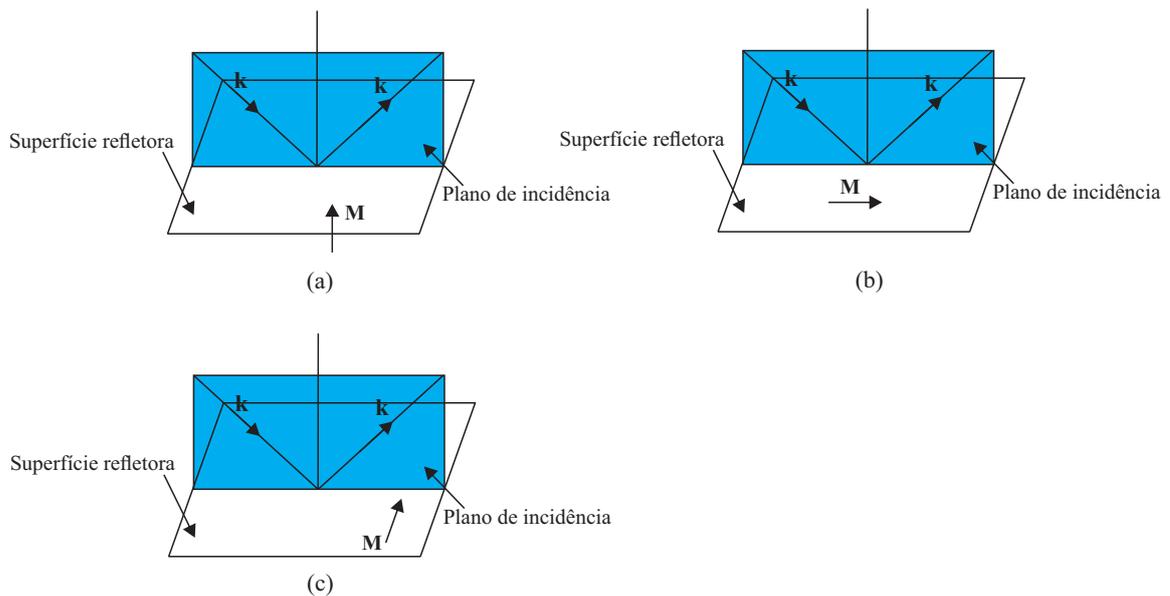


Figura 2 – Efeito MO de Kerr polar em (a), longitudinal em (b) e transversal em (c). Na figura  $\mathbf{M}$  representa o vetor magnetização e  $\mathbf{k}$  o vetor direção de propagação da luz.

O efeito de Kerr foi descoberto posteriormente ao efeito de Faraday em 1875 por John Kerr. No efeito de Kerr, a luz refletida por uma estrutura magnetizada tem seu plano de polarização rotacionado em relação a onda incidente. Deste modo, pode-se dizer que o efeito de Kerr é o equivalente ao efeito de Faraday para a reflexão de uma onda incidente linearmente polarizada. Por outro lado, diferentemente do efeito de Faraday (ocorre somente na condição em que o vetor de propagação  $\mathbf{k}$  e campo magnético tem a mesma direção) o efeito de Kerr pode se manifestar de três maneiras formas que dependem da orientação relativa entre vetor de magnetização  $\mathbf{M}$ , superfície refletora e plano de incidência da luz. O efeito de Kerr é classificado como: polar, longitudinal (meridional) e transversal (equatorial). O efeito de Kerr polar ocorre quando a magnetização está orientada perpendicularmente à superfície refletora e paralelamente ao plano de incidência (Fig.2(a)). Já o efeito Kerr longitudinal ocorre quando a magnetização está orientada paralelamente à superfície refletora e ao plano de incidência (Fig.2(b)). Na ocasião em que

o vetor  $\mathbf{M}$  está orientado perpendicularmente ao plano de incidência há a manifestação do efeito de Kerr transversal (Fig.2(c)).

Aqui temos um interesse particular no efeito de Kerr polar na ocasião em que a orientação do vetor de magnetização coincide com a direção de propagação da onda refletida. Nesta configuração ocorre também o efeito de Faraday. A RK, de modo análogo à RF, depende da escolha do material, da frequência (comprimento de onda), do campo magnético e de parâmetros geométricos da estrutura. A tabela 2 deixa evidente a dependência da RK com a escolha do material e comprimento de onda.

Material	$\theta_k$ (graus) para $\lambda = 633$ nm	$\theta_k$ (graus) para $\lambda = 830$ nm
Co <sub>20</sub> Al <sub>3</sub> B <sub>6</sub>	-0.12	-0.13
Co <sub>20</sub> Ga <sub>3</sub> B <sub>6</sub>	-0.15	-0.14
Co <sub>21</sub> Sn <sub>2</sub> B <sub>6</sub>	-0.19	-0.19
Co <sub>21</sub> Ge <sub>2</sub> B <sub>6</sub>	-0.11	-0.12

Tabela 2 – Valores de rotação de Kerr  $\theta_k$  para diferentes materiais. Dados encontrados em [2].

No que diz respeito à influência de parâmetros geométricos na RK, na tabela 3 tem-se a RK para uma estrutura composta por duas folhas sendo uma de cobalto (Co) e a outra de paládio (Pd) com espessuras diferentes. É possível observar que a mudança na espessura das folhas altera o valor da máxima RK e o comprimento de onda que ocorre o máximo.

Estrutura	espessura Co (nm)	espessura Pd (nm)	$\theta_k$	$\lambda$ (nm)
Co(0.47nm)Pd(0.80nm)	0.47	0.80	0.35	600
Co(0.42nm)Pd(0.85nm)	0.42	0.85	0.27	530

Tabela 3 – Valores de rotação de Kerr  $\theta_k$  para filmes com duas camadas e diferentes espessuras. Os valores apresentados podem ser encontrados em [2].

O efeito de Kerr polar tem importância por sua aplicabilidade em dispositivos de armazenamento óptico e é a base para a leitura de informações de discos magneto-ópticos.

Nas próximas seções, serão apresentados trabalhos sobre efeito de Faraday e Kerr em estruturas plasmônicas híbridas (região do visível/infravermelho) e no grafeno (em terahertz).

## 1.4 Efeito MO de Faraday, Kerr, EOT e refletância em estruturas plasmônicas híbridas nas regiões do infravermelho e visível

Nas últimas décadas, tem-se aumentado o interesse em meios MO mais eficientes principalmente em escala submicrométrica. Nesse contexto, materiais nano estrutura-

dos como por exemplo, cristais fotônicos magnéticos tem exibido rotação de Faraday gigante [14][15][16]. Além desses, estruturas que combinam elementos da plasmônica e da magneto-óptica (heteroestruturas plasmônicas) têm se destacado por apresentar forte RF na escala citada. Tais estruturas são conhecidas como cristais magneto plasmônicos [17][18][19][20][21][22][23][24]. Estes são constituídos de filmes metálicos de arranjos periódicos depositados sobre um material MO. Os arranjos metálicos podem ter diferentes geometrias, a saber, arranjos unidimensionais 1D (fitas ou fios) na Fig.3(a), e arranjos bidimensionais (2D) sendo estes dois últimos podem ser quadrados, ver Fig.3(b) ou circulares como representado na Fig.3(c). A presença do filme metálico com perfurações periódicas permite a ocorrência do efeito da transmissão óptica extraordinária (EOT) juntamente com o efeito de Faraday. As excitações de ondas superficiais afetam fortemente as propriedades ópticas e MO dos cristais magnetoplasmônicos promovendo a melhora das propriedades supracitadas como será mostrado a seguir.

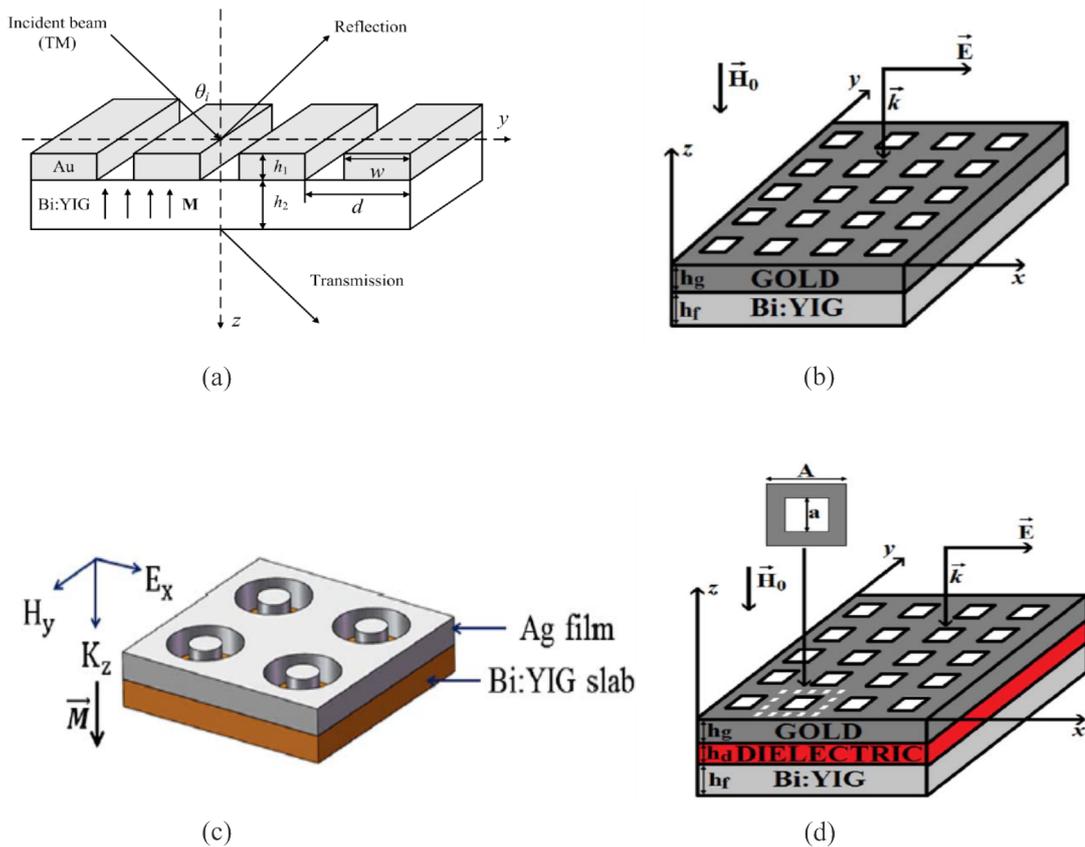


Figura 3 – Diferentes estruturas que combinam elementos de plasmônica e fotônica. Estruturas com arranjos metálicos 1D em (a)[17]. Arranjos metálicos quadrados 2D em (b)[24]. Arranjos metálicos circulares em (c)[23]. Estrutura composta por três camadas em (d)[24].

A combinação da plasmônica com a magneto-óptica tem produzido bons resultados no que diz respeito aos efeitos MO e EOT. Neste âmbito, nos últimos anos, alguns trabalhos

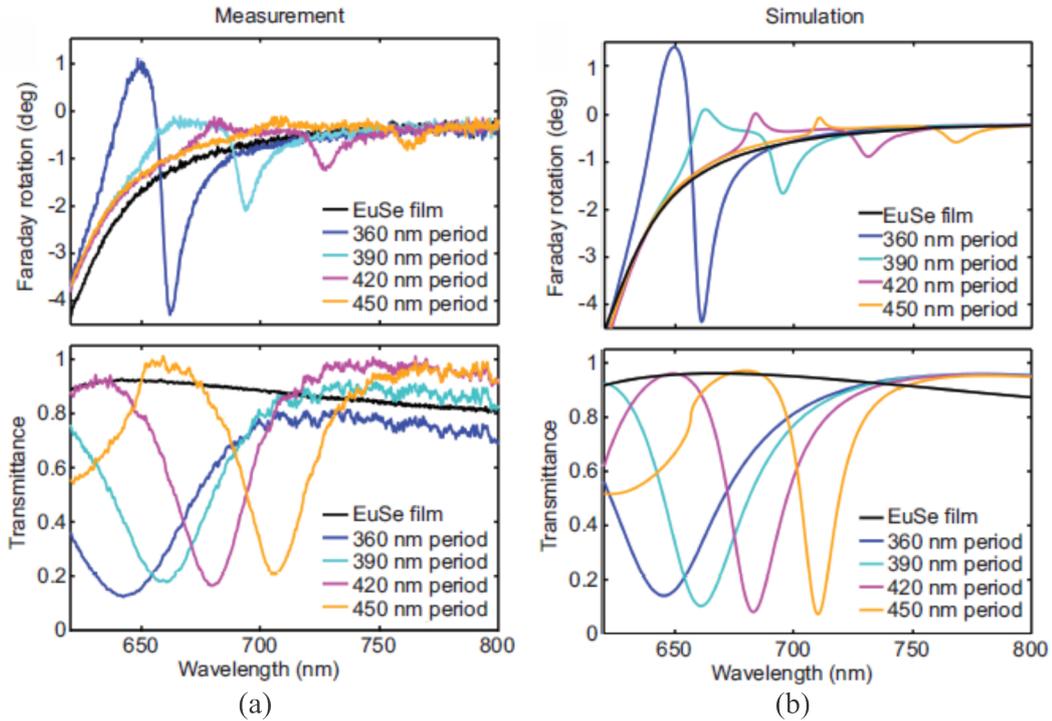


Figura 4 – Espectro de rotação de Faraday e transmitância para o cristal magnetoplasmônico 1D estudado em [20]. Em (a) resultados experimentais para rotação de Faraday e transmitância e em (b) resultados teóricos para rotação de Faraday e transmitância.

destacam-se por apresentarem resultados experimentais e teóricos surpreendentes em sistemas formados por duas camadas. Por exemplo, em [18] foram realizados experimentos com nano fitas de ouro arranjadas periodicamente e estruturadas sobre uma fina camada de bismuth iron garnet (BIG) (cristal magneto plasmônico 1D). Para este sistema, a RF é ampliada em oito vezes quando comparado a uma única camada de BIG e a transmitância do comprimento de onda de máxima rotação foi de cerca de 0,3 na região do infravermelho. Aqui, vale destacar que nesse trabalho os máximos de RF e transmitância não ocorrem para o mesmo comprimento de onda. Recentemente, para estruturas 1D foi obtido o valor recorde de rotação que é de  $4,2^\circ$  com transmitância de 0,3 na região do visível. Estes resultados foram confirmados experimentalmente e numericamente para a temperatura 30 K em [20] (ver Fig.4(a) análise experimental e Fig.4(b) análise numérica). Observa-se através das figuras que os máximos de RF e transmitância não coincidem. Obter em estruturas plasmônicas híbridas RF extremamente altas (valores apreciáveis maiores que os obtidos em [20]) e máximo efeito de EOT não é uma tarefa simples, principalmente nas regiões do visível e do infravermelho. Contudo, em particular na região do infravermelho, trabalhos teóricos progressos preveem esta possibilidade em sistemas com duas camadas 1D [17][19], 2D [21] e em estruturas com três camadas com perfurações 2D [24] (estrutura representada na Fig.3(c)). Neste contexto, em [17], o melhor valor de RF é  $3^\circ$  com transmitância de

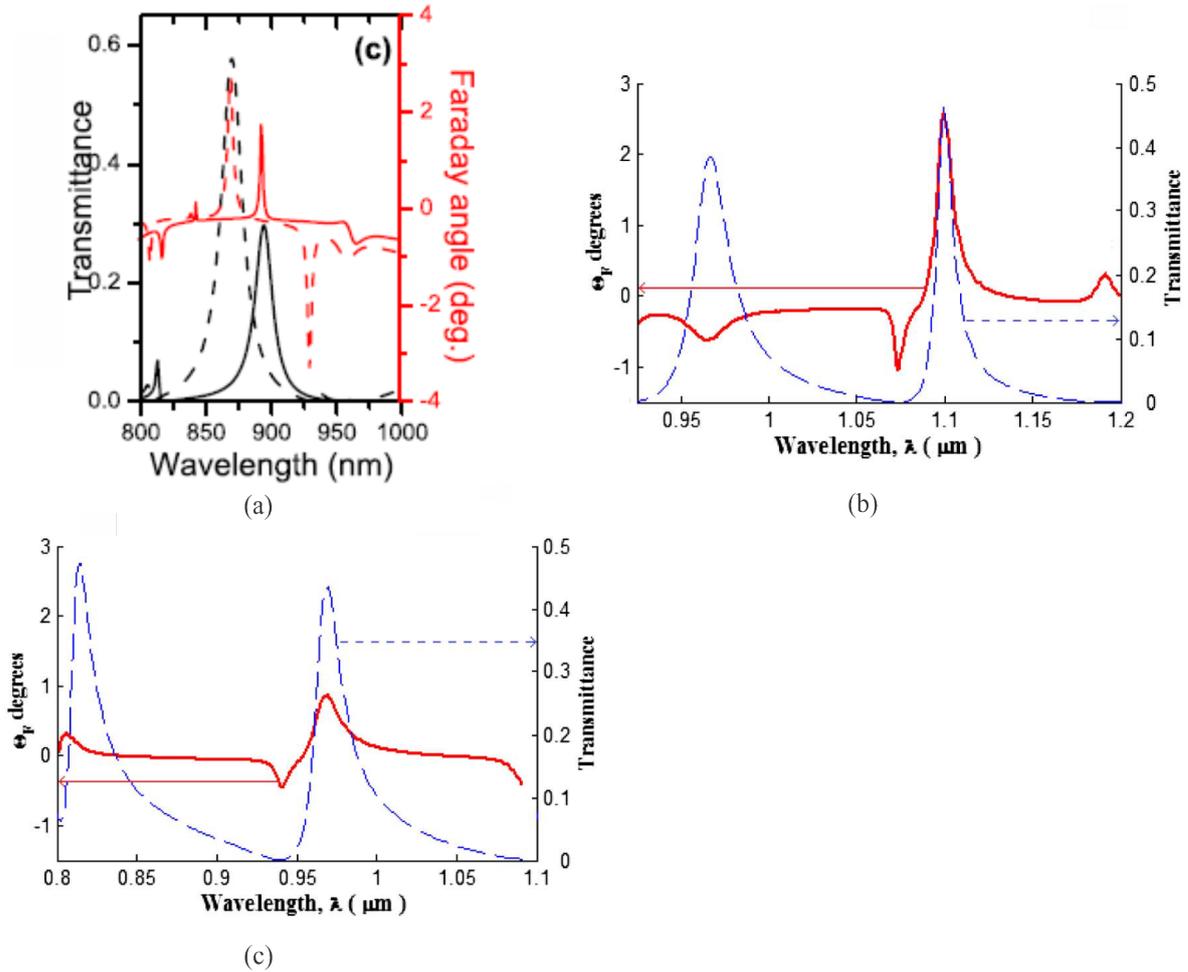


Figura 5 – Espectro de rotação de Faraday e transmitância para o cristal magnetoplasmônico 1D e 2D com duas e três camadas. Em (a) rotação de Faraday (linhas tracejadas vermelha ou linha contínua vermelha) e transmitância (linha tracejada preta ou linha contínua preta) para uma estrutura com arranjos 1D composta por duas camadas [17]. Em (b) rotação de Faraday (linha vermelha contínua) e transmitância (linha azul tracejada) para uma estrutura com arranjos 2D constituída por três camadas [24]. Em (b) rotação de Faraday (linha vermelha contínua) e transmitância (linha azul tracejada) para uma estrutura com arranjos 2D constituída por duas camadas [24].

0,6 para  $\lambda = 869$  nm em sistemas cuja perfurações são 1D como pode ser visto (linhas tracejadas preta e vermelha) na Fig.5(a). Por outro lado, para estruturas 2D, o melhor valor de RF é  $2,56^\circ$  com transmitância de 0,46 (ver espectros em Fig.5(b)) para  $\lambda = 1099,6$  nm para estruturas híbrida contendo três camadas, onde uma das camadas é um dielétrico com permissividade constante localizado entre o metal e material MO [24] como pode ser visto na Fig.3(d). Anterior a [24], o melhor resultado, trabalho publicado em [8], para RF em estruturas 2D era  $0,88^\circ$  com 0,42 de transmitância em um sistema com duas camadas como mostra a Fig.5(c). Note que o procedimento usado em [24] de introduzir o dielétrico não magnético entre o metal e o material magnético permitiu a melhora do

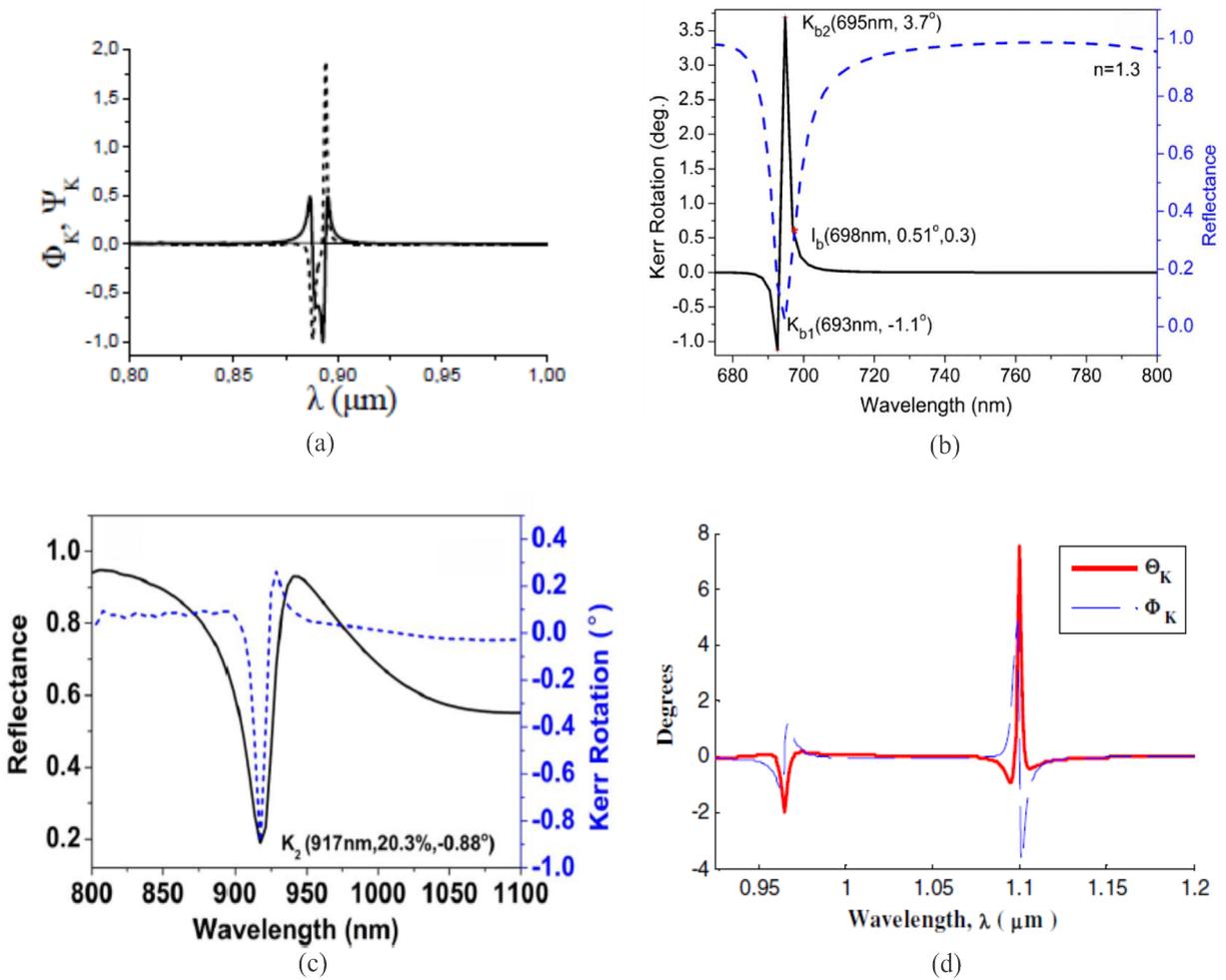


Figura 6 – Espectro de rotação de Kerr e refletância para diferentes heteroestruturas plasmônicas. Arranjos periódicos 1D para estrutura com duas camadas em (a) linha sólida (não contém informações acerca da refletância) [19]. Arranjos periódicos quadrados para estrutura com duas camadas (b) [22]. Arranjos periódicos circulares para estrutura com duas camadas (c) [23] e arranjos periódicos quadrados (RK linha vermelha e elipsidade de Kerr linha azul) para estrutura com três camadas em (d) [24].

efeito de Faraday e da transmitância para um mesmo comprimento de onda. Contudo, os autores não sugerem uma explicação para a melhora da RF.

Em geral o efeito de Kerr polar em heteroestruturas plasmônicas tem sido analisado em poucos trabalhos. Muitos destes tem como foco principal a análise do efeito de Faraday e EOT deixando o efeito de Kerr bem como a refletância em segundo plano. Nessa perspectiva, os valores de RK podem variar entre  $-0,8^\circ$  e  $7,5^\circ$ . Por sua vez, a refletância da radiação pode assumir valores próximos a zero (menor que 0,001) e no máximo 0,2. Em sistemas 1D, como em [19], com duas camadas o maior valor de rotação de Kerr é 1,1 (Fig.6(a)). Em estruturas 2D compostas por duas camadas, o valor da máxima RK e refletância podem variar de acordo com a geometria das perfurações periódicas. Em [22], os

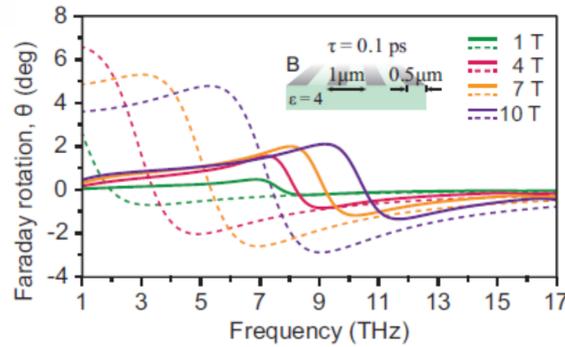
autores mostram que um sistema híbrido de duas camadas onde o metal tem perfurações periódicas quadradas tem maior valor de RK igual a  $3,7^\circ$  sendo a refletância um valor em torno de um por cento (ver Fig.6(b)). Por outro lado, em [23] o maior valor de RK é  $-0,88^\circ$  com refletância 0,2 para uma folha metálica com perfurações circulares depositada sobre um filme MO, (Fig.6(c)). Independentemente da geometria das perfurações no metal o maior valor de RK foi apresentado em [24]. Neste, os autores mostraram que a introdução de um dielétrico não magnético pode melhorar não somente a RF, como citado no parágrafo anterior, mas também a RK. Lá, o valor desta é igual a  $7,5^\circ$  em  $\lambda = 1099,6$  nm, em Fig.6(d). Para este trabalho não é apresentado o espectro de refletância da estrutura.

## 1.5 Efeito de Faraday e transmitância do grafeno na região do THz

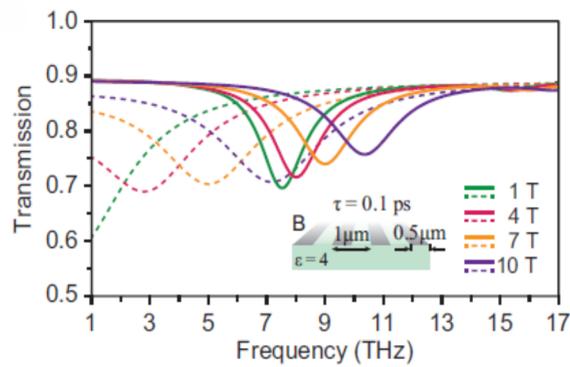
Nos últimos anos, estudos associados ao efeito de Faraday e EOT na região do Terahertz (THz) tem aumentado devido às inúmeras aplicações destes efeitos na citada faixa de frequência. Para esta, por exemplo, tem-se o interesse de utilizar a RF para a elaboração de sensores ópticos [4], diodos e microscopia magnética [25]. Na supracitada região de frequência é difícil encontrar materiais que apresentem RF em valores apreciáveis (maior que um grau), como por exemplo, o semiconductor InSb apresenta RF de até 1 grau na frequência de 0.8 THz [26]. Outros materiais que apresentam efeito de Faraday na região do THz são apresentados em [27]. Nesse contexto, o grafeno metálico surgiu como uma possível solução a referida dificuldade, uma vez que este pode exibir grande RF na região do THz como veremos mais adiante. O grafeno é uma das formas cristalinas do carbono, sendo este uma folha de grafite extremamente fina cuja espessura é da ordem de um átomo, podendo desta forma ser tratado como um material bidimensional. O grafeno apresenta propriedades ópticas e elétricas ímpares, a saber: alta mobilidade eletrônica [28], efeito Hall quântico [29], ondas plasmônicas [30], bem como efeito MO de Faraday [31] e efeito de Kerr [32].

Estudos associados à RF e à transmissão da energia eletromagnética no grafeno iniciaram na última década. O trabalho pioneiro e de grande relevância nessa linha é apresentado em [31] no ano de 2011. Neste trabalho, os autores estudaram o efeito de Faraday e a transmitância da radiação na região THz em uma folha de grafeno na presença de um campo magnético constante. O efeito de Faraday em uma única folha uniforme de grafeno é atribuído a ressonância de ciclotron dos elétrons não massivos presentes no grafeno.

Na Fig.7(a) é apresentado o espectro de RF e na Fig.7(b) o espectro de transmissão para uma folha de grafeno uniforme (linha tracejada). Pode-se observar nesta que a máxima RF tem valor em torno de  $7^\circ$  e transmitância de 75 por cento na frequência de 1 THz, sendo o campo magnético aplicado igual a 4 T. Note também que para um campo



(a)



(b)

Figura 7 – Espectro de rotação de Faraday para uma folha uniforme de grafeno (linha tracejada) e fitas de grafeno (linha contínua) na presença de diferentes campos magnéticos em (a). Espectro de transmissão para uma folha uniforme de grafeno (linha tracejada) e fitas de grafeno (linha contínua) na presença de diferentes campos magnéticos em (b)[31].

magnético mais fraco, por exemplo 1 T, a máxima RF diminui para  $2,5^\circ$ . Além disso, para campos magnéticos maiores que 4 T o espectro de RF desloca-se para frequências maiores que 1 THz, porém, as máximas RF diminuem para valores menores que  $7^\circ$ . Por exemplo, o grafeno pode exibir gigante RF de até  $6^\circ$  com frequência em torno de 4 THz e a transmitância em torno de 75 por cento. Do ponto de vista de aplicações em dispositivos é interessante ter-se efeito de Faraday gigante em frequências maiores que 1 THz com campos magnéticos fracos.

Uma dificuldade encontrada para a folha de grafeno uniforme é obter à RF em altas frequências usando campos magnéticos considerados fracos em torno de 1 T (na literatura os valores do campo magnético variam entre 1 T e 10 T na região do THz), uma vez que com já visto no parágrafo anterior, o aumento do campo desloca os picos de RF para frequências maiores que 1 THz mas os valores de RF caem rapidamente.

RF em altas frequências e com campos magnéticos fracos no grafeno pode ser ativada por meio da introdução de periodicidade geométrica na folha de grafeno. Assim, a

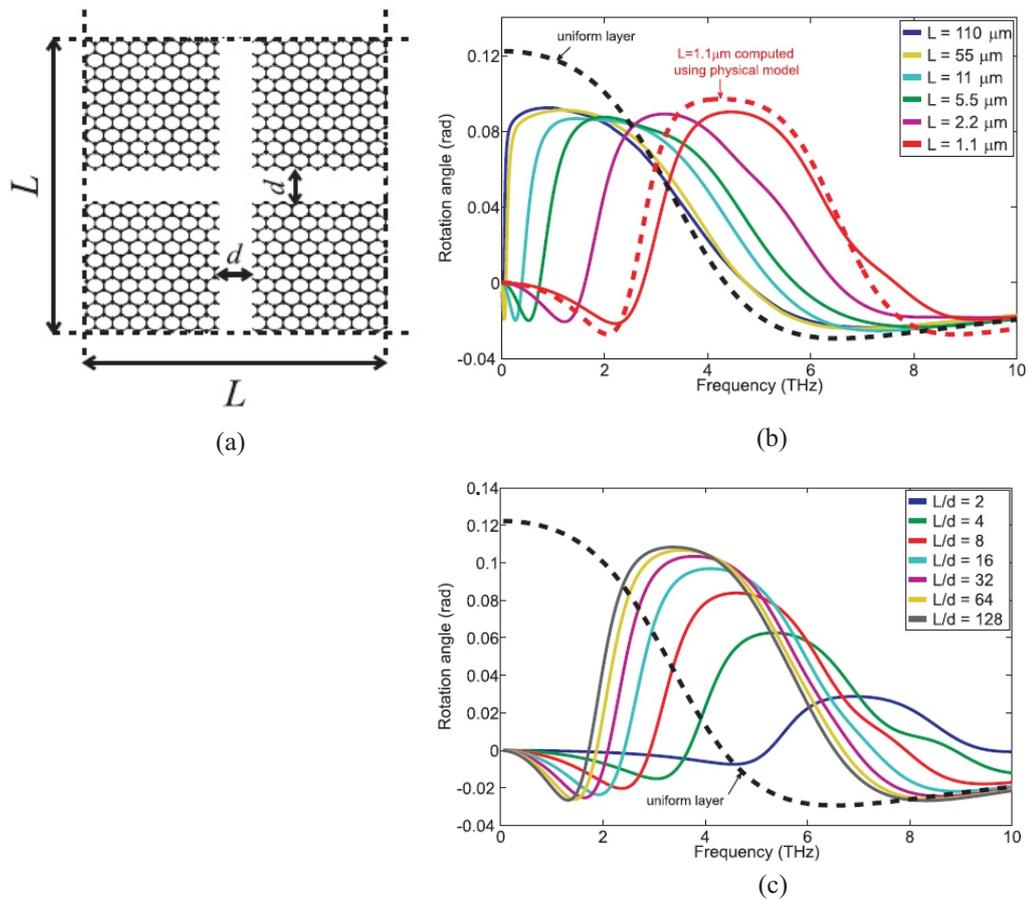


Figura 8 – Em (a) estrutura de grafeno com periodicidade. Em (b) e (c) espectro de RF para diferentes valores dos parâmetros geométricos [33].

introdução de parâmetros geométricos (período, largura, forma das perfurações) permite o controle da RF de tal forma a obter-se forte RF em altas frequências mesmo com campos magnéticos fracos. Tal ideia não é novidade, uma vez que este procedimento já é usado na região do visível/infravermelho em heteroestruturas plasmônicas como foi descrito na seção anterior. Nesse contexto, em [33] é analisada a RF em uma estrutura de grafeno periódica (Fig.8(a)). Para esta os autores mostram que é possível controlar o espectro de RF por meio da escolha dos parâmetros geométricos da estrutura. A Fig.8(b) e Fig.8(c) mostra que por meio da escolha dos parâmetros geométricos ( $L$  ou relação entre  $L/d$ ) é possível controlar o espectro de RF para um mesmo valor de campo magnético. No referido trabalho o valor foi fixado em 7 T. É importante destacar que no citado trabalho não é analisado o espectro de transmitância da estrutura.

Outra solução, consiste no uso de fitas de grafeno periódicas, esquema na Fig. 9, para ativar gigante RF em frequências ainda mais altas quando comparado a [33]. Em [34] é investigado teoricamente o efeito de Faraday e a transmissão da radiação em uma estrutura composta por fitas periódicas. No trabalho, os autores mostram que sistema pode exibir

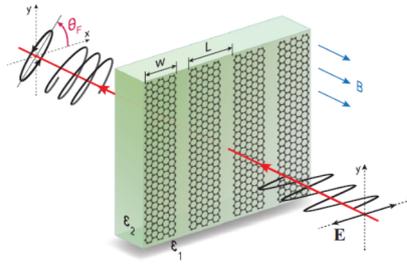


Figura 9 – A figura representa a estrutura de grafeno analisada em [34].

gigante RF ( $2^\circ$ ,  $|\mathbf{B}| = 10 \text{ T}$ ) na região de frequência compreendida entre 9 THz e 11 THz. A Fig.7(a) (linha contínua) mostra o espectro da RF para diferentes valores de campos magnéticos. Como pode ser observado existem picos de RF na região entre 9 THz e 11 THz. O forte efeito de Faraday é atribuído à ressonância dos magnetoplasmons no grafeno que surgem devido a introdução da periodicidade na folha de grafeno. Além de apresentar forte RF o grafeno apresenta alta transmitância da radiação eletromagnética na região do THz. Isto pode ser visto no espectro de transmitância é apresentado para diferentes  $\mathbf{B}$  aplicados em fitas de grafeno periódicas Fig.7(b) (linha contínua). Observe que os mínimos de transmitâncias ocorrem nas mesmas frequências de máxima RF (comparando Fig.7(a) e Fig.7(b)), contudo nota-se que mesmo estes mínimos correspondem a valores expressivos de transmitância. Adicionalmente, é importante salientar que, recentemente (2018), o efeito de Faraday em metasuperfícies foi confirmado experimentalmente em [35]. Os casos estudados teoricamente em [33][34] e experimentalmente em [35] são considerados metasuperfícies simples onde o arranjo periódico de grafeno é depositado sobre um substrato como já exposto nas Fig.8(a) e Fig.9.

Atualmente, o efeito de Faraday também tem sido estudado em estruturas que combinam arranjo metálico periódico e a folha de grafeno uniforme onde é aplicado o campo magnético (ver Fig.10). Estas estruturas podem apresentar RF de até  $25^\circ$ . Em [36], a RF pode chegar em  $25^\circ$  com transmitância de 0,04 na frequência de 0,43 THz sendo que a estrutura analisada é apresentada em Fig.10(a). Note que apesar da estrutura apresentar uma forte RF, a transmitância é muito pequena, além da frequência de máxima RF ocorrer para valores menores que 1 THz. Por outro lado, os autores de [37] mostram que é possível obter máxima RF de  $18^\circ$  sendo neste caso a transmitância menor que 0,05 para as frequências compreendidas entre 5 THz e 6 THz em uma estrutura com grafeno, óxido e metal nobre periódico (Au) (ver Fig.10(b)). Para ambos os casos citados neste parágrafo o campo magnético aplicado tem intensidade igual a 7 T. Pode-se perceber que apesar de apresentar forte RF, as estruturas mencionadas são mais complexas se comparado as metasuperfícies de grafeno mais simples, já mencionadas anteriormente.

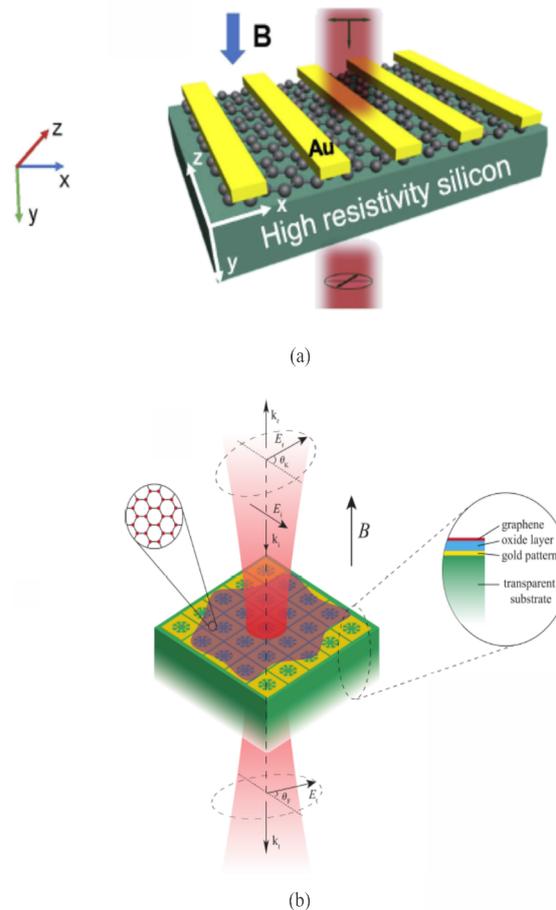


Figura 10 – Em (a) o esquema representa um estrutura composta por um arranjo periódico de ouro posto sobre uma folha de grafeno. O conjunto está sujeito a um campo magnético orientado perpendicularmente à estrutura [36]. Em (b) o esquema representa uma estrutura com três camadas grafeno, óxido e um arranjo metálico periódico [37].

## 1.6 Objetivos

Este trabalho, de modo geral, tem como objetivo estudar e promover o aumento dos efeitos MO de Faraday e Kerr em estruturas periódicas nas regiões do terahertz e infravermelho. Além disso, as propriedades ópticas tais como transmitância e refletância também são contempladas nos estudos em conjunto como os efeitos MO. Em particular, será primeiramente estudado o efeito de Faraday, Kerr, refletância e a transmissão da radiação em metasuperfícies de grafeno com diferentes geometrias na região do THz. Posteriormente, será apresentado estudos acerca dos efeitos de Faraday e Kerr na região do infravermelho em estruturas que combinam elementos de fotônica e plasmônica (cristais magnetoplasmônicos), uma vez nessas estruturas é possível ter forte efeito de Faraday com o efeito EOT. Tanto na região do THz, quanto na região do infravermelho temos o interesse de obter o máximo valor de RF e o máximo valor de transmitância para uma mesma

frequência. Adicionalmente, neste mesmo contexto, será analisada o efeito de transmissão óptica extraordinária (EOT) e reflectância na região do infravermelho.

## 2 Metodologia e validação do método

Este capítulo está reservado para a apresentação da metodologia e validação do método utilizado na análise do efeito de Faraday e da transmitância em estruturas plasmônicas híbridas na região do infravermelho e em micro fitas de grafeno na região dos THz.

Em particular, o estudo do efeito de Faraday em heteroestruturas plasmônicas pode ser realizado por meio de alguns métodos numéricos, a saber: rigorous coupled waves analysis (RCWA) [19][21], método da matriz de espalhamento[39] e método dos elementos finitos[24].

No caso do efeito de Faraday no grafeno, os estudos teóricos podem ser feitos por meio dos método dos elementos finitos, expansão modal ambos analisados em [34]. Outra possibilidade é utilizar o modelo de circuito elétrico na análise teórica do efeito de Faraday [33].

Neste trabalho, a análise numérica da atividade MO de Faraday (Kerr) e transmitância (reflectância) da radiação, tanto na região do visível/infravermelho quanto em THz, foi realizada fazendo uso do programa comercial COMSOL Multiphysics [40], o qual é baseado no método dos elementos finitos. Nas próximas seções mostraremos como determinar o espectro de RF (RK) por meio do programa COMSOL em conjunto com os parâmetros de Stokes. Ao final deste capítulo mostraremos a validação do método usado por meio de comparação com o método (RCWA) na região do infravermelho e por seguinte na região do THz, a validação do método utilizado será feita por comparação com os resultados experimentais e métodos numéricos já presente na literatura.

### 2.1 Determinação da RF via parâmetros de Stokes

A descrição do estado de polarização (linear, circular ou elíptica) de uma onda eletromagnética pode ser feito através de dois formalismos matemáticos, a saber: formalismo vetorial de Jones e o formalismo de Stokes.

No formalismo de Jones (desenvolvido por R. C. Jones em 1941[41]) a representação formal dos estados de polarização de uma onda eletromagnética é feita via representação vetorial. Assim, na descrição de Jones o vetor campo elétrico é tratado por meio de suas componentes e estas, por sua vez, são elementos de um vetor coluna, enquanto o comportamento dos diversos componentes ópticos (polarizadores, lâminas retardadoras, fibras óptica, etc) são descritos por matrizes  $2 \times 2$ .

No que diz respeito ao formalismo de Stokes, desenvolvido por G. G. Stokes em

1845, os estados de polarização de uma onda eletromagnética é caracterizado por meio de quantidades físicas mensuráveis, a saber, as intensidades dos campos. Nesta descrição estes observáveis são representados por quatro parâmetros, conhecidos como os quatro parâmetros de Stokes, sendo um deles associado à intensidade total do campo e os demais estão associados à descrição do estado de polarização da onda eletromagnética [42].

Tanto a representação de vetores de Jones quanto a representação de Stokes possibilitam a descrição do estado de polarização da onda eletromagnética. Contudo, esses formalismos apresentam duas diferenças apresentadas a seguir: a primeira diferença é que através dos parâmetros de Stokes é possível representar tanto a luz polarizada quanto a não polarizada. Por outro lado, os vetores de Jones representam somente ondas polarizadas. A segunda diferença reside no fato de que os vetores de Jones são descritos por números complexos, enquanto que os parâmetros de Stokes são valores reais, sendo que cada parâmetro tem um significado físico bem definido. Mesmo com estas diferenças os dois formalismos apresentam um isomorfismo ao tratar da descrição da onda eletromagnética polarizada.

Aqui, particularmente, os parâmetros de Stokes serão usados para a determinação dos espectros de RF (os mesmos podem ser usados para determinara o espectro RK) das estruturas analisadas no processo de validação do método utilizado neste trabalho e posteriormente na descrição das citadas rotações nas estruturas que serão propostas para as regiões de THz e infravermelho.

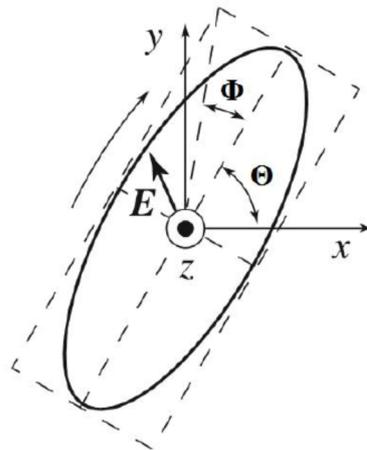


Figura 11 – Diagrama que descreve os estados de polarização da radiação eletromagnética transmitida através de um material magnetizado [43].

Na literatura, é conhecido em [43] que a caracterização dos estados de polarização da onda eletromagnética transmitida (refletida) de um dielétrico magnetizado ou uma

estrutura periódica magnetizada é definida como:

$$\text{sen}(\theta) = \frac{s_3}{s_0} \quad (2.1)$$

e

$$\text{sen}(\phi) = \frac{s_2}{s_1}, \quad (2.2)$$

sendo  $\theta$  e  $\phi$  os ângulos de polarização azimutal e de elipsidade (ver Fig.11). Além disso, os parâmetros  $s_0$ ,  $s_1$ ,  $s_2$  e  $s_3$  são os parâmetros de Stokes. Para ondas linearmente polarizadas (ondas tratadas aqui) estes parâmetros são descritos pelas seguintes expressões:

$$s_0 = |\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}|^2 + |\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}|^2 = a_1^2 + a_2^2, \quad (2.3)$$

$$s_1 = |\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}|^2 - |\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}|^2 = a_1^2 - a_2^2, \quad (2.4)$$

$$s_2 = 2\text{Re} \left[ (\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}) * (\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}) \right] = 2a_1 a_2 \cos(\delta_2 - \delta_1) \quad (2.5)$$

e

$$s_3 = 2\text{Im} \left[ (\hat{\epsilon}_1 \cdot \vec{E}) * (\hat{\epsilon}_2 \cdot \vec{E}) \right] = 2a_1 a_2 \text{sen}(\delta_2 - \delta_1), \quad (2.6)$$

onde  $\vec{E}$  é vetor campo elétrico,  $\hat{\epsilon}_1$  e  $\hat{\epsilon}_2$  são vetores unitários mutuamente ortogonais [44]. Vale destacar, que o parâmetro  $s_0$  representa a intensidade total do sinal e os outros três parâmetros descrevem o estado de polarização da onda.

Uma vez conhecida a forma de determinar o estado de polarização da onda transmitida (Eq.2.1 e Eq.2.2) através de um material magnetizado, pode-se determinar o espectro de RF ou RK com auxílio do programa COMSOL da seguinte forma: neste escolhemos o pacote RF Module. Por seguinte, modela-se a estrutura que se tem interesse em analisar e sujeitamos a mesma a uma onda linearmente polarizada com campo elétrico paralelo ao plano de incidência. Em virtude disto, o campo magnético é perpendicular ao citado plano (por isso este modo é conhecido como transversal magnético ou TM). Ao término da simulação são calculadas as amplitudes das componentes do campo elétrico em um ponto distante da estrutura. Em seguida, fazendo uso das equações Eq.2.1 e Eq.2.2, no próprio programa, determina-se o valor da rotação para cada ponto de frequência ou comprimento de onda e conseqüentemente o espectro de RF ou RK.

## 2.2 Transmitância e figura de mérito (FOM)

Outro elemento em nossas análises é a quantidade de energia eletromagnética transmitida em termos de potência ou o que denomina-se transmitância. O espectro de transmitância para uma estrutura periódica é determinado da seguinte forma: uma vez finalizada a simulação no COMSOL, calcula-se o módulo quadrático do campo elétrico

transmitido integrando este na superfície de um plano que está distante da estrutura. Em seguida, este valor é normalizado pelo produto módulo quadrático do campo incidente (aqui consideramos o módulo do campo incidente igual a 1V/m) e a área da célula unitária da estrutura.

A *figure of merite* (FOM) é um parâmetro utilizado no processo de otimização de estruturas que leva em conta a RF (RK) e a transmitância (refletância) de um ponto de frequência ou comprimento de onda. O FOM para uma onda transmitida é definido como o produto do módulo da RF  $|\theta_F|$  e a raiz quadrada da transmitância T [2]. Assim, é matematicamente descrita como:

$$\text{FOM} = |\theta_F| \sqrt{T}. \quad (2.7)$$

Analogamente, para a onda refletida pode-se definir o FOM como:

$$\text{FOM} = |\theta_k| \sqrt{R}, \quad (2.8)$$

onde  $\theta_k$  é o módulo da RK e R é a reflectância.

Este parâmetro é importante, pois existe particular interesse na ocorrência simultânea de altas RF (RK) com grande transmitância (refletância) para as frequências ou comprimentos de onda do espectro analisado. Esse fator de qualidade já foi utilizado em [17] para otimizar a RF e a transmitância num cristal magnetoplasmônico 1D. Do ponto de vista prático, otimizar uma estrutura levando em consideração o FOM é de grande importância, uma vez que, para um dispositivo não recíproco como um isolador é importante que a onda transmitida através deste apresente RF  $\theta_F$  maior ou igual a 45° e simultaneamente alta transmitância (mais de 50 por cento).

## 2.3 Validação do método usado pelo programa COMSOL Multiphysics

Nesta seção, mostraremos a validação do método usado pelo COMSOL 5.0 (elementos finitos) para estruturas nas regiões do infravermelho e THz. Para a região infravermelho os resultados obtidos para RF e transmitância no COMSOL são confrontados com o resultados apresentados em [17], enquanto que na região dos THz, os cálculos para a RF e transmitância usando o programa COMSOL são comparados com os resultados numéricos de [33] e [34]. Nas próximas subseções serão apresentados os passos seguidos na modelagem dos sistemas estudados e por seguinte a validação do método para cada uma das regiões supracitadas.

### 2.3.1 Condutividade anisotrópica do grafeno e modelagem da estrutura

Na região do THz, uma dificuldade que surge é a modelagem do grafeno no software COMSOL. Sabe-se que o grafeno é uma folha plana com espessura de aproximadamente 0.33 nm [45] e devido a esta característica pode ser considerado uma estrutura bidimensional. Por possuir tal espessura, uma dificuldade que surge é a modelagem 3D de estruturas com este material em programas (por exemplo, COMSOL e CST) devido a diferença de dimensões que acabam interferindo na discretização das estruturas. Para contornar este problema é sugerido em [45],[46],[47] que o grafeno seja modelado com uma espessura finita  $\Delta$  e como consequência disto pode-se definir uma condutividade volumétrica para o grafeno na ausência de campo magnético, a saber:

$$\sigma_v = \frac{\sigma_s}{\Delta}, \quad (2.9)$$

onde  $\sigma_v$  e  $\sigma_s$  são as condutividades volumétrica e superficial do grafeno respectivamente.

Quando na presença de um campo magnético DC externo (caso de interesse deste trabalho) a condutividade superficial é descrita como um tensor (matriz 2x2),

$$[\sigma_s] = \begin{bmatrix} \sigma_{xx} & -\sigma_{xy} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{xx} \end{bmatrix}, \quad (2.10)$$

sendo que os elementos fora da diagonal ( $\sigma_{xy}$  e  $\sigma_{yx}$ ) do tensor são não nulos. De modo geral, dentro do contexto da MO, as componentes do tensor são dependentes da frequência da onda incidente e da frequência de ciclotron dos portadores de carga cuja origem reside na interação do portador com o campo magnético DC externo que é orientado perpendicularmente á superfície plana do grafeno. Na presença de um campo magnético, dois regimes podem descrever o comportamento dos portadores de carga em sistemas metálicos bidimensionais como o grafeno, a saber: o primeiro é o semi-clássico que descreve o comportamento dos elétrons para situações onde o valor de campo magnético é baixo ou há alta densidade eletrônica. O segundo, o regime Hall quântico, quando os elétrons do metal estão na presença de altos campos magnéticos ou há baixa densidade eletrônica [48]. Em particular, este trabalho tem como o foco a descrição das propriedades MO do grafeno no regime semi-clássico. Para este, a teoria de transporte de Boltzmann pode ser usada para determinar as componentes do tensor condutividade superficial Eq.(2.10). Uma discussão mais detalhada deste assunto pode ser encontrada em [48]. Nesta, o tensor condutividade para o grafeno no regime semi-clássico é determinada, e a expressão matemática para as componentes da diagonal ( $\sigma_{xx}$ ) e fora da diagonal ( $\sigma_{xy}$ ) são expressas por:

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \frac{e^2 |E_F|}{\hbar^2 \pi} \frac{i(\omega + i/\tau)}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2} \quad (2.11)$$

e

$$\sigma_{xy} = -\sigma_{yx} = \frac{e^2 |E_F|}{\hbar^2 \pi} \frac{\omega_c}{(\omega + i/\tau)^2 - \omega_c^2}, \quad (2.12)$$

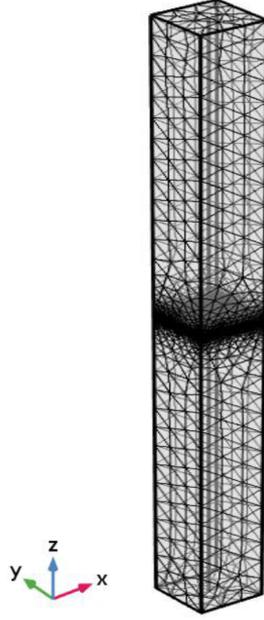


Figura 12 – A figura apresenta a estrutura de malha de elementos finitos para o sistema com grafeno.

onde  $E_F$  é a energia de Fermi,  $\tau$  é o tempo de relaxação (aqui foi usado 0,1 ps que é um valor típico usado em experimento em grafeno) e  $\omega_c$  é a frequência de ciclotron. A expressão semi-clássica da condutividade é válida tendo em vista a restrição  $\hbar\omega < 2E_F$ . Esta faz com que a Eq.(2.11) e Eq.(2.12) tenha validade para frequências localizadas na região dos THz (grandes comprimentos de onda em comparação a outras faixas do espectro eletromagnético tais como infravermelho, visível e em diante). Do ponto de vista físico, a condutividade semi-clássica incorpora somente transições de intra banda, ou seja, transições que ocorrem entre níveis de Landau adjacente na mesma banda.

A frequência de ciclotron é definida por:

$$\omega_c = e v_F^2 B / |E_F|, \quad (2.13)$$

sendo,  $v_F$  a velocidade de Fermi dos férmions de Dirac no grafeno,  $e$  é a carga elétrica e  $B$  a intensidade do campo magnético. Aqui, a velocidade de Fermi utilizada nos cálculos numéricos tem valor  $v_F = 9,5 \cdot 10^5$  m/s.

Uma vez determinada o tensor condutividade superficial para o grafeno na presença de um campo magnético, pode-se definir um tensor condutividade volumétrica  $[\sigma_v]$  para o mesmo, como:

$$[\sigma_v] = \frac{[\sigma_s]}{\Delta}. \quad (2.14)$$

Assim com o tensor  $[\sigma_v]$  pode-se modelar no COMSOL o grafeno como uma dada espessura. Aqui a escolha de  $\Delta$  foi igual a 1 nm, valor típico usado em simulações numéricas com grafeno (ver [45],[46], [47]). Desde que a malha da estrutura seja suficientemente pequena as

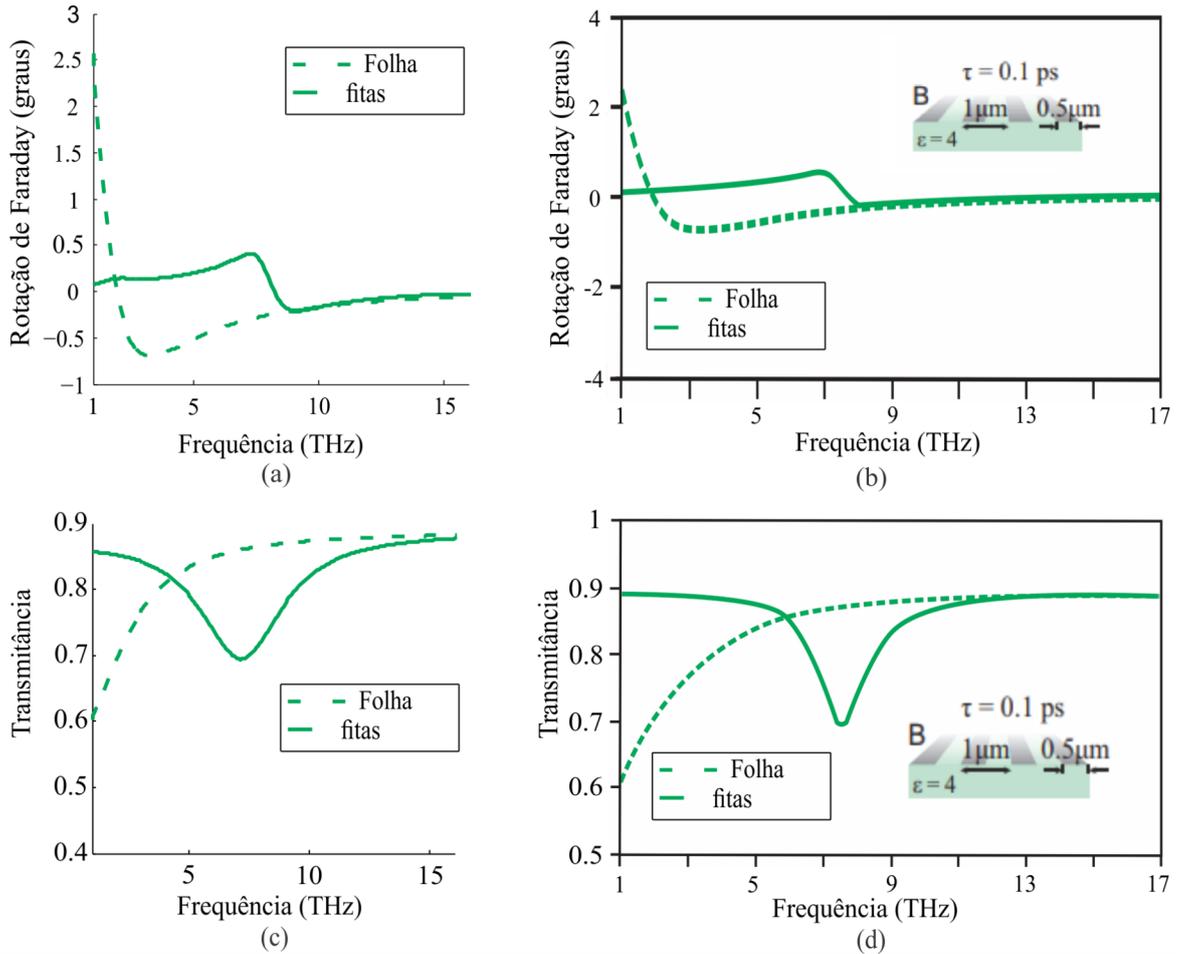


Figura 13 – Em (a) figura apresenta o espectro de rotação de Faraday para uma folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) calculados via COMSOL. Em (b) tem-se espectro de rotação de Faraday para uma única folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) segundo o método numérico usada em [34]. Em (c) é apresentado o espectro de transmitância para a única folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) segundo resultados obtidos no COMSOL. Em (d) é apresentado o espectro de transmitância para a única folha uniforme (linha tracejada) e micro fitas (linha contínua) segundo resultados obtidos em [34].

discrepâncias nos resultados usando  $\Delta = 0,33$  nm ou  $\Delta = 1$  nm podem ser negligenciadas [45].

As simulações efetuadas neste trabalho são de problemas que envolvem a propagação de ondas eletromagnéticas e por este motivo foi utilizado o módulo de rádio frequência presente no COMSOL. Neste âmbito, a estrutura usada para validação do método passou pelas seguintes etapas:

- Estruturação da geometria;
- Escolha dos parâmetros físicos dos materiais;

- Escolha das condições de contorno. Aqui foi utilizado as condições periódicas (Periodic Condition);
- A forma de excitação que aqui é feita por meio de uma onda plana usando a condição de espalhamento (Scattering Boundary Condition);
- Construção da malha de elementos finitos (ver Fig.12);
- Pós processamento dos resultados.

### 2.3.2 Validação do método na região do THz

Para validar o método dos elementos finitos e conseqüentemente o programa COMSOL 5.0 na região dos THz foi feita a comparação dos espectros de RF e transmitância do citado com os resultados numéricos de [34], onde é analisada a RF e transmitância em uma estrutura formada por fitas periódicas de grafeno fazendo uso do método de expansão modal e [33] onde os autores analisam a RF em sistema periódico formado por quadrados de grafeno usando um modelo de circuito.

Na validação é considerada uma célula unitária de período  $A = 1 \mu\text{m}$  e largura da fita  $L = 0,5 \mu\text{m}$ , sujeita a um campo magnético de intensidade igual a 1 T. A permissividade dielétrica do substrato é igual a 4. As propriedades MO do grafeno na presença de um campo magnético são modeladas via tensor condutividade volumétrica. Em nossos cálculos a folha de grafeno tem espessura de 1 nm.

A Fig.13(a) mostra o espectro de RF para uma folha de grafeno (linha verde tracejada) e fitas de grafeno (linha verde contínua) calculado através do programa COMSOL. Na Fig.13(b), tem-se o espectro de RF com o método utilizado em [34] para as citadas estruturas. Note que existe alta concordância entre os espectros RF determinados via COMSOL e o método apresentado em [34]. Analogamente, a Fig.13(c) apresenta o espectro de transmitância para as supracitadas estruturas por intermédio do COMSOL. Em comparação ao espectro de transmitância (Fig.13(d)) apresentado no trabalho de referência tem-se forte concordância entre os espectros transmitância, mesmo calculados por métodos diferentes.

Para o sistema formado por quadrados periódicos estudado em [33], os parâmetros geométricos da célula unitária usados no processo de validação são  $L = 1,1 \mu\text{m}$  e o gap  $d = 100 \text{ nm}$  (ver Fig.14(a)). A permissividade do substrato tem valor igual a 4, enquanto a energia de Fermi foi tomada igual a 0,34 eV e o campo magnético igual a 7 T. A Fig.14(b) apresenta o espectro de RF para a geometria citada neste parágrafo utilizando o COMSOL. Note que existe uma boa concordância entre os resultados para o espectro de RF obtidos via COMSOL com o método utilizado em [33] que são os descritos por linha vermelha contínua (método do momento) e pelo modelo de circuito linha vermelha tracejada (ver

Fig.14(c)). As discrepância das curvas para baixas frequências (entre 2 THz e 3 THz) deve-se a escolha da permissividade dielétrica, que consideramos igual a 4 por ser uma material já conhecido (SiC), uma vez que a permissividade não é informada em [33].

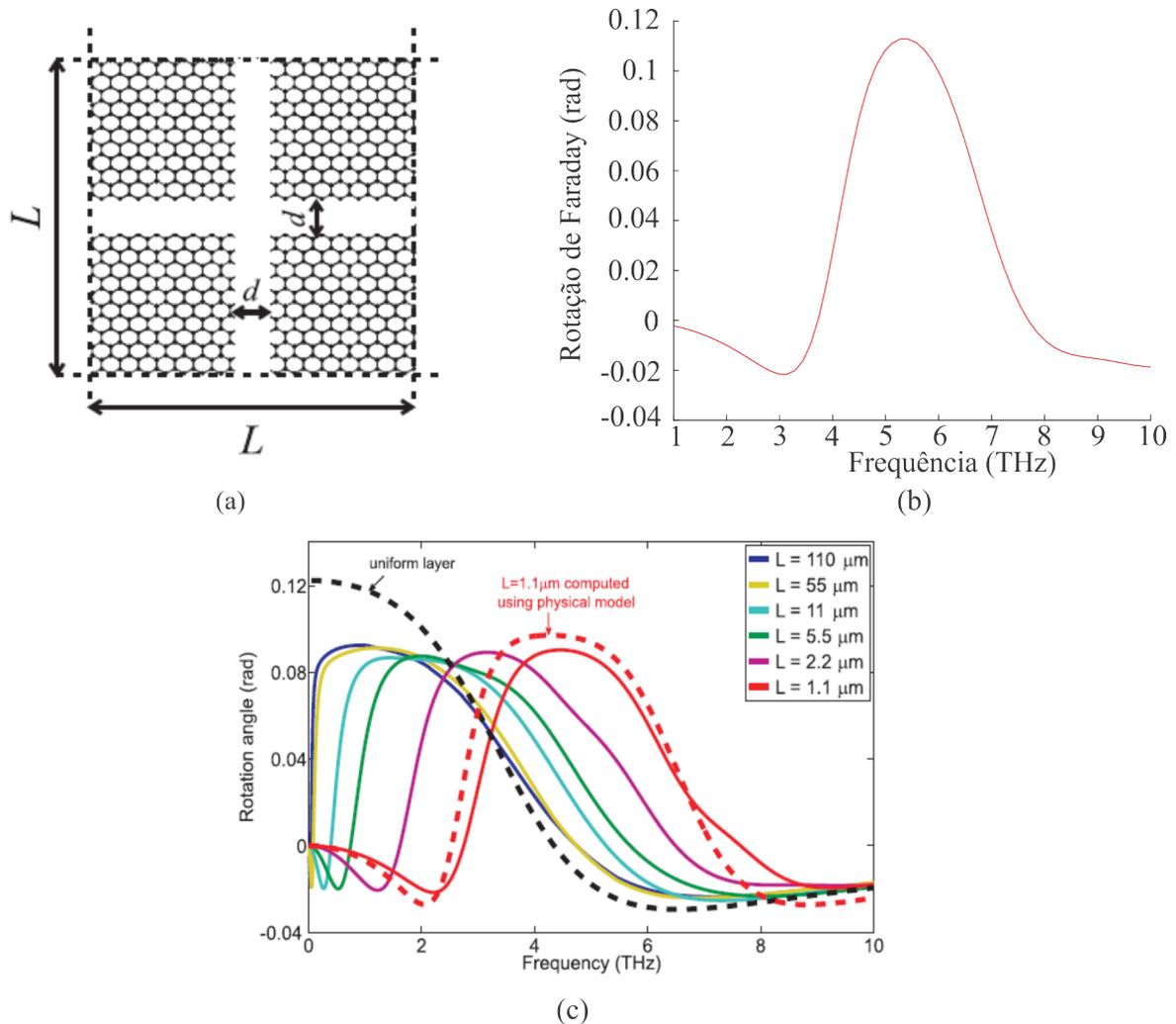


Figura 14 – Em (a) estrutura periódica de grafeno em forma de quadrado. Em(b) espectro de RF para a geometria considerada [33] usando o programa COMSOL. Em (c) espectro de RF fazendo uso de um modelo de circuito para diferentes valores de período e folha uniforme. Figura (a) e (c) foram retiradas de [33].

### 2.3.3 Modelagem das propriedades ópticas do Au, magneto-ópticas do Bi:YIG na região do infravermelho e validação do método

Na região do infravermelho, o método usado neste trabalho foi validado comparando os resultados de [17] para o espectro de RF e transmitância com os obtidos por meio do programa COMSOL. Na citada o método utilizado foi o RCWA para determinar os espectros de transmitância e RF.

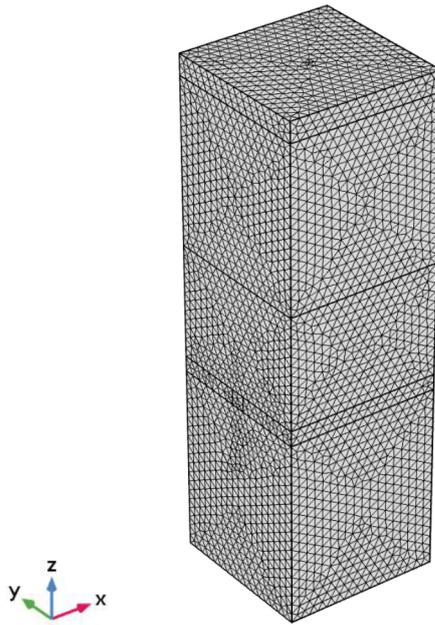


Figura 15 – Estrutura da malha para o sistema analisado em [34].

A estrutura analisada na validação consiste de um sistema com duas camadas sendo a primeira um metal com periodicidade 1D e a segunda, uma camada de material magnético, a saber, Bi-substituted yttrium iron garnet (Bi:YIG) (ver Fig.16(a)). Os passos na construção da estrutura e as simulações nesta região de análise seguem os mesmos passos já citados em 2.3.1, sendo a malha para a estrutura apresentada na Fig.15.

Parâmetros (nm)	$h_1$	$h_2$	w	d
configuração 1	515	75	600	750
configuração 2	547	75	675	750

Tabela 4 – Valores dos parâmetros geométricos para as configurações 1 e 2.

Em [17], duas configurações geométricas são analisadas sendo os valores dos parâmetros geométricos determinados na tabela 4. Nesta,  $h_1$  é a espessura da camada de metal,  $h_2$  espessura do Bi:YIG, w a largura da fita e d o espaçamento da grade (pitch).

Na região do espectro de interesse, as propriedades ópticas e MO são descritas através da permissividade elétrica do material que pode ser tratada como um escalar (tensor de ordem zero) ou como um tensor para materiais que apresentam anisotropia. Neste contexto, a análise numérica das propriedades do metal (aqui é o ouro (Au)) podem ser modeladas por meio da seguinte função dielétrica [17][19][21][23]:

$$\varepsilon_m = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_p^2}{(\omega^2 + i\gamma\omega)}, \quad (2.15)$$

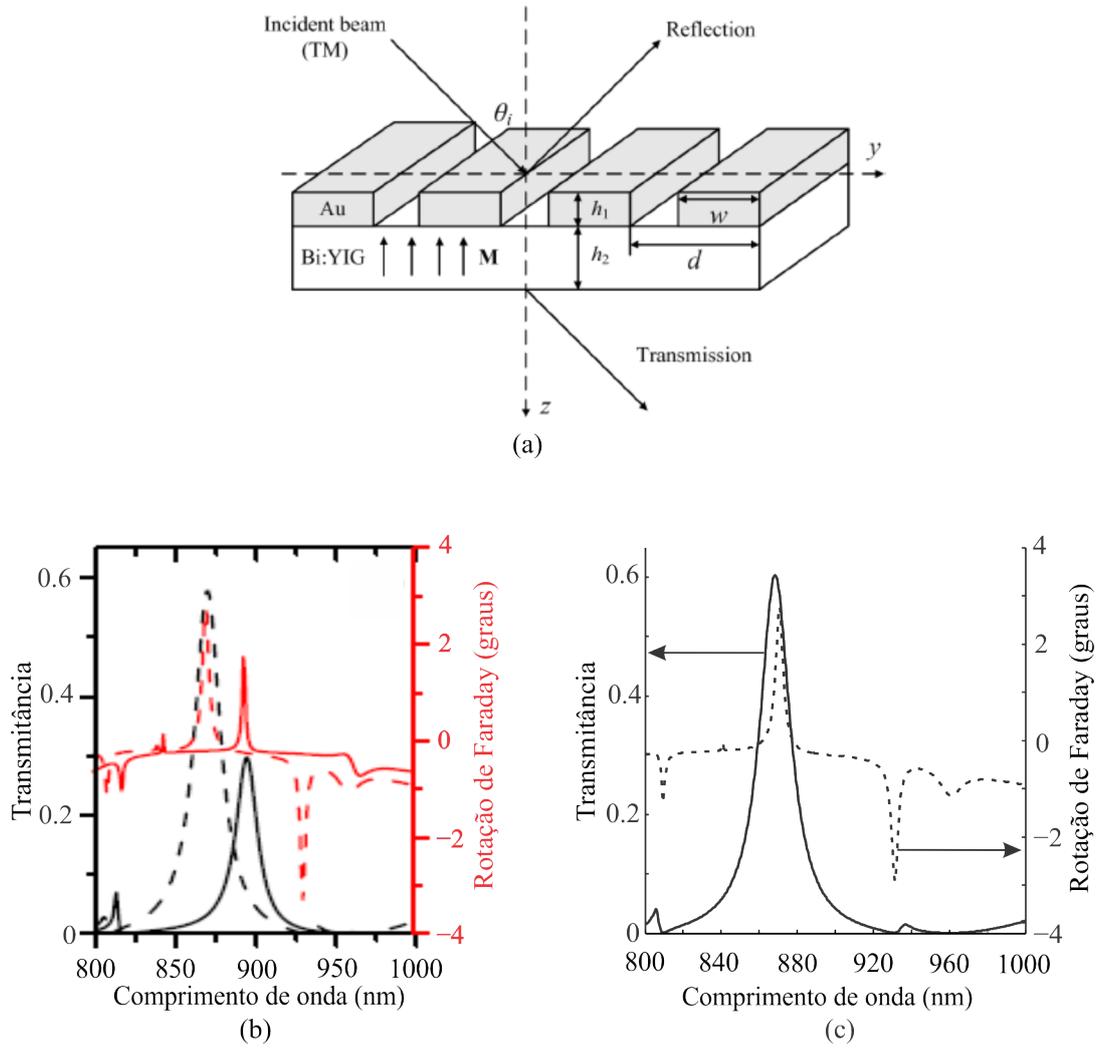


Figura 16 – Em (a) estrutura apresentada em [17]. Em (b), para configuração 1, o espectro de rotação de Faraday (linha vermelha e tracejada) e transmitância (linha preta e tracejada). Na mesma figura, para a configuração 2, tem-se o espectro de rotação de Faraday (linha vermelha e continua) e transmitância (linha preta e continua) [17]. Em (c), o espectro de rotação de Faraday e transmitância determinados via COMSOL para a configuração 1.

onde  $\varepsilon_\infty$  o limite dielétrico de alta frequência,  $\omega_p$  frequência de plasma,  $\omega$  frequência da onda incidente e  $\gamma$  fator de amortecimento. Para o filme de ouro na região de comprimento de onda de interesse, os parâmetros da Eq.2.15 tem os seguintes valores:  $\varepsilon_\infty = 7,9$ ,  $\omega_p = 1,3324 \cdot 10^{16} \text{ s}^{-1}$  e  $\gamma = 1,1395 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$ . Estes valores ajustam com experimentos realizados em [49].

O material MO (Bi:YIG) tem suas propriedades descritas pelo tensor permissividade  $[\varepsilon]$ :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_r & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_r \end{bmatrix}, \quad (2.16)$$

sendo  $\varepsilon_r = 5,5 + i0,0025$  e  $g = 0,01 - i0,0015$  [17][19][21][23]. Adicionalmente, a permissividade dielétrica da camada de Bi:YIG, do ouro e dos dielétricos são consideradas igual a 1.

Em particular, é de interesse a configuração que apresenta melhor relação RF e transmitância, a saber, configuração 1 (posteriormente será nomeada de estrutura base no Capítulo 4). Para esta, a RF é representada pela linha tracejada vermelha e a transmitância pela linha tracejada preta (Fig.16(b)). Na Fig.16(c) tem-se o espectro RF e transmitância para a configuração 1 obtidos por meio do COMSOL. Note na comparação das Fig.16(b) e Fig.16(c) existe uma ótima concordância no perfil dos espectros.

## 3 Rotação de Faraday e Kerr em estruturas periódicas de grafeno na faixa do THz

A região dos Terahertz (THz) é um intervalo de frequências do espectro eletromagnético compreendido entre a região das microondas e do infravermelho cujos valores de frequências correspondem ao intervalo entre 0,1 THz e 10 THz. Como mencionado na introdução, os efeitos MO são importantes para a elaboração e desenvolvimento de dispositivos na citada região.

O foco deste capítulo reside em estudar o efeito de Faraday e a transmissão das ondas eletromagnéticas em estruturas constituídas de grafeno na região dos THz. Para tanto, sugerimos a análise dos supracitados efeitos em quatro estruturas periódicas de grafeno em forma de círculo, quadrado, quadrado com corte nos cantos e fitas a fim de verificar a influência da geometria dos elementos de grafeno na rotação de Faraday e transmitância. Os resultados obtidos em nossa proposta são melhores para frequências superiores a 7 THz se comparados com os resultados obtidos para uma única folha uniforme [31] ou outras estruturas periódicas [33][34][35]. Adicionalmente, analisamos a elipsidade da onda transmitida, além do efeito de Kerr em conjunto com a refletância nas geometrias propostas aqui.

### 3.1 Descrição das geometrias propostas

Aqui, RF e a transmitância são numericamente analisadas em estruturas periódicas de grafeno. A Fig.17(a) representa uma célula unitária da rede periódica com período A para o grafeno em forma de círculo, sendo D o diâmetro do círculo. Na Fig.17(b) tem-se a representação para a célula unitária de período A com um quadrado de grafeno de lado L. Já a Fig.17(c) descreve a célula unitária para um quadrado de grafeno com cortes, onde w a largura e L o comprimento da estrutura do quadrado com cortes. Por fim, a Fig.17(d) apresenta a célula unitária para as fitas com largura b. Para todos os casos analisados, a estrutura é iluminada por onda linearmente polarizada na direção y e com incidência normal.

Para as geometrias consideradas na Fig.17 o período é o mesmo para todas as geometrias, no caso este tem valor igual a  $A = 0,5 \mu\text{m}$ . Para a estrutura circular o diâmetro D tem valor igual a  $0,48 \mu\text{m}$ . Por sua vez, a estrutura com forma de quadrado tem lado  $L = 0,425 \mu\text{m}$ . A escolha destes valores foi feita de tal forma que os elementos de grafeno de cada geometria tivessem a mesma área pra fins de comparação. No caso das fitas, por serem infinitas ao longo da coordenada x, considerou-se, para fins determinação de uma área,

que o comprimento nesta direção é igual ao período da célula unitária. Conseqüentemente, a largura da fita (ao longo da direção  $y$ ) tem valor igual a  $0,36 \mu\text{m}$ . Uma outra variação de geometria investigada foi a introdução de cantos no quadrado, sendo que para este caso os parâmetros escolhidos foram  $L = 0,425 \mu\text{m}$  e  $w = 0,415 \mu\text{m}$ .

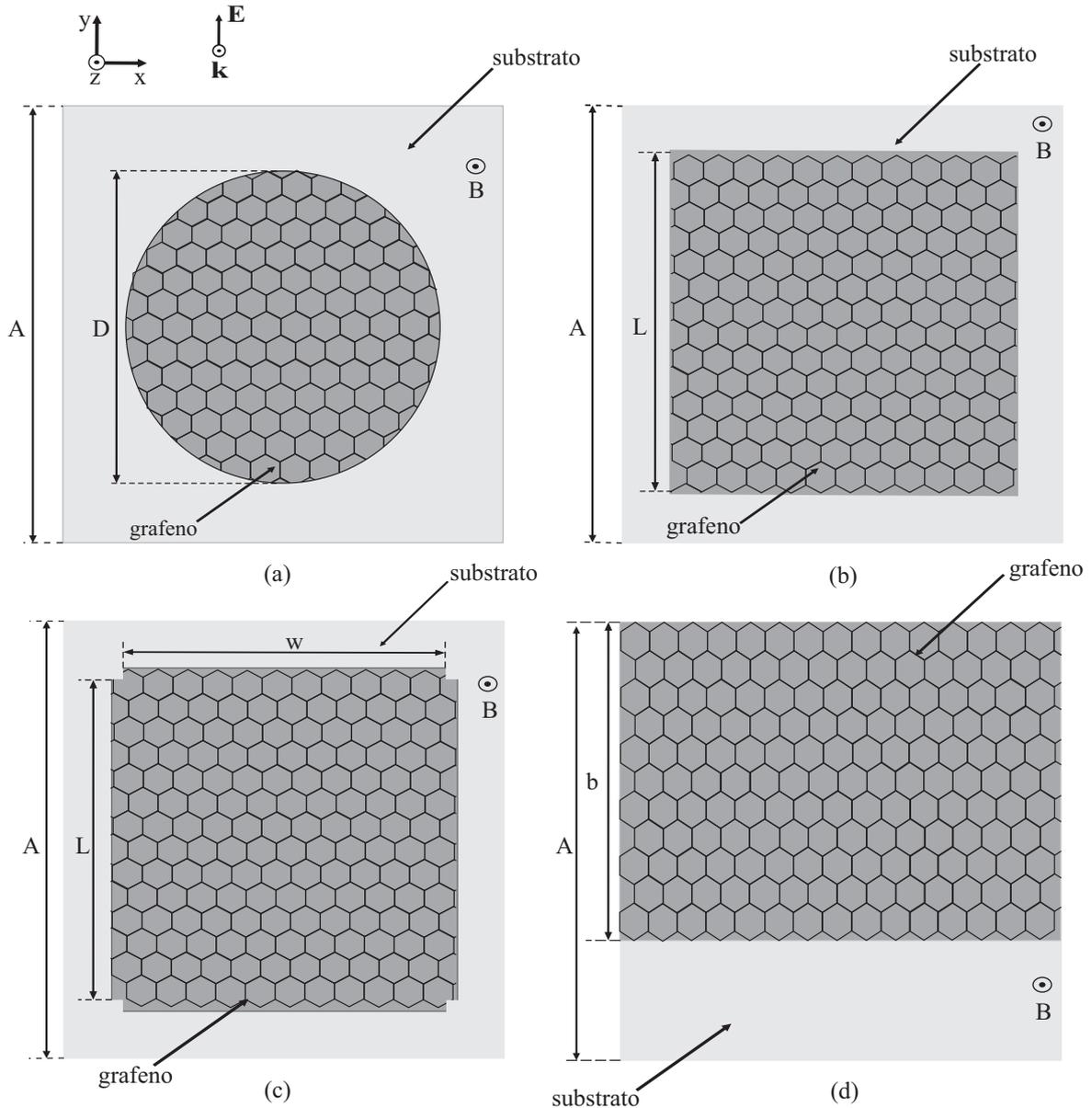


Figura 17 – Célula unitária de uma estrutura periódica de grafeno em forma de círculo em (a), quadrado em (b), quadrado com pequenos cortes (c) e fitas em (d). Para todos os casos, o campo magnético  $\mathbf{B}$  é aplicado perpendicularmente ao grafeno. A onda plana é polarizada ao longo do eixo  $y$ .

Do ponto de vista prático, o grafeno é depositado sobre um substrato. A presença deste promove a redução da mobilidade dos portadores de carga em comparação ao caso mais simples sem a presença do substrato. A redução da mobilidade ocorre em virtude do espalhamento com fonons e possíveis impurezas [34]. Para todos os casos considerou-se

que o grafeno está sobre um substrato de permissividade elétrica constante. Além disso, as estruturas periódicas de grafeno estão sujeitas a um campo magnético constante  $\mathbf{B} = (0, 0, B)$  orientado perpendicularmente às mesmas.

No transcorrer deste capítulo, a energia de Fermi para o grafeno será fixada em  $E_F = 0,3 \text{ eV}$  e o campo magnético mantido fixo com valor de 1 T. Além disso, a permissividade elétrica do substrato é tomada igual a 3,5. A modelagem das propriedades ópticas e MO do grafeno já foram mencionadas no capítulo anterior na seção de validação do método.

## 3.2 Rotação de Faraday e alta transmitância em estruturas periódicas de grafeno com diferentes geometrias

Nesta seção, o foco reside em compreender a ocorrência da RF e conseqüentemente da RK, em sistemas periódicos ou não constituídos de grafeno. Além disso, fazer a comparação dos espectros de RF e a transmitância das estruturas periódicas aqui sugeridas com os espectros de RF e transmitância da folha uniforme. Assim, um passo importante, antes de tratarmos de sistemas periódicos, é compreender como ocorre o efeito de Faraday em sistemas mais simples tal como uma folha uniforme. Para uma folha de grafeno uniforme, a RF tem a sua origem na ressonância de ciclotron dos elétrons no grafeno. Esta ressonância, por sua vez, é fruto do movimento circular dos elétrons de condução que é afetado pela presença do campo magnético aplicado perpendicular à superfície do grafeno que ao interagir com a radiação propicia a rotação do plano de polarização da onda transmitida ou refletida em relação à onda incidente [31]. Como consequência da participação dos ciclotrons, na folha uniforme, tanto a posição dos picos de RF (RK) quanto os níveis destes dependem da escolha da intensidade do campo magnético aplicado e da energia de Fermi.

No que diz respeito a sistemas periódicos, como os analisados aqui, a RF ou a RK pode ser explicada através de duas ópticas distintas. Um associado ao tipo de excitação que promove a ocorrência da RF (RK) e outra por meio de analogia com um modelo de circuito, sendo que neste caso a RF proporcional a parte real da impedância do circuito equivalente. Do primeiro ponto de vista, excitações ressonantes conhecidas como magnetoplasmons são responsáveis pela origem da RF em sistemas periódicos de grafeno. Os magnetoplasmons são estruturas resultante da hibridação entre os plasmons e as excitações de ciclotron no grafeno, quando na presença de um campo magnético orientado perpendicularmente à superfície de grafeno. As citadas excitações possibilitam a concentração de energia eletromagnética nas estruturas periódicas, principalmente nos regiões de canto das estruturas sendo esta característica já foi apresentada em [34]. A energia armazenada na estrutura devido aos magnetoplasmons altera as propriedades MO do grafeno, originando o efeito de rotação do plano de polarização da radiação transmitida

ou refletida. Diferentemente dos ciclotrons na folha uniforme, as ressonâncias híbridas presentes nas estruturas periódicas abrem a possibilidade do controle da RF (posição do máximo e o nível deste) por meio de mudanças de parâmetros geométricos dos sistemas, além de permitir a ocorrência da RF em altas frequências (maiores que 7 THz, por exemplo), mesmo com campos magnéticos considerados fracos (1T por exemplo), sendo que essa característica não é possível obter na folha uniforme.

Do outro ponto de vista, considerando que o sistema periódico equivale a um circuito, o efeito de Faraday pode ser explicado da seguinte forma: a introdução de periodicidade no grafeno propicia a criação de um campo reativo de energia elétrica, sendo este armazenado ao longo da estrutura periódica. A energia armazenada altera a impedância do sistema acrescentando a esta um efeito capacitivo isotrópico que altera as propriedades ópticas e MO do grafeno alterando e podendo adicionalmente melhorar a RF, principalmente em altas frequências [33]. O efeito capacitivo adicional que surge na estrutura depende da escolha dos parâmetros geométricos da estrutura periódica de grafeno e em virtude disso a RF passa a depender da escolha de parâmetros geométricos (período, largura, etc) e em consequência disto a RF passa a depender da área do grafeno. Neste contexto, é importante frisar que a RF depende da parte real da impedância do sistema. A fim de compreender o efeito de Faraday em sistemas periódicos, considere um sistema simples formado por quadrados periódicos como na Fig.17(b). Para este a impedância da malha capacitiva pode ser escrita como [35]:

$$Z_{M\pm} = \frac{\pi\hbar^2}{e^2|E_F|p} \left[ \tau^{-1} + i \left( \omega \pm \omega_c - \frac{e^2|E_F|}{\omega p \pi \hbar^2 C_g} \right) \right], \quad (3.1)$$

onde  $p = \frac{8}{\pi^2} \left(1 - \frac{d}{A}\right)^2$ , com  $d = A - L$  sendo o gap entre dois elementos de grafeno consecutivos. Note que o termo  $p$  refere-se à razão entre a área da célula unitária e a área do elemento de grafeno, reforçando o que já foi dito anteriormente acerca da RF depender da área do elemento de grafeno. Os termos  $\omega$  e  $\omega_c$  são a frequência angular da radiação incidente e a frequência de ciclotron, respectivamente,  $e$  a carga e  $\hbar$  constante de Planck dividido por  $2\pi$ . Por conseguinte,  $\tau$  é o tempo de espalhamento e  $C_g$  o termo capacitivo, que para os quadrados é definido como a seguir:

$$C_g = \varepsilon_0 A \left( \frac{\varepsilon_r + 1}{\pi} \right) \ln \left( \csc \left( \frac{\pi d}{2A} \right) \right), \quad (3.2)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permissividade do vácuo e  $\varepsilon_r$  é a permissividade relativa do substrato. Ainda na Eq.3.1 o sinal  $\pm$  refere-se a duas polarizações circulares uma a direita e outra a esquerda. Adicionalmente, através da Eq.3.1 pode definir uma expressão para a frequência máxima RF para um regime de baixa mobilidade como:

$$\omega_F = \frac{e}{\hbar} \sqrt{\frac{E_F}{\pi p C_g}}. \quad (3.3)$$

A Eq.3.3 mostra que, para o sistema periódico formado por quadrados de grafeno, a frequência de máxima RF não depende do campo magnético, contudo depende da escolha dos parâmetros geométricos da estrutura e propriedades físicas dos materiais utilizados. A teoria acima apresentada pode ser adaptada para outros tipos de malhas (por exemplo fitas, círculos, etc). Nas configurações analisadas, Fig.17, os parâmetros geométricos foram escolhidos de tal modo que a área do grafeno em cada geometria tenham o mesmo valor e assim comparamos a RF para as geometrias sugeridas.

Aqui nos melhoramos a RF em sistemas periódicos em frequências maiores que 7 THz com o campo magnético aplicado igual a 1 T, além de avaliar o efeito da escolha da geometria do grafeno na RF ou RK. É importante ressaltar que alguns resultados para RF apresentados mais adiante são melhores se comparados a de outros trabalhos já publicados ([31][33][34][35]) do ponto de vista das condições anteriormente citadas.

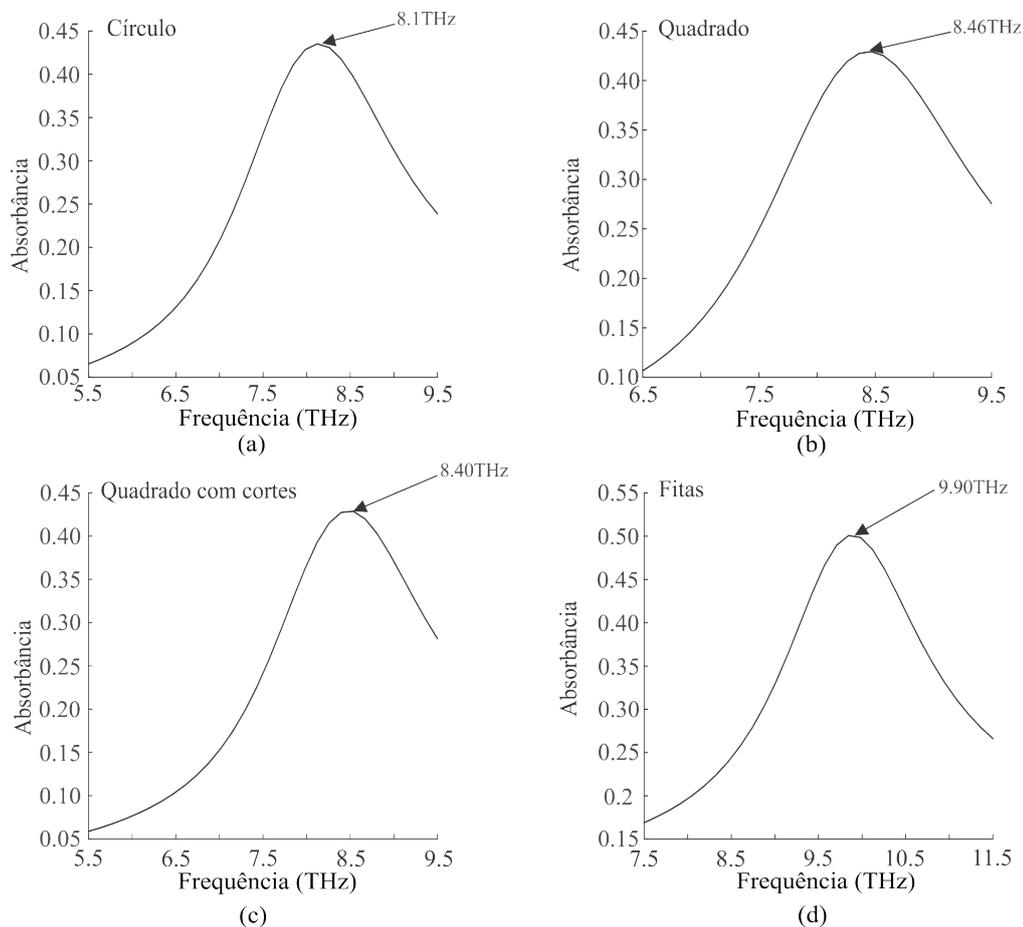


Figura 18 – Espectro de absorbância para as quatro estruturas periódicas de grafeno. Em (a) círculos periódicos, (b) para quadrados periódicos, (c) quadrados com cortes nos cantos e em (d) fitas periódicas. Para as estruturas periódicas os parâmetros geométricos e físicos estão descritos na seção 3.1.

Inicialmente, analisamos o espectro de absorbância ( $A$ ) para as quatro estruturas periódicas de grafeno. Esta é definida como  $A = 1 - T - R$ , sendo  $T$  a transmitância e

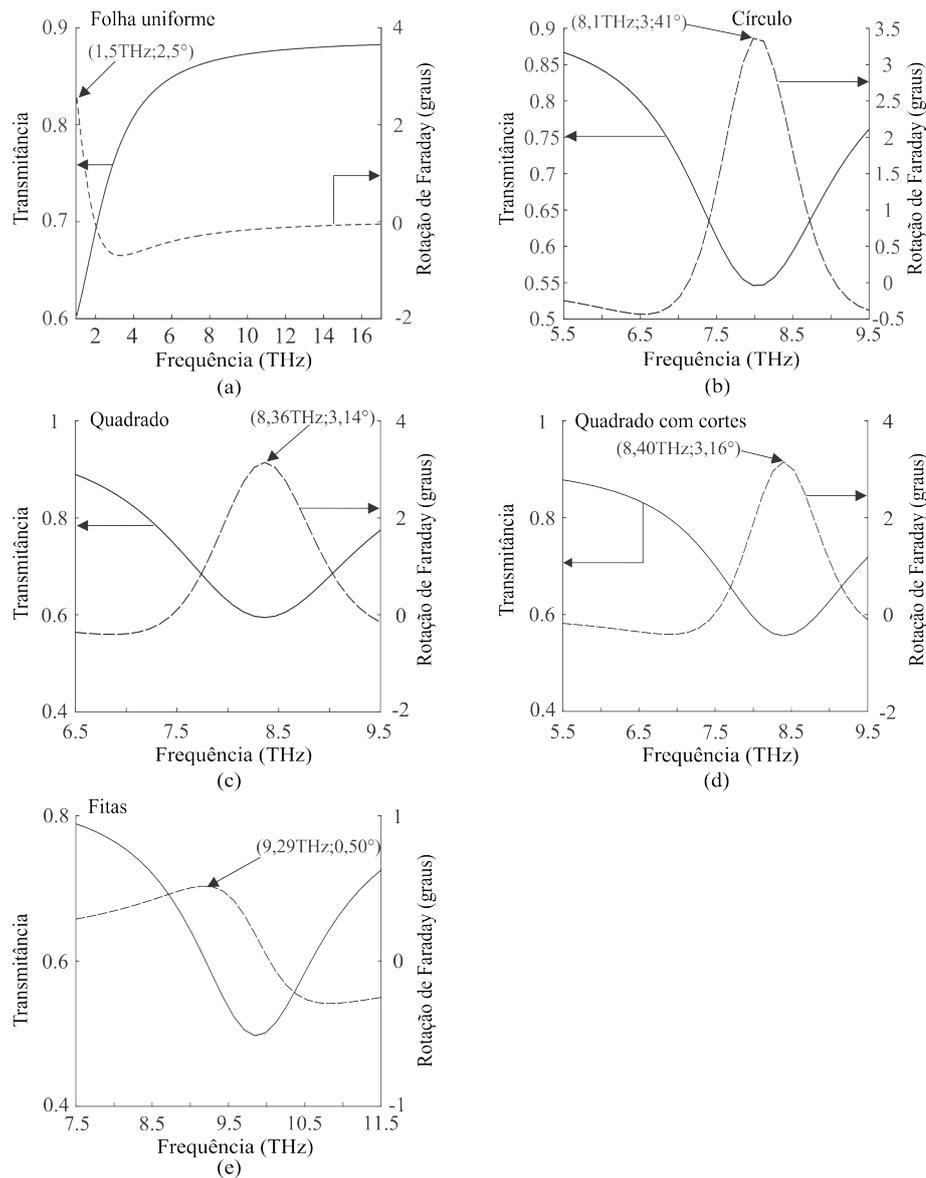


Figura 19 – Espectro de transmitância e RF para cinco estruturas de grafeno. Em (a) folha uniforme, em (b) círculos periódicos, (c) para quadrados periódicos, (d) quadrados com cortes nos cantos e (e) fitas periódicas. Para as estruturas periódicas os parâmetros geométricos e físicos estão descritos na seção 3.1.

R a reflectância. Na Fig.18(a) tem-se o espectro da citada propriedade óptica para os círculos de grafeno. Em Fig.18(b) e Fig.18(c), o mesmo espectro para os quadrado e o mesmo introduzindo cortes. Por fim, na Fig.(d) é apresentado o espectro para as fitas de grafeno. As quatro geometrias apresentam o valor de absorbância superior a 0,4. Pode-se observar pela análise do espectro que a máxima absorbância e a máxima RF ocorrem para a mesma frequência (ver Fig.19 para a comparação) ou em regiões próximas (por exemplo as fitas onde não ocorre a coincidência). Isto mostra que a máxima RF é maior na regiões próximas da frequência ressonante que é a frequência onde ocorre as maiores perdas. A partir da análise das figuras pode-se observar que próximo da frequência ressonante mais

eficiente é conversão dos modos TM em TE ou vice-versa, caracterizando assim uma maior rotação no plano de polarização da luz transmitida. Analogamente, a máxima RK ocorre na região de ressonância da estrutura.

O espectro de RF (linha tracejada) e transmitância (linha contínua) para as estruturas analisadas estão descritos na Fig.19. Para a folha uniforme os espectros estão representados na Fig.19(a), círculos Fig.19(b), grafeno periódico em forma de quadrado Fig.19(c), quadrados com cantos em Fig.19(d) e fitas Fig.19(e). Primeiramente, uma característica observada nas curvas que descrevem a RF em uma folha uniforme de grafeno é que para um campo magnético de baixo valor (1 T), o pico de RF  $2,5^\circ$  ocorre para frequências menores que 7 THz, no início do espectro de frequência. Por outro lado, no mesmo contexto, as estruturas periódicas apresentam máxima RF para valores de frequência maior que 7 THz. O grafeno em forma de círculo é a estrutura que apresenta maior valor de RF. Para este, a RF tem valor de  $3,41^\circ$  na frequência de 8 THz. Para o grafeno em forma quadrado a RF pode chegar ao valor máximo de  $3,14^\circ$  para a frequência 8,36 THz, enquanto o quadrado com cortes tem o máximo valor de  $3,16^\circ$  para a frequência de 8,40 THz. A redução na RF no que diz respeito ao quadrado em relação a este com cortes nos cantos deve-se ao fato de que o quadrado com cortes a frequência de máxima RF e coincide com a frequência de ressonância sendo que o mesmo não ocorre no quadrado. Já as fitas, na frequência de 9,29 THz, a RF é  $0,5^\circ$ , sendo assim, as fitas apresentam o menor valor de RF dentre as estruturas periódicas quando consideramos todos com a mesma ou aproximadamente a mesma área. Aqui pode-se observar que a mudança de geometria afeta a posição de máxima RF e esta característica pode estar associada a mudança na impedância efetiva que é diferente para cada tipo de malha periódica. Em adicional, nota-se que os círculo, quadrados e quadrados com cantos, a RF é melhor do que na folha uniforme ou na fita de grafeno para frequências maiores que 7 THz.

Do ponto de vista da transmitância, a folha uniforme leva vantagem em comparação as outras quatro estruturas. Para a frequência central (frequência de máxima RF), o grafeno uniforme, Fig.19(a), apresenta transmitância um pouco maior que 0,6. No que diz respeito as demais estruturas, na frequência central, a transmitância para o grafeno na forma de círculo é igual a 0,54 (Fig.19(b)), os quadrados 0,59 (Fig.19(c)), quadrados com cortes 0,55 (Fig.19(d)) e fitas 0,57 (Fig.19(e)). Uma característica em comum a todas as cinco estruturas estudadas é que o máximo de RF sempre ocorre no mínimo de transmitância ou em regiões próximas deste (caso das fitas). Essa característica deve-se ao fato de que a máxima RF ocorre quando a velocidade de grupo (região próxima à frequência de ressonância) é mínima e em consequência disto ocorre a redução no nível de transmitância da frequência central, assim, o máximo de RF ocorre com um mínimo de transmissão, esse comportamento já foi explicado em [21] para sistemas periódicos que apresentam efeito de Faraday nas regiões do visível e infravermelho. Essa característica torna-se evidente quando se analisa as fitas periódicas, uma vez que para elas a frequência de máxima RF

não ocorre na mesma frequência de ressonância sendo assim a estrutura periódica que apresenta maior valor de transmitância na frequência de máxima RF.

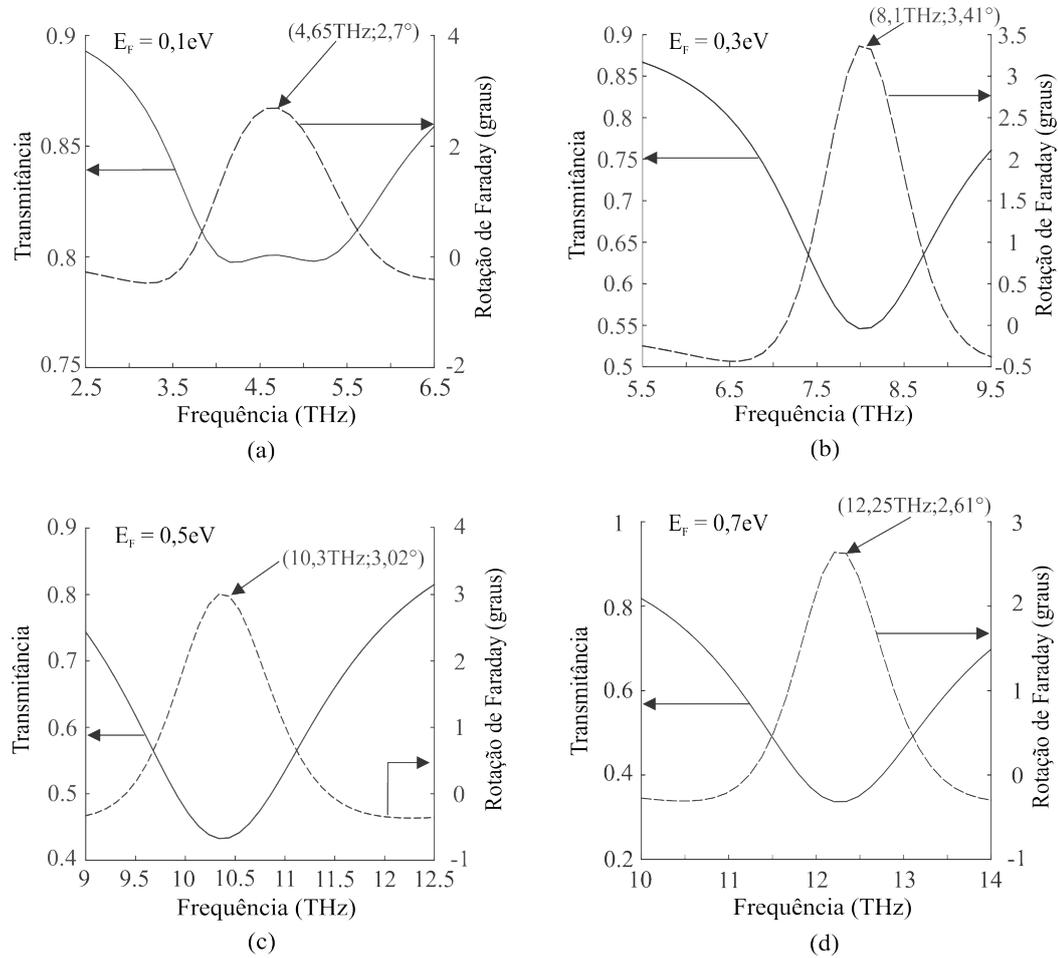


Figura 20 – Espectro de RF (linha tracejada) e transmitância (linha contínua) em grafeno circular considerando diferentes valores de energia de Fermi. Os parâmetros geométricos são os mesmos considerados em 3.1. Adicionalmente, o campo magnético foi mantido em 1T.

Nos sistemas periódicos analisados, tanto a frequência do pico de RF quanto o máximo valor da mesma são influenciados pela escolha do valor da energia de Fermi. A Fig.20 apresenta o espectro de RF para diferentes valores de energia de Fermi na estrutura com grafeno em forma de círculo. Pode-se observar na figura que a medida que a energia de Fermi aumenta a frequência de máxima rotação desloca-se para altas frequências enquanto a RF alcança um valor máximo e em seguida começa a decrescer. No que diz respeito à frequência de máxima RF já é esperado o citado comportamento, uma vez que ela depende da energia de Fermi como descrito na Eq.3.3. O aumento do valor da máxima RF pode ser entendido da seguinte forma: a medida que a energia de Fermi aumenta, a frequência de máxima RF tende a coincidir com a frequência de ressonância do sistema e, por conseguinte, a RF é melhorada até um valor máximo. Para valores ainda maiores da energia de Fermi (em comparação aqueles apresentados Fig.20) a frequência de máxima

RF afasta-se da frequência de ressonância e, conseqüentemente, o valor da RF começa a reduzir gradualmente em comparação ao valor máximo (ver na Fig.21 o espectro de RF e absorbância para a estrutura periódica circular considerando a energia de Fermi igual a 1 eV). Por sua vez, a redução no nível da transmitância na frequência de máxima RF está associado ao aumento de densidade de portadores de carga que ocorre devido ao aumento da energia de Fermi e, em virtude disto, a interação entre a radiação e o grafeno torna-se mais forte promove a redução no nível da transmitância [35].

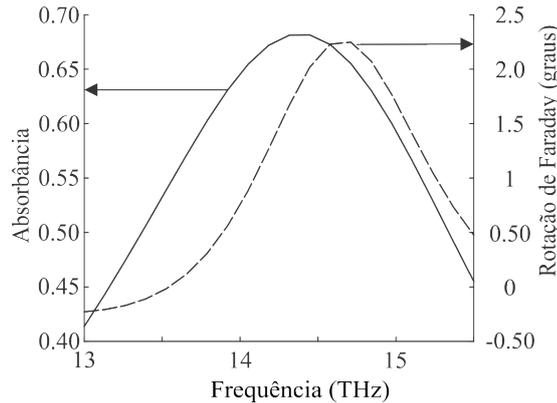


Figura 21 – Espectro de RF (linha tracejada) e absorbância (linha contínua) para o grafeno circular considerando energia de Fermi igual a 1 eV. O campo magnético foi mantido em 1T e os parâmetros geométricos são os mesmos considerados na seção 3.1.

De outro ponto de vista, as estruturas podem ser comparadas da perspectiva da figura de mérito FOM, já descrita no capítulo anterior (ver Eq.2.7). Para o campo magnético de intensidade 1 T e na frequência de máxima RF, a FOM é 2,49 para o círculo, 2,41 para o quadrado, 2,34 para o quadrado com pequenos cortes e 0,37 para as fitas. Na prática, praticamente não existe diferença de FOM para o grafeno em forma de círculo, quadrado e quadrado com cortes. Contudo, existe uma notória discrepância se compararmos as três geometrias citadas anteriormente com as fitas periódicas. Ainda neste contexto, o grafeno em forma de círculo (melhor FOM) for comparado com as fitas do mesmo material (pior FOM), a FOM na estrutura formada por círculos é seis vezes maior do que na estrutura formada por fitas. Adicionalmente, pode-se comparar a FOM para a estrutura periódica com círculo com a única folha uniforme de grafeno para o valor de  $B = 1$  T, independentemente da frequência ressonante. O grafeno em forma de círculo apresenta FOM melhor do que a folha uniforme, pois, na frequência central, essa apresenta  $FOM = 1,93$ . Se levar em consideração que o interesse maior reside em obter forte RF com alta transmitância para frequências maiores que 7 THz, os círculos, quadrados, os quadrados com cantos e fitas tem ampla vantagem se comparados a folha uniforme já que pra essa região a RF é praticamente nula.

Outra característica que pode ser verificada é o fator de qualidade  $Q$  da ressonância

do efeito de Faraday para as quatro de estruturas periódicas propostas. O citado fator é definido como:

$$Q = \frac{f_c}{\Delta f}, \quad (3.4)$$

onde  $f_c$  a frequência central e  $\Delta f$  é a largura de banda. Neste contexto, o fator  $Q$  para a estrutura periódica em forma de círculo tem o maior valor, a saber, 10,8. Por seguinte, o citado parâmetro para os quadrados é de 8,35 enquanto o quadrado com cortes é de 9,4. Finalmente, para as fitas, o valor do fator  $Q$  é 7,74. Pode-se observar por meio dos valores do fator  $Q$  é que este aumenta a medida que o valor de máxima RF aumenta para uma particular frequência. Assim, quanto maior a RF mais estreita tende a ser a largura de banda do espectro de rotação.

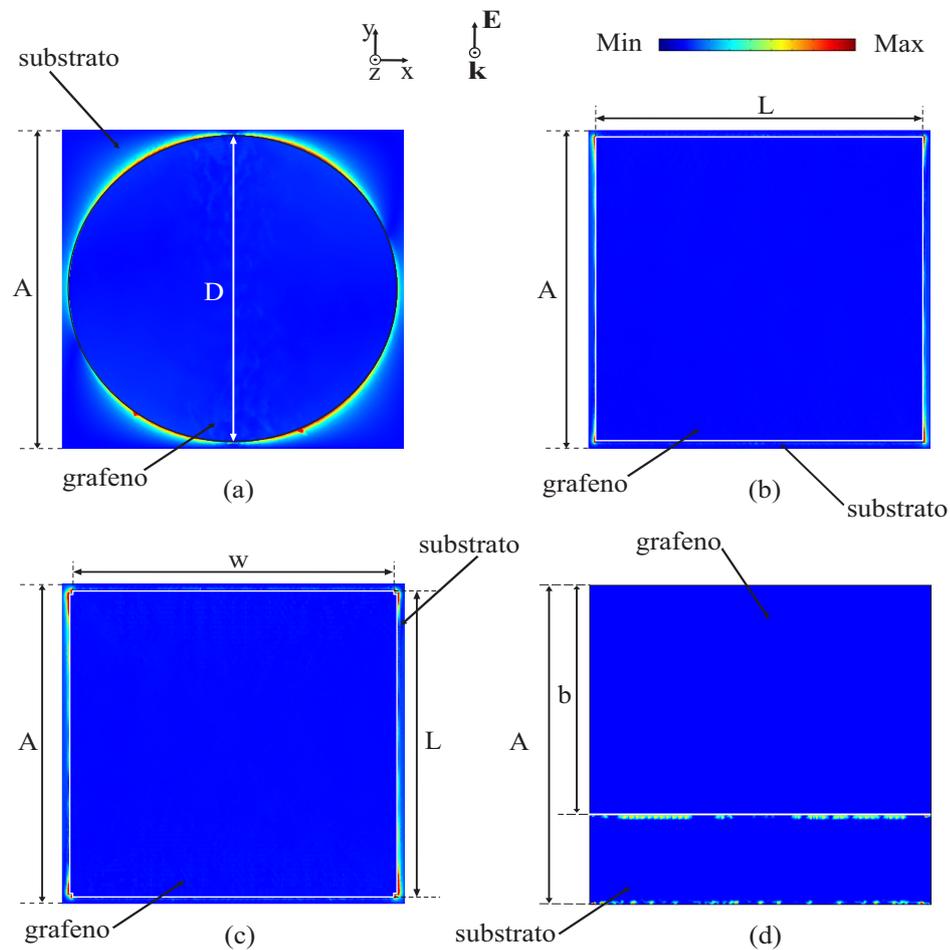


Figura 22 – Distribuição espacial do módulo de  $E_x$  para as quatro configurações periódicas na frequência de máxima RF. Em (a), distribuição para o círculo na frequência 8,1 THz; Em (b), para a frequência de 8,36 THz, distribuição para o quadrado; Em (c) distribuição para quadrado introduzindo cortes na frequência de 8,40 THz. Por fim, para as fitas na frequência de 9,29 THz. Os parâmetros utilizados nas simulações estão definidos ao longo do texto na seção 3.1.

A Fig.22 mostra a distribuição espacial do módulo da componente  $E_x$  para as quatro estruturas periódicas estudadas para a frequência de máxima RF. Note que para o

círculo, a máxima concentração da citada componente ocorre em quatro regiões ao longo do comprimento da circunferência, enquanto na região central a intensidade é mínima Fig.22(a). Por outro lado, quadrado e o quadrado com cortes o módulo da componente tem maior concentração nos cantos das estruturas enquanto na região central a intensidade do mesmo diminui (ver Fig.22(b) e Fig.22(c)). Por seguinte, nas fitas, em 22(d), a intensidade da componente  $E_x$  é mais elevada na borda da fita, porém, em comparação aos outras três geometrias a intensidade é mais fraca. É importante salientar que as distribuições de campo nas estruturas, de modo geral, dependem da escolha da geometria, dos valores dos parâmetros geométricos e das propriedades físicas do material.

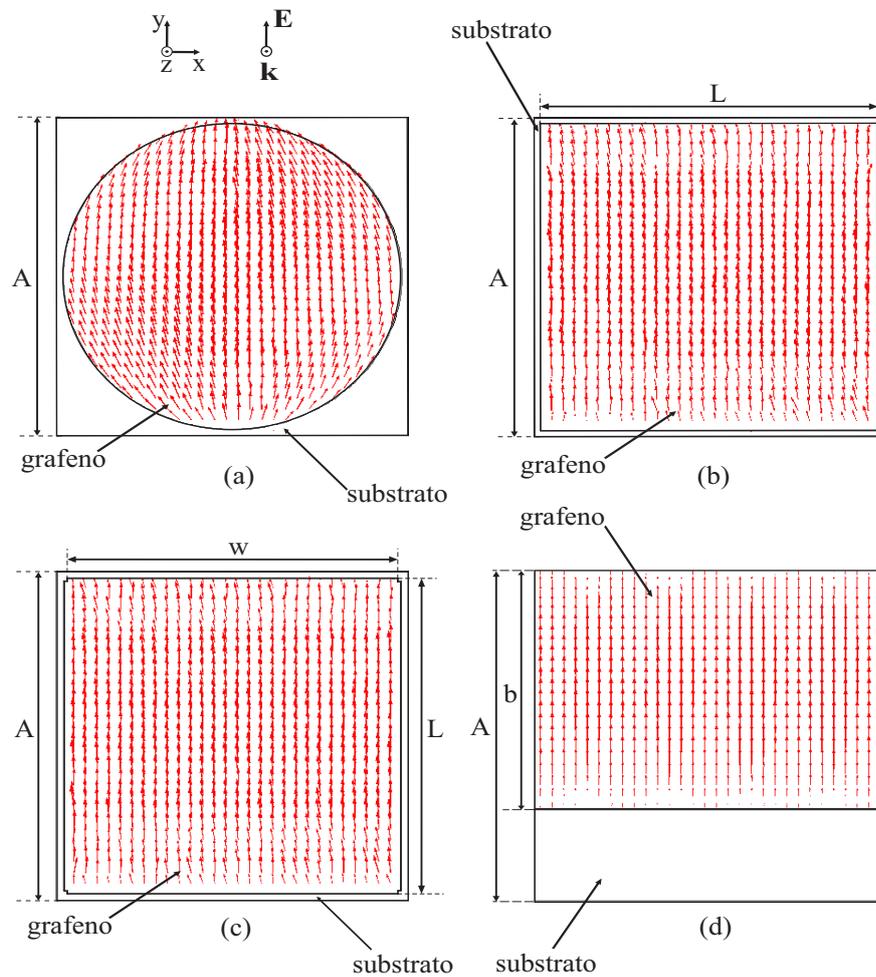


Figura 23 – Distribuição de corrente na superfície das estruturas periódicas de grafeno em forma de círculo de 8,1 THz, quadrado na frequência de 8,36 THz, quadrado com cortes na frequência de 8,40 THz e fitas em 9,29 THz. Os parâmetros usados foram os mesmo já apresentados em 3.1.

Outra característica que pode ser verificada nas quatro estruturas periódicas é a distribuição de corrente para a frequência em que ocorre o máximo efeito de Faraday. Pode-se observar na Fig.23 que, para as quatro configurações a distribuição na região central é uniforme enquanto que nas bordas há uma ligeira variação na orientação dos

vetores que descrevem o comportamento da corrente. Esse comportamento é evidente principalmente nos estruturas como o círculo, quadrado e o quadrado com cortes nos cantos. Nas fitas a característica descrita anteriormente não é perceptível em virtude da RF ser mais fraca nesta estrutura se comparada às demais. Adicionalmente, a distribuição de corrente depende dos parâmetros geométricos e físicos das estruturas.

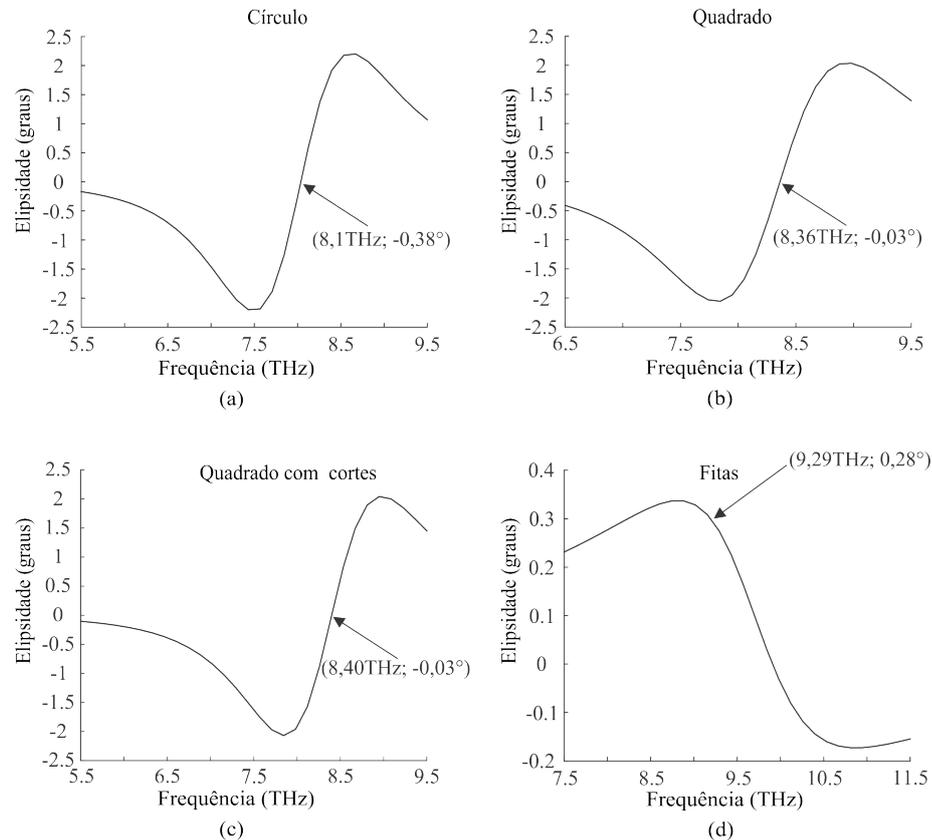


Figura 24 – A figura apresenta o espectro de elipsidade, em graus, da onda transmitida para o grafeno em forma de círculo em (a), quadrado em (b), quadrado com cortes em (c) e fitas em (d). Os parâmetros considerados são os mesmos da Fig.19.

Pode-se, também, analisar a elipsidade da onda transmitida para as quatro estruturas proposta. Na Fig.24, encontra-se os espectros para as citadas. Para as quatro estruturas periódicas existem valores máximos de elipsidade que podem ser positivos ou negativos, sendo que estes valores próximos para os círculos, quadrados e quadrados com cortes como pode ser observado na Fig.24. O sistema formado por grafeno em forma de círculo apresenta um pico positivo igual a  $2,2^\circ$  e um pico negativo de valor  $-2,2^\circ$  (Fig.24(a)). O grafeno em forma de quadrado e este com cortes tem picos de elipsidade positiva e negativa iguais a, saber,  $2^\circ$  e  $-2^\circ$ , respectivamente (ver Fig.24(b) e Fig.24(c)). Já, na estrutura periódica formada por fitas a elipsidade pode variar entre  $-0,17^\circ$  e  $0,3^\circ$ . Contudo, é importante verificar a elipsidade na frequência de máxima RF. Nesta perspectiva, o círculo apresenta maior elipsidade ( $-0,38^\circ$ ). Por sua vez, o quadrado apresenta  $-0,003^\circ$ , assim como este

introduzindo cortes no canto. As fitas, por sua vez, apresentam elipsidade na frequência central igual a  $0,28^\circ$ . Neste contexto, pode-se concluir que a onda transmitida, no que diz respeito à frequência de máxima RF, praticamente não sofre mudança na polarização nos quatro casos analisados e, deste modo, a onda transmitida pode ser considerada linearmente polarizada.

A Fig.25 apresenta o espectro de RK e refletância para os círculos, quadrados, quadrados com cortes e fitas. A estrutura periódica com grafeno em forma de círculo apresenta máxima RK igual a  $3,96^\circ$  na frequência 8,1 THz (Fig.25(a)). Já o grafeno em forma de quadrado tem valor máximo para a RK igual a  $3,76^\circ$  em 8,36 THz (Fig.25(b)). Por outro lado, no quadrado com cortes a RK máxima é de  $3,78^\circ$  para frequência de 8,4 THz, espectro na Fig.25(c). Observe que a introdução de cortes na estrutura em forma de quadrado promove o aumento da RK. Finalmente, na estrutura em forma de fitas, em 8,6 THz, o valor da máxima RK é de  $0,35^\circ$  (ver espectro na Fig.25(c)). No mais, para os quatro casos a refletância na frequência central tem valor menor que cinco por cento.

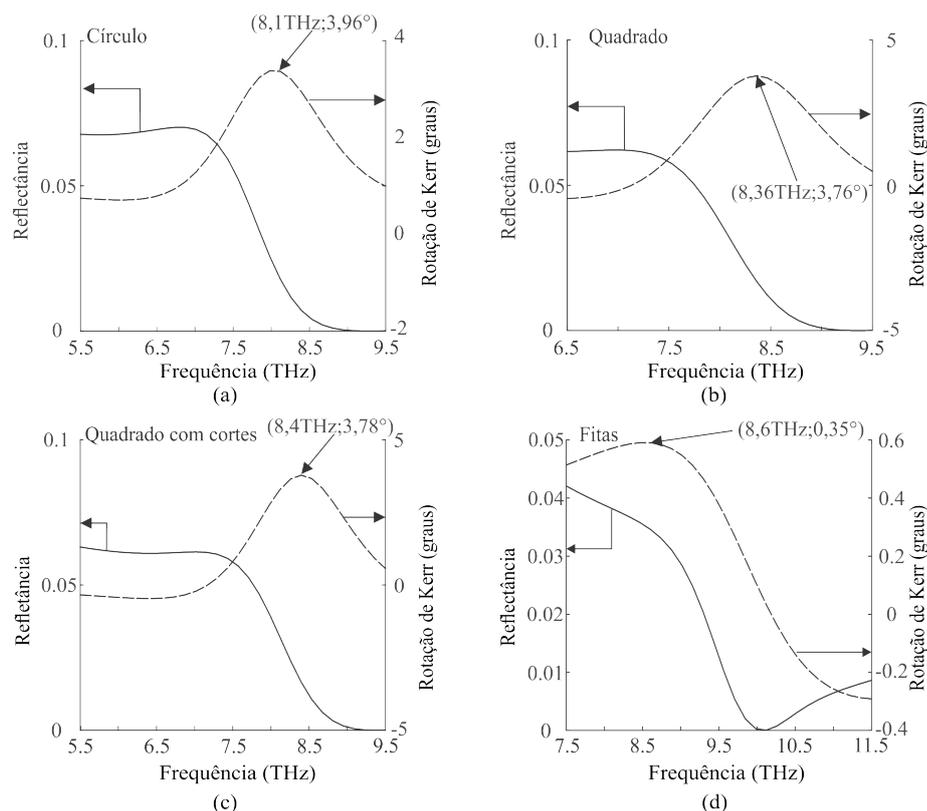


Figura 25 – Espectro de refletância e RK para quatro estruturas periódicas de grafeno. Em (a) círculo, em (b) quadrado, em (c) quadrado com cortes nos cantos e (d) fitas. Os parâmetros geométricos e físicos são os mesmo considerados na Fig.19.

## 4 Extremamente altas rotações de Faraday, Kerr e Transmissão óptica extraordinária em uma estrutura plasmônica híbrida com quatro camadas na região do infravermelho

Nas duas últimas décadas, estudos associados às propriedades ópticas e MO de materiais na região do visível se estendendo até o infravermelho tem atraído a atenção da comunidade científica pela possibilidade do uso desses materiais na produção de dispositivos (por exemplo, isoladores que são componentes importantes na área das telecomunicações) com dimensões submicrométricas. Em geral, para as citadas regiões do espectro eletromagnético, estruturas que combinam elementos da plasmônica e MO (também conhecidas como heteroestruturas plasmônicas ou sistemas híbridas) são de particular interesse, pois podem apresentar, na referida escala, excepcionais propriedades ópticas e MO, como anteriormente apresentado na introdução (ver seção 1.4).

Este capítulo tem como foco o estudo dos efeitos de Faraday e de Kerr, bem como a transmitância e a refletância em uma estrutura (será apresentada detalhadamente na próxima seção) constituída de quatro camadas de diferentes materiais. Os resultados aqui obtidos para a referida estrutura são comparados com os resultados de um modelo já publicado na literatura, a saber, uma heteroestrutura com arranjos metálicos periódicos (1D) depositados sobre uma fina camada de material MO [17]. Nas seções seguintes será apresentado o mecanismo físico que explica o efeito de Faraday em um sistema com duas camadas, em seguida, descrição do problema analisado neste capítulo, a física que explica o aumento dos efeitos MO na estrutura que foi proposta, bem como, o comparativo entre os efeitos ópticos e MO entre a estrutura proposta e a estrutura apresentada em [17].

### 4.1 Efeito de Faraday em sistemas plasmônicos híbridos (1D) constituídos por duas camadas

Nesta seção, com a finalidade de melhorar a compreensão deste capítulo, é feito um breve apanhado acerca do mecanismo físico que explica o efeito de Faraday em sistemas de duas camadas compostos por arranjos periódicos 1D depositados sobre uma fina camada de um dielétrico magnetizado.

O efeito de Faraday e a EOT em sistemas híbridos (1D) formados por duas camadas

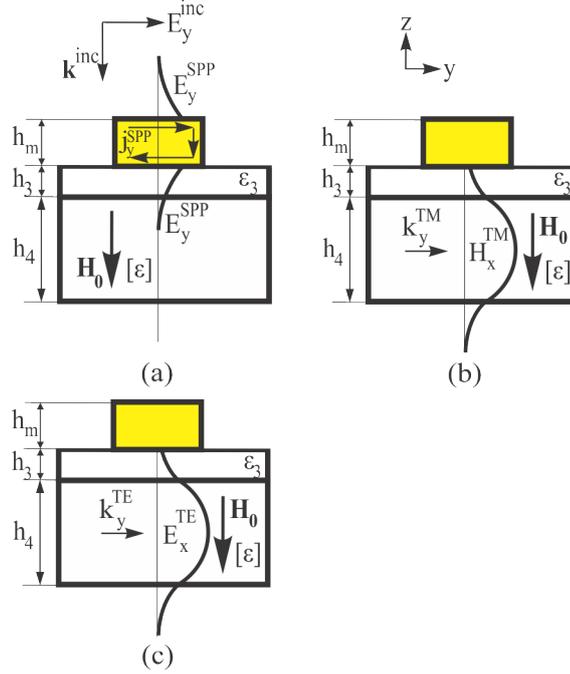


Figura 26 – Esquema simplificado com a representação dos campos e correntes na estrutura com duas camadas com acréscimo de uma camada dielétrica com espessura  $h_3$ . Em (a) excitação do modo SPP no metal pela onda incidente TEM com campo elétrico  $E_y$ , (b) excitação do modo TM na folha MO pelo modo SPP no metal, (c) excitação do modo TE na folha MO pelo modo TM devido ao tensor  $[\epsilon]$ .

já foram teoricamente estudados em [17] e experimentalmente demonstrados em [18][20]. No que diz respeito à RF, os maiores valores para esta foram obtidos em heteroestruturas (1D) se comparando com outras estruturas arranjos periódicos (2D) constituídas de duas camadas [21] ou três camadas [24].

Do ponto de vista quantitativo, a RF em heteroestruturas 1D com duas camadas já foi estudada em [21]. A análise quantitativa permite compreender os fatores que podem exercer influência sobre a RF nas citadas estruturas. A rotação no plano de polarização da luz transmitida ( $\theta_F$ ) através de sistemas híbridos é definida como:

$$\theta_F = \frac{\langle Q \rangle \omega}{2V_g}, \quad (4.1)$$

sendo  $\langle Q \rangle$  um parâmetro que depende do campo magnético aplicado na camada MO,  $\omega$  frequência angular da radiação e  $V_g$  a velocidade de grupo. Pode-se observar através da Eq.4.1 que a RF aumenta a medida que a velocidade de grupo diminui de valor. Em virtude disto, normalmente os picos de RF ocorrem simultaneamente com pequenos valores de transmitância. Uma forma de conseguir na mesma frequência picos de RF e de transmitância é a escolha adequada da espessura do material MO. Adicionalmente, nota-se que a RF é proporcional à frequência da luz incidente e ao campo magnético aplicado, sendo o último associado ao parâmetro  $\langle Q \rangle$ .

Do ponto de vista qualitativo, em heteroestruturas (1D) com duas camadas, a RF bem como seu aumento em relação uma única camada de material magnetizado por um DC campo magnético  $\mathbf{H}_0$  pode ser explicada, simplificada, do seguinte modo: a componente do campo elétrico da onda incidente  $E_y$  excita em ambos os lados do elemento metálico modos SPPs com corrente  $j_y$  (ver Fig.26(a)). Devido a sobreposições dos campos  $E_y$ , este modo excita um modo guiado TM com vetor de onda  $k_y^{\text{TM}}$  e componentes  $E_y$ ,  $H_x$  e  $E_z$  (ver Fig.26(b)) na camada MO (este é um modo híbrido, a saber, plasmon-polariton que é descrito em [20]). Esta componente também é parcialmente excitada pelo campo de penetração através da fenda no metal. Por simplicidade, na Fig.26 é apresentada somente a onda com um vetor de onda  $+k_y^{\text{TM}}$ ,  $-k_y^{\text{TE}}$  que é também excitado resultando em efeitos ressonantes no filme MO. Devido às propriedades anisotrópicas do tensor permissividade do material MO, ou seja, devido aos elementos fora da diagonal do tensor, uma onda TE com vetor de onda  $k_y^{\text{TE}}$  com componentes  $E_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$  é também produzida na folha MO (Fig.26(c)). Como resultado, a onda transmitida (pode também ser a refletida) através da estrutura adquire uma componente  $E_x$  do campo elétrico correspondente a RF. A natureza ressonante do efeito promove o aumento da RF. O supracitado mecanismo também explica a origem e o aumento da RK. Um problema destas estruturas é obter, para um mesmo comprimento de onda, os picos de máxima RK e máxima refletância ou máxima transmitância e máxima RF. Para tanto, em [22] sugerido preenchimento dos espaços entre as fendas (normalmente contém ar) com um dielétrico não magnético (tal argumento usaremos na estrutura proposta na próxima seção).

## 4.2 Descrição do problema

A presente seção tem como foco apresentar a geometria da estrutura proposta. Adicionalmente, será apresentada a modelagem numérica das propriedades ópticas e MO de todos os elementos constituintes da estrutura proposta.

A estrutura proposta neste trabalho consiste na inserção de uma folha dielétrica (ver Fig.26) de espessura  $h_3$  e permissividade dielétrica  $\epsilon_3$  entre as fitas metálicas e a folha MO (note que é uma modificação na estrutura *base* discutida em [17] e que será usada para comparação tomando  $h_3 = 0$ ). Um outro elemento importante introduzido na estrutura *base* foi mais uma camada dielétrica caracterizada como folha 1 com espessura  $h_1$  e permissividade  $\epsilon_1$  (Fig.27). Com essas duas folhas dielétricas introduzimos parâmetros adicionais para otimização da estrutura. Portanto, a estrutura a proposta é constituída por quatro folhas. A grade metálica periódica é colocada sobre um dielétrico (camada 3) com permissividade dielétrica constante  $\epsilon_3$ . Adicionalmente, um dielétrico com permissividade  $\epsilon_2$  preenche as fendas entre as fitas metálicas periódicas. Este conjunto com três camadas é depositado sobre uma fina camada de Bi-substituted yttrium iron garnet (Bi:YIG) (esta estrutura chamaremos de estrutura 4L) magnetizado através de um campo magnético  $\mathbf{H}_0$

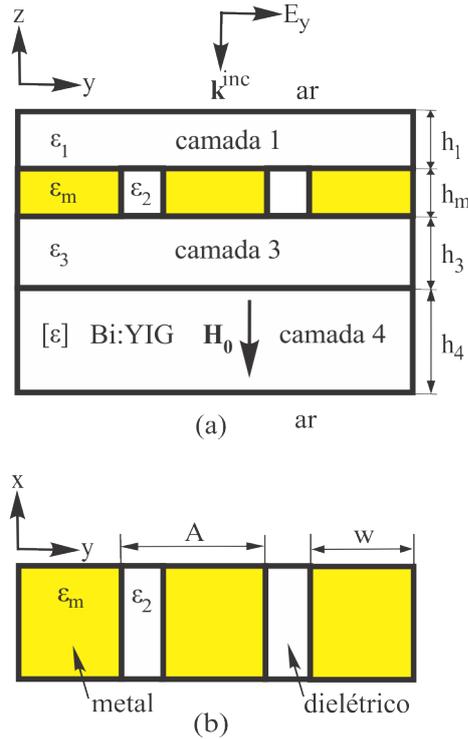


Figura 27 – Estrutura com quatro camadas. Em (a) vista frontal e em (b) vista superior sem a camada 1. Nas mesmas,  $h_m$  representa a espessura do metal,  $h_4$  a espessura do Bi:YIG,  $A$  o espaçamento da grade (também conhecida como pitch) e  $w$  a largura da fita metálica.

orientado na direção  $-z$ . A camada 3, por ter constante dielétrica menor que a do Bi:YIG promove a redução no acoplamento entre a estrutura de metal periódica e o guia de onda MO.

Uma vez descrita a geometria da estrutura com quatro camadas, pode-se dar continuidade na descrição do problema através da modelagem das propriedades ópticas e MO dos elementos constituintes da estrutura com quatro camadas. Como já mencionado no capítulo 1, as propriedades ópticas do Au são modeladas por meio da função dielétrica (Eq.2.15) que depende da frequência da radiação incidente. Por outro lado, as propriedades MO do Bi:YIG são caracterizadas através do tensor permissividade dielétrica (Eq.2.16) definido, também, no capítulo 1.

Com respeito aos dielétricos, as permissividades destes materiais, na região de interesse, pode variar no intervalo de 1,9 a 5 (por exemplo,  $MgF_2$ , SiO,  $SiO_2$ ,  $TiO_2$  e outros [49]). As dimensões e os parâmetros físicos da estrutura 4L estão presentes na Tabela 5.

Tabela 5 – Parâmetros da estrutura base e estrutura 4L (dimensões em nanômetros)

	A	w	$h_1$	$h_m$	$h_3$	$h_4$	$\epsilon_1$	$\epsilon_2$	$\epsilon_3$
Estrutura base	750	600	-	75	-	515	-	-	-
Estrutura 4L	735	150	150	82	111	545	3	4.9	1.9

Por fim, a estrutura 4L é iluminada por uma onda plana com incidência normal polarizada na direção  $y$ , ou seja, o campo elétrico está orientado perpendicularmente às fitas metálicas. Assim, o vetor campo elétrico está orientado paralelo ao plano de incidência e o campo magnético está perpendicular ao mesmo plano. Por esta razão, a onda incidente é denominada de modo TM.

### 4.3 Rotações de Faraday e Kerr extremamente altas e transmissão óptica extraordinária em uma estrutura planar constituída por quatro camadas: dielétrico-fitas metálicas-dielétrico-Bi:YIG

A estrutura descrita na seção 4.2 é caracterizada por apresentar extremamente altos efeitos MO de Faraday e Kerr em comparação a outros modelos já publicados e citados (na introdução) na região do visível/infravermelho (será apresentado posteriormente com mais detalhes). Assim é importante apresentar um mecanismo físico que explique o aumento dos efeitos MO na estrutura com quatro camadas em comparação aos demais modelos. Além disso, a melhora do efeito de Faraday ocorre simultaneamente com efeito da EOT um problema para estruturas híbridas como já citado neste capítulo e na introdução.

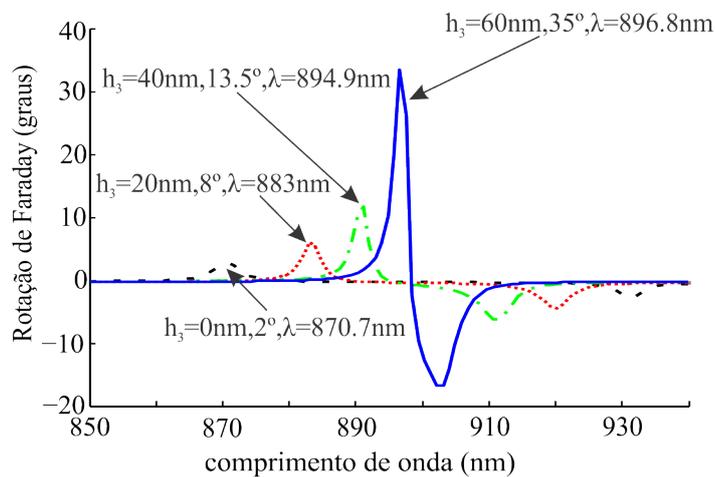


Figura 28 – Espectro de rotação de Faraday na estrutura base para diferentes gaps ( $h_3$ ).

Nesta seção, nós investigamos a influência do gap ( $h_3$ ) na RF e RK. O procedimento de introduzir um gap entre o arranjo metálico periódico e o material magnético a fim

de melhorar a RF e RK já foi realizado em [24], contudo, neste o mecanismo físico que explica o aumento da RF e RK não foi apresentado, ou seja, por qual razão a introdução do dielétrico permite o aumento das citadas rotações. Neste âmbito, o gap entre as fitas metálicas e a camada de material MO reduz o acoplamentos do modo SPP do metal e o modo TM do guia de onda MO. Conseqüentemente, o fator Q das ressonâncias relacionados aos efeitos de Faraday e Kerr gerados na estrutura pode ser melhorado. Na estrutura base, onde as fitas metálicas são diretamente depositados sobre a folha MO faz com que esses dois elementos sejam fortemente acoplados. Assim, a constante de acoplamento tem máximo valor. Como resultado, o fator de qualidade do modo TM ressonante é relativamente baixo e a curva de ressonância correspondente à RF tem um pequeno máximo. A introdução do gap reduz a constante de acoplamento e, como consequência disto, ocorre o aumento do fator de qualidade da ressonância. O aumento do fator de qualidade produz picos ressonantes com alto valor.

Para mostrar que o mecanismo descrito no parágrafo anterior explica o aumento da RF e RK, nós consideramos que o gap  $h_3$  foi preenchido com ar e que os parâmetros da estrutura são os mesmos utilizados em [17] e apresentados na tabela 5. Por questão de conveniência, a configuração sugerida pelo autores será denominada de estrutura base. Na Fig.28 é demonstrado o comportamento do espectro de RF para diferentes valores do gap  $h_3$  quando introduzido na estrutura base. Pode-se observar que com o aumento de  $h_3$ , o fator de qualidade da ressonância e o ângulo de RF aumentam até um valor extremo. Para ratificar, note que a estrutura base (gap  $h_3 = 0$ ) tem máxima RF igual a  $2,8^\circ$  enquanto o valor extremo da RF é de  $35^\circ$  com  $h_3 = 60$  nm. Estes valores mostram um aumento da RF em mais que uma ordem de grandeza. Adicionalmente, com aumento de  $h_3$  a ressonância positiva é gradualmente deslocada para maiores comprimentos de onda enquanto a ressonância negativa desloca-se para menores comprimentos de onda.

Um outro elemento importante é a camada dielétrica 1. Esta tem por função aumentar a figura de mérito (FOM) (outrora definido no capítulo 2 como o produto de  $|\theta_F|/\sqrt{T}$ ) devido ao melhor casamento de impedância da estrutura com a onda incidente. Para verificar tal afirmação, vamos considerar a dependência do FOM com respeito a diferentes valores de  $h_1$  que é mostrado na Fig.29. Nesta pode se visto que existe um valor ótimo de  $h_1$  para o qual o FOM tem valor máximo.

As distribuições de campo para a estrutura base e a estrutura 4L, com os parâmetros apresentados na tabela 5, são mostradas em Fig.30. Neste caso, a distribuição de campo no interior da estrutura 4L é definida pelos valores dos parâmetros geométricos (por exemplo, pitch e espessura das camadas) bem como, os valores das permissividades dielétricas dos materiais presentes na estrutura. Comparando a Fig.30(c) para a estrutura base e Fig.30(d) para configuração 4L pode-se observar que a máxima intensidade da componente  $E_x$  do campo elétrico na estrutura sugerida é seis vezes maior que na estrutura base. Essa

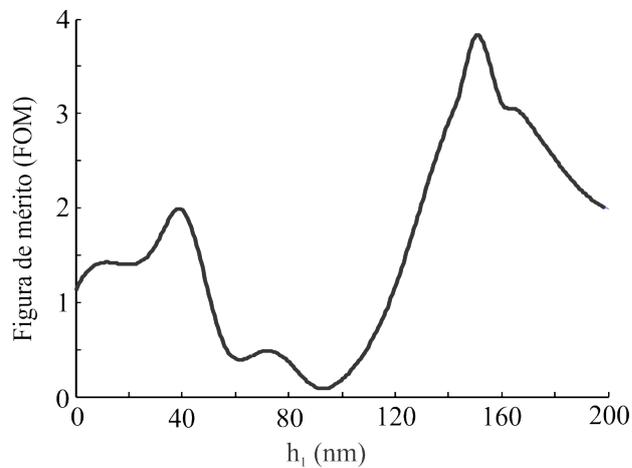


Figura 29 – Figura de mérito para a estrutura 4L versus  $h_1$ . Na figura, para cada valor  $h_1$  existe um comprimento de onda para o qual a figura de mérito tem seu valor máximo. Assim, por exemplo, para  $h_1 = 150$  nm (valor ótimo) o FOM tem valor máximo para o comprimento de onda de 945 nm.

característica mostra que a estrutura 4L permite a conversão do modo TM em modo TE de maneira mais eficiente se comparado à estrutura base. Neste ponto, vale ressaltar que o efeito de Faraday em heteroestruturas plasmônicas é caracterizado pela conversão do modo TM em TE no guia de onda MO [21].

Como mencionado no início da presente seção, a estrutura 4L pode apresentar alto efeito de Faraday (o mesmo vale para o efeito de Kerr) comparado a outras estruturas (como, por exemplo, em [17]). Adicionalmente, a nossa proposta também apresenta a ocorrência da EOT. Nesse contexto, o espectro de RF de Faraday e transmitância para a estrutura base e estrutura 4L são descritos na Fig.31. A estrutura base apresenta RF igual a  $2,75^\circ$  e transmitância de 0,57 em  $\lambda = 870,7$  nm (ver Fig.31(a)). Por outro lado, a estrutura 4L em  $\lambda = 985$  nm tem RF igual a  $7,8^\circ$  e transmitância igual à 0,25, Fig.31(b). Esses resultados demonstram que na estrutura 4L a RF aumenta mais que duas vezes em comparação a estrutura base. Adicionalmente, o aumento da RF com EOT na estrutura proposta vem com um incremento na espessura da camada MO de 515 nm para 545 nm, quando em comparação a estrutura base.

Para as duas configurações a RF ocorre com EOT. Entretanto, o nível de transmitância para o caso analisado em [17] é melhor que para a estrutura 4L (pode ser visto de

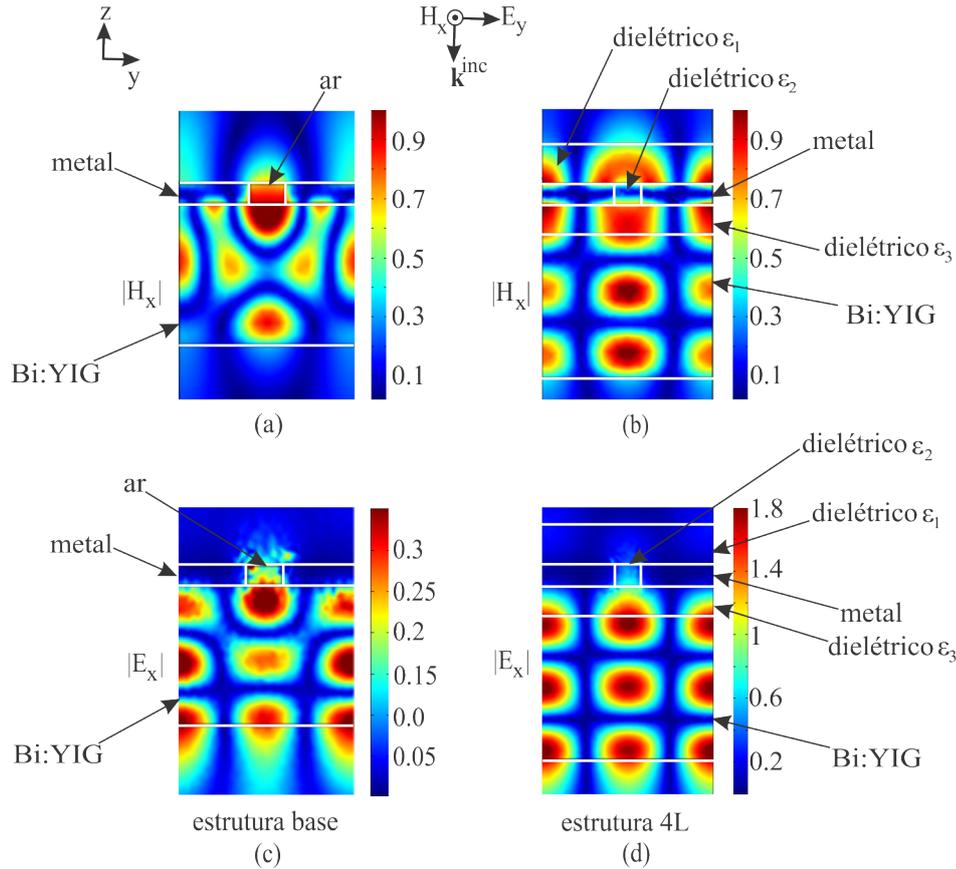


Figura 30 – Distribuição espacial de  $|H_x|$  em (a) e  $|E_x|$  em (c) para estrutura base em  $\lambda = 870,7$  nm. Distribuição espacial de  $|H_x|$  em (b) e  $|E_x|$  em (d) para estrutura 4L em  $\lambda = 945$  nm. As amplitudes de campo são normalizadas pela luz incidente.

modo evidente na Fig.31). Mas, quando analisamos as duas configurações do ponto de vista do FOM, a estrutura 4L tem  $FOM = 3,9$  enquanto a estrutura base tem  $FOM = 2,05$ . Então, a estrutura proposta tem o FOM aumentado em quase duas vezes comparado a melhor configuração presente em [17].

Na Fig.32(a) é mostrado o espectro de RK e refletância para a estrutura base. Em  $\lambda = 870,9$  nm a configuração base tem RK igual à  $-3,2^\circ$  e refletância de 0,03. Já a configuração 4L promove não somente o aumento da RF mas também da RK. Na Fig.32(b) está descrito o espectro de RK e refletância para 4L para diferentes valores de comprimento de onda. Para  $\lambda = 945$  nm a RK é igual a  $-23,8^\circ$  e a refletância igual 0,04. Evidentemente, a estrutura proposta excede em RK e refletância o caso estudado em [17]. O valor de RK igual a  $-23,8^\circ$  é expressivo se comparado a outras estruturas já conhecidas que combinam elementos metálicos periódicos e material MO. Adicionalmente, foi determinada a FOM para o comprimento de onda com maior RK. No caso de uma onda refletida o FOM é determinado em termos da rotação de Kerr  $\theta_k$  e refletância  $R$ ,  $|\theta_k|\sqrt{R}$ . Para a estrutura

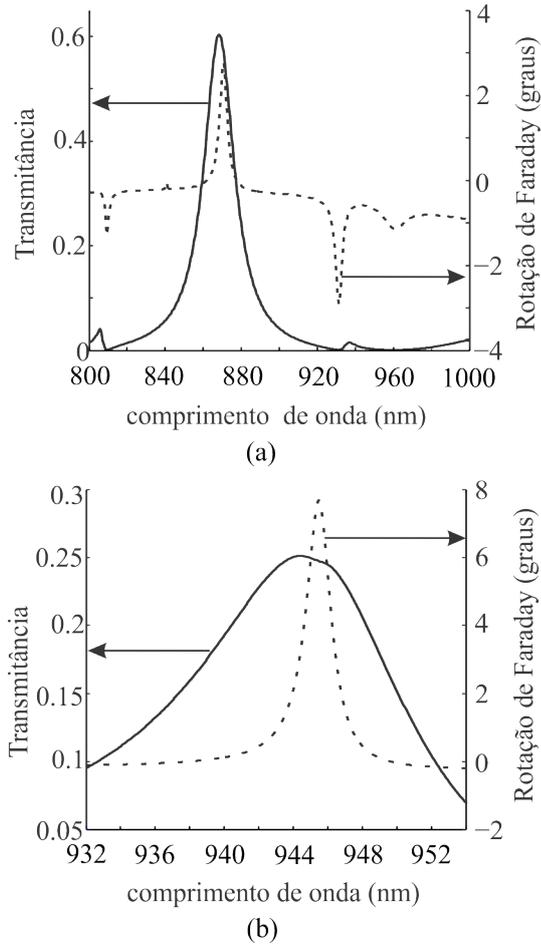


Figura 31 – Espectro de transmitância e rotação de Faraday. Em (a) estrutura base e em (b) estrutura 4L.

4L o FOM na reflexão é 8,6 maior que para a estrutura base.

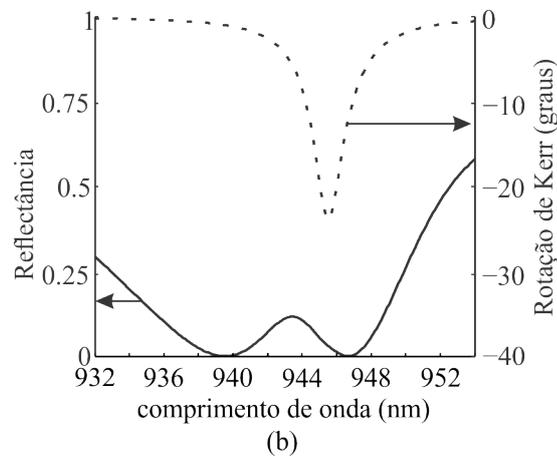
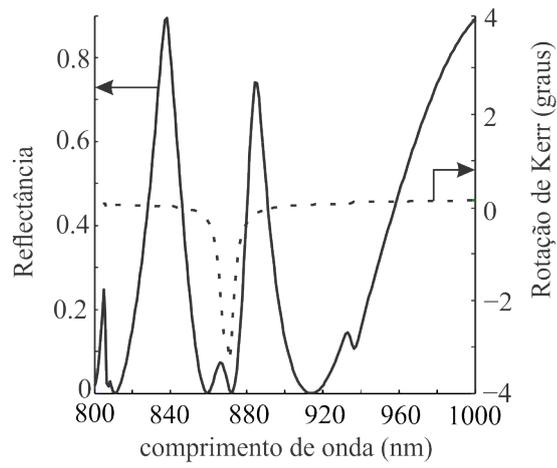


Figura 32 – Espectro de refletância e rotação de Kerr. Em (a) estrutura base e em (b) estrutura 4L.

# Conclusão

O presente aborda temas de grande interesse no desenvolvimento a saber: efeito de Faraday, de Kerr, além da transmissão óptica extraordinária e refletância para diferentes regiões do espectro eletromagnético. Tais temas, são de grande importância por suas aplicabilidades em dispositivos tais como isoladores, circuladores, sensores de corrente e outros.

Na região dos THz foi estudado o efeito de Faraday, Kerr e a transmissão da radiação no grafeno disposto em quatro geometrias, a saber: círculo, quadrado, quadrado com cortes nos cantos e fitas. Para a estrutura formada por círculos é possível obter RF gigante de  $3,40^\circ$  com transmitância de 0,54, sendo as estruturas sujeitas a um campo magnético considerado fraco (1 T). Para o grafeno em forma de quadrado a RF tem o valor  $3,14^\circ$  com nível de transmitância de 0,59. O quadrado com cortes apresenta RF de  $3,16^\circ$  com transmitância na frequência central de 0,55. Por quanto, as fitas podem apresenta RF de  $0,50^\circ$  com transmitância de 0,57. Também calculamos o efeito de Kerr para as quatro estruturas que pode chegar à  $2,6^\circ$  dependendo da escolha da geometria. Com mais detalhe, o círculo apresenta máxima RK de  $2,53^\circ$ , o quadrado de  $2,65^\circ$ , o quadrado com cortes  $2,72^\circ$  e as fitas  $0,35^\circ$ . Para estruturas periódicas o efeito de RF pode ser explicado por meio de um modelo de circuito, sendo que para esses sistemas o valor de máxima RF (RK) está relacionado com o pico de ressonância do sistema. Adicionalmente, calculamos a RK que pode chegar a  $3,96^\circ$  para os círculos,  $3,76^\circ$  para o quadrado,  $3,78^\circ$  para os quadrados com cortes e  $0,59^\circ$  para as fitas.

Para região do infravermelho, nós mostramos teoricamente é possível ativar simultaneamente alto valor de rotação de Faraday com transmissão óptica extraordinária simultaneamente em uma nova estrutura plana constituída de quatro camadas ( $7,9^\circ$  e  $0,25$ ). Adicionalmente, está exibe extremamente alta rotação de Kerr ( $-23^\circ$ ) em comparação a outras estruturas já apresentadas na literatura. O aumento da rotação de Faraday ou Kerr deve-se a presença de dielétrico não magnético localizado entre as fitas metálicas e o material magneto-óptico que reduz a constante de acoplamento do sistema e conseqüentemente aumenta o fator Q das ressonâncias. Em relação a outras estruturas que combinam grades metálicas periódicas e material MO, nossa estrutura apresenta RF cerca de duas vezes maior e RK mais de sete vezes maior.

## Trabalhos futuros

Como possibilidade de trabalhos futuros é sugerido:

- No grafeno na região dos THz, estudar o efeito de Faraday, bem como, a transmitância em outras geometrias periódicas, tais como, anéis ou anéis duplo. Adicionalmente, entender o mecanismo físico que permite o possível aumento da RF nestas estruturas;
- Estudar a relação entre o tipo de ressonância presente no grafeno e o efeito de Faraday;
- Na região do THz, analisar a RF de Faraday em sistemas que combinam uma grade metálica periódica e grafeno magnetizado;
- Na região do infravermelho estudar do ponto de vista analítico a RF no sistema com três camadas: metal-dielétrico-material MO;
- Na região do infravermelho, estudar o efeito de Faraday em estruturas formadas por grades metálicas 1D, material MO e grades metálicas superpostas nessa respectiva ordem acrescentando um dielétrico não magnético entre as grades e o material MO.

## Frutos deste trabalho

Este trabalho teve como resultados as seguinte publicações e apresentações:

- 1- Artigo aceito para publicação
- Victor Dmitriev, Carlos Santos and Clerisson Nascimento, Extremely high Faraday and Kerr rotations and Extraordinary optical transmission in four-layer dielectric-metal strips-dielectric-Bi:YIG, *Journal of Microwaves, Optoelectronics and Electromagnetic Applications (JMoe)*, 17, 44 (2018)
- 2- Trabalho completo publicado em anais de eventos científicos
- Victor Dmitriev, Carlos Santos and Clerisson Nascimento, Giant Faraday rotation in cross-shaped graphene array in THz region. In: 2015 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2015, Porto de Galinhas. 2015 SBMO/IEEE MTT-S International Microwave and Optoelectronics Conference (IMOC), 2015. p. 1.
- 3- Apresentação de trabalhos:  
Comunicação oral
- Victor Dmitriev, Carlos Santos and Clerisson Nascimento, Giant Faraday rotation in cross-shaped grapheme array in THz region. 2015.

Apresentação de poster

- Victor Dmitriev, Carlos Santos and Clerisson Nascimento, Giant Faraday effect and extraordinary optical transmission in hybrid plasmonic structures multilayer. 2014.

# Referências

- [1] P. N. Prasad, "Nanophotonics," J. Wiley and Sons, New York (2004). Citado na página 23.
- [2] A. Zvezdin e V. Kotov, "Modern Magneto-optics and Magneto-optical Materials," IOP, Bristol (1997). Citado 6 vezes nas páginas 18, 23, 26, 27, 28 e 42.
- [3] E. Lacheisserie, D. Gignoux e M. Schlenker, "Magnetism Fundamentals," Springer, (2005). Citado na página 23.
- [4] Shamir, "J. Optical Systems and Processes," SPIE, Bellingham, Washington, (1999). Citado 2 vezes nas páginas 23 e 33.
- [5] F.J. Garcia-Vidal, L. Martin-Moreno, T.W. Ebbesen e L. Kuipers, "Light passing through subwavelength apertures", Mod. Phys. 82, 729 (2010). Citado 4 vezes nas páginas 14, 23, 24 e 25.
- [6] X. G. Luo e T. Ishihara, "Sub-100-nm photolithography based on plasmon resonance," Jap. J. Appl. Phys., 43, 4017 (2004); S. Collin, F. Pardo e J. L., "Resonant-cavity-enhanced subwavelength metal-semiconductor-metal photodetector," Appl. Phys. Lett. 83, 1521 (2003). Citado na página 24.
- [7] C. Liu, V. Kamaev e Z. V. Vardeny, "Efficiency enhancement of an organic light-emitting diode with a cathode forming two-dimensional periodic hole array," Appl. Phys. Lett. 86, 143501 (2005). Citado na página 24.
- [8] C. Genet e T. W. Ebbesen, "Light in tiny holes", Nature 445, 39 (2007). Citado 2 vezes nas páginas 24 e 31.
- [9] T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi, T. Thio e P. A. Wolff, "Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays," Nature 391, 667 (1998). Citado na página 24.
- [10] U. Schroter e D. Heitmann, "Surface-plasmon-enhanced transmission through metallic gratings," Phys. Rev. B 58, 15419, (1998). Citado na página 24.
- [11] J.A. Porto, L. Martin-Moreno e J. B. Pendry, "Theory of Extraordinary Optical Transmission through Subwavelength Hole Arrays," Phys Rev. Lett 86, (2001). Citado na página 24.
- [12] M. Faraday, Trans. Roy. Soc. (London) 5, 592 (1846). Citado na página 26.

- [13] J. C. Maxwell, *A treatise on Electricity and Magnetism*, Clarendon Press, Oxford, 1873. Citado na página 26.
- [14] M. Inoue, K. Arai e T. Fujii, "One-dimensional magnetophotonic crystals," *J. Appl. Phys.* 85 5768 (1999). Citado na página 29.
- [15] C. Koerdt, G.L.J.A. Rikken e E.P. Petrov, "Faraday effect of photonic crystals," *Appl. Phys. Letts.* 82, 1538 (2003). Citado na página 29.
- [16] A. K. Zvezdin e V.I. Belotelov, "Magneto-optical properties of two dimensional photonic crystals," *Eur. Phys. J. B.* 37, 479 (2004). Citado na página 29.
- [17] H. Xu e B.S. Ham, "Investigation of extraordinary optical transmission and Faraday effect in one-dimensional metallic-magnetic gratings," *Opt. express* 16, 21375 (2008). Citado 16 vezes nas páginas 14, 16, 29, 30, 31, 42, 47, 48, 49, 50, 64, 65, 66, 69, 70 e 71.
- [18] J. Y. Chin, T. Steinle, T. Wehler, D. Dregely, T. Weiss, V. I. Belotelov, B. Stritzker e H. Giessen, "Nonreciprocal plasmonics enables giant enhancement of thin-film Faraday rotation," *Nat. commun.* 4, 1599 (2013). Citado 3 vezes nas páginas 29, 30 e 65.
- [19] V.I. Belotelov, Z.A. Volkova, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin e V.A. Kotov, "Faraday rotation effect enhancement in metal-dielectric plasmonic systems," *Proc. Of SPIE* 6581, 1 (2007). Citado 7 vezes nas páginas 14, 29, 30, 32, 39, 48 e 50.
- [20] D. Floess, J. Y. Chin, A. Kawatani, D. Dregely, H. Habermeier, T. Weiss, e H. Giessen, "Tunable and switchable polarization rotation with non-reciprocal plasmonic thin films at designated wavelengths," *Light Sci Appl* 4, 1 (2015). Citado 5 vezes nas páginas 14, 29, 30, 65 e 66.
- [21] V. L. Belotelov, L.L. Doskolovich, e A.K. Zvezdin, "Extraordinary magneto-optical effects and transmission through metal-dielectric plasmonic systems," *Phys. Rev. Lett.* 98, 1 (2007). Citado 8 vezes nas páginas 29, 30, 39, 48, 50, 57, 65 e 70.
- [22] D. Li, C. Lei, L. Chen, Z. Tang, S. Zhang, S. Tang, e Y. Du, "Waveguide plasmon resonance induced enhancement of the magneto-optics in a Ag/Bi: YIG bilayer structure," *JOSA B* 32, 2003 (2015). Citado 4 vezes nas páginas 14, 29, 32 e 66.
- [23] D. Li, L. Chen, C. Lei, J.L. Menendez, C. Mallada, Z. Tang, S. Tang, e Y. Du, "Plasmon-enhanced magneto-optical activity in nanostructure with circle annular arrays," *JOSA B* 33, 922 (2016). Citado 6 vezes nas páginas 14, 29, 32, 33, 48 e 50.

- [24] V. Dmitriev, F. Paixão e M. Kawakatsu, "Enhancement of Faraday and Kerr rotations in three-layer heterostructure with extraordinary optical transmission effect," *Opt. Lett.* 38, 1052 (2013). Citado 9 vezes nas páginas 14, 29, 30, 31, 32, 33, 39, 65 e 69.
- [25] H. Hopster e H. P. Oepen, "Magnetic microscopy of nanostructures," Springer, Berlin, (2005). Citado na página 33.
- [26] J. Kyoung, E.Y. Jang, M.D. Lima, H.R. Park, R.O. Robls, X. Lepro, Y.H. Kim, R.H. Baughman, e D.S. Kim, "A reel-wound carbon nanotube polarizer for terahertz frequencies," *Nano Lett* 11, 4227 (2011). Citado na página 33.
- [27] T. Arikawa, Q. Zhang, L. Ren, A. A. Belyanin e J. Kono, "Review of anisotropic terahertz material response," *J. Infrared Milli Terahz Waves* 34, 724 (2013). Citado na página 33.
- [28] K. S. A. Novoselov, A. K. Geim, S. Morozov, D. Jiang, M. Katsnelson e I. Grigorieva, "Two-dimensional gas of massless Dirac fermions in graphene," *Nature* 438, 197 (2005). Citado na página 33.
- [29] X. Wu, Y. Hu, M. Ruan, N. K. Madiomanana, J. Hankinson, M. Sprinkle e W. A. De Heer, "Half integer quantum Hall effect in high mobility single layer epitaxial graphene," *Appl. Phys. Lett.* 95, 223108 (2009). Citado na página 33.
- [30] M. Jablan, H. Buljan e M. Soljačić, "Plasmonics in graphene at infrared frequencies," *Phys. Rev. B* 80, 245435 (2009). Citado na página 33.
- [31] I. Crassee, J. Levallois, A. L. Walter, M. Ostler, A. Bostwick, E. Rotenberg e A. B. Kuzmenko, "Giant Faraday rotation in single and multilayer graphene," *Nat. Phys* 7, 48 (2011). Citado 6 vezes nas páginas 15, 33, 34, 51, 53 e 55.
- [32] H. Zhang, S. Virally, Q. Bao, K. P. Loh, S. Massar, N. Godbout, e P. Kockaert, "Z-scan measurement of the nonlinear refractive index of graphene," *Opt. Lett.* 37, 1856 (2012). Citado na página 33.
- [33] A. Fallahi e J. Carrier, "Manipulation of giant Faraday rotation in graphene metasurfaces," *Appl. Phys. Lett.* 101, 231605 (2012). Citado 10 vezes nas páginas 15, 35, 36, 39, 42, 46, 47, 51, 54 e 55.
- [34] M. Tymchenko, A. Y. Nikitin e L. Martín-Moreno, "Faraday rotation due to excitation of magnetoplasmons in graphene microribbons," *ACS Nano* 7, 9780 (2013). Citado 12 vezes nas páginas 15, 35, 36, 39, 42, 45, 46, 48, 51, 52, 53 e 55.
- [35] M. Tamagnone, T. M. Slipchenko, P. Q. Liu, A. Centeno, H. Hasani, A. Zurutuza, A. M. Ionescu, L. Martín-Moreno, J. Faist, J. R. Mosing, A. B. Kuzmenko e J. Pomirol, "Magnetoplasmonic enhancement of Faraday rotation in patterned graphene

- metasurfaces,"*Phys. Rev. B* 97, 241410 (2018). Citado 5 vezes nas páginas 36, 51, 54, 55 e 59.
- [36] J. Qin, S. Xia, K. Jia, C. Wang, T. Tang, H. Lu, L. Zhang, P. Zhou, B. Peng, L. Deng e L. Bi, "Enhanced Faraday rotation and magneto-optical figure of merit in gold grating/graphene/silicon hybrid magneto-plasmonic devices,"*Apl. Photonics* 3, 016103 (2018). Citado 3 vezes nas páginas 15, 36 e 37.
- [37] A. Ottomaniello, S. Zanotto, L. Baldacci, A. Pitanti, F. Bianco e A. Tredicucci, "Symmetry enhanced non-reciprocal polarization rotation in a terahertz metal-graphene metasurface,"*Opt. Express* 26, 3328 (2018). Citado 3 vezes nas páginas 15, 36 e 37.
- [38] V.I. Belotelov, I.A. Akimov e V.A. Kotov, "Enhanced magneto-optical effects in magnetoplasmonic crystals,"*Nat. Nanotech* 6, 370 (2011). Nenhuma citação no texto.
- [39] V.I. Belotelov, Z.A. Volkova, L.L. Doskolovich, A.K. Zvezdin, e V.A. Kotov, "Magneto-optical effects in metal-dielectric plasmonic systems,"*Bulleting of the Russian Academy of Sciences: Physics* 71, 1530 (2007). Citado na página 39.
- [40] [http: www.comsol.com](http://www.comsol.com) Citado na página 39.
- [41] R. C. Jones, "A new calculus for the treatment of optical systems. description and discussion of the calculus,"*J. Opt. Soc. Am.* 46, 126, (1956). Citado na página 39.
- [42] L. Mandel e E. Wolf. "Optical Coherence and Quantum Optics". Cambridge University Press, New York, 1995. Citado na página 40.
- [43] S.L. Prosvirnin e V.A. Dmitriev, "Electromagnetic wave diffraction by array of complex-shaped metal elements placed on ferromagnetic substrate,"*Eur. Phys. J. Appl. Phys* 33005, (2010). Citado 2 vezes nas páginas 15 e 40.
- [44] J.D. Jackson, "Classical Electrodynamics"3rd ed., John Wiley and Sons, (2001). Citado na página 41.
- [45] A. Valik e N. Engheta, "One-Atom-Thick IR metamaterials and transformation optics using graphene", *Science* 332, 1530, (2011). Citado 3 vezes nas páginas 43, 44 e 45.
- [46] B. Wang, X. Zhang, F. J. García-Vidal, X. Yuan e J. Teng, "Strong coupling of surface plasmon polaritons in monolayer graphene sheet arrays,"*Phys. Rev. Lett.* 109, 073901, (2012). Citado 2 vezes nas páginas 43 e 44.

- 
- [47] H. Lu, C. Zeng, Q. Zhang, X. Liu, M. Hossain, P. Reineck e M. Gu, "Graphene-based active slow surface plasmon polaritons," *Sci. Rep.* 5, 8443, (2015). Citado 2 vezes nas páginas 43 e 44.
- [48] A. Ferreira, J. Viana-Gomes, Y. V. Bludov, V. Pereira, V. Peres e A. C. Neto, "Faraday effect in graphene enclosed in an optical cavity and the equation of motion method for the study of magneto-optical transport in solids," *Phys. Rev. B* 84, 235410 (2011). Citado na página 43.
- [49] D. Palik, "Handbook of optical constants of solids," Edward Academic Press Inc., Orlando FL, 1985. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 67.