

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

CHAVES ÓPTICAS COMPACTAS BASEADAS EM RESSOADOR  
MAGNETO-ÓPTICO EM CRISTAL FOTÔNICO BIDIMENSIONAL.

DAIMAM DARLAM ZIMMER

DM – 20/2014

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

2014



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

DAIMAM DARLAM ZIMMER

CHAVES ÓPTICAS COMPACTAS BASEADAS EM RESSOADOR  
MAGNETO-ÓPTICO EM CRISTAL FOTÔNICO BIDIMENSIONAL.

DM – 20/2014

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

2014

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

DAIMAM DARLAM ZIMMER

CHAVES ÓPTICAS COMPACTAS BASEADAS EM RESSOADOR  
MAGNETO-ÓPTICO EM CRISTAL FOTÔNICO BIDIMENSIONAL.

Dissertação submetida à Banca Examinadora  
do Programa de Pós-Graduação em Engenharia elétrica da UFPA para a obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Elétrica na Área de Eletromagnetismo Aplicado.

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

2014

Dados Internacionais de Catalogação-na-Publicação (CIP)

---

Zimmer, Daimam Darlam, 1986-

Chaves ópticas compactas baseadas em ressoador magneto-óptico em cristal fotônico bidimensional. / Daimam Darlam Zimmer. - 2014.

Orientador: Victor Alexandrovich Dmitriev.  
Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal do Pará, Instituto de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia Elétrica, Belém, 2014.

1. Ótica de cristais - materiais. 2. Ondas eletromagnéticas. 3. Guias de ondas. I. Título.

CDD 22. ed. 548.9

---

**“CHAVES ÓPTICAS COMPACTAS BASEADAS EM  
RESSOADOR MAGNETO-ÓPTICO EM CRISTAIS FOTÔNICOS  
BIDIMENSIONAL”**

AUTOR: DAIMAM DARLAM ZIMMER

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO SUBMETIDA À BANCA EXAMINADORA APROVADA PELO  
COLEGIADO DO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA ELÉTRICA, SENDO  
JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM ENGENHARIA  
ELÉTRICA NA ÁREA DE TELECOMUNICAÇÕES.

APROVADA EM: 08/08/2014

**BANCA EXAMINADORA:**



---

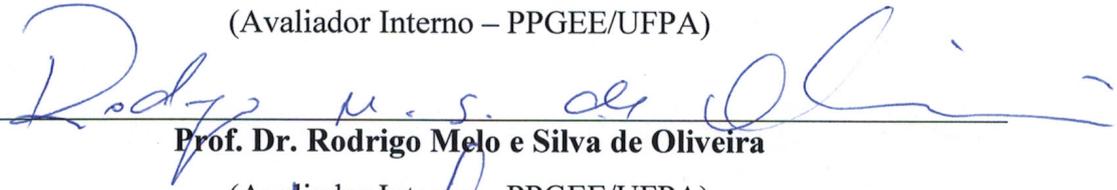
**Prof. Dr. Victor Alexandrovich Dmitriev**

(Orientador – PPGEE/UFPA)

---

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

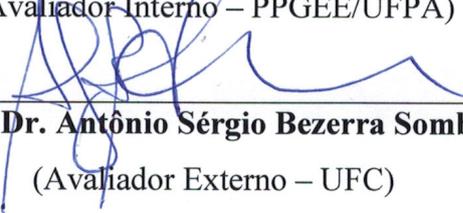
(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)



---

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

(Avaliador Interno – PPGEE/UFPA)



---

**Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra**

(Avaliador Externo – UFC)

**VISTO:**

---

**Prof. Dr. Evaldo Gonçalves Pelaes**

(Coordenador do PPGEE/ITEC/UFPA)

*Aos meus pais, Irineu e Dolores.*

# Agradecimentos

Agradeço a Deus.

Agradeço à minha família: meu pai Irineu, minha mãe Dolores, minha irmã Luana, meu sobrinho Eros, meus tios Ademar e Haide e minha namorada Paulyane, por sempre me darem inspiração e motivação para continuar e pela compreensão e apoio em todos os momentos difíceis dessa caminhada. Sem vocês com certeza eu não teria chegado até onde cheguei.

Agradeço a família Nascimento: Alaison e Sandra que me receberam de braços abertos em sua casa e me adotaram como um filho. Ao Clerisson um agradecimento especial pois, mais do que um amigo, considero como um irmão.

Ao meu orientador Professor Victor Dmitriev, principal responsável pela concepção e desenvolvimento deste trabalho, e mais do que professor se tornou amigo.

Agradeço aos amigos Arlete Marques, Carlos Rafael, Antônio Thiago, Marcelino Lopes, Fernando Gomes e Gianni Portela que me apoiaram nessa longa jornada, agradeço pelas horas de estudo, pelas conversas e pelas boas gargalhadas.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico), pelo apoio financeiro.

# Resumo

No presente trabalho, investigou-se três possibilidades de chaves ópticas (*switches*), baseadas em cristal fotônico, sendo duas destas construídas a partir de um material magneto-óptico, projetadas para operar na faixa de frequência óptica e a última por cilindros dielétricos, projetada para operar na faixa de frequência de terahertz, ambas constituídas de dois guias de onda acoplados a cavidade ressonante. As chaves ópticas constituídas de material magneto-óptico têm suas cavidades formadas por furos cilíndricos dispostos de forma a montar anéis concêntricos ao redor de um furo central, sendo a primeira com acoplados frontal dos guias de onda formado um ângulo de  $180^\circ$  entre si e alinhadas com a cavidade ressonante. A segunda, com acoplados lateral dos guias de onda a cavidade ressonante. São inseridos no material magneto-óptico bidimensional defeitos (furos formando uma rede triangular). A chave óptica, construída por cilindros dielétricos dispostos de forma a montar uma rede quadrada, tem sua cavidade constituída de um cilindro de Níquel-Zinco-Ferrite, e seus guias de onda formam um ângulo de  $90^\circ$ . Os dispositivos possuem dois estados, um estado onde há transmissão de sinal (estado *on*) e um estado onde ocorre o bloqueio do sinal (estado *off*), sendo a transição entre os mesmos controlada a partir da variação de um campo magnético DC externo  $\mathbf{H}_0$ . O funcionamento dos dispositivos é baseado na orientação de um modo de dipolo, excitado na cavidade ressonante por um sinal eletromagnético, que entra por uma das portas do dispositivo. Para as duas chaves construídas de material magneto óptico, o estado *on* é obtido sem magnetização. Nesta situação, os nós do dipolo alinham-se de modo perpendicular ao eixo dos guias de onda, ocorrendo assim a transmissão de sinal, com baixas perdas de inserção, enquanto que no estado *off* com campo magnético externo diferente de zero, para o dispositivo com acoplamento frontal o modo dipolo sofre uma rotação por  $90^\circ$  e para o dispositivo com acoplamento lateral o modo dipolo apresenta uma rotação no sentido anti-horário interrompendo a transmissão do sinal, com alta isolamento. Para a chave construída de cilindros dielétricos, o estado *on* é obtido com magnetização e o modo dipolo apresenta uma rotação no sentido horário transmitindo o sinal, enquanto que no estado *off*, sem campo magnético externo, o modo dipolo é estacionário, com os nós do modo dipolo alinhados com os guias de onda interrompendo a transmissão do sinal.

PALAVRAS-CHAVE: Chave óptica; cristal fotônico; material magneto-óptico.

# Abstract

In the present work, investigated three possibilities of optical key (*switch*) based on Photonic Crystal, two of these being constructed from a magneto-optic material, designed to operate in the optical frequency range and the last cylinder of dielectric, designed to operate in the terahertz frequency range, both consist of two coupled waveguides resonant cavity. The optical keys consist of material magneto optical, has a cavity formed by cylindrical holes disposed so as to mount concentric rings around a central hole, and the first, with front of coupled waveguides formed a angles of  $180^\circ$  aligned with each other and the resonant cavity. The second side coupled to the waveguide resonant cavity. Are inserted into the magneto-optical material in two- dimensional photonic crystal defects (holes forming a triangular lattice). The optical key constructed by dielectric cylinders arranged in order to mount a square lattice, has a hollow cylinder composed of a nickel-zinc-ferrite, and their wave guides are at an angle of  $90^\circ$ . The devices has two states, a state where there is transmission signal (state *on*) and a state where the lock signal occurs (state *off*), being the transition between them controlled from the variation of an external DC magnetic field  $\mathbf{H}_0$ . The operation of the device is based on the orientation of a dipole mode, excited resonant cavity for electromagnetic signal. In state *on* no magnetisation dipole nodes align perpendicular to the axis of the waveguides, occurring so the signal transmission, with low insertion losses, While in the State *off* non-zero external magnetic field the dipole mode is rotated by  $90^\circ$  for coupling the front and to the device with lateral coupling the dipole mode shows a rotation in counterclockwise interrupting signal transmission, with high isolation. For the key cylinder constructed of dielectric, the condition *on* magnetization is obtained, the dipole mode shows a clockwise rotation transmitting the signal, whereas in state *off* without external magnetic field, the dipole mode is stationary, with the nodes of the dipole mode aligned with the waveguides stopping the signal transmission.

KEYWORDS: Optical key; photonic crystal; magneto-optical materials.

# Lista de ilustrações

Figura 1 – Exemplos de cristais fotônicos naturais: (a) opalas, minerais constituídos por microestruturas esféricas de sílica e (b) borboleta <i>amorpho menelaus</i> cujas asas são formadas por uma rede periódica porosa que confere a elas um tom azulado. . . . .	15
Figura 2 – Cristal desenvolvido por Eli Yablonovitch. . . . .	16
Figura 3 – Cristal fotônico: a) em uma dimensão, b) em duas dimensões e c) em três dimensões. . . . .	18
Figura 4 – Diagrama de banda de um cristal fotônico. . . . .	19
Figura 5 – Guias de onda baseados em cristal fotônicos: (a) em linha reta e (b) com dobramento de 90 graus. . . . .	25
Figura 6 – Cavidade ressonante produzida no cristal fotônico a partir da alteração do diâmetro de um furo no centro do cristal [26]. . . . .	26
Figura 7 – <i>Switch</i> funcionando na frequência central respondendo ao campo externo $\mathbf{H}_0$ (a) estado <i>on</i> com aplicação de campo externo $\mathbf{H}_0$ (b) estado <i>off</i> sem aplicação de campo externo $\mathbf{H}_0$ (c) Resposta em frequência do <i>switch</i> para potência transmitida no estado <i>on</i> e estado <i>off</i> [15]. . . . .	27
Figura 8 – Divisor de potência funcionando na frequência central respondendo ao campo externo $\mathbf{H}_0$ (a) Divisor de potência fazendo a divisão do sinal eletromagnético entre as portas 2, 4 e 5 e isolando as portas 3 e 6 (b) Resposta em frequência para excitação na porta 1 [23]. . . . .	28
Figura 9 – Estrutura da memória óptica baseada em cristal fotônico [24]. . . . .	29
Figura 10 – Representação esquemática da chave óptica na situação não magnetizada com orientação de dipolo ao longo do eixo x. . . . .	31
Figura 11 – Representação esquemática da chave óptica na situação magnetizada com orientação de dipolo ao longo do eixo y. . . . .	32
Figura 12 – Representação esquemática dos parâmetros reflexão e transmissão. . . . .	33
Figura 13 – <i>Band Gap</i> do cristal fotônico em estudo para o modo TE. . . . .	36
Figura 14 – Representação esquemática da cavidade ressonante do cristal em estudo sem o acoplamento com os guias de onda. A região em salmão representa o material magneto-óptico e os círculos em branco representam os furos preenchidos por ar. . . . .	37
Figura 15 – Representação esquemática da cavidade sem os guias de onda: (a) $\mathbf{V}_1$ dipolo orientado ao longo do eixo $x$ , (b) $\mathbf{V}_2$ dipolo orientado ao longo do eixo $y$ , (c) dois dipolos degenerados girantes $\mathbf{V}^+$ e $\mathbf{V}^-$ estado não magnetizado, (d) dois dipolos não degenerados girantes $\mathbf{V}_m^+$ e $\mathbf{V}_m^-$ . . . . .	38

Figura 16 – Resultado da aplicação do campo magnético externo na cavidade representado pelo parâmetro $g$ onde é possível observar separação das frequências: (a) $g = 0$ (sem magnetização) os modos giram com a mesma frequência $\omega_0$ (b) $g = 0,1$ ocorre a separação dos modos que passam a girar com frequências $\omega^+$ e $\omega^-$ (c) $g = 0,2$ aumenta da diferença entre as frequências (d) $g = 0,3$ comportamento dos modos não degenerados $\mathbf{V}_m^+$ e $\mathbf{V}_m^-$ que giram com frequências $\omega^+$ e $\omega^-$ . . . . .	39
Figura 17 – Separação das frequências entre os modos que giram no sentido horário ( $\omega^+$ ) e anti-horário ( $\omega^-$ ) em função do parâmetro $g$ . . . . .	40
Figura 18 – Comparação das frequências características dos modos do ressoador nos casos sem guias de onda e com guias de onda. . . . .	40
Figura 19 – Representação esquemática do cristal em estudo com acoplamento frontal. A parte em salmão representa o material magneto-óptico e os círculos em branco representam os furos preenchidos por ar. . . . .	41
Figura 20 – Resposta em frequência das simulações para situação não magnetizada (linha azul) e magnetizada (linha vermelha) para os valores do diâmetro do furo central (a) $0,840a$ (b) $0,858a$ (c) $0,8625a$ (d) $0,877a$ . . . . .	42
Figura 21 – Resposta do <i>switch</i> com furo central da cavidade circular. A linha azul representa a transmissão para a situação não magnetizada e a linha vermelha a reflexão do dispositivo para a situação magnetizada . . . . .	43
Figura 22 – Comportamento da curva de isolamento para alguns formatos de elipse . . . . .	43
Figura 23 – Resposta do <i>switch</i> com furo central da cavidade elíptica. A linha azul representa a transmissão para a situação não magnetizada e a linha vermelha a reflexão do dispositivo para a situação magnetizada. . . . .	44
Figura 24 – Resposta em frequência para os casos não magnetizado e magnetizado com perdas dos guias de ondas removidas. . . . .	44
Figura 25 – Distribuição de campo $\mathbf{H}_z$ na frequência central do <i>switch</i> : (a) estado <i>on</i> e (b) estado <i>off</i> . . . . .	45
Figura 26 – Resultado do guia de onda(a) Perdas do guia de onda retilíneo no estado não magnetizado e magnetizado (b) componente do campo $\mathbf{H}_z$ no guia. . . . .	46
Figura 27 – Representação esquemática do cristal em estudo com acoplamento lateral. A parte em salmão representa o material magneto-óptico e os círculos em branco representam os furos preenchidos por ar. . . . .	47
Figura 28 – Resultado da simulação para o <i>switch</i> sem alteração na cavidade (a) resposta em frequência e (b) distribuição do campo ao longo da estrutura. . . . .	48
Figura 29 – Resultado da simulação para o <i>switch</i> com alterações na cavidade (a) resposta em frequência (b) distribuição do campo ao longo da estrutura. . . . .	49

Figura 30 – Resultado da simulação para o <i>switch</i> com alterações apenas no furo central (a) resposta em frequência (b) distribuição do campo ao longo da estrutura. . . . .	50
Figura 31 – Resultado da simulação para o <i>switch</i> com alterações nos furos do segundo anel e na distância radial (a) resposta em frequência com as perdas já removidas (b) distribuição do campo ao longo da estrutura. . . . .	51
Figura 32 – Distribuição de campo $\mathbf{H}_z$ na frequência central do <i>switch side-side</i> : (a) estado <i>on</i> (b) estado <i>off</i> . . . . .	52
Figura 33 – Band Gap do cristal fotônico, constituído de cilindros dielétricos formando uma rede quadrada, para o modo TM. . . . .	54
Figura 34 – Representação esquemática do cristal em estudo. Os círculos em branco representam os cilindros dielétricos e o círculo central em salmão representa o cilindro de ferrite. . . . .	55
Figura 35 – Resposta do <i>switch</i> com rede quadrada para alguns valores de magnetização representados pela variável $k$ , permitidos para a estrutura. . . . .	55
Figura 36 – Resposta do <i>switch</i> com rede quadrada. A linha azul representa a reflexão para a situação não magnetizada e a linha vermelha a transmissão do dispositivo para a situação magnetizada . . . . .	56
Figura 37 – Resposta em frequência para a estrutura com rede quadrada para os casos magnetizado e não magnetizado com perdas dos guias de onda removidas. . . . .	56
Figura 38 – Distribuição de campo $\mathbf{E}_z$ na frequência central do <i>switch</i> : (a) estado <i>on</i> com magnetização e (b) estado <i>off</i> sem magnetização. . . . .	57
Figura 39 – Pedido de patente para a chave com acoplamento frontal. . . . .	61
Figura 40 – Pedido de patente para a chave com acoplamento lateral publicado no artigo. . . . .	62

# Lista de tabelas

Tabela 1 – Relação entre diâmetro do furo central com largura de banda. . . . .	41
Tabela 2 – Valores dos eixos da elipse em substituição ao furo central circular. . .	44

# Sumário

	<b>Introdução</b> . . . . .	<b>15</b>
<b>0.1</b>	<b>Historia dos cristais fotônicos</b> . . . . .	<b>15</b>
<b>0.2</b>	<b>Introdução aos cristais fotônicos</b> . . . . .	<b>17</b>
<b>0.3</b>	<b>Estrutura dos cristais fotônicos</b> . . . . .	<b>18</b>
<b>1</b>	<b>EQUAÇÕES DE MAXWELL PARA O MEIO</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>1.1</b>	<b>Equações de Maxwell</b> . . . . .	<b>21</b>
<b>1.2</b>	<b>Metodos numéricos</b> . . . . .	<b>24</b>
<b>1.3</b>	<b>Dispositivos baseados em cristais fotônicos</b> . . . . .	<b>25</b>
1.3.1	Guias de onda fotônicos . . . . .	25
1.3.2	Cavidades . . . . .	26
1.3.3	Chaves ópticas . . . . .	26
1.3.4	Divisor de potência . . . . .	28
1.3.5	Memória óptica . . . . .	29
<b>2</b>	<b>APLICAÇÃO DE TEORIA DE GRUPOS MAGNÉTICOS PARA CÁLCULO DE MATRIZ DE ESPALHAMENTO PARA CHAVES</b> . . . . .	<b>30</b>
<b>2.1</b>	<b>Grupos</b> . . . . .	<b>30</b>
<b>2.2</b>	<b>Grupos de simetria em uma chave baseada em cristal fotônico</b> . . . . .	<b>31</b>
2.2.1	Matriz espalhamento . . . . .	32
<b>3</b>	<b>DISPOSITIVOS ÓPTICOS PARA FAIXA DE FREQUÊNCIA DE THZ</b> . . . . .	<b>35</b>
<b>3.1</b>	<b>Propriedades físicas do ressoador magneto-óptico</b> . . . . .	<b>35</b>
<b>3.2</b>	<b>Projeto da chave com acoplamento frontal</b> . . . . .	<b>41</b>
<b>3.3</b>	<b>Projeto da chave com acoplamento lateral</b> . . . . .	<b>47</b>
<b>4</b>	<b>DISPOSITIVO ÓPTICO PARA A FAIXA DE FREQUÊNCIA DE SUB-THZ</b> . . . . .	<b>53</b>
<b>4.1</b>	<b>Descrição do cristal</b> . . . . .	<b>53</b>
<b>4.2</b>	<b>Chave óptica</b> . . . . .	<b>54</b>
	<b>Conclusão</b> . . . . .	<b>59</b>
	<b>Referências</b> . . . . .	<b>63</b>

# Introdução

## 0.1 Historia dos cristais fotônicos

Cristal fotônico é uma estrutura formada por materiais organizados periodicamente com diferentes índices de refração. Os primeiros cristais fotônicos não foram projetados, nem fabricados em um laboratório, mas evoluíram durante milhões de anos na natureza. São exemplos de cristais fotônicos naturais as opalas (minerais compostos por cristais de sílica) encontradas na natureza e as asas das borboletas do gênero *morpho*, conhecidas pelo belo tom de azul característico [1]. Estes foram descobertos com o advento da microscopia eletrônica, que revelou uma complexa estrutura nanométrica de cristal fotônico natural.



Figura 1 – Exemplos de cristais fotônicos naturais: (a) opalas, minerais constituídos por microestruturas esféricas de sílica e (b) borboleta *amorpho menelaus* cujas asas são formadas por uma rede periódica porosa que confere a elas um tom azulado.

Apesar dos cristais fotônicos terem chamado atenção apenas no final do século XX, o primeiro cientista a pesquisar e publicar sobre estruturas periódicas foi Lord Rayleigh, em 1887 [2]. Em seu trabalho, abordou que tais estruturas apresentam uma faixa de frequências proibida, que ficou conhecida como “*band gap*”, onde ondas eletromagnéticas com frequência situada nesse intervalo eram impedidas de se propagar.

Quase cem anos após a publicação de Lord Rayleigh, Eli Yablonovitch, pesquisador do “*Bell Communications Research*”, em New Jersey, construiu um cristal fotônico tridimensional, com *band gap* situado na faixa entre 13 e 15 GHz. Este cristal, representado na figura 2, ficou conhecido como “*Yablonovite*”, em homenagem ao seu criador, e consistia de um bloco de material com índice de refração igual a 3,6 que apresentava buracos milimétricos, perfurados mecanicamente.

Estes trabalhos foram os precursores na utilização de ferramentas do Eletromagnetismo Clássico e da Física do Estado Sólido no estudo dessas estruturas.

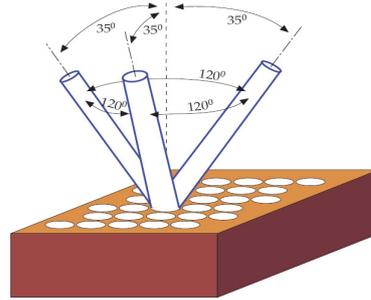


Figura 2 – Cristal desenvolvido por Eli Yablonovitch.

Após o trabalho de Yablonovitch [3, 4, 5], muitos cristais fotônicos começaram a ser desenvolvidos, cada um com suas particularidades e aplicações específicas. Cerca de uma década após a invenção de Yablonovitch, surgiram os primeiros cristais a operar na faixa de luz visível (450-750 nm) [6].

Em 1990, foi publicado um trabalho de grande relevância para a comunidade científica [7] onde pela primeira vez se calculou a estrutura de banda para um cristal de rede cúbica de face centrada, que consistia de esferas dielétricas com alto índice de refração colocadas no ar. A estrutura de bandas foi calculada pelo método da expansão em ondas planas (*Plane Wave Expansion Method* - PWEM), que consiste em obedecer rigorosamente à natureza vetorial dos campos eletromagnéticos.

Em 1992, foram publicados trabalhos que apresentam a estrutura de banda para um cristal de rede cúbica de face centrada invertida [8], conhecida como estrutura de opala invertida. A expressão invertida é utilizada pois o cristal é construído por um número de cavidades esféricas separadas por material dielétrico com maior índice de refração. O conceito de fitas de cristal fotônico (*photonic crystal slabs*), que consistem em redes periódicas bidimensionais de extensão finita nas quais são introduzidos estreitos defeitos na estrutura por onde a luz pode ser guiada com mínimas perdas, foi apresentado [9].

Em 1998, foi demonstrado que o ajuste do índice de refração pode ser utilizado para controlar a largura do *photonic band gap* em cristais formados por opalas inversas [10]. Em 1999, foi abordada a influência da espessura de *slabs* de cristal fotônico na largura do *band gap* em [11].

A partir de então, os *slabs* de cristal fotônico ganharam seu lugar na implementação de diversos dispositivos ópticos. Do ponto de vista experimental, isto se deve à facilidade de fabricação de tais estruturas. Do ponto de vista teórico, por sua vez, apesar de o cristal possuir extensão finita, a periodicidade em apenas duas direções reduz o esforço computacional para cálculos de diagrama de bandas e espectros de transmissão e reflexão.

Nesse sentido, o emprego de cristais fotônicos na construção de dispositivos ópticos tem aumentado de forma considerável, gerando um grande leque de possibilidades para aplicações tecnológicas. Dentre as diversas possibilidades de aplicação, a que será destacada

neste trabalho são as chaves ópticas [12, 13, 14, 15].

## 0.2 Introdução aos cristais fotônicos

Determinar o caminho pelo qual um feixe luminoso irá se propagar é um dos principais desafios do transporte de informação por meios ópticos. Com o advento de novas tecnologias e o avanço da capacidade de simulação em computadores, que se aproxima cada vez mais da realidade, há uma crescente necessidade de dispositivos capazes de controlar e manipular sinais luminosos. O controle do fluxo da luz em escala microscópica abre uma nova possibilidade para o desenvolvimento de novas tecnologias e projetos de dispositivos fotônicos que nos permitam controlar o fluxo da luz de maneira mais eficiente do que com as técnicas atuais. Neste contexto, os cristais fotônicos se destacam por apresentarem uma estrutura de banda fotônica que permite controlar a transmissão e reflexão de uma onda eletromagnética com um elevado grau de confinamento e guiamento.

No final do século XX, uma nova classe de cristais fotônicos passou a ser estudada com mais profundidade: a classe dos Cristais Fotônicos Magnéticos (*Magnetic Photonic Crystals* - MPCs). Os materiais que os constituem são caracterizados por tensores “permissividade elétrica”  $\bar{\epsilon}$  ou “permeabilidade magnética”  $\bar{\mu}$  [6, 16, 17], dados por

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_r & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_t \end{bmatrix}; \quad \bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & jk & 0 \\ -jk & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_t \end{bmatrix}, \quad (1)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade elétrica do vácuo,  $\epsilon_r$  é a permissividade elétrica relativa do material,  $g$  e  $k$  estão relacionados com a magnetização da estrutura,  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética do espaço livre e  $\mu_r$  é a permeabilidade magnética relativa do material.

Além destas descobertas, outros efeitos físicos foram verificados em cristais fotônicos magnéticos, entre os quais, merecem destaque o efeito magneto-óptico, similar ao efeito Faraday, quando a propagação de ondas é paralela ao campo magnético externo [18] e o efeito de separação adicional nas bandas devido ao campo aplicado [19]. O estudo da influência da permeabilidade magnética sobre a estrutura de banda deste tipo de cristal foi apresentado em [20]. Por outro lado uma investigação sobre MPCs bidimensionais (2-D) feitos de ferrite com uma disposição triangular de furos circulares foi mostrado em [21].

Com o avanço das tecnologias, a possibilidade de criar um circuitos totalmente ópticos tem se concretizado a cada dia. No entanto, para que isto se torne realidade, é preciso que existam dispositivos capazes de fazer o controle do feixe de onda eletromagnética que contenha a informação. Estes dispositivos podem ser desenvolvidos à base de cristal fotônico, tendo em vista que este tipo de material já tem sido bastante estudado. Pelas características citadas no paragrafo anterior, cristais fotônicos são utilizados na fabricação

de uma grande variedade de dispositivos ópticos como laser, filtros, divisores de potência e chaves ópticas [22, 25].

### 0.3 Estrutura dos cristais fotônicos

Cristais fotônicos são estruturas periódicas, naturais ou artificiais, constituídas de materiais com diferentes permissividades elétricas, que possibilitam o bloqueio parcial ou total de uma onda eletromagnética incidente em uma determinada direção e sentido. Podem ser: unidimensionais (1-D), em que ocorre a modulação da permissividade em apenas uma direção, enquanto o cristal é uniforme nas direções em que não há periodicidade; bidimensionais (2-D), que apresentam modulação da permissividade em duas direções, mantendo uniforme na direção que não há periodicidade; tridimensionais (3-D), que apresentam a modulação da permissividade nas três direções. Na figura 3, podemos observar o esquema representativo dessas estruturas[26]

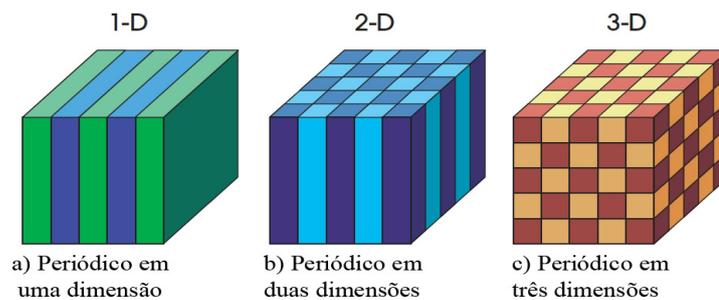


Figura 3 – Cristal fotônico: a) em uma dimensão, b) em duas dimensões e c) em três dimensões.

Pelo fato de cristais fotônicos apresentarem uma periodicidade da permissividade elétrica ou do índice de refração, é possível observar forte analogia entre estes e aqueles estudados pela física do estado sólido (em que há a periodicidade dos átomos em uma rede cristalina). Esta semelhança permite fazer uso de métodos de cálculo já estabelecidos.

O comportamento dos fótons nos cristais fotônicos é semelhante ao comportamento do par elétron-buraco numa rede atômica. A periodicidade da rede de ambos provoca o aparecimento de um *gap* na estrutura de bandas. Para a estrutura cristalina, o *band gap* representa o intervalo de energia inacessível à partícula dentro da estrutura; já para cristais fotônicos o *band gap* representa o intervalo no qual uma determinada faixa de frequência eletromagnética é proibida de se propagar dentro da estrutura cristalina. O método empregado para o cálculo da função de onda de uma partícula no estado sólido é similar ao utilizado na determinação das auto-funções em cristais fotônicos. Essa similaridade é também usada para obter a estrutura de bandas fotônica.

Apesar de apresentarem muitas similaridades, existem algumas diferenças fundamentais, sendo uma das principais a distribuição da energia. Nesta, a distribuição

de elétrons obedece à equação escalar de Schrödinger, enquanto que os fótons (ondas eletromagnéticas) obedecem às equações vetoriais de Maxwell. Além disso, elétrons são afetados pelo campo intra-cristalino, que necessariamente deve ser levado em conta nos cálculos. Fótons não são afetados pelo campo intra-cristalino. Por esse motivo, o cálculo da estrutura de bandas fotônica é consideravelmente simplificado.

A estrutura de bandas de um cristal fotônico é a característica que fornece o maior número de informações sobre suas propriedades. Ela é representada por um número de auto-estados ou auto-frequências de uma estrutura periódica infinita. Auto-frequência também é chamada de frequência de ressonância da estrutura [26].

Cada conjunto de auto-estado corresponde a um valor específico do vetor de onda da radiação. Independente da dimensionalidade do cristal fotônico, a estrutura de bandas é representada por um gráfico bidimensional similar ao da figura 4.

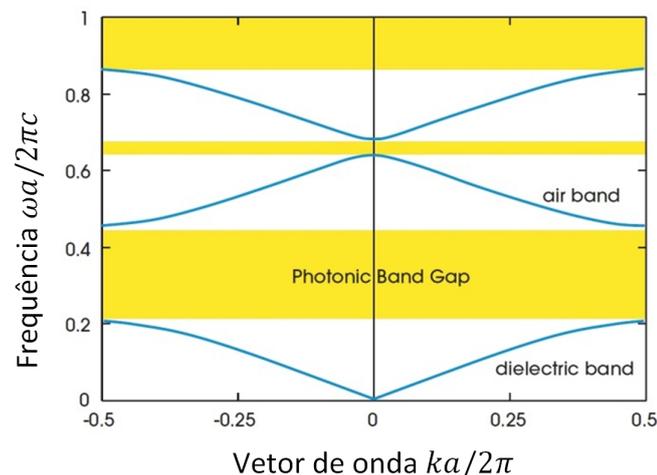


Figura 4 – Diagrama de banda de um cristal fotônico.

O significado físico da estrutura de bandas é interligar as propriedades da radiação com as propriedades do meio óptico onde ocorre a propagação da mesma. Na figura 4, o eixo horizontal corresponde ao vetor de onda da radiação e o eixo vertical representa as frequências de ressonância do meio. No cristal fotônico, a radiação propaga-se dentro da estrutura apenas para valores de frequência pertencentes ao intervalo permitido, se as faixas de frequência estiverem na região proibida, usualmente denominadas de *gaps* fotônicos, esta será refletida [27].

O presente trabalho restringiu-se à investigação de chaves ópticas (em inglês *optical switch*) baseadas em cristal fotônico bidimensional composta de uma cavidade ressonante acoplada com dois guias de onda, que funcionam devido à orientação dos modos dipolo para fazer o controle do feixe luminoso. Os guias de entrada e saída do sinal podem ser alinhados frontalmente, lateralmente ou formando um ângulo de 90° em relação a cavidade magneto-óptica. O controle das chaves entre os estados *on* e *off* é feito pela aplicação de

um campo magnético externo perpendicular a estrutura.

Para que os dispositivos estudados sejam melhor compreendidos, o trabalho foi dividido e obedece a ordem que se segue:

No capítulo 1 a abordagem é sobre as equações de Maxwell para a propagação da onda em um meio, e apresentados alguns exemplos de dispositivos baseados em cristal.

No capítulo 2 é feita uma abordagem sobre teoria de grupos explanando as propriedades de simetria e que são necessárias para o entendimento do funcionamento dos dispositivos, junto com uma abordagem sobre a matriz espalhamento e suas propriedades.

No capítulo 3 é apresentado e explicado de forma detalhada a teoria sobre o funcionamento dos dispositivos e os resultados obtidos através de simulações computacionais das chaves ópticas projetadas para operar na faixa de frequência de GHz, desenvolvidas neste trabalho.

No capítulo 4 é apresentado e explicado de forma detalhada o funcionamento dos dispositivos e os resultados obtidos através de simulações computacionais da chave óptica projetada para operar na faixa de frequência de THz, desenvolvida neste trabalho.

No último capítulo é apresentada a conclusão sobre este trabalho e as perspectivas futuras.

# 1 EQUAÇÕES DE MAXWELL PARA O MEIO

Neste capítulo, serão apresentadas a base matemática que rege o comportamento de uma onda eletromagnética se propagando, o método numérico que será utilizado para solução do problema, os fenômenos físicos que ocorrem e exemplos do uso de cristais fotônicos em dispositivos ópticos.

## 1.1 Equações de Maxwell

O comportamento dos campos eletromagnéticos são descritos pelas equações de Maxwell, sendo estas usadas na análise da propagação de ondas em cristais fotônicos:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}, t), \quad (1.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.2)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.3)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) + \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.4)$$

sendo  $\vec{E}$  o vetor intensidade de campo elétrico,  $\vec{H}$  o vetor intensidade de campo magnético,  $\vec{D}$  o vetor densidade de fluxo elétrico,  $\vec{B}$  o vetor densidade de fluxo magnético,  $\rho(\vec{r}, t)$  densidade de carga e  $\vec{J}(\vec{r}, t)$  a densidade de corrente [31].

Para uma estrutura dielétrica, que não contém cargas elétricas livres, correntes ou fontes de luz em seu interior, pode-se assumir  $\rho(\vec{r}, t) = \vec{J}(\vec{r}, t) = 0$ . Assim podemos reescrever as equações de Maxwell da seguinte maneira[27]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D}(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.5)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B}(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.6)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\partial \vec{B}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.7)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \frac{\partial \vec{D}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.8)$$

Para solucionar a equação da onda que deriva das equações de Maxwell, é necessário utilizar as relações constitutivas. Assumindo que a permeabilidade magnética do cristal

fotônico seja a mesma do vácuo ( $\mu_0$ ), temos que:

$$\vec{B}(\vec{r}, t) = \mu_0 \vec{H}(\vec{r}, t), \quad (1.9)$$

e representaremos a constante dielétrica do espaço livre por  $\varepsilon_0$  e a constante dielétrica relativa da rede cristalina por  $\varepsilon(\vec{r})$ . A indução elétrica é dada por

$$\vec{D}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t), \quad (1.10)$$

substituindo (1.9) e (1.10) em (1.5) - (1.8), obtemos:

$$\vec{\nabla} \cdot \{ \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) \} = 0, \quad (1.11)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}, t) = 0, \quad (1.12)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}, t) = -\mu_0 \frac{\partial \vec{H}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.13)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.14)$$

reescrevendo  $\vec{E}$  e  $\vec{H}$  em modos harmônicos, podem ser separadas as dependências temporal e espacial

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E}(\vec{r}) e^{-i\omega t}, \quad (1.15)$$

$$\vec{H}(\vec{r}, t) = \vec{H}(\vec{r}) e^{-i\omega t}, \quad (1.16)$$

onde  $\omega$  é a frequência angular,  $\vec{E}(\vec{r})$  e  $\vec{H}(\vec{r})$  são as auto-funções da equação da onda.

Substituindo (1.15) em (1.11) e (1.16) em (1.12) e fazendo as devidas operações obtemos:

$$\vec{\nabla} \cdot \{ \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) \} = 0, \quad (1.17)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H}(\vec{r}) = 0. \quad (1.18)$$

Substituindo (1.15) em (1.13) e (1.16) em (1.14) e fazendo as devidas operações [32] obtemos:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) + i\omega\mu_0 \vec{H}(\vec{r}) = 0, \quad (1.19)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) - i\omega\varepsilon_0 \varepsilon(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}) = 0. \quad (1.20)$$

Dividindo ambas as equações por  $\varepsilon(\vec{r})$ , tomando o rotacional e fazendo as devidas substituições obtemos as seguintes expressões na forma de auto funções para  $\vec{E}(\vec{r})$  e  $\vec{H}(\vec{r})$ :

$$\varepsilon(\vec{r})^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E}(\vec{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{E}(\vec{r}), \quad (1.21)$$

$$\vec{\nabla} \times \left\{ \varepsilon(\vec{r})^{-1} \vec{\nabla} \times \vec{H}(\vec{r}) \right\} = \frac{\omega^2}{c^2} \vec{H}(\vec{r}), \quad (1.22)$$

onde  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ , é a velocidade da luz no espaço livre e  $\omega$  é a auto frequência angular. Das equações (1.21) e (1.22) é possível obter as informações sobre as auto funções  $\vec{E}(r)$  e  $\vec{H}(r)$  [32]. A equação (1.22) é chamada de equação mestra [26].

A equação (1.21) não será considerada para a obtenção dos modos tendo em vista que as componentes do campo elétrico não tangenciais a uma interface dielétrica são descontínuas. Como resultado, a equação apresenta certa dificuldade para ser convertida em um problema de autovalor. Por isso, adotaremos a equação (1.22) para a obtenção dos modos [32][33].

Para um cristal fotônico, o campo deve obedecer à condição exigida pela equação (1.18) e a condição de periodicidade. A periodicidade da rede, tanto em rede cristalinas como em cristais fotônicos, faz surgir o *band gap*.

O vetor de onda  $\vec{k}$  pertence a rede recíproca e deve satisfazer a relação  $e^{i\vec{k}\vec{r}}=1$ , para todo  $\vec{r}$  pertencente à rede real. Cada estrutura cristalina possui duas redes, a rede cristalina e a rede recíproca.

Uma figura de difração de um cristal pode ser encarada como uma representação da rede recíproca do cristal, em contraste com a imagem microscópica, que é uma representação da estrutura cristalina real. Quando se gira um cristal, tanto a rede cristalina quanto a rede recíproca sofrem rotação. Os vetores da rede cristalina possuem dimensão de comprimento; os vetores da rede recíproca possuem dimensão de inverso de comprimento. A rede cristalina é uma rede no espaço real, enquanto a rede recíproca é uma rede no espaço de Fourier associado [34].

De forma generalizada, podemos definir o teorema de Bloch para uma estrutura periódica n-dimensional com constante dielétrica definida pela equação (1.23).

Na equação (1.22), a função dielétrica  $\varepsilon(\vec{r})$  funciona como um potencial para a auto função  $\vec{H}(r)$  e como  $\varepsilon(\vec{r})$  é periódica em uma ou mais direções, possuindo uma simetria translacional, temos

$$\varepsilon(\vec{r}) = \varepsilon(\vec{r} + \vec{R}). \quad (1.23)$$

No espaço real, a equação (1.23) define o número de pontos gerados por um determinado número de operações de translação e  $\vec{R}$  é o vetor da rede, que possui

autofunções que podem ser relacionadas por um vetor de onda  $\vec{k}$  e expressos na forma:

$$\vec{H}_k(\vec{r}) = e^{i\vec{k}\vec{R}} e^{i\vec{k}\vec{r}} u_k(\vec{r} + \vec{R}), \quad (1.24)$$

sendo  $u_k(\vec{r})$  uma função periódica da rede e  $u_k(\vec{r}) = u_k(\vec{r} + \vec{R})$  para todos os vetores  $\vec{R}$ .

## 1.2 Métodos numéricos

As propriedades ópticas de um cristal fotônico são representadas através da sua estrutura de banda. O cálculo da estrutura de banda de um cristal fotônico, de forma analítica, é algo demasiadamente complexo. Devido tal complexidade, vários métodos numéricos foram desenvolvidos para realizar os cálculos e se dividem em duas vertentes: a que segue pelo domínio da frequência e a que segue pelo domínio do tempo.

No domínio da frequência, as equações dos autovalores dos fótons são resolvidas para se obter os estados permitidos dos fótons e suas energias. A principal vantagem deste método é a obtenção direta da estrutura de banda do cristal. Os métodos que se destacam são método de expansão em ondas planas (*Plane Wave Expansion Method*- PWEM) [35], e o método da matriz de transferência (*Transfer Matrix Method*-TMM) [36].

Usando métodos no domínio do tempo, calcula-se a evolução temporal do campo eletromagnético através do cristal. A estrutura de banda é calculada pela transformada de Fourier do campo dependente do tempo no domínio da frequência. É baseado na solução direta das equações de Maxwell. Tais método tornam possível a obtenção de diversos parâmetros eletromagnéticos, tais como espectros de reflexão e transmissão. Os métodos que se destacam são: método das diferenças finitas no domínio do tempo (*Finite Difference Time Domain* - FDTD) [37], método das diferenças finitas (*Finite Difference Method*-FDM) [38] e método dos elementos finitos (*Finite Element Method* - FEM) [39]. O FEM é uma técnica numérica muito versátil para lidar com problemas envolvendo geometrias complexas e meios não homogêneos. A generalidade sistemática do método torna possível a construção de programas de computador de uso geral para resolução de uma ampla gama de problemas. O método de elementos finitos possui alta precisão, pois ele divide o domínio a ser analisado em vários pequenos elementos triangulares (2-D), e assim as estruturas podem ter qualquer formato, podendo ser compostas por materiais homogêneos ou não homogêneos [40].

A simulação numérica tem um papel muito importante no projeto e na análise dos dispositivos fotônicos, pois esta abre a possibilidade de um conhecimento prévio do comportamento destes dispositivos. Neste trabalho, as simulações computacionais são feitas através do *software* COMSOL Multiphysics [41]. Este *software* foi escolhido pois possui uma plataforma CAD (*computer aided design*) que facilita a modelagem da estrutura e por utilizar o método dos elementos finitos.

## 1.3 Dispositivos baseados em cristais fotônicos

A capacidade de controlar um fluxo de luz com alta eficiência torna os cristais fotônicos extremamente úteis para aplicações em sistemas ópticos, tais como guias de onda fotônicos, cavidades ressonantes, chaves ópticas (*switches*) e divisores de potência.

### 1.3.1 Guias de onda fotônicos

Para que um cristal fotônico funcione como guia de onda, é necessário introduzir na sua estrutura defeitos que alterem a periodicidade da estrutura.

Em um cristal fotônico, baseado em uma rede periódica de furos feitos em um material dielétrico, estes defeitos podem ser criados removendo uma camada de furos do cristal ou alterando o diâmetro de uma linha de furos da estrutura, de modo que um sinal eletromagnético seja confinado no interior do defeito [26][42]

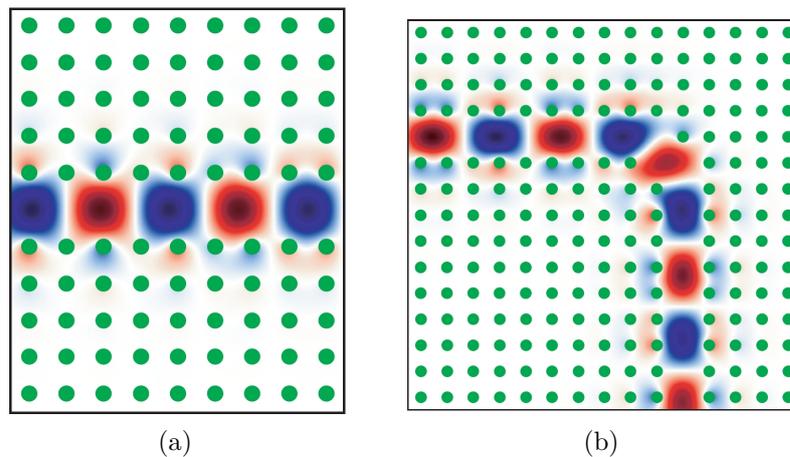


Figura 5 – Guias de onda baseados em cristal fotônicos: (a) em linha reta e (b) com dobramento de 90 graus.

A figura 5b apresenta uma vantagem dos guias de onda baseados em cristais fotônicos, que é a possibilidade de se fazer curvas acentuadas, o que não é possível nas fibras ópticas devido às altas perdas.

### 1.3.2 Cavidades

Ressonadores ópticos, também conhecidos como cavidades ressonantes ou microcavidades, são utilizados principalmente para gerar feixes ópticos com intensidades elevadas (*lasers*). Estes ressonadores podem ser constituídos por cristais fotônicos que simulam efeitos de espelhos fornecendo múltiplas reflexões. Uma cavidade pode ser criada pela inclusão de um defeito pontual, que pode ser a alteração no diâmetro de um furo ou a remoção do mesmo [26].

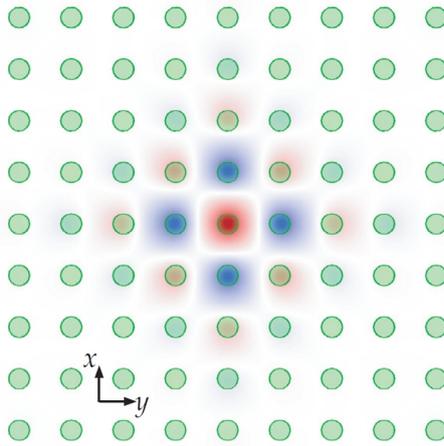


Figura 6 – Cavidade ressonante produzida no cristal fotônico a partir da alteração do diâmetro de um furo no centro do cristal [26].

### 1.3.3 Chaves ópticas

Com o advento dos circuitos totalmente ópticos, chaves ópticas (*switches*) assumem um lugar de destaque, tendo em vista que em todo circuito existe a necessidade de fazer o controle do fluxo de informação, fazendo uma interrupção ou não do sinal. Podemos destacar alguns tipos de *switches*:

- *Switches Micro-electro-mechanical systems* (MEMS) funcionam através de microespelhos que fazem a comutação do sinal;
- *Switches* de cristal líquido, que funcionam pela aplicação de uma determinada voltagem na estrutura que irá mudar a orientação das moléculas do cristal;
- *Switches* termo-ópticos, seu funcionamento consiste na variação do índice de refração dos materiais dielétricos pela variação da temperatura;
- *Switch* ópticos construídos a partir de cristais fotônicos magnéticos, ou seja, são dispositivos ópticos que mudam suas propriedades se sobre ele for aplicado um campo magnético externo  $\mathbf{H}_0$ . Estes tipos de dispositivos ópticos combinam as duas propriedades citadas anteriormente: guias de onda e cavidades ressonantes.

Um *switch* óptico apresenta dois estados de funcionamento, um estado ligado (*on*) que permite a passagem do sinal; e, um estado desligado (*off*) onde o sinal é bloqueado. O controle sobre o estado ligado ou desligado depende da aplicação de um campo magnético externo  $\mathbf{H}_0$  e da geometria da dispositivo. Na figura 7, é apresentado um exemplo de *switch* construído a partir de um cristal fotônico magnético.

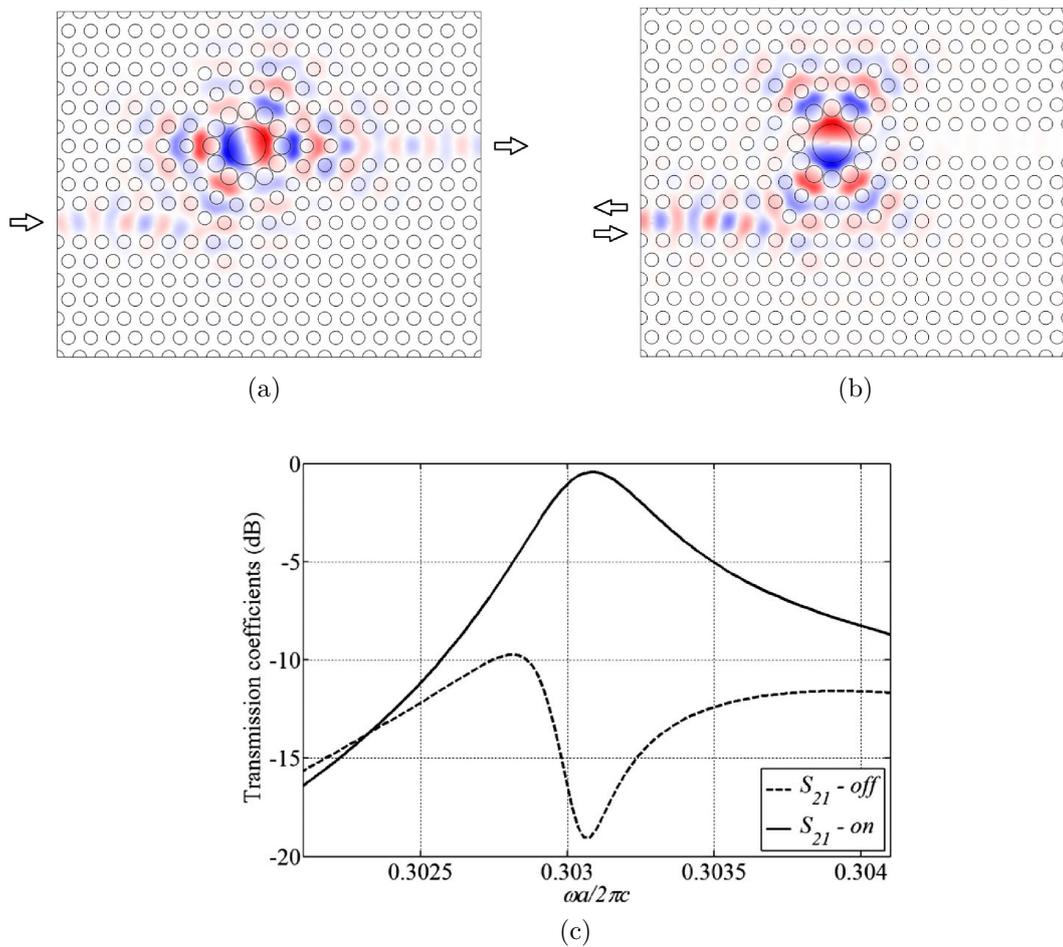


Figura 7 – *Switch* funcionando na frequência central respondendo ao campo externo  $\mathbf{H}_0$  (a) estado *on* com aplicação de campo externo  $\mathbf{H}_0$  (b) estado *off* sem aplicação de campo externo  $\mathbf{H}_0$  (c) Resposta em frequência do *switch* para potência transmitida no estado *on* e estado *off* [15].

### 1.3.4 Divisor de potência

Divisores de potência servem para dividir a potência de um sinal de entrada entre duas ou mais saídas. O divisor de potência aqui apresentado consiste em dispositivos ópticos construídos a partir de um material magneto-óptico, sendo um dispositivo que muda suas propriedades se sobre ele for aplicado um campo magnético externo  $\mathbf{H}_0$ , e se mudar a direção que o sinal for aplicado, por exemplo, de  $z$  para  $-z$ . Estes tipos de dispositivos ópticos combinam as duas propriedades: a de dividir o sinal entre as portas selecionadas e isolar as demais portas.

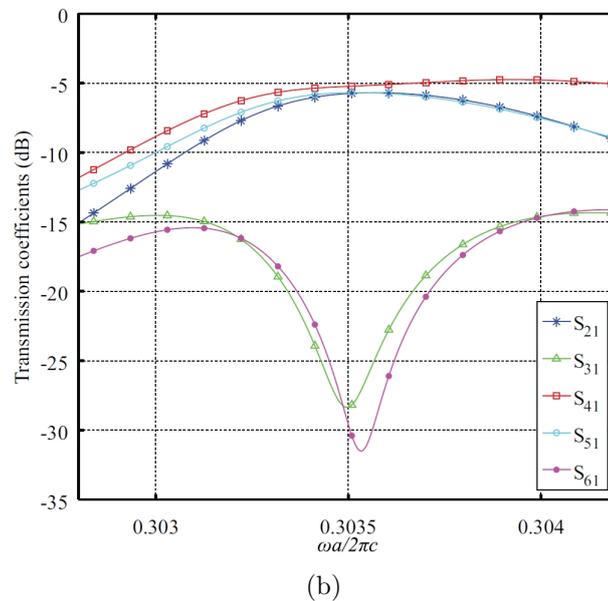
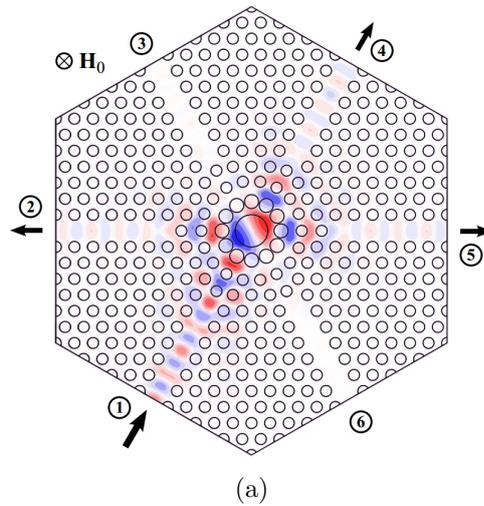


Figura 8 – Divisor de potência funcionando na frequência central respondendo ao campo externo  $\mathbf{H}_0$  (a) Divisor de potência fazendo a divisão do sinal eletromagnético entre as portas 2, 4 e 5 e isolando as portas 3 e 6 (b) Resposta em frequência para excitação na porta 1 [23].

### 1.3.5 Memória óptica

Dentro das comunicações ópticas, assim como se divide e chaveia um sinal óptico, é necessário armazená-lo. Para tanto existe a memória óptica [24], baseada em um cristal fotônico bidimensional, onde o controle sobre o armazenamento da informação é feito pela aplicação de um campo externo.

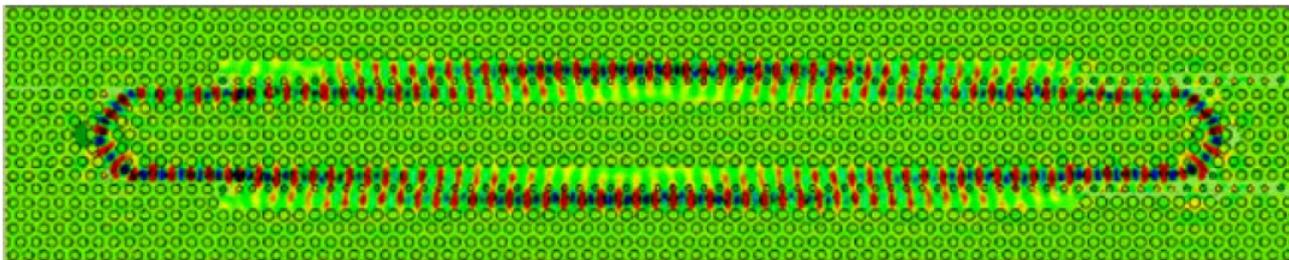


Figura 9 – Estrutura da memória óptica baseada em cristal fotônico [24].

## 2 APLICAÇÃO DE TEORIA DE GRUPOS MAGNÉTICOS PARA CÁLCULO DE MATRIZ DE ESPALHAMENTO PARA CHAVES

Não buscaremos dar aqui um conceito formal de simetria, que é baseado em conceitos primitivos fundamentais. Ao invés disto, nos restringiremos à análise de simetrias em sistemas físicos e que podem ser descritas em termos matemáticos. Para a física, de um modo geral, as simetrias existentes em um determinado sistema estão relacionadas à *invariância* deste sistema quando sobre ele são feitas determinadas *transformações*. Assim, o conceito físico de simetria está intimamente ligado ao conceito de invariância. Por exemplo, se um determinado sistema é invariante sob transformações *temporais* (passagem do tempo), podemos dizer que ele apresenta *simetria* por estas transformações. Da mesma forma, podemos falar de simetrias por transformações espaciais (de escala, reflexões, rotações e translações), como é o caso das simetrias presentes em vários cristais.

Estes tipos de simetria na física (invariância por transformações em espaços associados ao sistema) têm importância fundamental na descrição de sistemas físicos. Esta importância é ressaltada pelo teorema de Noether [28]. De forma bastante simplificada, este teorema afirma que para qualquer simetria contínua de um sistema, existe uma quantidade conservada. O conceito de simetria será melhor explicado no apêndice.

### 2.1 Grupos

Como vimos, as simetrias na física estão associadas à invariância do sistema sob certas transformações nos parâmetros que o representam [29]. Na maior parte dos casos, estas transformações formam *grupos* e, desta forma, podemos falar nos *grupos de simetrias* associados a um determinado sistema. Para entender melhor esta noção, vamos definir grupos como uma estrutura algébrica que consiste em um conjunto de elementos que obedecem a uma operação que combina dois elementos quaisquer do conjunto para gerar outro elemento deste conjunto. De maneira mais específica, para ser um grupo, um conjunto  $G$  deve ser associado a uma dada operação, representada aqui por “ $\cdot$ ” (por exemplo, a adição ou multiplicação entre números reais), de tal forma que  $G$  e  $\cdot$  possuam as seguintes propriedades:

1) **Fechamento:** Para todos  $a$  e  $b$  pertencentes a  $G$ , o resultado da operação  $a \cdot b$  também pertence a  $G$ ;

2) **Associatividade:** A todos  $a$ ,  $b$  e  $c$  pertencentes a  $G$ ,  $(a \cdot b) \cdot c = a \cdot (b \cdot c)$ ;

3) **Existência do elemento identidade:** Deve existir um elemento  $e$  pertencente a  $G$  tal que, para todo  $a$  pertencente a  $G$ ,  $a \cdot e = e \cdot a = a$ .

4) **Existência do elemento inverso:** Para todo  $a$  pertencente a  $G$ , deve existir um elemento  $b$  pertencente a  $G$  tal que  $a \cdot b = b \cdot a = e$ , onde  $e$  é o elemento identidade.

Um exemplo de grupo são as matrizes que representam rotações em espaços bi ou tridimensional. Desta forma, várias transformações associadas às simetrias na física podem ser representadas por grupos. As simetrias que observamos nos sistemas físicos podem ser divididas em simetrias discretas e contínuas. Quando a análise é realizada para uma estrutura magnética, utiliza-se a teoria de grupos magnéticos [30].

## 2.2 Grupos de simetria em uma chave baseada em cristal fotônico

Para descrever a simetria da estrutura, usaremos a notação de Schoenflies [30], portanto para o estado não magnetizado observado na figura 10.

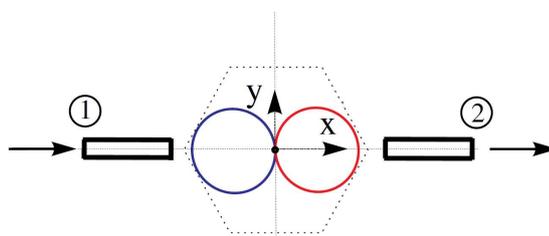


Figura 10 – Representação esquemática da chave óptica na situação não magnetizada com orientação de dipolo ao longo do eixo  $x$ .

O grupo de simetria é  $C_{2v}$ , com os seguintes elementos:

- Elemento identidade  $e$ ;
- $C_2$  rotação por  $\pi$ ;
- Plano de simetria  $\sigma_1$  referente ao plano  $x = 0$ ;
- Plano de simetria  $\sigma_2$  referente ao plano  $y = 0$ ;
- Operador reversão temporal  $T$ ;

A aplicação do campo magnético  $\mathbf{H}_0$  na estrutura faz o dipolo girar por  $90^\circ$ , fazendo com que os nós do dipolo fiquem alinhados com as portas do dispositivo, como pode ser observado na figura 11.

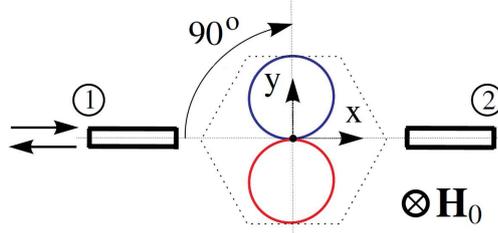


Figura 11 – Representação esquemática da chave óptica na situação magnetizada com orientação de dipolo ao longo do eixo  $y$ .

Esta disposição gera o estado *off* do *switch*. O campo magnético DC transforma o grupo  $C_{2v}$  no grupo magnético  $C_{2v}(C_2)$ , com os seguintes elementos:

- Elemento identidade  $e$ ;
- $C_2$  rotação por  $\pi$ ;
- Plano de simetria  $T\sigma_1$  referente ao anti plano  $x = 0$ ;
- Plano de simetria  $T\sigma_2$  referente ao anti plano  $y = 0$ ;

Os elementos  $T\sigma_1$  e  $T\sigma_2$  são produtos do plano de simetria  $\sigma_i$  pelo operador reversão temporal  $T$  [30].

O elemento unitário  $\sigma$  obedece a relação de comutação

$$[R][S] = [S][R] \quad (2.1)$$

mas a relação para o anti-unitário é  $T\sigma$

$$[R][S] = [S]^t[R] \quad (2.2)$$

onde  $t$  representa a transposição. Para a representação de  $\sigma_1$  e  $\sigma_2$  usamos as matrizes  $[R]_{\sigma_1}$  e  $[R]_{\sigma_2}$ , respectivamente, que são representadas matematicamente por:

$$[R]_{\sigma_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad [R]_{\sigma_2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad (2.3)$$

### 2.2.1 Matriz espalhamento

Para caracterizar o funcionamento do dispositivo, é utilizada a matriz de espalhamento  $[S]$  ou parâmetros-S. São matrizes dependentes da frequência que descrevem a transmissão e a reflexão da onda eletromagnética em diferentes portas dos dispositivos. A matriz  $[S]$  é obtida matematicamente da seguinte forma:

$$\begin{bmatrix} V_1^- \\ V_2^- \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} V_1^+ \\ V_2^+ \end{bmatrix}$$

onde  $V_1^+$  e  $V_2^+$  representam as ondas incidentes, e  $V_1^-$  e  $V_2^-$  as ondas refletidas.

Podemos representar esquematicamente os parâmetros de reflexão e transmissão na figura 12:

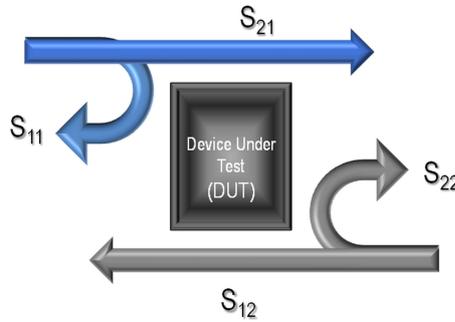


Figura 12 – Representação esquemática dos parâmetros reflexão e transmissão.

Estes parâmetros são obtidos do seguinte modo:

$$S_{11} = \frac{V_1^-}{V_1^+} \rightarrow \text{ sinal incidente na porta 1 e refletido para porta 1}$$

$$S_{22} = \frac{V_2^-}{V_2^+} \rightarrow \text{ sinal incidente na porta 2 e refletido para porta 2}$$

$$S_{12} = \frac{V_1^-}{V_2^+} \rightarrow \text{ sinal incidente na porta 2 e transmitido para a porta 1}$$

$$S_{21} = \frac{V_2^-}{V_1^+} \rightarrow \text{ sinal incidente na porta 1 e transmitido para a porta 2.}$$

A forma da matriz espalhamento  $[S]$  da estrutura é obtida a partir da simetria do problema. A estrutura da chave estudada apresenta simetria geométrica. Logo, o parâmetro  $[S]$  para a situação não magnetizada  $C_{2v}$  (figura 10) e para a situação magnetizada  $C_{2v}(C_2)$  (figura 11), possui a representação matricial da forma:

$$[S]_{nm} = [S]_m = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \quad (2.4)$$

sendo  $[S]_{nm}$  a matriz espalhamento para o caso não magnetizado e  $[S]_m$  a matriz espalhamento para o caso magnetizado.

Considerando um *switch* ideal sem perdas no estado *on* (estado não magnetizado), o dispositivo é recíproco ( $S_{12} = S_{21} = 1$ ) e ( $S_{11} = S_{22} = 0$ ), assim como para o estado

*off* (estado magnetizado), o dispositivo é recíproco ( $S_{11} = S_{22} = 1$ ) e ( $S_{12} = S_{21} = 0$ ). Podemos reescrever a matriz (2.4) para os dois estados:

$$[S]_{on} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad [S]_{off} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

sendo  $[S]_{on}$  a representação do parâmetro-S para a situação não magnetizada e  $[S]_{off}$  a representação do parâmetro-S para a situação magnetizada.

## 3 DISPOSITIVOS ÓPTICOS PARA FAIXA DE FREQUÊNCIA DE THz

Chaves ópticas (*switches*) construídas a partir de cristais fotônicos têm atraído grande atenção da comunidade científica na área da nanofotônica, devido à demanda por dispositivos em escala nanométrica que façam o chaveamento de sinal, filtragem, entre outras aplicações.

Os dispositivos que serão abordados neste capítulo consistem de um cristal fotônico bidimensional (2-D), que apresenta dois guias de onda acoplados a uma cavidade magneto-óptica localizada no centro do dispositivo. O acoplamento entre cada um dos guias e a cavidade pode ser frontal ou lateral.

### 3.1 Propriedades físicas do ressoador magneto-óptico

O objetivo deste capítulo é demonstrar o princípio de funcionamento de dois modelos de chaves magneto-óptico compactas. Os *switches* desenvolvidos neste trabalho funcionam com modo dipolo e respondem a variação de um campo magnético externo DC  $\mathbf{H}_0$ .

O material magneto-óptico que constitui os dispositivos apresentados neste capítulo é caracterizado pelo tensor permissividade elétrica e a variável permeabilidade magnética adquire um valor constante:

$$\bar{\epsilon} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} \epsilon_r & -ig & 0 \\ ig & \epsilon_r & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_r \end{bmatrix}; \quad \mu = \mu_0 \quad (3.1)$$

sendo  $\epsilon_r = 6,25$ ,  $g = 0,3$  (caso magnetizado) e  $g/\epsilon_r = 0,048$  (parâmetro de Voigt).

A frequência central de operação do dispositivo está situada dentro do *band gap* do cristal, como podemos observar na figura 13, onde é apresentado o diagrama de bandas do cristal, calculado a partir do *software* MPB (MIT Photonic-Bands).

O MPB é um *software* livre, usado para calcular estruturas de banda (relações de dispersão) e modos eletromagnéticos de estruturas dielétricas periódicas. Ele foi desenvolvido por Steven G. Johnson, no MIT, juntamente com o grupo Joannopoulos Ab Initio Physics. É especialmente projetado para o estudo de cristais fotônicos e de dispositivos que nele se baseiam, tais como guias de onda e cavidade ressonante [43].

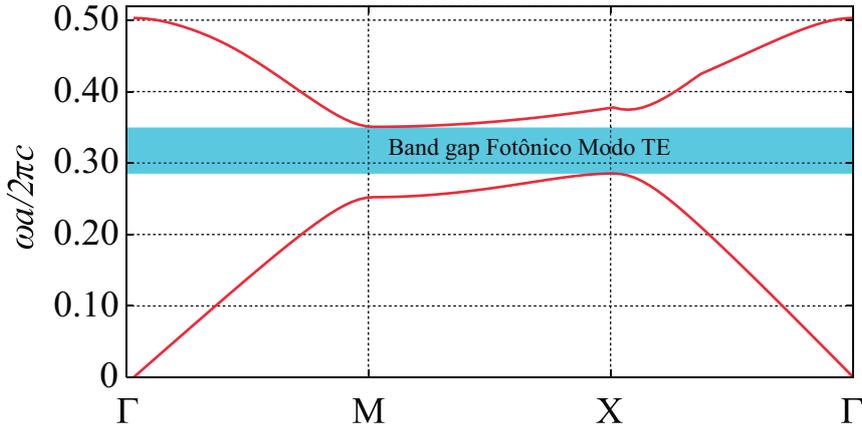


Figura 13 – *Band Gap* do cristal fotônico em estudo para o modo TE.

O intervalo de frequência normalizada ao qual o *band gap* da estrutura se restringe é  $0,28 < \omega a/2\pi c < 0,35$ , sendo estes valores obtidos para o modo TE, com componentes  $E_x$ ,  $E_y$  e  $H_z$ .

A relação entre os comprimentos de onda e as frequências no intervalo do *band gap* são obtidos a partir da seguinte relação:

$$\frac{\omega_i + \omega_f}{2} = \frac{a}{\lambda}, \quad (3.2)$$

onde  $\omega_i$  é a frequência inicial e  $\omega_f$  é a frequência final do *band gap*, dados em relação a frequência normalizada  $\omega a/2\pi c$ ;  $a$  é a constante de rede e  $\lambda$  é o comprimento de onda e  $c$  é a velocidade da luz. Usando a relação (3.2) encontramos o valor da constante de rede da estrutura, adotando  $\lambda = 1,55\mu m$  para a faixa das comunicações ópticas, temos:

$$\frac{0,28 + 0,35}{2} = \frac{a}{1,55 \times 10^{-6}} \quad (3.3)$$

$$a = 0,48 \times 10^{-6} m \quad (3.4)$$

O dispositivo é baseado na cavidade magneto-óptica similar à apresentada em [44]. O material magneto-óptico é perfurado de forma a montar uma rede triangular de furos [26], sendo estes preenchidos por ar. O raio dos furos é de  $0,3a$  ( $a = 480nm$  é a constante de rede do cristal). O furo central circular possui raio  $0,8625a$ . O primeiro anel de furos circular possui 12 furos, sendo que cada furo possui um raio  $0,38a = 182,4nm$  gerando um anel, em torno do furo central, de raio  $760nm$ . O segundo anel de furos é composto por 18 furos, cada furo possui um raio  $0,3a = 144nm$  formando o segundo anel com raio igual à  $1292,9nm$ . Já o terceiro anel é formado pelo deslocamento de seis furos para formar um anel de raio  $1807,2nm$ , como pode ser observado na figura 14

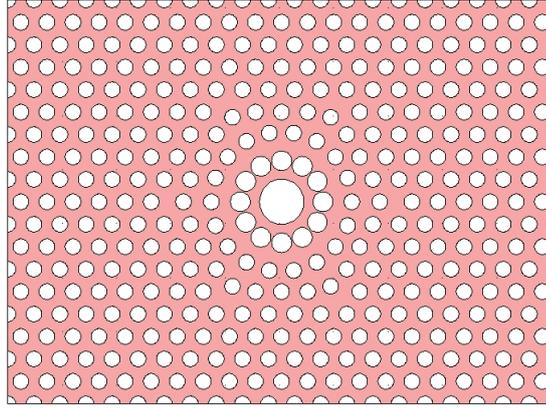


Figura 14 – Representação esquemática da cavidade ressonante do cristal em estudo sem o acoplamento com os guias de onda. A região em salmão representa o material magneto-óptico e os círculos em branco representam os furos preenchidos por ar.

A comutação entre os estados *on* (situação onde há transmissão do sinal) e *off* (situação onde há uma reflexão total do sinal) é realizada pela aplicação de um campo magnético DC normal ao PhC. As figuras 10 e 11 mostram o princípio de funcionamento do *switch* de acordo com a orientação do dipolo.

Um sinal eletromagnético, aplicado em um dos dois guias de onda, é transmitido para o outro guia de acordo com o valor do campo magnético externo DC  $\mathbf{H}_0$  aplicado na estrutura. Caso a intensidade de  $\mathbf{H}_0$  seja igual a zero (figura 10), o dispositivo encontra-se no estado *on* e ocorre a transmissão do sinal do guia de entrada para o de saída, com baixas perdas de inserção. Por outro lado, para um determinado valor de  $\mathbf{H}_0$  diferente de zero (figura 11), o dipolo é rotacionado por um ângulo de  $90^\circ$  no primeiro modelo, enquanto que, para o segundo modelo, o dipolo apresenta um modo de rotação, sendo estas configurações do dispositivo responsáveis pelo estado *off*. Neste caso, o sinal presente no guia de entrada não será transmitido para o guia de saída. O comportamento do modo de dipolo na cavidade ressonante do dispositivo, sem a conexão de guias de onda, é mostrado pela figura 15.

As figuras 15a e 15b apresentam dois autovetores  $\mathbf{V}_1$  e  $\mathbf{V}_2$  que representam os dois auto-modos ortogonais de dipolo suportados pelo ressoador, sendo  $\mathbf{V}_1$  orientado ao longo do eixo  $x$  e  $\mathbf{V}_2$  orientado ao longo do eixo  $y$ , podendo ser representados matematicamente [25] pela expressões (3.8):

$$\mathbf{V}_1 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V}_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad (3.5)$$

Combinações lineares entre eles podem ser escritas como autovetores:

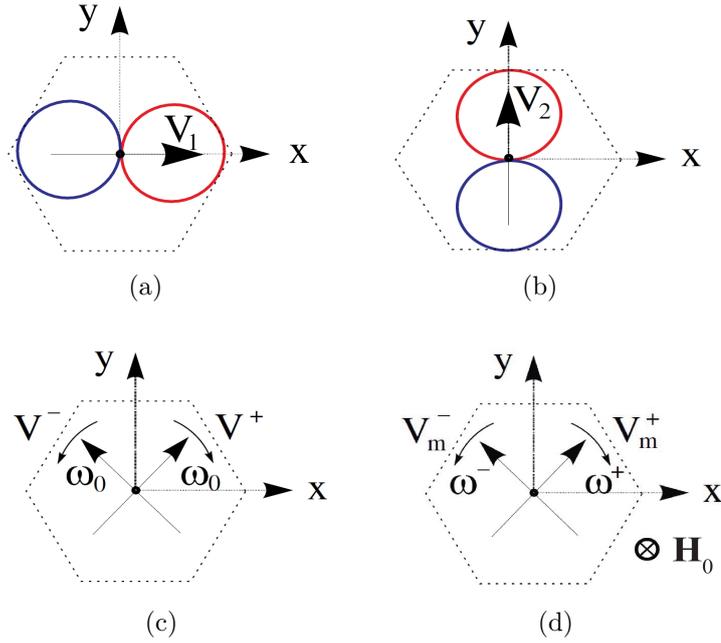


Figura 15 – Representação esquemática da cavidade sem os guias de onda: (a)  $\mathbf{V}_1$  dipolo orientado ao longo do eixo  $x$ , (b)  $\mathbf{V}_2$  dipolo orientado ao longo do eixo  $y$ , (c) dois dipolos degenerados girantes  $\mathbf{V}^+$  e  $\mathbf{V}^-$  estado não magnetizado, (d) dois dipolos não degenerados girantes  $\mathbf{V}_m^+$  e  $\mathbf{V}_m^-$ .

$$\mathbf{V}^+ = \mathbf{V}_1 + i\mathbf{V}_2, \quad (3.6)$$

$$\mathbf{V}^- = \mathbf{V}_1 - i\mathbf{V}_2, \quad (3.7)$$

podendo ser reescrito na forma:

$$\mathbf{V}^+ = \begin{pmatrix} 1 \\ i \end{pmatrix}, \quad \mathbf{V}^- = \begin{pmatrix} 1 \\ -i \end{pmatrix} \quad (3.8)$$

A ausência de campo externo faz com que os modos girem em sentidos opostos e com a mesma frequência  $\omega_0$ , representados na figura 15c. A aplicação de um campo magnético DC externo  $\mathbf{H}_0$ , representada na figura 15d, remove a degenerescência dos modos  $\mathbf{V}^+$  e  $\mathbf{V}^-$ , transformando-os em modos não degenerados  $\mathbf{V}_m^+$  e  $\mathbf{V}_m^-$  que giram com frequências  $\omega^+$  e  $\omega^-$ , respectivamente.

Observamos que com o aumento do parâmetro  $g$ , (proporcional à intensidade do campo magnético ao qual a estrutura está submetida), surgem dois picos no gráfico da transmissão como podemos observar na figura 16, representando o surgimento dos modos  $\omega^+$  e  $\omega^-$ , e com o aumento da intensidade do campo há um aumento na separação entre as frequências  $\omega^+$  e  $\omega^-$ , como podemos observar na figura 17. Este deslocamento pode ser ajustado através da modificação da geometria do ressonador.

A conexão dos dois guias de onda ao ressonador magneto-óptico, no caso não magnetizado, remove a degenerescência dos modos  $V_1$  e  $V_2$ . Esses modos, que antes

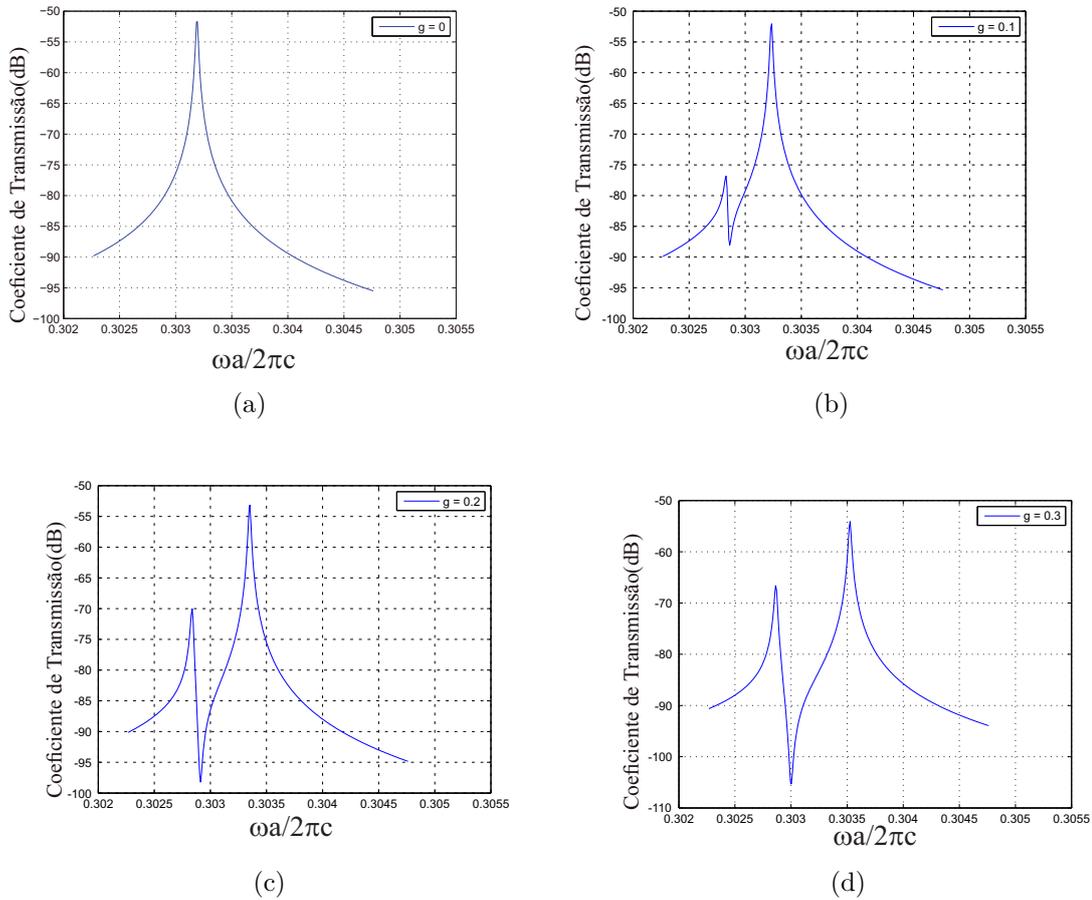


Figura 16 – Resultado da aplicação do campo magnético externo na cavidade representado pelo parâmetro  $g$  onde é possível observar separação das frequências: (a)  $g = 0$  (sem magnetização) os modos giram com a mesma frequência  $\omega_0$  (b)  $g = 0,1$  ocorre a separação dos modos que passam a girar com frequências  $\omega^+$  e  $\omega^-$  (c)  $g = 0,2$  aumenta da diferença entre as frequências (d)  $g = 0,3$  comportamento dos modos não degenerados  $\mathbf{V}_m^+$  e  $\mathbf{V}_m^-$  que giram com frequências  $\omega^+$  e  $\omega^-$ .

giravam com a mesma frequência  $\omega_0$ , passam a girar com frequências distintas  $\omega_1$  e  $\omega_2$ , respectivamente. Quanto maior o acoplamento entre o ressonador e os guias, maior a diferença entre as duas frequências. No caso magnetizado, a conexão dos guias à cavidade também altera as frequências dos modos  $\mathbf{V}_m^+$  e  $\mathbf{V}_m^-$ , como podemos observar na figura 18.

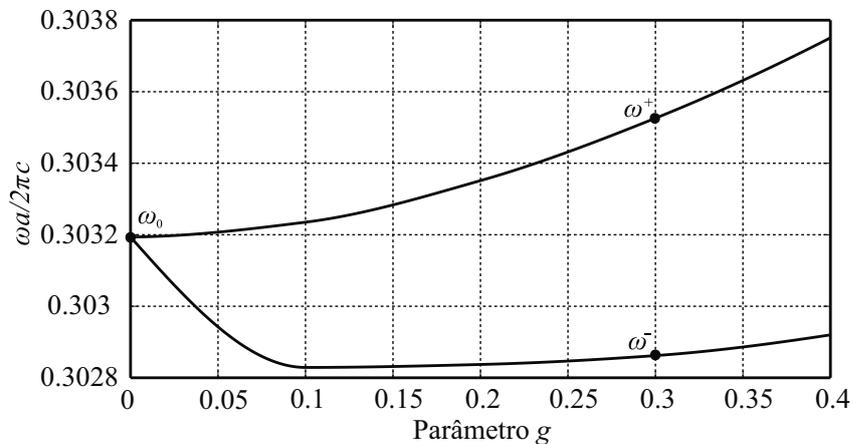


Figura 17 – Separação das frequências entre os modos que giram no sentido horário ( $\omega^+$ ) e anti-horário ( $\omega^-$ ) em função do parâmetro  $g$ .

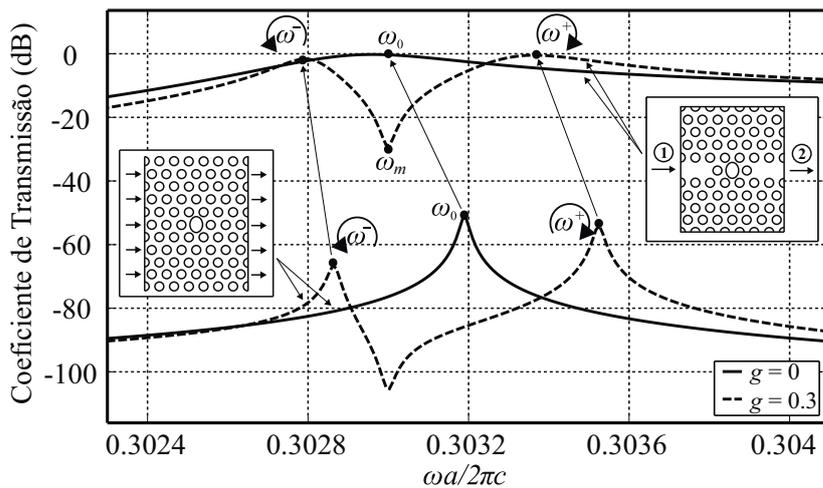


Figura 18 – Comparação das frequências características dos modos do ressoador nos casos sem guias de onda e com guias de onda.

## 3.2 Projeto da chave com acoplamento frontal

O *switch* com acoplamento *front-front* é composto de dois guias de onda acoplados frontalmente e alinhados a uma cavidade ressonante como pode ser observado na figura 19.

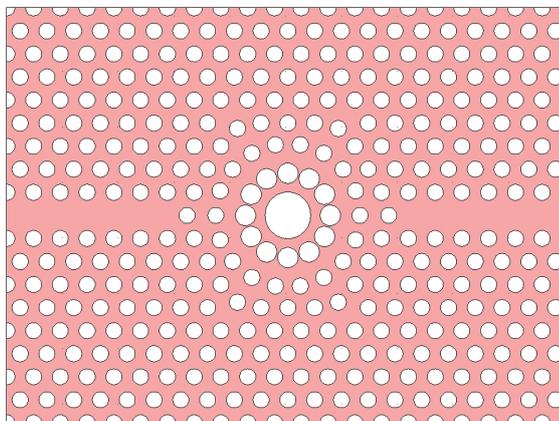


Figura 19 – Representação esquemática do cristal em estudo com acoplamento frontal. A parte em salmão representa o material magneto-óptico e os círculos em branco representam os furos preenchidos por ar.

Os guias de onda foram formados pela remoção de uma fileira de furos. Para que o dispositivo em estudo atingisse a maior largura de banda possível, foi necessário realizar o ajuste do diâmetro apenas do furo central da cavidade, preservando as outras medidas da cavidade. Serão apresentados na figura 20 alguns resultados relevantes em relação ao diâmetro do furo central da cavidade.

Pode-se observar na tabela 1 que, com a diminuição do diâmetro do furo central, há um aumento da largura de banda e, com o aumento do diâmetro, ocorre a diminuição da largura de banda, assim como o deslocamento das curvas para uma nova frequência central de funcionamento. Na tabela 1 são apresentados os valores da largura de banda para alguns valores do diâmetro do furo central da cavidade.

Raio do furo	Largura de banda em GHz
0,840a	199
0,858a	93
0,8625a	88
0,877a	43

Tabela 1 – Relação entre diâmetro do furo central com largura de banda.

Dos valores simulados foi adotado para o diâmetro do furo central o valor de 0,8625a, pois foi o que apresentou melhor comportamento entre as curvas de isolamento e transmissão para o nível de -15dB.

Os valores de 0,840a e 0,858a para o furo central foram desconsiderados pois a curva de transmissão apresenta, em relação a curva de isolamento para o nível de -15dB,

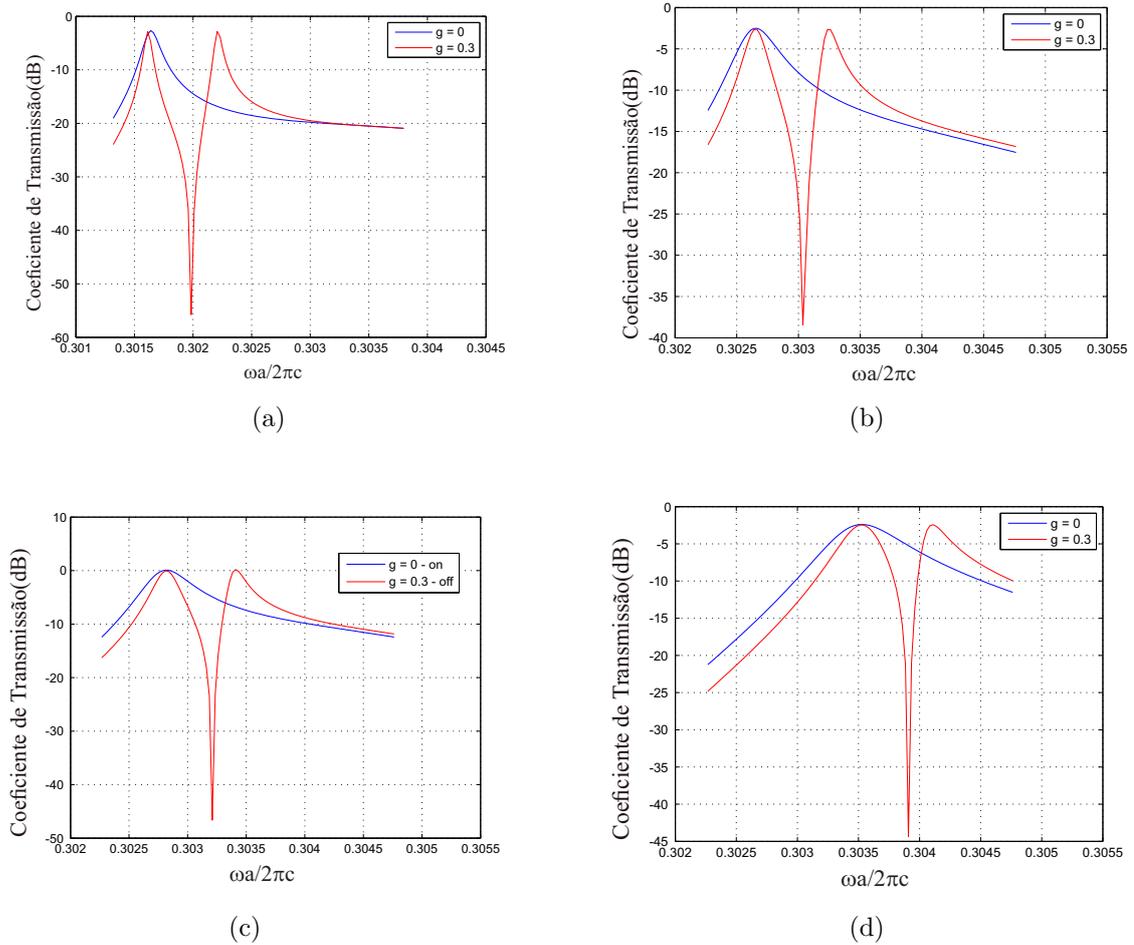


Figura 20 – Resposta em frequência das simulações para situação não magnetizada (linha azul) e magnetizada (linha vermelha) para os valores do diâmetro do furo central (a)  $0,840a$  (b)  $0,858a$  (c)  $0,8625a$  (d)  $0,877a$

perdas superiores a  $-3\text{dB}$  o que para as comunicações ópticas representa uma perda de aproximadamente 50%. Porém, para o valor do furo central circular de raio  $0,8625a$ , as curvas de transmissão e isolamento não estavam operando na mesma frequência central, como podemos observar na figura 21.

Para realizar o ajuste das curvas é necessária a alteração de algum parâmetro na estrutura. A substituição do furo central circular por um furo elíptico possibilitou a realização deste ajuste.

Com a modificação do furo central de um círculo para uma elipse foi possível fazer o ajuste das curvas de isolamento e transmissão para a mesma frequência central, tendo em vista que a alteração do semi-eixo maior e menor da elipse gera um deslocamento da curva de isolamento como pode ser observado na figura 22. Na figura 22, o cilindro circular possui raio  $0,8625a$ , enquanto que os valores dos semi-eixos das elipses são apresentados na tabela 2:

Com a mudança do furo central anteriormente circular para um furo elíptico, pode-

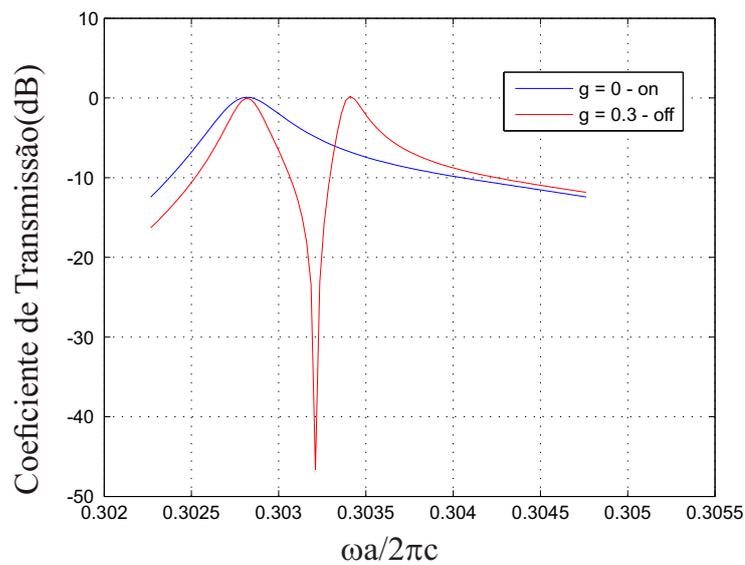


Figura 21 – Resposta do *switch* com furo central da cavidade circular. A linha azul representa a transmissão para a situação não magnetizada e a linha vermelha a reflexão do dispositivo para a situação magnetizada

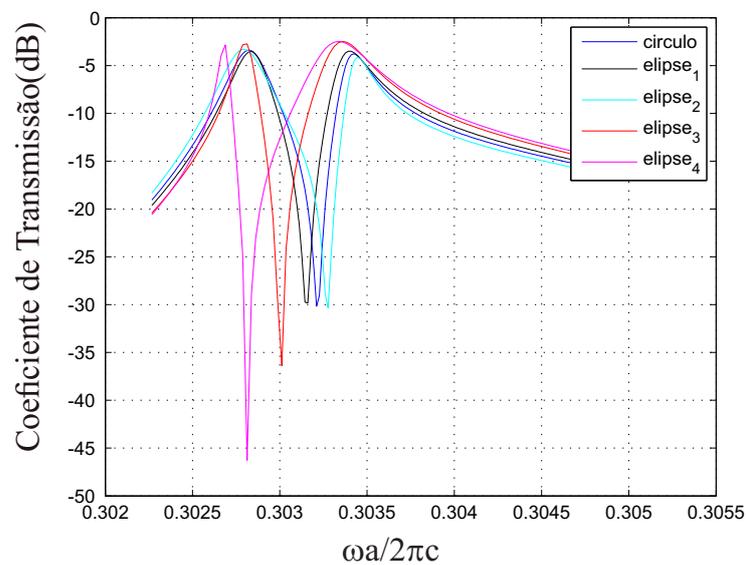


Figura 22 – Comportamento da curva de isolamento para alguns formatos de elipse

se fazer o ajuste das curvas de transmissão e isolamento como podemos observar na figura 23, situação na qual as perdas referentes ao guias de onda ainda não foram descontadas.

Restringindo o intervalo de frequência, removendo as perdas inerentes ao guia de onda, obtemos figura a 24.

A representação visual da estrutura e o resultado das simulações para os casos não magnetizado e magnetizado são mostrados na figura 25, representando o que foi teorizado

valor dos semi-eixos das elipses		
	eixo x	eixo y
$ellipse_1$	0,8575a	0,8987a
$ellipse_2$	0,8675a	0,8587a
$ellipse_3$	0,8475a	0,8775a
$ellipse_4$	0,8375a	0,8875a

Tabela 2 – Valores dos eixos da elipse em substituição ao furo central circular.

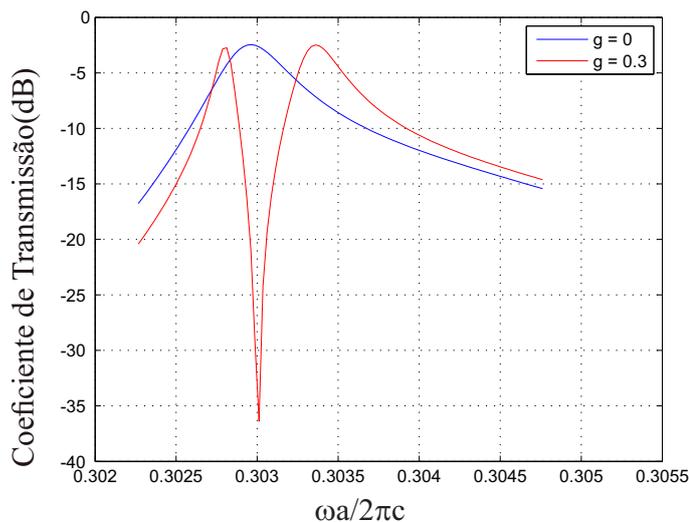


Figura 23 – Resposta do *switch* com furo central da cavidade elíptica. A linha azul representa a transmissão para a situação não magnetizada e a linha vermelha a reflexão do dispositivo para a situação magnetizada.

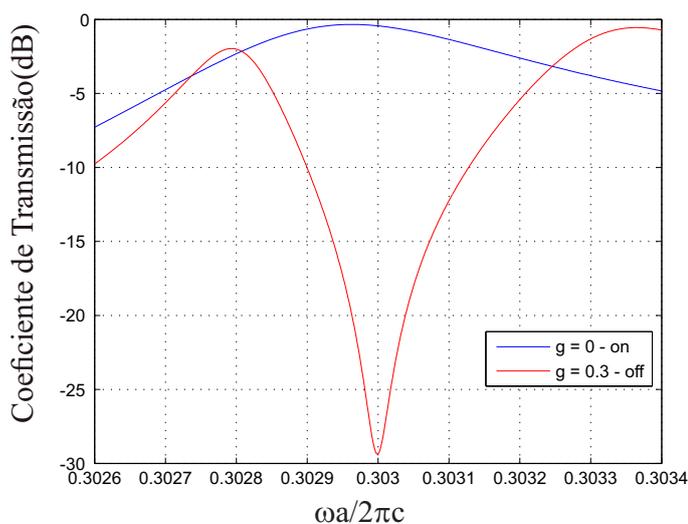


Figura 24 – Resposta em frequência para os casos não magnetizado e magnetizado com perdas dos guias de ondas removidas.

e mostrado nas figuras 10 e 11.

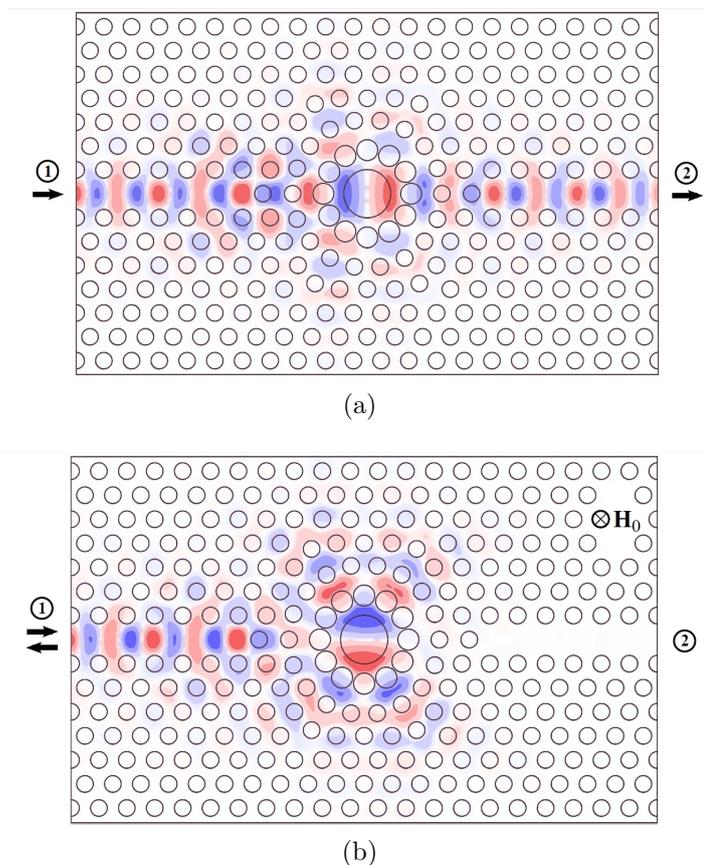
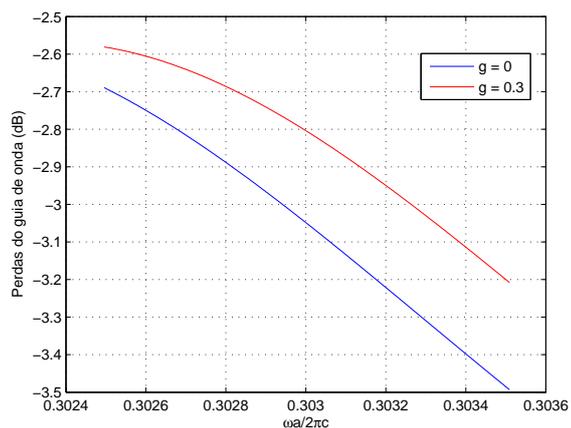


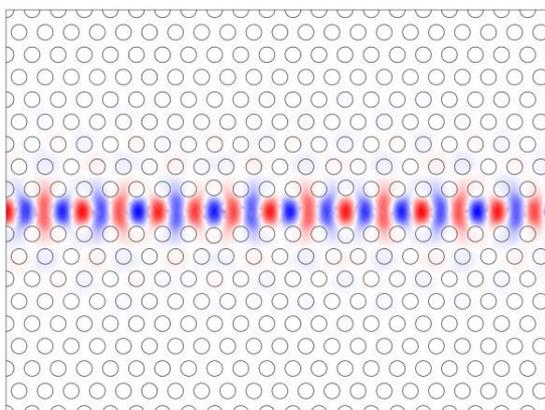
Figura 25 – Distribuição de campo  $\mathbf{H}_z$  na frequência central do *switch*: (a) estado *on* e (b) estado *off*

A resposta em frequência do *switch* é mostrada na figura 24. O dispositivo apresenta perdas de inserção de -0,16 dB (coeficiente de transmissão no estado *on*) e isolamento de -29 dB (coeficiente de isolamento no estado *off*). A largura de banda, no nível de isolamento de -15 dB, é de 88 GHz. A frequência central de operação  $\omega a/2\pi c$  do dispositivo é igual a 0,303, onde  $\omega$  é a frequência angular (em radianos por segundo);  $a$  é a constante de rede do cristal fotônico (em metros);  $c$  é a velocidade da luz no espaço livre. Nas figuras 25a, 25b estão representados os comportamentos do dispositivo nos modos *on* e *off*, quando excitado por um sinal eletromagnético com frequência igual à central.

Para descartar as perdas geradas pelos guias na estrutura e considerar apenas aquelas associadas à cavidade, primeiro calcula-se para o guia na situação magnetizada e não magnetizada as perdas, subtraindo-a dos coeficientes de transmissão do dispositivo em ambos os estados.



(a)



(b)

Figura 26 – Resultado do guia de onda (a) Perdas do guia de onda retilíneo no estado não magnetizado e magnetizado (b) componente do campo  $\mathbf{H}_z$  no guia.

### 3.3 Projeto da chave com acoplamento lateral

Uma segunda geometria de chave óptica foi estudada, com acoplamento denominado lateral. Este é composto por dois guias de onda acoplados lateralmente com o centro da cavidade ressonante, gerando a denominação acoplamento lateral, como pode ser observado na figura 27.

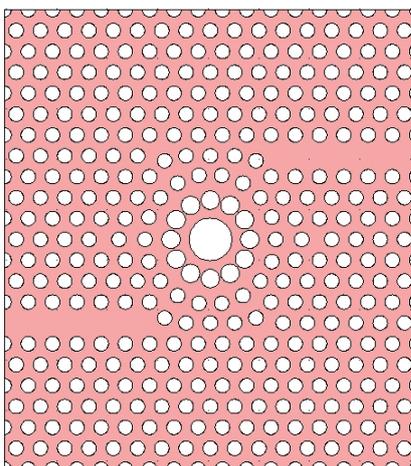


Figura 27 – Representação esquemática do cristal em estudo com acoplamento lateral. A parte em salmão representa o material magneto-óptico e os círculos em branco representam os furos preenchidos por ar.

A cavidade que foi utilizada como base para iniciar o processo de estudo do *switch* com acoplamento *side-side* é idêntica a apresentada para o acoplamento frontal com furo circular. Porém, os resultados obtidos inicialmente foram muito inferiores ao primeiro caso.

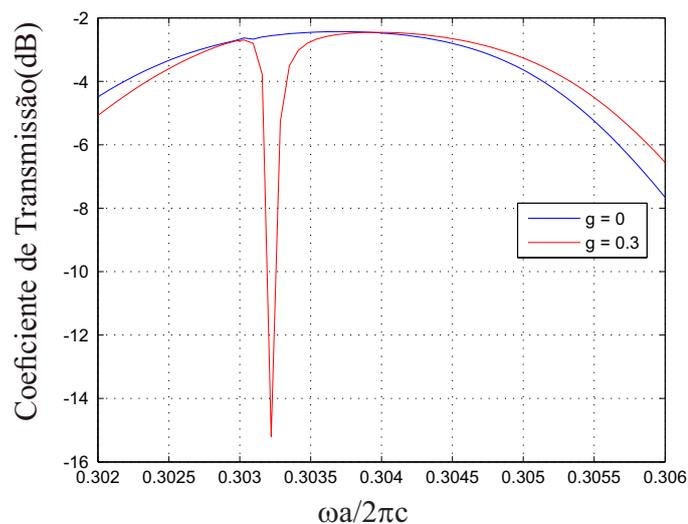
Devido ao fato de não existir uma teoria pronta que explique quais parâmetros devemos alterar para otimizar uma estrutura, decidiu-se seguir o que está teorizado em [44], onde a otimização da cavidade é realizada pela variação dos diâmetros dos furos e do raio do anel que compõem a cavidade, usando como parâmetro para essa variação a distribuição do campo ao longo de uma direção na estrutura.

Neste trabalho, utilizou-se o princípio de otimização sugerido em [44], porém com os guias de onda já acoplados ao ressonador. Quando se realiza a otimização da cavidade sem os guias de onda, esta otimização é perdida ao introduzir os guias na estrutura.

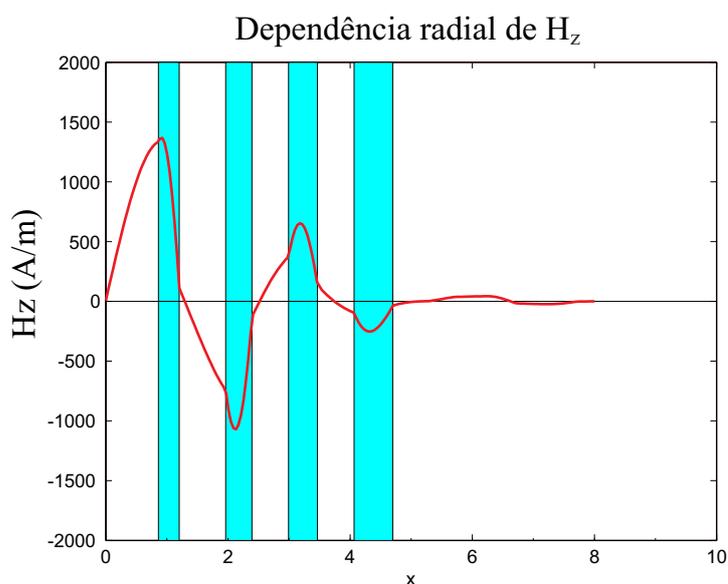
A primeira simulação foi realizada com a cavidade na mesma configuração da cavidade para o acoplamento frontal. O resultado pode ser observado na figura 28.

Na figura 28b a parte branca representa os furos preenchidos por ar e a parte azul representa a parte ocupada pelo material que compõe a estrutura.

O primeiro passo para otimizar a estrutura consistiu em ajustar o furo central da cavidade, representado na figura 28b como a primeira parte branca do gráfico. Este ajuste consiste em fazer com que a curva que representa o campo mude de direção na interseção



(a)



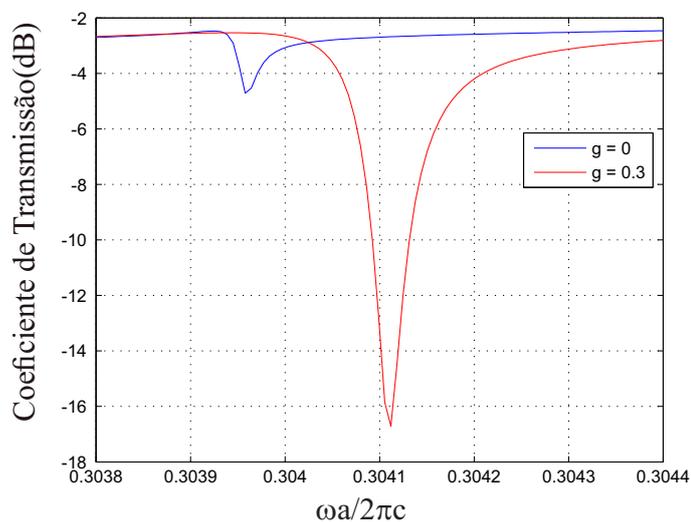
(b)

Figura 28 – Resultado da simulação para o *switch* sem alteração na cavidade (a) resposta em frequência e (b) distribuição do campo ao longo da estrutura.

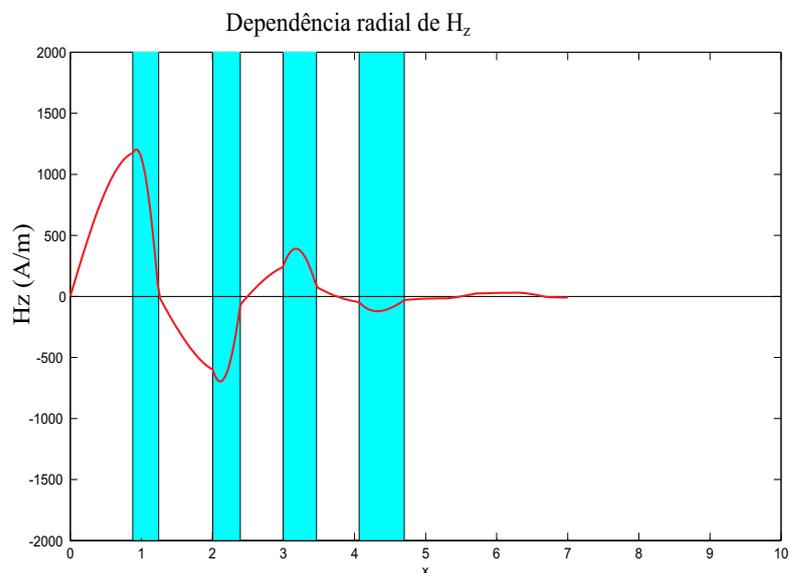
entre a parte preenchida por ar e a parte preenchida por material.

Usando como parâmetro de referência esta mudança na direção do campo, na intercessão entre a região preenchida por material dielétrico e a região preenchida por ar, foram realizados ajustes, na tentativa de melhorar a eficiência do dispositivo. Nestes ajustes alterou-se o diâmetro do furo central e a espessura da região preenchida por material localizada entre o furo central e o primeiro anel de furos. A realização dessas mudanças na estrutura gerou um resultado significativo: a estrutura que anteriormente para sua curva de isolamento não chegava ao nível de -15 dB passou a superar este nível.

As novas medidas da cavidade, utilizadas para mensurar este fenômeno foram: raio do furo central igual a  $0.8794a$ , o raio dos furos do segundo anel permaneceu constante, igual a  $0.38a$ , porem a distância radial, distância da borda do furo até a borda do furo do segundo anel, foi alterada para  $78nm$ . O resultado pode ser observado na figura 29



(a)

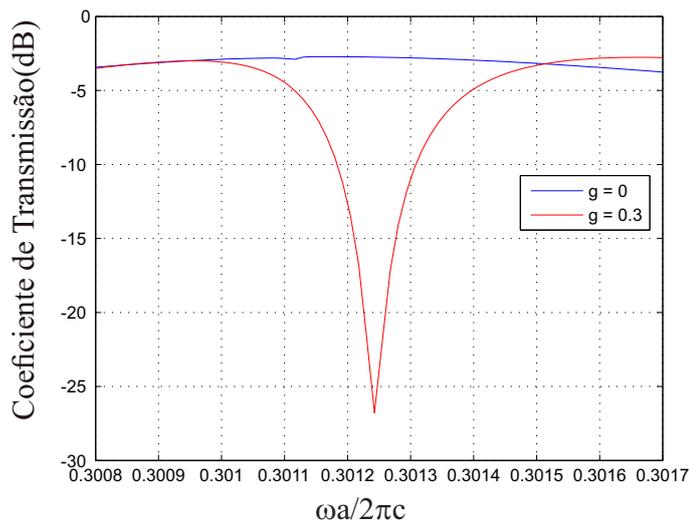


(b)

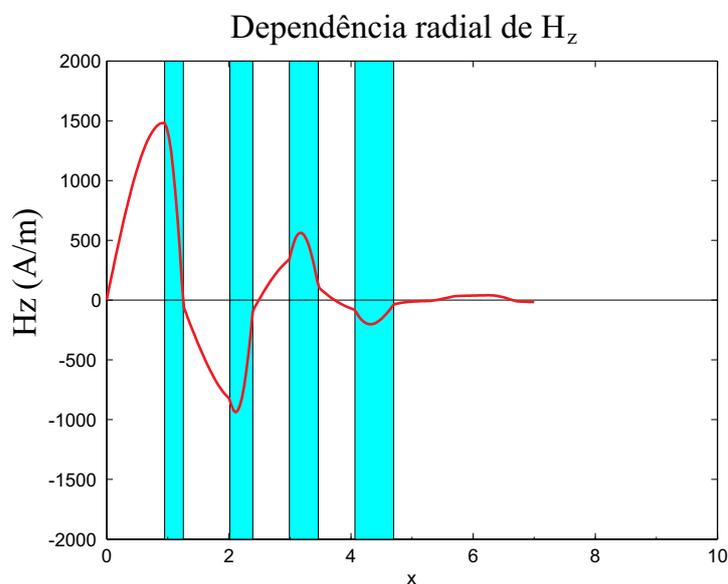
Figura 29 – Resultado da simulação para o *switch* com alterações na cavidade (a) resposta em frequência (b) distribuição do campo ao longo da estrutura.

Ressalta-se, entretanto, que quando se altera um parâmetro na estrutura, ocorre um desequilíbrio no comportamento dos parâmetros anteriormente ajustados, o que torna o processo de otimização muito lento.

Seguindo o processo de otimização, pode-se observar na figura 29 a necessidade de se realizar um reajuste do furo central, visto que, devido as alterações realizadas na estrutura no passo anterior geraram um desajuste no comportamento de campo para essa região. Fazendo alterações apenas no furo central da cavidade chegou-se ao valor de  $0,9497a$  para o raio do furo central, permanecendo as demais dimensões inalteradas. O resultado das modificações pode ser visualizado na figura 30.



(a)

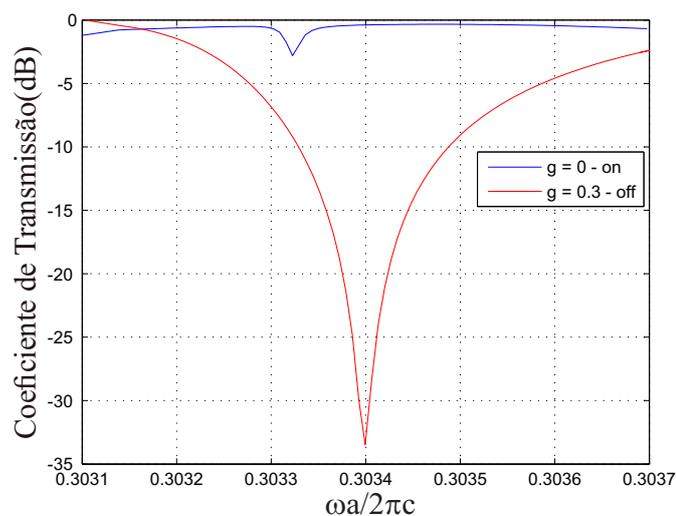


(b)

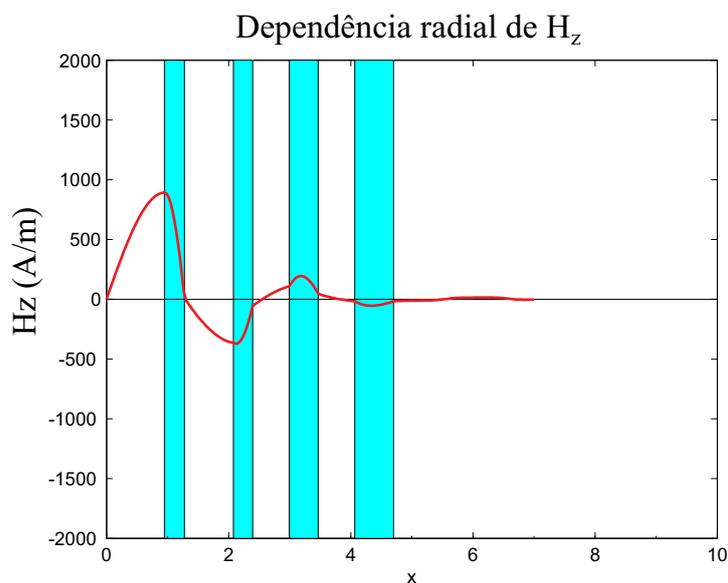
Figura 30 – Resultado da simulação para o *switch* com alterações apenas no furo central (a) resposta em frequência (b) distribuição do campo ao longo da estrutura.

A figura 30a representa a resposta em frequência do dispositivo, onde para o nível de -15dB, este apresenta uma largura de banda de 34GHz. Com o objetivo de obter a

máxima largura de banda possível, faz-se necessário a realização de novos ajustes. Na figura 30b observamos a necessidade de ajustar o terceiro ponto da curva de dispersão do campo, região entre a borda do furo do primeiro anel com a segunda região preenchida por material magneto óptico. As novas alterações realizadas resultaram na seguinte configuração para a cavidade: raio do furo central igual a  $0,9497a$ ; o raio dos furos do segundo anel igual a  $0.4a$ ; e a distância radial para  $80,5nm$ . O resultado das alterações podem ser observados na figura 31



(a)



(b)

Figura 31 – Resultado da simulação para o *switch* com alterações nos furos do segundo anel e na distância radial (a) resposta em frequência com as perdas já removidas (b) distribuição do campo ao longo da estrutura.

A configuração apresentada na figura 31 refere-se à máxima otimização conseguida para essa estrutura, pois na tentativa de continuar otimizando a estrutura, por meio da alteração da cavidade, esta passou a apresentar alguns comportamentos irregulares que não estão de acordo com o princípio de funcionamento de uma chave óptica descrito neste trabalho.

A representação visual do funcionamento da estrutura e o resultado das simulações para os casos não magnetizado e magnetizado são mostrados na figura 32. O princípio de funcionamento deste dispositivo esta de acordo com o que foi teorizado para o funcionamento de uma chave óptica.

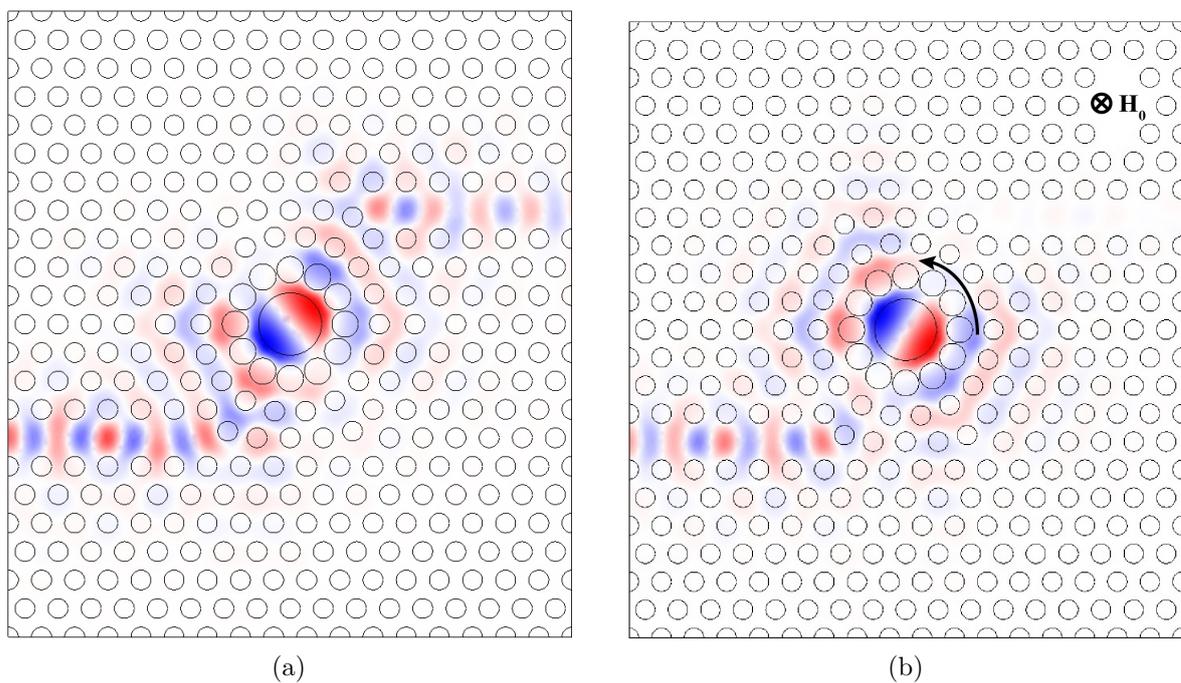


Figura 32 – Distribuição de campo  $\mathbf{H}_z$  na frequência central do *switch side-side*: (a) estado *on* (b) estado *off*.

Na figura 32b a estrutura esta submetida a um campo magnético externo  $\mathbf{H}_0$ . A presença deste campo separa os modos dipolo fazendo com que ele girem com frequências diferentes. Neste caso, a magnetização favorece o aparecimento de um modo girante com frequência  $\omega^-$ . Este dipolo girante não permite a passagem do sinal para o guia de saída.

Portanto, os resultados obtidos para a estrutura são perdas de inserção de -0,18 dB (coeficiente de transmissão no estado *on*) e isolamento de -33 dB (coeficiente de isolamento no estado *off*). A resposta em frequência do *switch* é mostrada na figura 31a. O dispositivo apresenta largura de banda, no nível de isolamento de -15 dB, de 61 GHz. A frequência central de operação  $\omega a/2\pi c$  do dispositivo é igual a 0,3034.

## 4 DISPOSITIVO ÓPTICO PARA A FAIXA DE FREQUÊNCIA DE SUB-THz

Os cristais fotônicos têm atraído grande interesse principalmente para a faixa de frequência de sub-terahertz 0,1-0,3 THz. O dispositivo que será abordado nesse capítulo, vem como uma possibilidade para a implementação em circuitos ópticos na faixa de frequência de THz. Consiste de um cristal fotônico bidimensional (2-D), construído por cilindros dielétricos formando um rede quadrada. Este apresenta dois guias de ondas formando um angulo de 90°, bem como composto por uma cavidade ressonante, constituída por um cilindro de ferrite.

### 4.1 Descrição do cristal

A geometria utilizada para a geração do cristal fotônico (2-D) é similar a apresentada em [45]. Consiste de colunas dielétricas, de Arseneto de Gálio (AsGa), com índice de refração ( $n = 3,4$ ) cercadas por ar, formando uma rede quadrada. No centro da estrutura é inserido um cilindro de Níquel-Zinco-Ferrite, caracterizado pelo tensor permeabilidade magnética e a variável permissividade elétrica adquire um valor constante:

$$\bar{\mu} = \mu_0 \begin{bmatrix} \mu_r & jk & 0 \\ -jk & \mu_r & 0 \\ 0 & 0 & \mu_r \end{bmatrix}; \quad \bar{\epsilon} = \epsilon_0 \quad (4.1)$$

sendo  $\mu_r = 1$ ,  $k = 0, 3$  (caso magnetizado) e  $\epsilon_r = 12, 5$ .

A frequência de operação do dispositivo está situada dentro do *band gap* do cristal, como podemos observar na figura 33, onde é apresentado o diagrama de bandas do cristal, calculado a partir do *software* MPB (MIT Photonic-Bands).

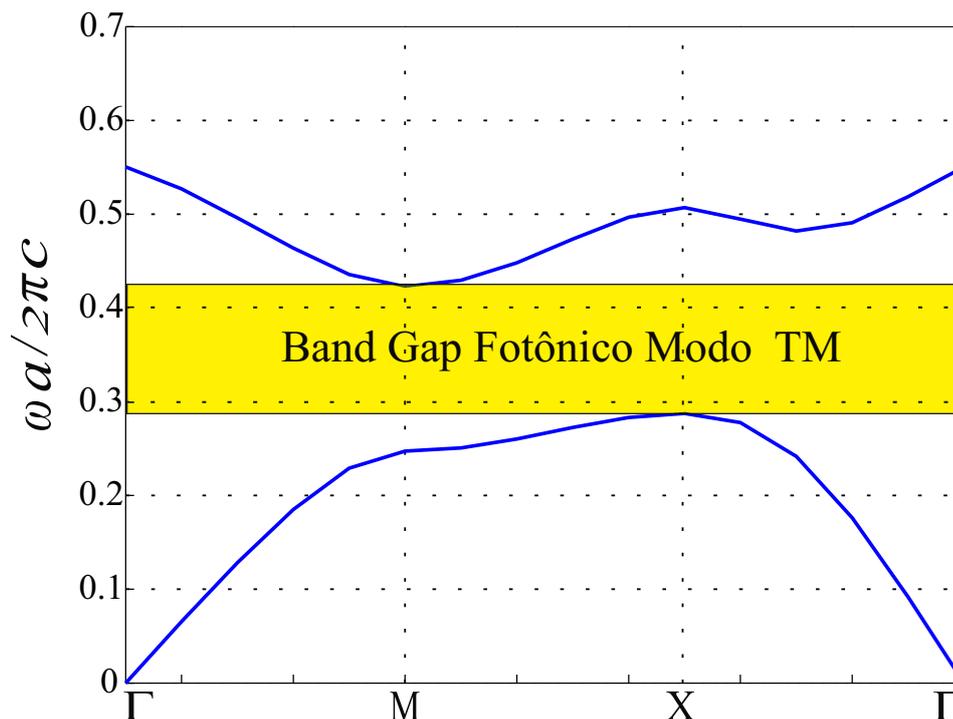


Figura 33 – Band Gap do cristal fotônico, constituído de cilindros dielétricos formando uma rede quadrada, para o modo TM.

O intervalo de frequência normalizada ao qual o *band gap* da estrutura se restringe é  $0,2876 < \omega a/2\pi c < 0,4228$ , sendo estes valores obtidos para o modo TM, com componentes  $H_x$ ,  $H_y$  e  $E_z$ .

O cilindros dielétricos que compões o cristal bidimensional de rede quadrada, possuem raio igual a  $0,2a$  ( $a = 1,065$  mm é a constante de rede do cristal), o cilindro de ferrite possui raio  $0,3a$ .

## 4.2 Chave óptica

O *switch* apresentado nesse capítulo funciona através de um modo dipolo, apresentando um estado *on* e *off*, similar aos dispositivos apresentados no capítulo anterior. Porém, foi projetada para operar na faixa de frequência de THz, o que representa um projeto inédito.

A chave óptica é construída com cilindros de material dielétrico, dispostos de forma a montar uma rede quadrada. No centro da estrutura é inserido um cilindro de ferrite [46, 47], projetado para operar na banda-w (90 - 100 GHz). Já os guias de onda são inseridos pela remoção de duas fileiras de cilindros, de forma a montar um guia de onda com ângulo de  $90^\circ$ , como pode ser observado na figura 34.

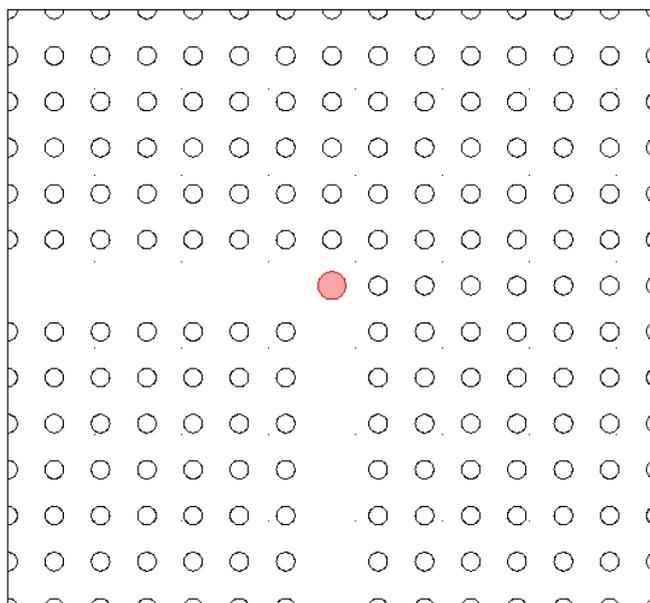


Figura 34 – Representação esquemática do cristal em estudo. Os círculos em branco representam os cilindros dielétricos e o círculo central em salmão representa o cilindro de ferrite.

O dispositivo apresentou um bom resultado para a faixa de frequência desejada, como pode ser observado na figura 35, onde é apresentada a resposta em frequência do dispositivo, em todo o intervalo do *band gap*, para alguns valores de magnetização representados pela variável  $k$ .

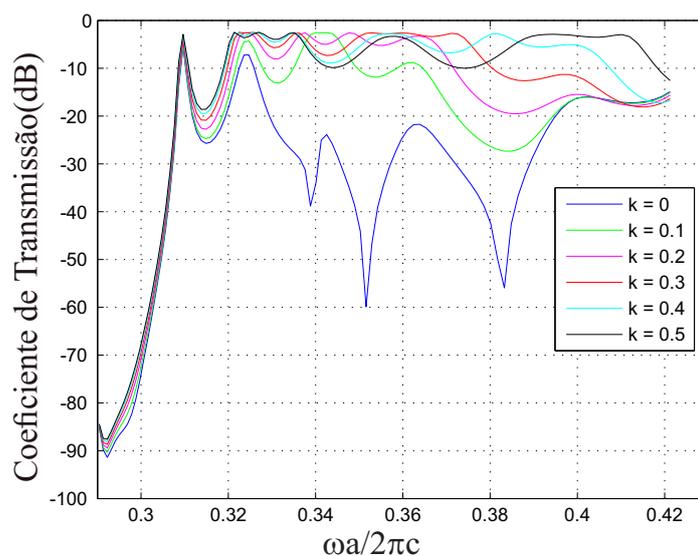


Figura 35 – Resposta do *switch* com rede quadrada para alguns valores de magnetização representados pela variável  $k$ , permitidos para a estrutura.

Na figura 35, podemos observar que os valores para a magnetização que fazem com que o dispositivo funcione como uma chave são  $k=0$  e  $k=0,3$ , como pode ser observado na

figura 36.

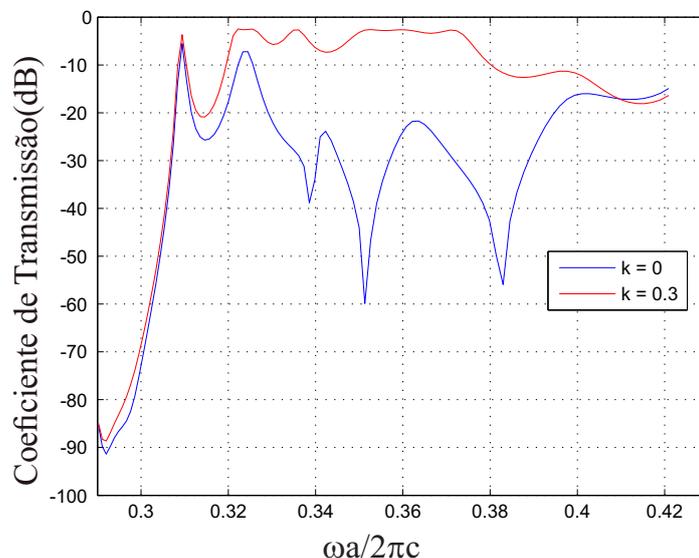


Figura 36 – Resposta do *switch* com rede quadrada. A linha azul representa a reflexão para a situação não magnetizada e a linha vermelha a transmissão do dispositivo para a situação magnetizada

Observamos que na figura 36, o intervalo de frequência normalizada no qual o dispositivo apresenta o funcionamento de uma chave óptica se restringe à  $0,342 < \omega a / 2\pi c < 0,365$ . Com as perdas inerentes ao guia de onda já descontadas, obtemos o resultado apresentado na figura 37.

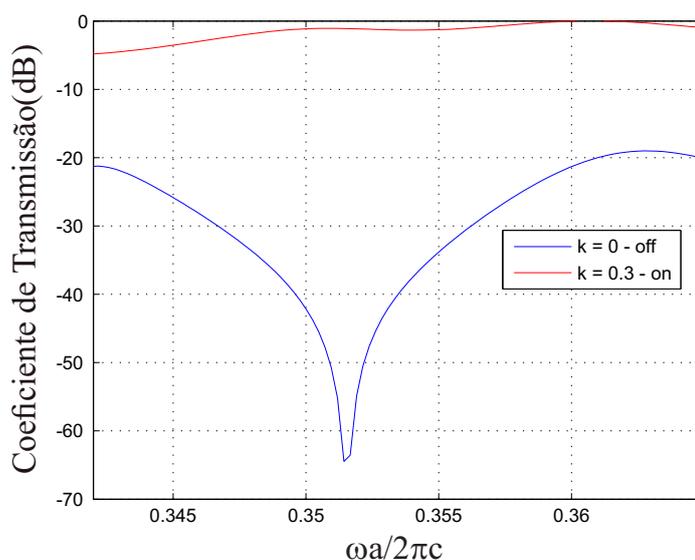
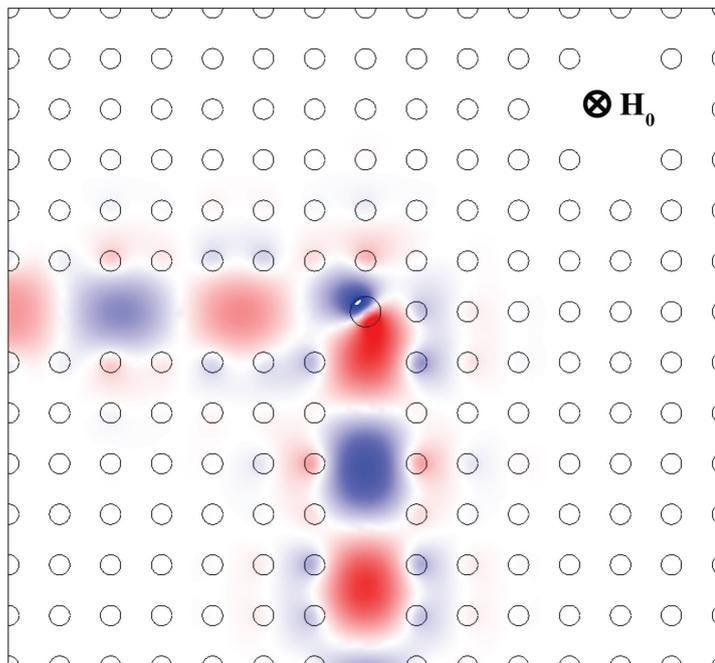


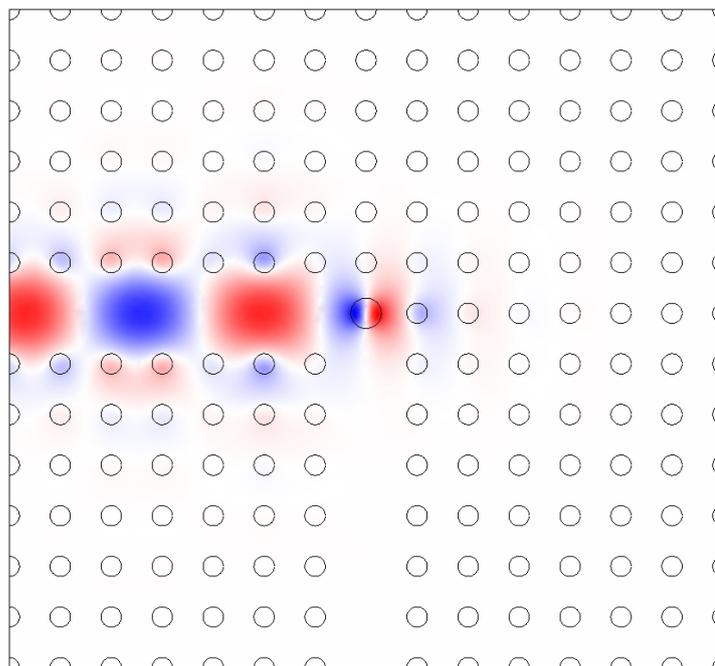
Figura 37 – Resposta em frequência para a estrutura com rede quadrada para os casos magnetizado e não magnetizado com perdas dos guias de onda removidas.

Apesar de o dispositivo não estar totalmente otimizado, pode-se observar na figura 37, que o *switch* apresenta uma frequência central de funcionamento  $\omega a/2\pi c$  igual a 0,3514 que equivale a uma frequência de 98,9 GHz.

A representação visual da estrutura e o resultado das simulações para os casos magnetizado e não magnetizado, na frequência central, são mostrados na figura 38.



(a)



(b)

Figura 38 – Distribuição de campo  $E_z$  na frequência central do *switch*: (a) estado *on* com magnetização e (b) estado *off* sem magnetização.

O dispositivo apresenta perdas de inserção de -1,095 dB (coeficiente de transmissão no estado *on*) e isolamento de -64,47 dB (coeficiente de isolamento no estado *off*) na frequência central de operação  $\omega a/2\pi c$  do dispositivo igual a 0,3514, onde  $\omega$  é a frequência angular (em radianos por segundo);  $a$  é a constante de rede do cristal fotônico (em metros);  $c$  é a velocidade da luz no espaço livre. A largura de banda, no nível de isolamento de -22 dB, é de 4,22 GHz. Nas figuras 38a, 38b estão representados os comportamentos do dispositivo nos modos *on* e *off*, quando excitado por um sinal eletromagnético com frequência igual à central.

# Conclusão

Neste trabalho foram abordados novos modelos de chaves ópticas compactas com 2-portas, baseadas em cristais fotônicos bidimensionais, que podem ser utilizadas em sistemas de comunicações ópticas.

Foi sugerida para este trabalho a otimização das estruturas através do ajuste de sua geometria para que estes obtivessem a maior largura de banda possível. Os dispositivos apresentaram boa resposta dentro da faixa da frequência óptica, se mostrando como boas opções compactas para implementação em circuitos ópticos integrados.

O dispositivo com acoplamento frontal foi otimizado variando apenas o raio do furo central e como resultado apresentou perdas de inserção de -0,16dB para o coeficiente de transmissão no estado *on* e coeficiente de isolamento no estado *off* de -29 dB. A largura de banda obtida foi de 88 GHz para o no nível de isolamento de -15 dB. A frequência central de operação do dispositivo é igual a 0,3032.

O dispositivo com acoplamento lateral foi otimizado seguindo o que está teorizado em [44], sendo que este modelo de otimização apresentou limitações quanto a otimização e se mostrou muito lento e trabalhoso pelo fato de que cada novo ajuste gerou um desajuste nos parâmetros ajustados anteriormente. Porém, mesmo com esta dificuldade, o processo apresentou boa eficiência tendo em vista que o dispositivo não apresentava capacidade de implementação e após o processo apresentou um resultado satisfatório com perdas de inserção de -0,18 dB para o coeficiente de transmissão no estado *on* e coeficiente de isolamento no estado *off* de -33 dB. Assim como, largura de banda, pouco inferior em relação ao primeiro dispositivo, chegando à 61 GHz para o no nível de isolamento de -15 dB. A frequência central de operação do dispositivo é 0,3514.

O dispositivo construído por cilindros dielétricos e um cilindro de ferrite no centro da estrutura, projetado para operar em terahertz THz, apresentou boa eficiência apesar de não estar otimizado. Observou-se neste dispositivo uma largura de banda de 4,22 GHz, apresentando perdas de inserção de -1,095 dB para o coeficiente de transmissão no estado *on* e coeficiente de isolamento no estado *off* de -64,47 dB, para a frequência central de operação do dispositivo  $\omega a/2\pi c$  igual a 0,3514.

Como contribuição deste trabalho temos um projeto inédito de chaves ópticas compactas com diferentes geometrias e que atuam em diferentes faixas de frequências, oferecendo maior flexibilidade no desenvolvimento de circuitos ópticos integrados.

## Trabalhos futuros

Como objetivo de pesquisa para trabalhos futuros ficam as seguintes sugestões:

- Analisar novas geometrias que possibilitem maior integração para os circuitos ópticos;
- Desenvolver um teoria que torne mais eficiente o processo de otimização da estrutura;
- Realizar medições experimentais.

## Frutos deste trabalho

O presente estudo gerou:

✓ Publicação de um artigo acerca do estudo da chave óptica com acoplamento frontal:

- Dmitriev V., Portela G. M. T., Zimmer D., "Possible mechanisms of switching in symmetrical two-ports based on 2D photonic crystals with magneto-optical resonators", *Optics Letters*, Vol. 38, N 20, (2013).

✓ A geração do pedido de patente dos modelo de chave com acoplamento frontal que está em processo de registro intitulada.

- Chave óptica compacta baseada em um cristal fotônico bidimensional e em guais de onda frontalmente acoplados a um ressoador magneto-óptico.

✓ Colaboração no desenvolvimento da patente da chave óptica publicada no artigo [25]:

- Chave óptica compacta baseada em um cristal fotônico bidimensional e em guais de onda lateralmente acoplados a um ressoador magneto-óptico.

REPRESENTAÇÃO DO INPI PARA < Uso exclusivo do INPI >  
 PROTOCOLO G. RA. Nº 000134/13  
 RECEBIDO EM: 13 11 2013  
 Hora: 15:40  
 Espaço reservado para o protocolo Espaço reservado para a etiqueta Espaço reservado para o código QR  
 Mat.: 51344110-014  
**INPI** INSTITUTO NACIONAL DA PROPRIEDADE INDUSTRIAL  
**INSTITUTO NACIONAL DA PROPRIEDADE INDUSTRIAL**  
**Sistema de Gestão da Qualidade**  
**Diretoria de Patentes**

<b>DIRPA</b>	Tipo de Documento: <b>Formulário</b>	<b>DIRPA</b>	Página: 1/3
Título do Documento: <b>Depósito de Pedido de Patente</b>		Código: <b>FQ001</b>	Versão: <b>2</b>
		Procedimento: <b>DIRPA-PQ006</b>	

**Ao Instituto Nacional da Propriedade Industrial:**  
 O requerente solicita a concessão de um privilégio na natureza e nas condições abaixo indicadas:

**1. Depositante (71):**

- 1.1 Nome: UNIVERSIDADE FEDERAL DO PARA
- 1.2 Qualificação: INSTITUIÇÃO ESPECIAL DE ENSINO SUPERIOR
- 1.3 CNPJ/CPF: 34621748000123
- 1.4 Endereço Completo: AV. AÛGUSTO CORREA 1, CID UNIV JOSÉ S.NETO, GUAMÁ, BELEM, PARA
- 1.5 CEP: 66075-900
- 1.6 Telefone: (91) 32017258
- 1.7 Fax: (91) 32017258
- 1.8 E-mail: spi@ufpa.br

continua em folha anexa

**2. Natureza:**  Invenção  Modelo de Utilidade  Certificado de Adição

**3. Título da Invenção ou Modelo de Utilidade (54):**

CHAVE ÓPTICA COMPACTA BASEADA EM UM CRISTAL FOTÔNICO BIDIMENSIONAL E EM GUIAS DE ONDA FRONTALMENTE ACOPLADOS A UM RESSOADOR MAGNETO-ÓPTICO.

continua em folha anexa

**4. Pedido de Divisão: do pedido Nº** **Data de Depósito:**

**5. Prioridade:**  Interna (66)  Unionista (30)

O depositante reivindica a(s) seguinte(s):

Pais ou Organização do depósito	Número do depósito (se disponível)	Data de depósito

continua em folha anexa

Figura 39 – Pedido de patente para a chave com acoplamento frontal.



# Referências

- [1] Assis O. B.G., "A asa da borboleta e a nanotecnologia: cor estrutural", Revista Brasileira de Ensino de Física, v. 35, n. 2, 2301 (2013). Citado na página 15.
- [2] Rayleigh, L. "On the maintenance of vibrations by forces of double frequency, and on the propagation of waves through a medium endowed with a periodic structure". Philosophical Magazine, v. 24, pp. 145-159, (1887). Citado na página 15.
- [3] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, "Photonic band structure: the face-centered-cubic case, Physical Review Letters, v. 63, n. 18, pp. 1950-1953, (1989). Citado na página 16.
- [4] E. Yablonovitch, T. J. Gmitter and K. M. Leung, "Photonic band structure: the face-centered cubic case employing nonspherical atoms, Physical Review Letters, v. 67, n. 17, pp. 2295-2299, (1991). Citado na página 16.
- [5] Yablonovitch E., Gmitter T. J., "Donor and acceptor modes in photonic band structures", Physical Review Letters, v. 67, n. 24, pp. 3380-3383, (1991). Citado na página 16.
- [6] Portela G. M. T., "Estudo teórico de cristais fotônicos magnéticos com efeito de modos congelados", Dissertação de mestrado, (2008). Citado 2 vezes nas páginas 16 e 17.
- [7] K. M. Ho, C. T. Chan and C. M. Soukoulis, "Existence of a photonic gap in periodic dielectric structures", Physical Review Letters, v. 65, n. 25, pp. 3152-3155, (1990). Citado na página 16.
- [8] Sozuer, H. S., Haus, J. W., Inguva, R., "Photonic bands: Convergence problems with the plane - wave method", Phys. Rev. B, v. 45, pp. 13962-13972, (1992). Citado na página 16.
- [9] R. D. Meade, K. D. Brommer, A. M. Rappe and J. D. Joannopoulos, "Existence of a photonic band gap in two dimensions", Applied Physics Letters, v. 61, n. 4, pp. 495-497, (1992). Citado na página 16.
- [10] K. Busch and S. John, "Photonic band gap formation in certain self-organizing systems", Physical Review E, v. 58, n. 3, pp. 3896-3908, (1998). Citado na página 16.

- [11] S. G. Johnson, S. H. Fan, P. R. Villeneuve and J. D. Joannopoulos, "Guided modes in photonic crystal slabs", *Physical Review B*, v. 60, n. 8, pp. 5751-5758, (1999). Citado na página 16.
- [12] Masaya N.,<sup>2</sup> Shinya A., Mitsugi S., Kira G., Kuramochi E., "Optical bistable switching action of Si high-Q photonic-crystal nanocavities and Takasumi Tanabe", *OPTICS EXPRESS*, v. 13, n. 7, (2005). Citado na página 17.
- [13] Brunstein M., Yacomotti A. M., Braive R., Barbay S., Sagnes I., Bigot L., Le-Gratiet L., Levenson J. A., "All-Optical, All-Fibered Ultrafast Switching in 2-D InP-Based Photonic Crystal Nanocavity", *IEEE Photonics Journal*, v. 2, n. 4,(2010). Citado na página 17.
- [14] Coelho A. G. Jr., Queiroz A.S.B., Silva M.G., Lyra M.L., Sombra A.S.B., "Switching and enhanced bistability in an asymmetric nonlinear directional coupler with a metamaterial channel", *Commun Nonlinear Sci Numer Simulat*, v. 18, pp. 1258-1268, (2013). Citado na página 17.
- [15] Dmitriev V., Kawakatsu M. N., Portela G. M. T., "Compact optical switch based on 2D photonic crystal and magneto-optical cavity", *Optics Letters*, V. 38, n. 7, (2013). Citado 3 vezes nas páginas 10, 17 e 27.
- [16] Figotin, Alex; Vitebskiy, Ilya. "Nonreciprocal magnetic photonic crystals". *Physical Review E*, v. 63, n. 066609, maio (2001). Citado na página 17.
- [17] Figotin, Alex; Vitebskiy, Ilya. "Electromagnetic unidirectionality in magnetic photonic crystals". *Physical Review. B*, v. 67, n. 165210, abril (2003). Citado na página 17.
- [18] Nishizawa, H. and T. Nakayama, "Magneto-optic anisotropy effect on photonic band structure", *J. Phys. Soc. Jpn.*, v. 66, pp. 613-617, (1997). Citado na página 17.
- [19] Kushwaha, M., G. Martinez, "Magnetic-field-dependent band gaps in two-dimensional photonic crystals", *Phys. Rev. B*, v. 65, pp.153202, (2002). Citado na página 17.
- [20] Sigalas M M, Soukoulis C M, Biswas R and Ho K M, "Effect of the magnetic permeability on photonic band gaps", *Phys. Rev.B*, v. 56, pp. 959-962, (1997). Citado na página 17.
- [21] Kee C S, Kim J E and Park H Y, "Two-dimensional tunable magnetic photonic crystals", *Phys. Rev.B*, v. 61, p. 15523-15525, (2000). Citado na página 17.
- [22] Magno G., Grande M., Monmayrant A., Lozes-Dupuy F., Gauthier-Lafaye O. Calò G., Petruzzelli V., "Controlled reflectivities in self-collimating mesoscopic photonic crystal", *Optical Society of America*, V. 31, n. 2, (2014). Citado na página 18.

- [23] Dmitriev V., Portela G. M. T., "A new optical component: nonreciprocal three-way divider based on magneto-optical resonator", *Applied Optics*, (2013). Citado 2 vezes nas páginas 10 e 28.
- [24] Lima A. W. Jr., Sombra A.S.B., "Photonic crystal optical memory", *Appl Phys A*, V.103, pp 521-524 (2011). Citado 2 vezes nas páginas 10 e 29.
- [25] Dmitriev V., Portela G. M. T., Zimmer D., "Possible mechanisms of switching in symmetrical two-ports based on 2D photonic crystals with magneto-optical resonators", *Optics Letters*, V. 38, n. 20, (2013). Citado 3 vezes nas páginas 18, 37 e 60.
- [26] Joannopoulos, J. D.; Steven, G. J.; Joshua, N. W.; Robert, D. M. "Photonic Crystals: Molding the Flow of Light". New Jersey: Princeton University Press, (2008). Citado 7 vezes nas páginas 10, 18, 19, 23, 25, 26 e 36.
- [27] Sukhoivanov I.A., Guryev I.V. "Photonic Crystals: Physics and Practical Modeling", London New York, Springer, (2009). Citado 2 vezes nas páginas 19 e 21.
- [28] Zee A., "Quantum Field Theory in a Nutshell", Princeton University Press (2003). Citado na página 30.
- [29] Vvedensky D., "Group theory in physics", lecture notes, (2001). Citado na página 30.
- [30] Barybin A. A., Dmitriev V., "Modern electrodynamics and coupled-mode theory: Application to guided-wave optics", New Jersey: Rinton, (2002). Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- [31] J. D. Jackson, "Classical Electrodynamics", 3rd ed, Wiley, New York, (1999). Citado na página 21.
- [32] K. Sakoda, "Optical Properties of Photonic Crystal", Springer Berlin (2001). Citado 2 vezes nas páginas 22 e 23.
- [33] Boudrioua, Azzedine, "Photonic waveguides: theory and applications", ISTE Ltd, (2009). Citado na página 23.
- [34] Souza F. J. M., "Análise teórica de novos circuladores de 3-portas em cristais fotônicos bidimensionais", Tese de doutorado, (2012). Citado na página 23.
- [35] Sozuer H. S., Haus J. W., Inguva R., "Photonic bands: Convergence problems with the plane-wave method", *Phys. Rev. B*, v. 45, pp.13962-13972 (1992). Citado na página 24.

- [36] Yonekura J., Ikeda M., Baba T., "Analysis of finite 2-D photonic crystals of columns and lightwave devices using the scattering matrix method", *Journal of lightwave technology*, v. 17, n. 8, pp. 1500-1508, (1999). Citado na página 24.
- [37] Chan R.Y., Liu J.M., "Time-domain wave propagation in optical structure", *IEE Photonics Technology letters*, v. 6, n. 8, pp. 1001-1003, (1994). Citado na página 24.
- [38] Lu Y., Shen C.Y., "A domain decomposition finite-difference method for parallel numerical implementation of time domain-dependent Maxwell's equations", *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, v. 45, n. 3, pp. 556-562, (1997). Citado na página 24.
- [39] Koshiba M., "Optical waveguide theory by the finite element method", Kluwer Academic Publishers, London, (1992). Citado na página 24.
- [40] Sadiku M. N. O., "Numerical techniques in electromagnetics" CRC Press, New York, 2nd ed, (2001). Citado na página 24.
- [41] [www.comsol.com](http://www.comsol.com). Citado na página 24.
- [42] Jamois C., Wehrspohn R.B., Andreani L.C., Hermann C., Hess O., Gösele U., "Silicon-based two-dimensional photonic crystal waveguides", Elsevier, (2003). Citado na página 25.
- [43] [http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT\\_Photonic\\_Bands](http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/MIT_Photonic_Bands). Citado na página 35.
- [44] Smigaj W., Vivas J. R., Gralak B., Magdenko L., Dagens B., Vanwolleghens M. "Magneto-optical circulator designed for operation in a uniform external magnetic field". *Opt. Lett.* v. 35, pp. 568. (2010). Citado 3 vezes nas páginas 36, 47 e 59.
- [45] Villeneuve P. R., Fan S., Joannopoulos J. D. "Microcavities in photonic crystals: Mode symmetry, tunability, and coupling efficiency", *Phys. Rev. B*, v. 54, n. 11, (1996). Citado na página 53.
- [46] Owens J.M., Guo J.Y., Davis W. A., Carter R. L. "W- band Ferrite - dielectric image-line field displacement isolators", *IEEE MTT-S Digest*, (1989). Citado na página 54.
- [47] Kim H. D., Kirsanov I., Volobouev N. "The new approach to redesigning w-band y-junction circulator with small insertion loss.", *IEEE MTT-S Digest*, (1998).

Citado na página 54.