



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

Estudo Numérico da Biestabilidade Óptica em Filtro Acusto-Óptico Sintonizável Híbrido

Francisco Tiago Lima

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra

FORTALEZA
2010

Estudo Numérico da Biestabilidade Óptica em Filtro Acusto - Óptico Sintonizável Híbrido

Dissertação submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Engenharia de Teleinformática.

Área de Concentração: Eletromagnetismo Aplicado

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca de Pós-Graduação em Engenharia - BPGE

-
- L698e Lima, Francisco Tiago.
Estudo numérico de biestabilidade óptica em filtro acusto-óptico sintonizável híbrido/ Francisco
Tiago Lima. – 2010
80 f. : il. , enc. ; 30 cm.
- Dissertação (mestrado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-
Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2010.
Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado
Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra
1. Teleinformática. 2. Ondas eletromagnéticas – Simulação por computador. 3. Potência. I. Título.

FRANCISCO TIAGO LIMA

ESTUDO NUMÉRICO DA BISTABILIDADE ÓPTICA EM UM FILTRO ACUSTO
ÓPTICO SINTONIZÁVEL HÍBRIDO

Dissertação submetida à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Mestre em Engenharia de Teleinformática.

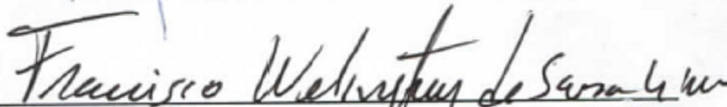
Área de concentração Eletromagnetismo Aplicado

Aprovada em 04/03/2010.

BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra (Orientador)
Universidade Federal do Ceará -UFC



Prof. Dr. Francisco Welington de Sousa Lima
Universidade Federal do Piauí -UFPI



Profa. Dra. Hilma Macedo de Vasconcelos
Universidade Federal do Ceará -UFC

Índice

ÍNDICE	I
RESUMO	III
ABSTRACT	IV
AGRADECIMENTOS	V
DEDICATÓRIA	VI
LISTA DE FIGURAS	VIII
LISTA DE TABELAS	XII
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	XIII
CAPÍTULO 1 – INTRODUÇÃO	1
1.1 Breve Histórico do AOTF	2
1.2 Contribuições e Organização da Tese	4
1.3 Referências Bibliográficas	6
CAPÍTULO 2 – TEORIA FUNDAMENTAL PARA UM AOTF	7
2.1 Propagação Eletromagnética em Meios Periódicos	7
2.2 Efeito Fotoelástico em Meios Materiais	9
2.3 Solução de Modos Acoplados para um AOTF	11
2.4 Características de Transmissão de um AOTF	20
2.5 Curvas de Transmissão e Considerações Práticas	24
2.6 Referências Bibliográficas	30
CAPÍTULO 3 – PROPAGAÇÃO ELETROMAGNÉTICA EM MEIOS MATERIAIS	32
3.1 Propagação Eletromagnética em Meios Não Lineares	33
3.2 Referências Bibliográficas	41
CAPÍTULO 4 – BISTABILIDADE ÓPTICA	42
4.1 Sistemas Bistáveis	45
4.2 Modelo Híbrido do AOTF	47
4.3 Procedimento Numérico	49
4.4 Aplicações	51
4.4.1 Portas Lógicas	51
4.4.2 Flip Flop	52
4.4 Referências Bibliográficas	54
CAPÍTULO 5 – RESULTADOS E DISCUSSÕES	55
5.1 Resultados e Discussões	55

CAPÍTULO 6 – CONCLUSÕES, PERSPECTIVAS E TRABALHOS DECORRENTES	62
6.1 Perspectivas para Trabalhos Futuros	62
6.2 Trabalhos Decorrentes	63
6.2.1 Publicações em Periódicos Internacionais.....	63
6.2.2 Artigos Submetidos em Periódicos Internacionais	63
6.2.3 Conferências Nacionais.....	64

Resumo

Nesta dissertação, apresentamos os resultados de um estudo sobre um AOTF numa configuração híbrida, caracterizada pela presença de um circuito de realimentação. Este circuito de realimentação permite que a tensão elétrica, aplicada ao transdutor (SAW), possa ser influenciada pela potência de saída de uma das polarizações do AOTF. Desta forma, a condição de casamento de fase (frequência de ressonância) e as características de transmissão do AOTF tornam-se dependentes da potência de saída, resultando numa resposta biestável. Inicialmente esta análise consiste em observar a potência do campo incidente pela potência do campo emergente, com o dispositivo operando sob a ação de uma onda contínua no tempo (CW), em regime não linear (SPM) e sem perdas. Neste sentido, obtemos as curvas de biestabilidade, mostrando a relação entre as potências de entrada e saída, em função de diversos parâmetros do AOTF, como: o produto entre a constante de acoplamento (κ) e o comprimento do dispositivo (ξ_L), além do fator de conversão potência - constante de propagação de onda (G) e do descasamento de fase ($\Delta\beta$).

Palavras Chave: Biestabilidade Óptica, Filtro Acusto Óptico Sintonizável, Realimentação, Potência.

Abstract

In this work, we show the initial results of Acousto Optical Tuning Filter in hybrid configuration (HAOTF). This hybrid device have a feedback circuit that connect in SAW can be influence by output in only one mode polarization of the AOTF. Such the croostalk and transmission characteristic of AOTF dependent – output, result in behavior bistable. We analyze the input power by output power in device opering with continuos wave (CW), nonlinear (SPM) and without loss. Obtain the loop of bistability to display the relation between input power and output power considering parameters of AOTF, since: the product among coupling coefficient (κ) and device's length (ξ_L), gain (G) and phase mismatching ($\Delta\beta$).

Password keys: Optical Bistability, AOTF (Acousto Optical Tunable Filter), HAOTF (Hibrid Acousto Optical Tunable Filter), CW (Continuous Wave), SAW (Surface Acoustic Wave), Feedback, Power, SPM (Self Phase Modulation).

Agradecimentos

Agradeço a Deus por ter me fortalecido durante todo o desenvolvimento deste trabalho, fornecendo-me a paz e o equilíbrio necessário diante de todas as dificuldades que surgiram. Neste momento, o meu sentimento é de alegria, satisfação e esperança renovada em um amanhã mais justo.

Ao meu orientador Prof. Dr. Antonio Sérgio Bezerra Sombra, pela oportunidade concedida para realizar este mestrado, pelos ensinamentos, paciência e compreensão e por sua imensa competência na condução dos estudos.

Ao pesquisador Dr. Cícero Saraiva Sobrinho, pelos ensinamentos e constantes discussões, pela ativa co-orientação, pela amizade e paciência.

À minha mãe pelo apoio e dedicação que nunca me faltaram, pelo esforço e sacrifício realizados, de forma a permitir uma boa educação e crescimento profissional para seu filho.

À Maria Silvandira de Azevedo, Luiza Mourão Brito e Maria Vânia Farias Linhares (in memoriam), pela amizade, paciência e acima de tudo pelo apoio indispensável.

Ao grande irmão Wilton Bezerra de Fraga, pelo incentivo, força e apoio nos momentos difíceis.

À André Vicente e Altair Maria, pela receptividade no início da minha jornada em Fortaleza.

À Michael Rodrigues Lima, por toda sua alegria, bom humor e companheirismo.

Aos amigos e companheiros de pesquisa Wally, Antonio Filho, Glendo, Helio Henrique, Alisson e José Silva pelos ensinamentos e momentos de solidariedade.

Aos amigos de graduação, Célio, Rildo, Rosemary e Olavo.

Aos professores da graduação em Física da UVA, Francisco Welington, José Ribeiro, Antonio José, João Guilherme, pelos ensinamentos

Aos professores da pós-graduação da Engenharia de Teleinformática da UFC por todos os ensinamentos.

À CAPES, Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, pelo suporte financeiro.

A todos os funcionários da secretaria do programa de pós-graduação em engenharia de teleinformática (PPGETI).

Dedicatória

À minha mãe, pelo amor e pela dedicação proporcionados ao longo de minha vida e deste trabalho, mostrando - me sempre o caminho do trabalho e da perseverança e também a Francisco Pereira Filho e Joaquina Araújo Lima, meus avós (im memorian), por todo apoio que me deram.

“Mas os que esperam em Deus renovam suas forças, criam asas, como águias, correm e não se fatigam, podem andar que não se cansam”

Isaías (40, 31)

Lista de Figuras

CAPÍTULO 2

Figura 2.1: Dois tipos de configurações comuns em uma interação acusto-óptica: (a) Ângulo de incidência θ pequeno; (b) Ângulo de incidência θ grande. 13

Figura 2.2: Categorias de acoplamento possíveis entre a luz incidente e a difratada: (a) acoplamento codirecional ($\beta_1 \beta_2 > 0$). (b) acoplamento contradirecional ($\beta_1 \beta_2 < 0$). 18

Figura 2.3: Esquema de um Filtro Acusto-Óptico Sintonizável (AOTF) dependente da polarização da luz de entrada..... 23

Figura 2.4: Comparações de intensidade e largura de banda entre o coeficiente de transmissão (T) e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para diferentes valores do produto $\kappa \xi_L$. . . 25

Figura 2.5: Comparação entre a largura de banda de um AOTF e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para quatro comprimentos diferentes do dispositivo, com $\kappa \xi_L = \pi/2$ 26

CAPÍTULO 3

Figura 3.1: Alargamento espectral devido a automodulação de fase (SPM), em relação à máxima mudança de fase não linear $\varphi_{NLmáx} = \xi_L / L_{NL}$ ($\xi_L = 1,53$ mm)..... 37

CAPÍTULO 4

Figura 4.1: Curva de histese característica de um dispositivo bistável, intensidade da potencia de entrada pela intensidade da potencia de saída57

Figura 4.2: Esquema básico de uma operação com comportamento bistável.59

Figura 4.3 : Esquema de um Filtro Acusto-Óptico Sintonizável Híbrido (AOTFH) dependente da polarização da luz de entrada..... 60

Figura 4.4: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta E.

Figura 4.5: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta OU.

Figura 4.6: Modelo de um dispositivo Flip – Flop.

CAPÍTULO 5

Figura 5.1: Curvas de transmissão para a potencia de saída no modo TE_1 , mostrando a eficiência de conversão de energia entre os modos, em torno de $\kappa_{12} \xi_L = \pi/2$ | com

$\Delta\beta_0 \xi_L = 30 \times 0,017 = 0,51$ 62

Figura 5.2: Curvas mostrando a reposta biestável, da configuração proposta, na condição de máxima conversão de energia entre os modos $\kappa\xi_L = \pi/2$, com $\Delta\beta_0 = 30 \text{ m}^{-1}$ e $G = 400 \text{ (Wm)}^{-1}$	101
Figura 5.3: Curvas mostrando, comparativamente, a reposta biestável, da configuração proposta, em duas condições diferentes em torno da condição de máxima conversão de energia entre os modos, ainda com $\Delta\beta_0 = 30 \text{ m}^{-1}$ e $G = 400 \text{ (Wm)}^{-1}$	102
Figura 5.4: Curvas mostrando, comparativamente, a reposta biestável da configuração proposta em duas situações diferentes para o descasamento de fase, novamente com $\kappa\xi_L = \pi/2$ e $G = 400 \text{ (Wm)}^{-1}$	103
Figura 5.5: Curvas mostrando a reposta biestável, da configuração proposta, em duas situações diferentes para o fator de conversão potencia-constante de propagação, com, inicialmente, $\kappa\xi_L = \pi/2$ e $\Delta\beta_0 = 30 \text{ m}^{-1}$	104

Lista de Tabelas

CAPÍTULO 2

Tabela 2.1: Cristais comumente utilizados como guias de onda de AOTFs. Os valores dos índices de refração são estabelecidos para o comprimento de onda $\lambda_o = 633 \text{ nm}$, exceto para o quartzo. Os valores para o quartzo são estabelecido em $\lambda_o = 589 \text{ nm}$ 27

CAPÍTULO 4

Tabela 4.1: Tabela verdade para porta E. 127

Tabela 4.2: Tabela verdade para porta OU. 127

Lista de abreviaturas e siglas

AO – do inglês *Acousto Optic*.

AOTF – do inglês *Acousto Optic Tunable Filter*.

Crosstalk – dentro do contexto, significa a possível interferência de energia entre os modos acoplados.

CW – do inglês *Continuous Wave*.

BO – do inglês *Optical Bistability*

Bit – do inglês *Binary digiT* - Simplificação para dígito binário.

dB – do inglês *decibel*.

DBR – do inglês *Distributed Bragg Reflector*.

DFB – do inglês *Distributed Feedback Bragg*.

Extinction Ratio – dentro do contexto, significa a razão de energia entre os modos acoplados.

FBG – do inglês *Fiber Bragg Grade*.

FFT – do inglês *Fast Fourier Transform*.

FLPC – do inglês *Fiber Loop Polarization Controller*.

FWHM – do inglês *Full Width Half Maximum*.

GVD – do inglês *group velocity dispersion*.

Ge – Símbolo atômico do elemento químico Germânio.

HAOTF – do inglês *Hybrid Acousto Optic Tunable Filter*.

IR – do inglês *Infrared*.

Laser – do inglês *light amplification by stimulated emission of radiation*.

LiNbO₃ – do inglês *Lithium Niobate* (pode compor o substrato do guia de onda de um AOTF).

Máx. – Abreviatura para valor máximo.

Mín. – Abreviatura para valor mínimo.

NIR – do inglês *Near Infrared*.

NLSE – do inglês *Non Linear Schrödinger Equation*.

NRZ – do inglês *Non Return to Zero*.

OADM – do Inglês *Optical Add and Drop Multiplexer*.

OLT – do Inglês *Optical Line Terminal*.

OOK – do Inglês *On-Off Keying*.

OTDM – do inglês *Optical Time Division Multiplexing*.

OXC – do inglês *Optical Crossconnect*.

PBS – do inglês *Polarization Beam Splitter*.

PMD – do inglês *Polarization Mode Dispersion*.

PPM – do inglês *Pulse Position Modulation*.

MPPM – do inglês *Multi-pulse Pulse Position Modulation*.

2PPM – do inglês *Two-pulse Pulse Position Modulation*.

RF – do inglês *Radio Frequency*.

RZ – do inglês *Return to Zero*.

SAW – do inglês *Surface Acoustic Wave*.

Sidelobes – dentro do contexto, significa as bandas de transmissão secundárias, ou satélites (lóbulos laterais), do AOTF.

SPM – do inglês *Self Phase Modulation*.

TE – do inglês *Transverse Electric*.

TEC – do inglês *Thermal Expansion Coefficient*.

Time slot – dentro do contexto, significa o exato intervalo de tempo disposto para cada *bit* transmitido através da porta lógica, dentro do tempo total de transmissão da informação.

TM – do inglês *Transverse Magnetic*.

UV – do inglês *Ultraviolet*.

VIS – do inglês *Visible*.

WDM – do inglês *Wavelength Division Multiplexing*.

WXC – do inglês *Wavelength Crossconnect*.

XPM – do inglês *Cross-Phase Modulation*.

Capítulo 1

Introdução

A biestabilidade óptica ocorre quando um sistema óptico exhibe dois estados para um único sinal de entrada [1]. Não linearidade e realimentação são os fatores fundamentais para a produção de dispositivos com tal comportamento. A biestabilidade óptica pode ser extrínseca se um houver um dispositivo de realimentação externo ou intrínseca ocorrendo na escala atômica [2]. Dispositivo biestável tem considerável importância para a construção de circuitos digitais, sistemas de comunicações, processamentos de sinais e computação. Eles são usados como portas lógicas e elementos de memória (flip - flops) [3]. Existe um aumento no interesse em sistemas biestáveis com possível aplicação em tecnologia de redes ópticas [4]. Desta forma, poucas são as dúvidas de que os dispositivos ópticos representam um impacto crescente em sistemas de comunicações. Nesta dissertação o dispositivo em estudo foi o Filtro Acusto Óptico Sintonizável com configuração Híbrida.

O efeito acusto-óptico (AO) ou fotoelástico pode ser produzido quando uma deformação vibracional de alta frequência é aplicada a um meio opticamente transparente. Dependendo do material, esta deformação percorre o meio em uma velocidade próxima a velocidade do som no ar (330 m/s) até a faixa de 6000 m/s; por isso existe a designação do termo “acusto” neste efeito. Como a frequência da deformação aplicada é alta, a perturbação resultante produz densidades, índice de refração e outras variações, dentro do meio, periódicas e igualmente espaçadas. Esses pacotes de energia que atravessam o meio são denotados de fônons.

Em um Filtro Acusto-Óptico Sintonizável Híbrido (HAOTF), as ondas ópticas interagem com os fônons produzindo fótons polarizados e/ou mudança direcional. Este fenômeno ocorre somente para um grupo de fótons que satisfazem a certo critério de energia/momento. Utilizando este tipo de interação, o AOTF age como um filtro óptico de banda passante que é sintonizado pela variação da frequência da deformação vibracional aplicada. Estes filtros são dispositivos do estado sólido que possuem um grande número distinto de atributos, o que por sua vez implica em uma grande faixa de aplicações.

Caracterizando, adequadamente, o meio pelo qual é constituído o HAOTF, é possível explorar (através de exemplos numéricos baseados em situações reais) o dispositivo como um elemento capaz de confinar e transmitir a radiação eletromagnética, para um determinado objetivo prático. Esta dissertação trata do estudo numérico da Biestabilidade Óptica em um Filtro Acusto-Óptico Sintonizável Híbrido (HAOTF) sem dispersão e sem perda.

1.1 Breve Histórico do AOTF

Em 1922, o físico francês Léon Brillouin [1] previu que o espalhamento da luz poderia ser induzido pela interação com ondas de som. Sua premissa era a de que flutuações acusto-térmicas em líquidos e sólidos poderiam ser examinadas pelo estudo do espalhamento da luz visível (VIS) ou raios X. Brillouin planejou alguns experimentos para examinar estes postulados. Enquanto ele não realizava estes experimentos, suas sugestões incitavam estudos que mais tarde vieram a produzir contribuições significativas.

Os cientistas americanos Debye e Sears [2] e os franceses Lucas e Biquard [3] publicaram resultados de pesquisas dez anos depois, descrevendo as primeiras observações do fenômeno acusto-óptico. Em laboratórios independentes, ondas acústicas foram guiadas através de solventes orgânicos até que vibrações acústicas de 1 a 20 MHz fossem aplicadas por meio de um cristal de quartzo piezolétrico. Em seguida, luz visível foi guiada através dos solventes e os autores foram capazes de observar difrações de múltiplas ordens. Por meio da análise destas múltiplas ordens e das propriedades da difração angular, Debye e Sears desenvolveram um trabalho precursor para descrição da difração de Bragg. Eles postularam que o fenômeno acusto-óptico (AO) somente seria efetivo se o seguinte critério fosse encontrado:

$$\frac{L\lambda}{\Lambda^2} > 1, \quad (1.1)$$

onde L é comprimento de interação fóton-fônon dentro do meio, λ é o comprimento de onda óptica, e Λ é o espaçamento entre as perturbações produzidas pela onda acústica. No ano seguinte, Brillouin [4] descreveu difrações de múltiplas ordens em termos de re-espalhamento de fóton. Quase cinco décadas depois, em 1980, Korpel e Poon [5] desenvolveram a descrição matemática, freqüentemente usada, para explicar o processo interativo entre ondas planas de som e luz.

Resultados destas pesquisas anteriores implicaram no desenvolvimento de moduladores e defletores (AO) acusto-ópticos. Estes dispositivos permitem o deslocamento angular de uma onda óptica por meio da variação da freqüência da onda acústica aplicada. Embora não seja o foco desta tese, estes dispositivos mostram-se importantes em um certo número de aplicações como o direcionamento de raios de *laser*, leitura ou varredura óptica de um objeto e produção de imagens holográficas.

Em 1967, Dixon [6] examinou a difração de Bragg em meios anisotrópicos aos quais uma onda acústica foi aplicada. O desenvolvimento matemático resultou de base para as equações que descrevem o comportamento do Filtro Acusto-Óptico Sintonizável (AOTF). Um transdutor de Sulfeto de Cádmio foi usado para lançar ondas acústicas através do cristal

de quartzo e estudar os seus efeitos. Dois anos mais tarde, Harris e Wallace [7] publicaram um trabalho descrevendo o primeiro AOTF. Usando um cristal de Niobato de Lítio, eles conseguiram obter uma radiação na saída do cristal de 700 a 400 nm ao variar a frequência acústica aplicada de 428 a 990 MHz. Entretanto, nesta configuração, a luz não difratada, na saída do AOTF, ficou coincidente em espaço com a luz ou radiação difratada. Este arranjo denotou a configuração colinear e necessitou que os dois conjuntos de radiação fossem separados levando-se em conta suas polarizações diferentes.

Em 1975, Chang [8] demonstrou os princípios que descrevem a então chamada configuração não colinear para o AOTF. Neste arranjo, as radiações difratadas e não difratadas são separadas de forma angular na medida em que saem do dispositivo. Impulsionados pelos avanços no desenvolvimento de materiais acusto-ópticos, em 1976 Yano e Watanabe [9] descreveram o primeiro AOTF baseado em dióxido de telúrio. Excelentes revisões históricas relacionadas à interação acusto-óptica e dispositivos baseados neste princípio de funcionamento podem também ser encontradas nas referências [10–18].

1.2 Contribuições e Organização da Dissertação

Inicialmente, no Capítulo 2, são discutidos os fenômenos e as características resultantes da propagação de uma radiação eletromagnética em um meio periódico, e as possíveis teorias que podem descrever estes fenômenos. Considerando a teoria de modos acoplados e o efeito fotoelástico, é desenvolvida uma modelagem matemática para o Filtro Acusto-Óptico Sintonizável Linear (AOTF). Com base no modelo teórico deste dispositivo, são demonstradas, numericamente, as curvas de transmissão e eficiência de conversão de energia entre os modos acoplados, conciliando os resultados com a solução analítica das mesmas. Adicionalmente, são apresentados alguns materiais que podem ser utilizados na fabricação de um AOTF usado em aplicações práticas.

O modelo teórico para o AOTF Não Linear é desenvolvido, no Capítulo 3, considerando a propagação eletromagnética de pulsos ópticos em meios com resposta não linear e dispersiva. No Capítulo 4, é apresentada a teoria da BO e o funcionamento do dispositivo AOTF numa nova configuração e as características de importância fundamental quando o HAOTF é utilizado como elemento básico para construção de portas lógicas e memórias FLIP FLOP . O estudo deste fenômeno depende da análise de três parâmetros fundamentais, o produto entre a constante de acoplamento (κ) e o comprimento do dispositivo (ξ_L), além do fator de conversão potencia - constante de propagação de onda (G) e do descasamento de fase ($\Delta\beta$), a variação destes parâmetros demonstra o funcionamento do novo dispositivo e revela os resultados que são apresentados no capítulo 5.

1.3 Referências Bibliográficas

- [1] Peng-Wang Zhai, Xue-Mei Su and Jin-Yue Gao, *Physics Letters A* 289, 27 (2001).
- [2] O. Guillot-Noel, Ph. Goldner and M. Popova, *Journal of Luminescence* 119-120, 478 (2006).
- [3] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenhoff, e C. M. Savage, *Phys. Rev. Lett* 8 , 21 (1962).
- [4] José García Solé, Maria de la Ramírez, Airán Ródenas, Daniel Jaque, Lui Bausá, Marco Bettinelli, Adolfo Speghini, Enrico Cavalli e Lioudmila Ivleva, *Journal of Luminescence* 119-120, 314 (2006).
- [5] L. Brillouin (1922). “*Diffusion de la lumiere et des Rayons X par un corps transparent homogène*”. *Annales de Physique, Series IX*, Vol. 17, páginas 88 – 122.
- [6] P. Debye e F. W. Sears (1932). “*On the Scattering of Light by Supersonic Waves*”. *Proceedings of the National Academy of Science*, Vol. 18, páginas 409 – 414.
- [7] R. Lucas e P. Biquard (1932). “*Proprietes optiques des milieux solides et liquides soumis aux vibration élastiques ultra sonores*”. *Journal de Physique*, Vol. 71, páginas 464 – 477.
- [8] L. Brillouin (1933). “*Actualities Scientifiques et Industrielles*”, Hermann et cie, Vol. 59, Paris.
- [9] Korpel e T. C. Poon (1980). “*An Explicit Formalism for Acousto-Optic Multiple Plane Wave Scattering*”. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 70, páginas 817 – 820.
- [10] R. W. Dixon (1967). “*Acoustic diffraction of light in anisotropic media*”. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-3, páginas 85 – 93.
- [11] S. E. Harris e R. W. Wallace (1969). “*Acousto-Optic Tunable Filter*”. *Journal of the Optical Society of America*, Vol. 59, páginas 744 – 747.
- [12] I. C. Chang (1975). “*Noncollinear Acousto-Optic Filter with Large Angular Aperture*”. *Electronics Letters*, Vol. 11, páginas 617 – 618.
- [13] T. Yano e A. Watanabe (1976). “*Acousto-optic TeO₂ tunable filter using far-off-axis anisotropic Bragg diffraction*”. *Applied Optics*, Vol. 15, páginas 2250 – 2258.

[14] Korpel (1988). *“Acousto-Optics”*. Marcel Dekker, New York.

[15] A. P. Goutzoulis e D. R. Pape (1994). *“Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices”*. Marcel Dekker, New York.

[16] C. D. Tran (2000). *“Acousto-optic tunable filter: A new generation monochromator and more”*. Analytical Letters, Vol. 33, páginas 1711 – 1732.

[17] C. D. Tran (1992). *“Acousto-Optic Devices: Optical Elements for Spectroscopy”*. Analytical Chemistry, Vol. 64, páginas 971A – 981A.

[18] J. Xu e R. Stroud (1992). *“Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications”*. Wiley-Interscience, New York.

Capítulo 2

Teoria Fundamental para um AOTF

Neste capítulo são apresentadas as propriedades fundamentais e características resultantes da propagação eletromagnética em meios periódicos. Em seguida, usando o formalismo de modos acoplados para um meio perturbado periodicamente por uma onda acústica, é desenvolvida a teoria geral que descreve o modelo matemático de um AOTF Linear.

Um conjunto de equações acopladas é obtido a partir das equações de Maxwell, considerando-se uma variação periódica no tensor dielétrico do meio, ao longo da direção de propagação, e uma conseqüente dependência espacial que surge nas amplitudes complexas dos respectivos modos acoplados de interesse. Desta forma, o conjunto de equações acopladas determina a amplitude de cada modo ao longo do comprimento do dispositivo.

Com a descrição matemática da propagação de cada modo no dispositivo, é possível obter e comparar as soluções analítica e numérica, das características de transmissão de um AOTF Linear. Estas características resumem-se na eficiência de conversão de energia entre os modos propagantes e na curva de transmissão do dispositivo.

Por último, são apresentados alguns comentários práticos sobre o princípio de funcionamento de um AOTF, ressaltando os materiais utilizados na construção destes dispositivos, aplicações gerais em redes e sistemas de comunicações ópticas, dentre outros.

2.1 Propagação Eletromagnética em Meios Periódicos

Os primeiros esforços no estudo da difração da luz através de meios com camadas alternantes, de materiais transparentes, tendo índices de refração periodicamente diferentes, foram feitos por William Henry Bragg e William Lawrence Bragg, pai e filho, respectivamente. Os resultados do estudo deste intrigante fenômeno renderam-lhes o prêmio Nobel em 1915 [1].

A propagação de radiação eletromagnética em meios periódicos exhibe muitos fenômenos interessantes e potencialmente práticos. Estes fenômenos são empregados em

muitos dispositivos ópticos, como grades de difração, *lasers* DFB e DBR, espelhos de Bragg, filtros Šolc, filtros acusto-ópticos, dentre outros. De um modo geral, as propriedades ópticas de um meio periódico são descritas pelo seu tensor dielétrico (ϵ) e tensor de permeabilidade (μ), que, descrevendo a simetria translacional do meio, são uma função periódica do espaço. Se o meio material é isotrópico, estes tensores reduzem-se a escalares. Quando o índice de refração do meio não é periódico, o tensor dielétrico é simplesmente dado por $\epsilon = \epsilon_0 (1 + \chi)$. Os efeitos não lineares e dispersivos contidos no tensor de susceptibilidade χ serão estudados no próximo capítulo.

A análise da propagação de radiação eletromagnética de um *laser* (na frequência ω), em um meio periódico, tem seus princípios e fundamentos estabelecidos no desenvolvimento da solução das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \quad (2.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\epsilon\mathbf{E}. \quad (2.2)$$

Uma solução exata destas duas equações é possível em alguns casos como, por exemplo, em meios periódicos unidimensionais mais comuns, os quais são construídos com camadas alternantes de índice de refração diferentes, tendo uma determinada periodicidade rigorosamente controlada. Nesta configuração de camadas alternantes, a propagação de ondas eletromagnéticas já foi bastante estudada e apresenta os mesmos comportamentos fundamentais que surgem na propagação de luz em outros meios periódicos [2-3].

Existem muitos outros meios periódicos em que apenas uma solução aproximada das equações de Maxwell pode ser obtida. Duas soluções são geralmente usadas. A primeira faz uso do teorema de Floquet (ou Bloch), pois determina que os campos elétrico e magnético dependam do vetor de onda Bloch (\mathbf{K}_B) e que existe uma relação de dispersão entre ω e \mathbf{K}_B [4]. A segunda, e mais amplamente usada, é a teoria de modos acoplados, na qual uma variação periódica no tensor dielétrico é considerada como uma perturbação que acopla os modos propagantes, através do meio considerado, provocando um intercâmbio de energia entre os respectivos modos acoplados. Em outras palavras, o tensor dielétrico apresentado nas equações de Maxwell terá uma dependência espacial com um novo aspecto dado por:

$$\epsilon = \epsilon_0 + \Delta\epsilon. \quad (2.3)$$

Na equação (2.3) ϵ_0 é a parte não perturbada do tensor dielétrico (ou permissividade do vácuo) e $\Delta\epsilon$ representa, unicamente, parte do tensor dielétrico que varia periodicamente. Adicionalmente, conhecendo-se em que direção essa perturbação é periódica, é possível expandir $\Delta\epsilon$ em uma série de Fourier. Para meios periódicos na direção z com período Λ , tem-se,

$$\Delta\epsilon = \sum_{m \neq 0} \epsilon_m \exp \frac{-imz\pi^2}{\Lambda} \quad (2.4)$$

A soma abrange todo m , exceto $m=0$ devido ao que foi estabelecido na equação (2.3), ou seja, considerando ϵ_0 como a componente de ordem zero para $\Delta\epsilon$.

2.2 Efeito Fotoelástico em Meios Materiais

A interação de ondas ópticas com ondas acústicas foi, primeiramente, prevista por Brillouin em 1922 e verificada experimentalmente em 1932 por Debye e Sears nos Estados Unidos e Lucas e Biquard na França. O fenômeno mais importante associado com a interação acusto-óptica é a difração de luz por um meio perturbado acusticamente. Quando uma onda acústica propaga-se em um meio material, surge um campo de tensão acústica proporcional à intensidade da onda acústica. Como resultado deste fenômeno, ocorre uma variação periódica no índice de refração do meio. Naturalmente, o período desta perturbação é igual a um comprimento de onda acústica.

A perturbação periódica é uma função do espaço e do tempo e se move em uma velocidade igual à velocidade do som no meio. Uma vez que a velocidade do som é, aproximadamente, cinco ordens de magnitude menor do que a velocidade da luz, a perturbação periódica causada pela onda acústica é essencialmente estacionária. A dependência entre o índice de refração do meio e o campo de tensão acústica é designada de efeito fotoelástico. Partindo deste raciocínio, pode-se afirmar que o princípio da interação acusto-óptica prevê um tratamento com a teoria de modos acoplados.

De uma forma geral, a interação acusto-óptica permite uma maneira conveniente de investigar as características de ondas acústicas propagando-se em um meio qualquer ou, mais especificamente, uma técnica de manipular pulsos ópticos de uma forma rápida, confiável e estável, já que sua principal vantagem é a ausência total de qualquer parte móvel operacional. Devido a isto, a modulação de um *laser* pelo efeito acusto-óptico é usada em um grande número de aplicações [4], incluindo moduladores de luz, defletores de raios,

processadores de sinais, filtros sintonizáveis, analisadores de espectro, dentre outros. O desempenho de dispositivos baseados em interações acusto-ópticas depende, sobretudo, do desenvolvimento de transdutores (SAW) de largura de banda eficiente, da descoberta de materiais com melhores propriedades acusto-ópticas e, fundamentalmente, de fontes de luz com radiação coerente.

A seguir é mostrado como se produz o efeito fotoelástico em um meio material. O desenvolvimento é mostrado sem muitos detalhes, pois o objetivo é apenas ilustrar os conceitos teóricos. O efeito fotoelástico em um material acopla a tensão, provocada pela onda acústica, ao índice de refração óptico, sendo tradicionalmente descrito por:

$$\Delta\eta_{qr} = \Delta \frac{1}{n^2}_{qr} = p_{qrm} S_{lm} \quad (2.5a)$$

Na equação (2.5a) [4], $\Delta\eta_{qr}$, ou $\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_{qr}$, representa a mudança no tensor de impermeabilidade óptica, e S_{lm} é o tensor acústico no material. Os termos de ordem mais alta, envolvendo potências de S_{lm} , são desprezados porque são usualmente pequenos se comparado com o termo linear ($S_{lm} \approx 10^{-5}$). Os coeficientes p_{qrlm} sintetizam as características do efeito acusto-óptico para um meio específico.

Meios opticamente anisotrópicos, como os cristais, exibem muitos fenômenos ópticos peculiares, entre eles está o efeito acusto-óptico, o que os qualifica como adequados para fabricação do guia de onda acusto-óptico. As propriedades ópticas dos meios anisotrópicos dependem da direção de propagação e do estado de polarização das ondas de luz, tendo em vista a diferença entre seus índices de refração principais (n_x, n_y, n_z) . O mesmo não acontece com meios isotrópicos, onde $n_x = n_y = n_z$. Em meios anisotrópicos, quando todos os três índices principais (n_x, n_y, n_z) são diferentes, o cristal possui dois eixos ópticos, sendo chamado de biaxial. Em muitos materiais ópticos, ocorre o fato de dois dos índices principais serem iguais. Neste caso o cristal é chamado de uniaxial e possui apenas um eixo óptico. Nestes cristais, o índice de refração, que corresponde aos dois elementos iguais no tensor $\epsilon (\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z)$, recebe o nome de índice ordinário (n_o), enquanto o outro índice, correspondente ao eixo óptico, é chamado de índice extraordinário (n_e). Para enfatizar e esclarecer, o eixo óptico corresponde ao eixo principal, do cristal, que tem o índice de

refração diferente. Adicionalmente, se $n_o < n_e$, o cristal é designado de uniaxial positivo, contrariamente se $n_o > n_e$, diz-se que o cristal é uniaxial negativo [4].

Quando η_{qr} e S_{lm} são tensores simétricos, os índices q e r , assim como l e m , podem ser permutados. Desta forma, torna-se mais conveniente usar uma notação com os índices correspondentes contraídos. Com este intuito é possível abreviar a equação (2.5a), que se torna:

$$\Delta \eta_q = \Delta \frac{1}{n^2} = p_{qr} S_r, \quad (2.5b)$$

em que $q, r = 1, 2, \dots, 6$.

A variação do índice de refração, resultante da presença do campo acústico, tem a configuração elipsoidal em cristais dada por:

$$\left(\eta_q + p_{qr} S_r \right) x_q x_r = 1. \quad (2.6)$$

O novo índice de refração elipsoidal é, em geral, diferente, visto que o campo acústico muda as dimensões e a orientação do índice elipsoidal primitivo. Esta mudança depende naturalmente, do campo acústico aplicado e dos coeficientes p_{qr} . É importante ressaltar que apenas a disposição matricial, e não a magnitude dos coeficientes p_{qr} , pode ser derivada das características de simetria do meio.

Existem tabelas que ilustram, separadamente, a disposição e a magnitude dos coeficientes p_{qr} para diversos cristais [4]. Nestas tabelas, a simetria determina quais dos 36 coeficientes (matriz 6×6) são zero, assim como a relação que pode existir entre os coeficientes matriciais que não são nulos.

2.3 Solução de Modos Acoplados para um AOTF

O AOTF é um dos vários dispositivos ópticos baseados na interação acusto-óptica, descrita na seção anterior. Nesta seção, é formulado o modelo teórico para um AOTF Linear. Isto é alcançado desenvolvendo-se a teoria de modos acoplados, como solução das equações de Maxwell, para um meio perturbado periodicamente por uma onda acústica.

Inicialmente presume-se que a onda acústica (frequência $\Omega = 2\pi f_a$) é uma onda plana de extensão infinita, propagando-se na direção z (vetor de onda \mathbf{K}), conseqüentemente difrações de ordens mais altas são desprezadas e, de acordo com o princípio da conservação de energia, apenas duas ondas serão acopladas pelo som: a onda incidente na frequência ω_1 e a onda que sofre difração em $\omega_2 = \omega_1 + \Omega$ ou $\omega_2 = \omega_1 - \Omega$, dependendo da direção de propagação do som em relação à onda óptica incidente [5]. Nestas condições, de acordo com o efeito fotoelástico, a equação (2.5b) pode ser escrita como:

$$\Delta\eta_{pq} = \Delta \underline{\underline{\varepsilon}}_{pq} = p_{qrs} \Omega t S \cos Kz \left(\dots \right) \quad (2.7)$$

Esta modulação no tensor de impermeabilidade $\Delta\eta_{pq}$ corresponde a uma modulação do tensor dielétrico representado agora por:

$$\Delta\varepsilon(z,t) = 2\varepsilon_1 Kz \cos(\dots - \Omega t) \equiv \Delta\varepsilon Kz \cos(\dots). \quad (2.8)$$

O fator dois na equação (2.8) aparece apenas para tornar mais conveniente a seguinte transformação:

$$\Delta\varepsilon(z,t) = \varepsilon_1 \left\{ Kz \exp(i(\dots - i\Omega t)) + Kz \exp(\dots) \right\}, \quad (2.9)$$

em que ε_1 é a primeira (e única) componente de Fourier da perturbação dielétrica $\Delta\varepsilon$, como na equação (2.4). Igualmente, ε_1 também é um tensor dado por:

$$\varepsilon_1 = \frac{-\varepsilon(pS)\varepsilon}{2\varepsilon_0} \quad (2.10)$$

Sendo (pS) uma matriz (3×3) com elementos p_{qrs} e ε o tensor dielétrico para o meio considerado. Em cristais, as magnitudes das componentes do tensor dielétrico dependem da escolha adequada dos eixos x , y e z relativamente à estrutura do cristal, de forma que é sempre possível escolher x , y e z para que se tenham as componentes de ε ($\varepsilon_x, \varepsilon_y, \varepsilon_z$) dispostas em uma matriz diagonal (3×3) [4].

Em óptica, a radiação de um *laser*, é geralmente tratada com o estado permanente de campos senoidais variantes no tempo. Quando, por exemplo, o vetor campo elétrico \mathbf{E} é

uma função senoidal do tempo, isto é, $\mathbf{E}(t) = |\mathbf{E}(\mathbf{r})| \cos(\omega t + \varphi)$, é conveniente representar cada vetor campo como uma função complexa, o que por sua vez é alcançado a partir da definição da amplitude complexa de \mathbf{E} , através de $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = |\mathbf{E}(\mathbf{r})| \exp(i\varphi)$. Desta forma, o vetor campo elétrico fica definido como $\mathbf{E}(t) = \text{Re} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \}$. Em muitas manipulações matemáticas, tais como a adição, subtração, diferenciação e integração, é possível substituir a expressão $\mathbf{E}(t) = \text{Re} \{ \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t) \}$ por $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp(i\omega t)$ sem ocasionar qualquer erro de cálculo. Entretanto, é preciso ter cuidado em manipulações que envolvam o produto de funções senoidais. Neste caso, é necessário utilizar a forma real da função nos cálculos. Quando se considera uma onda eletromagnética tendo frequência angular ω e propagando-se numa certa direção, determinada por \mathbf{r} , com constante de propagação \mathbf{k} , o campo elétrico pode ser expresso como $\mathbf{E}(t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) \exp i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$.

Considerando-se a teoria geral para meios periódicos [6-7] e sob as condições expostas anteriormente, é possível afirmar que a equação (2.8) acoplará os dois modos confinados no AOTF. A equação que descreve a propagação do campo elétrico total dos dois modos acoplados, onda incidente e onda difratada, é dada por:

$$\mathbf{E} = a_1 \mathbf{E}_1 \exp i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}) + a_2 \mathbf{E}_2 \exp i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}). \quad (2.11)$$

Nesta equação, o índice 1 faz referência a luz incidente e o índice 2 a luz difratada. Desta forma $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$ são os vetores de onda; $(\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2)$ são os vetores campo elétrico dos modos propagantes, (ω_1, ω_2) são as respectivas frequências, \mathbf{r} é vetor que determina a posição espacial do campo elétrico e (a_1, a_2) são as amplitudes dos modos. Na presença da perturbação dielétrica (2.8), ambas as amplitudes são funções da posição espacial. A dependência temporal das amplitudes é desprezada, visto que, as frequências acústicas (Ω) de interesse estão abaixo de 10^{10} Hz, enquanto que as frequências ópticas (ω_1, ω_2) geralmente estão acima de 10^{14} Hz, o que implica em uma perturbação dielétrica praticamente estacionária.

Na Figura 2.1 tem-se o plano de incidência (plano xz), formado pelo par de vetores de onda $(\mathbf{k}_1, \mathbf{K})$. Pela lei de conservação do momento, \mathbf{k}_2 deve está neste mesmo plano. É por isso que o campo elétrico total pode ser escrito como uma superposição dos dois modos confinados, agora na seguinte forma:

$$\mathbf{E} = a_1 \mathbf{E} \exp i(\omega t - \alpha_1 x - \beta_1 z) + a_2 \mathbf{E} \exp i(\omega t - \alpha_2 x - \beta_2 z). \quad (2.12)$$

Em que (β_1, β_2) são as componentes z dos vetores de onda $(\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2)$, respectivamente, e (α_1, α_2) são as componentes destes vetores na direção x (paralelas às frentes de onda acústica). Para o problema bidimensional, as amplitudes a_1 e a_2 são funções de ambos x e z . Entretanto, existem muitos casos mais simples nos quais a configuração da interação acusto-óptica requer que as amplitudes dos modos tenham uma dependência apenas de x ou z . Com base nisto a interação acusto-óptica pode ser dividida nas duas configurações da Figura 2.1.

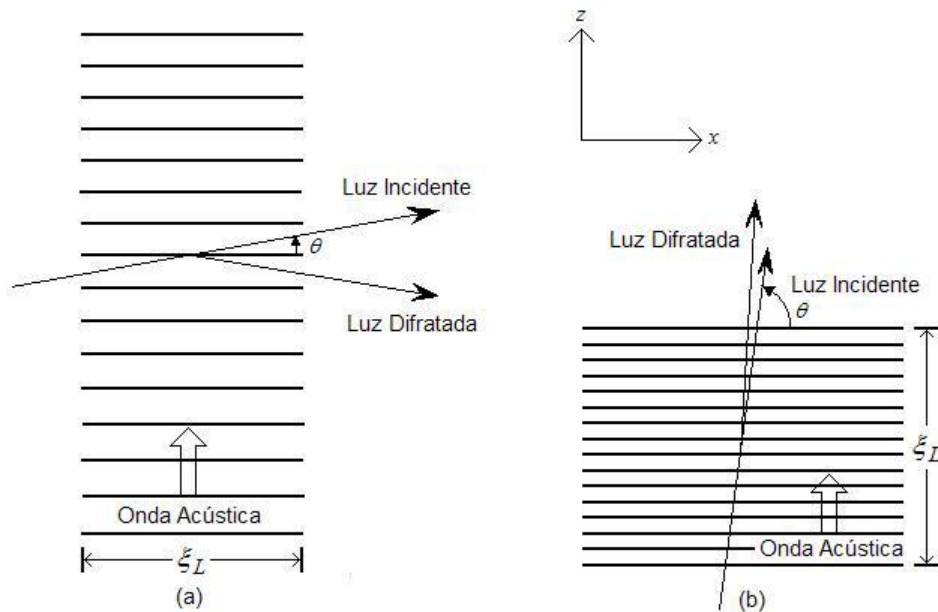


Figura 2.1: Dois tipos de configurações comuns em uma interação acusto-óptica: (a) Ângulo de incidência θ pequeno; (b) Ângulo de incidência θ grande [19].

Para baixas frequências acústicas, deve-se utilizar a configuração da Figura 2.1 (a), que corresponde a um ângulo de difração (Bragg) relativamente pequeno, ficando as amplitudes dos modos (a_1, a_2) em função apenas de x . De modo análogo, mas para altas frequências acústicas, a configuração da Figura 2.1 (b) representa o esquema para um ângulo θ suficientemente grande, de modo que a_1 e a_2 estão em função apenas de z .

Em ambos os casos, considerando que o meio é eletricamente neutro e não condutor (não existem cargas livres ou densidade de corrente) e não tem magnetização macroscópica (meio sem dipolos magnéticos microscópicos), o campo elétrico deve satisfazer a equação de onda, deduzida das equações de Maxwell,

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \epsilon_0 \mathbf{E} = -\omega^2 \mu \Delta \epsilon \mathbf{E}. \quad (2.13)$$

Como foi exposto na equação (2.3), ϵ_0 representa a parte não perturbada do tensor dielétrico do meio, ou seja, na ausência da onda acústica, e $\Delta \epsilon$ é a perturbação agora representada pela equação (2.8). Naturalmente, quando $\Delta \epsilon = 0$, qualquer modo torna-se, individualmente, uma solução de (2.13) e as amplitudes dos modos não dependerão de x ou z .

Substituindo um modo individual (\mathbf{E}_1 ou \mathbf{E}_2), na equação (2.13) com $\Delta \epsilon = 0$, e realizando as derivadas segundas do operador escalar ∇^2 com respeito à x e z , tem-se que

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \alpha_m^2 - \beta_m^2 + \mu \omega^2 \epsilon_0 a_m \mathbf{E}_m \exp i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z) = 0. \quad (2.14)$$

Em que $m = 1$ ou 2 . Entretanto, quando $\Delta \epsilon \neq 0$ (2.8), faz-se a substituição da equação (2.12) em (2.13) para se obter a forma geral

$$\sum_{m=1,2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \mu \omega_m^2 \epsilon_0 a_m \right) \mathbf{E}_m \exp i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z) = - \sum_{j=1,2} \mu \omega_j^2 \Delta \epsilon a_j \mathbf{E}_j \exp i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z). \quad (2.15)$$

No lado direito da equação (2.15), atribui-se o índice j diferente, pois corresponde aos termos responsáveis pelas variações nas amplitudes modais, resultantes da troca de energia entre os modos acoplados. Novamente, realizam-se as diferenciações para x e z na equação (2.15), atentando agora para a dependência espacial das amplitudes a_1 e a_2 .

Após considerar a solução para um modo individual (2.14) na equação (2.15), tem-se:

$$\sum_{m=1,2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2i \beta_m \frac{\partial}{\partial z} - 2i \alpha_m \frac{\partial}{\partial x} \right) a_m \mathbf{E}_m \exp i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z) = - \sum_{j=1,2} \mu \omega_j^2 \Delta \epsilon a_j \mathbf{E}_j \exp i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z). \quad (2.16)$$

De posse da equação acima, é possível fazer-se uma primeira simplificação. As derivadas segundas podem ser desprezadas, visto que, a perturbação acusto-óptica é normalmente muito pequena ($\Delta \epsilon / \epsilon_0 \approx 10^{-5}$) [4], de maneira que a variação das amplitudes dos modos torna-se lenta, satisfazendo a condição de aproximação parabólica. Isto implica

que a equação (2.16) pode ser expressa apenas por derivadas de primeira ordem. Diante disto, a equação (2.16) transforma-se em:

$$\sum_{m=1,2} 2i\beta_m \frac{\partial}{\partial z} + 2i\alpha_m \frac{\partial}{\partial x} a_m E_m \exp i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z) = \sum_{j=1,2} \mu\omega_j^2 \Delta \epsilon a_j E_j \exp i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z) \quad (2.17)$$

Tratando-se apenas com diferenciais de primeira ordem, ainda é bastante difícil resolver o problema bidimensional (2.17) em x e z . Entretanto, o estudo do AOTF neste trabalho, está baseado na configuração da Figura 2.1 (b). Neste tipo de configuração, a análise da propagação dos modos acoplados é relativamente mais simples, pois o meio torna-se homogêneo nas direções x e y e como foi comentado antes, a_1 e a_2 serão funções apenas de z .

Muitos comportamentos da difração da luz pelo som podem ser deduzidos se levarmos em conta a natureza dual partícula-onda da luz e do som. De acordo com isto, a luz incidente e a onda acústica podem ser consideradas como um conjunto de partículas chamadas fótons e fônons, respectivamente. A difração da luz pelo som pode ser descrita como a soma de cada colisão entre partículas fótons e fônons, resultando na destruição de um fóton incidente em ω_1 e um fônon em Ω e a simultânea criação de um novo fóton em $\omega_2 = \omega_1 + \Omega$, ou a destruição de um fóton incidente em ω_1 e a simultânea criação de um novo fônon em Ω e um novo fóton em $\omega_2 = \omega_1 - \Omega$, ou seja, como já foi colocado antes, a luz difratada é deslocada por uma quantidade igual à frequência do som [4]. Desta forma, para satisfazer as condições de contorno e a lei de conservação do momento, as componentes dos vetores de onda, transversais à direção de propagação da onda acústica, permanecem constantes ($\alpha_1 = \alpha_2$), e desde que as frequências acústicas de interesse são, em geral, muito baixas em relação às frequências ópticas, obtém-se, da lei de conservação da energia, a aproximação $\omega_2 \cong \omega_1 = \omega$. Com esses estabelecimentos, podem-se fazer as devidas modificações na equação (2.17) para obter:

$$\sum_{m=1,2} 2i\beta_m \frac{da_m}{dz} E_m \exp(-i\beta_m z) = \mu\omega^2 \sum_{j=1,2} \Delta \epsilon a_j E_j \exp(-i\beta_j z) \quad (2.18)$$

Atribuindo agora os valores de m e j , dos somatórios do lado direito e esquerdo da equação (2.18), aos seus respectivos termos, tem-se:

$$\begin{aligned}
 & 2i\beta \frac{d a_1}{dz} \mathbf{E}_1 \exp(-i\beta z) + 2i\beta \frac{d a_2}{dz} \mathbf{E}_2 \exp(-i\beta z) \\
 & = \mu\omega^2 \Delta\epsilon a_1 \mathbf{E}_1 \exp(-i\beta z) + \Delta\epsilon a_2 \mathbf{E}_2 \exp(-i\beta z).
 \end{aligned} \tag{2.19}$$

A equação (2.19) constitui um par de equações diferenciais lineares acopladas, mas ainda não representa a forma utilizável para o estudo do AOTF neste trabalho, pois, apesar de descrever as variações das amplitudes dos modos com respeito somente à distância z , há a necessidade de se remover qualquer dependência espacial e temporal em relação à polarização transversal dos vetores $(\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2)$ e a perturbação $\Delta\epsilon$, na equação (2.8). Com este intuito, e para simplificar os cálculos, faz-se a manipulação algébrica entre o produto interno da equação (2.19) com:

$$C_j = \mathbf{E}_j^* \exp(i\beta_j z). \tag{2.20}$$

Sendo, primeiramente, $j=1$. Em seguida, integra-se ao longo da seção transversal (x, y) e sobre todo o tempo t . A equação abaixo é obtida após considerar a equação (2.9) e os termos relevantes das integrais do produto interno [4]

$$2i\beta \frac{d a_1}{dz} \langle \mathbf{E}_1^*, \mathbf{E}_1 \rangle = \mu\omega^2 a_2 \mathbf{E}_2 \exp i(\beta_1 - \beta_2 \pm K)z \langle \mathbf{E}_1^*, \epsilon \mathbf{E}_2 \rangle. \tag{2.21a}$$

Repete-se o processo acima de forma análoga, entretanto desta vez multiplicando-se a equação (2.19) pela equação (2.20), fazendo $j = 2$. O resultado é uma equação ligeiramente modificada:

$$2i\beta \frac{d a_2}{dz} \langle \mathbf{E}_2^*, \mathbf{E}_2 \rangle = \mu\omega^2 a_1 \mathbf{E}_1 \exp -i(\beta_1 - \beta_2 \pm K)z \langle \mathbf{E}_2^*, \epsilon \mathbf{E}_1 \rangle. \tag{2.21b}$$

Nas equações acima, a notação do produto interno é usada para representar as integrais que surgiram, cujas formas são dadas por:

$$\begin{aligned}
 \langle \mathbf{E}_m^*, \mathbf{E}_m \rangle &= \iint \mathbf{E}_m^* \cdot \mathbf{E}_m dx dy \\
 \langle \mathbf{E}_m^*, \epsilon_l \mathbf{E}_j \rangle &= \iint \mathbf{E}_m^* \cdot \epsilon_l \mathbf{E}_j dx dy,
 \end{aligned} \tag{2.22}$$

em que $m \neq j$.

De maneira que cada modo represente um fluxo de potência de $1\mu\text{W}/\text{mm}^2$ na direção z , para um meio isotrópico, os vetores \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 são agora normalizados através de

$$E_j = \frac{2\mu\omega}{|\beta_j|} \mathbf{p}_j \cdot \mathbf{e}_j \quad (2.23)$$

Esta normalização é consistente com a propriedade da ortogonalidade dos modos normais [4]. Na equação (2.23), \mathbf{p}_j é o vetor unitário que descreve o estado de polarização do modo em questão ($j = 1$ ou 2). Inserindo a normalização (2.23) dentro do produto interno na equação (2.22), chega-se finalmente as seguintes equações acopladas:

$$\frac{da_1}{dz} = -i \frac{C_{12}}{|\beta_1|} a_2 \exp(i \Delta\beta z) \quad (2.24a)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -i \frac{C_{21}}{|\beta_2|} a_1 \exp(-i \Delta\beta z) \quad (2.24b)$$

Nas duas equações acima, $\Delta\beta$ e C_{12} são, respectivamente, a diferença de fase longitudinal e a constante de acoplamento entre os dois modos de propagação. Estas são duas das variáveis mais importantes para o estudo AOTF, e são dadas por:

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm K_z \quad (2.25)$$

$$C_{12} = \frac{\omega^2 \mu}{2\sqrt{|\beta_1 \beta_2|}} \mathbf{p}_1^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{p}_2 \quad (2.26)$$

De acordo com a Figura 2.2, o sinal de K_z , na equação (2.25), é determinado pela condição estabelecida na colisão entre as partículas do som e o raio óptico incidente, ou seja, se o fônon é absorvido ($\omega_2 = \omega_1 + \Omega$), as componentes z de \mathbf{K} e \mathbf{k}_1 são diferentes em sinal, ou sentido de propagação, então se usa o sinal de menos (-) em K_z . Contrariamente, quando o fônon é emitido ($\omega_2 = \omega_1 - \Omega$), as componentes z de \mathbf{K} e \mathbf{k}_1 têm o mesmo sinal, ou sentido de propagação, portanto, neste caso, usa-se o sinal de mais (+) em K_z . Analogamente, a natureza do acoplamento, entre a luz incidente e difratada, depende da relação entre os sinais das componentes z de \mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 . Com base nisto, a configuração da Figura 2.1 (b) pode ser dividida em duas categorias: acoplamento contradirecional e codirecional. Estas duas categorias estão bem ilustradas na Figura 2.2. Na categoria de acoplamento contradirecional as duas ondas, difratada (a_2) e incidente (a_1), propagam-se em sentidos opostos, de modo que sempre $\beta_1 \beta_2 < 0$.

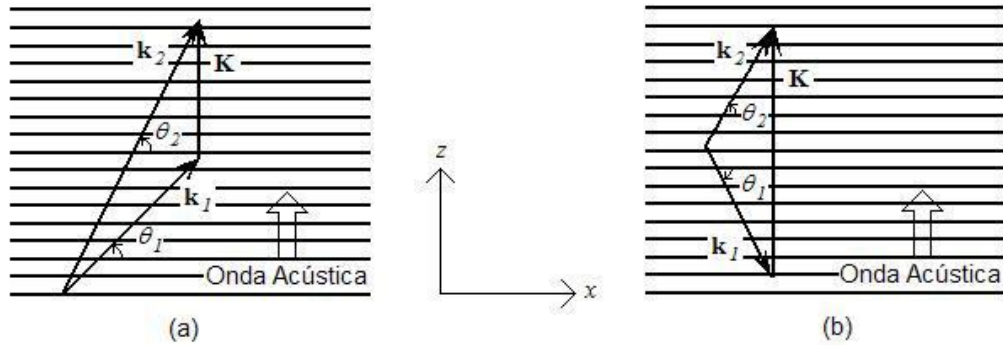


Figura 2.2: Categorias de acoplamento possíveis entre a luz incidente e a difratada: (a) acoplamento codirecional ($\beta_1 \beta_2 > 0$). (b) acoplamento contradirecional ($\beta_1 \beta_2 < 0$)[19].

Geralmente um AOTF utiliza acoplamento codirecional, pois em um acoplamento contradirecional as frequências acústicas requeridas são excessivamente altas, o que impossibilita sua propagação em muitos sólidos. Nesta categoria de acoplamento, as duas ondas, difratada (a_2) e incidente (a_1), propagam-se no mesmo sentido ($+z$ ou $-z$), de modo que sempre $\beta_1 \beta_2 > 0$. Da equação (2.24) as características de propagação das duas ondas, na direção $+z$, são descritas, agora, por:

$$\frac{da_1}{dz} = -iC_{12} a_2 \exp(i \Delta\beta z) \quad (2.27a)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -iC_{12}^* a_1 \exp(-i \Delta\beta z). \quad (2.27b)$$

As equações acopladas (2.27) expressam o modelo teórico matemático para um AOTF Linear e ideal, mas ainda não representam o estágio final do procedimento. Para expressar e analisar o problema, em termos de equações diferenciais, de uma forma numérica computacional mais consistente, faz-se uso de uma simples manipulação algébrica $a_1 = A_1 \exp(i \Delta\beta z/2)$ e $a_2 = A_2 \exp(-i \Delta\beta z/2)$ com o objetivo de omitir os termos exponenciais. Realizando isto, torna-se possível escrever as equações (2.27) como:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa_{12} A_2 - i \frac{\Delta\beta}{2} A_1 - \frac{\alpha}{2} A_1 \quad (2.28a)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\kappa_{12}^* A_1 + i \frac{\Delta\beta}{2} A_2 - \frac{\alpha}{2} A_2 \quad (2.28b)$$

A substituição $\kappa_{12} = C_{12}$ foi feita apenas para melhor ilustrar a equação. O termo $\alpha/2$ é adicionado às equações acima com o intuito de representar as perdas em um AOTF não ideal. Para isto é utilizada a definição geral da variação de potência em um meio com

perdas: $dP/dz = -\alpha P$, em que α é o coeficiente de atenuação, podendo incluir não somente a absorção do meio (perdas intrínsecas e extrínsecas), mas também outras fontes de atenuação de potência como o Espalhamento de Rayleigh. O seu o valor em dB/(unidade de comprimento do dispositivo - ξ_L) é representado por

$$\alpha_{dB} = \frac{-10}{L} \text{Log}_{10} \frac{P_{saída}}{P_{entrada}} = 4,343\alpha. \quad (2.29)$$

Neste momento, uma nova representação para a constante de acoplamento pode ser obtida, considerando o ângulo θ_j (Figura 2.2) entre o vetor de onda \mathbf{k}_j ($j=1$ ou 2) e as frentes de onda acústica e em seguida substituindo a equação (2.10) dentro da equação (2.26), para então obter:

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \mathbf{p}_1^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon} (pS) \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{p}_2}{4c \varepsilon_0 \left| \begin{matrix} n_1 & n_2 \\ \sin\theta_1 & \sin\theta_2 \end{matrix} \right|^{1/2}}. \quad (2.30)$$

Os índices de refração (n_1, n_2) estão associados com a onda incidente e difratada, respectivamente, ($\mathbf{p}_1, \mathbf{p}_2$) representam os estados de polarização, c é velocidade da luz no vácuo (3×10^8 m/s), e S é o tensor acústico. Como um exemplo, quando a onda incidente no AOTF está polarizada ao longo do eixo y do cristal, e este é definido como o eixo óptico, o vetor unitário $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_y$ representará o estado de polarização de \mathbf{E} para a luz incidente e $\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_x$ corresponderá ao estado de polarização de \mathbf{E} para a luz difratada (ortogonal), quando a direção de propagação for à mesma de \mathbf{p}_z (ao longo do eixo z). Os vetores unitários $\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_y$ e \mathbf{p}_z estão nos eixos x, y e z , respectivamente.

2.4 Características de Transmissão de um AOTF

Nesta seção, é feita uma análise das características gerais de transmissão de um AOTF Linear, baseando-se na solução analítica para as equações de modos acoplados.

Integrando de 0 a z a equação (2.27), obtêm-se a solução analítica geral [4], para as amplitudes dos modos (a_1, a_2), em função dos parâmetros $z, \Delta\beta, \kappa_{12}$ e das condições de contorno iniciais [$a_1(0), a_2(0)$]. Esta solução é dada por

$$a_1(z) = \exp(i \Delta\beta z / 2) \cos(s z) - i \frac{\Delta\beta}{2s} \sin(s z) a_1(0) - i \frac{\kappa}{s} \sin(s z) a_2(0) \quad (2.31a)$$

$$a_2(z) = \exp(-i \Delta\beta z / 2) \cos(s z) + i \frac{\Delta\beta}{2s} \sin(s z) a_2(0) - i \frac{\kappa}{s} \sin(s z) a_1(0) \quad (2.31b)$$

Nas equações (2.31) a variável s é definida como se segue:

$$s^2 = \kappa_{12} \kappa_{12}^* + (\Delta\beta/2)^2 = \kappa_{12}^2 + (\Delta\beta/2)^2 \quad (2.32)$$

Das equações (2.31a) e (2.31b), com $\kappa = |\kappa_{12}|$, pode ser mostrado que a fração de potência transferida de $a_1(z)$ para $a_2(z)$ em uma distância $z = \xi_L$, é dado pela seguinte equação de transmissão para o AOTF Linear:

$$T = \frac{|a_2(\xi_L)|^2}{|a_1(0)|^2} = \frac{|A_2(\xi_L)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{\sin^2 \kappa \xi_L \sqrt{1 + \frac{\Delta\beta^2}{4\kappa^2}}}{1 + \frac{\Delta\beta^2}{4\kappa^2}} \quad (2.33)$$

Observando a equação (2.33), nota-se que a fração de potência transferida torna-se muito pequena quando $\Delta\beta \gg \kappa$ e que a máxima transferência é possível apenas quando $\Delta\beta = 0$ (condição de casamento de fase ou condição de Bragg). Embora esta condição seja necessária, não é suficiente para que $T_{pico} = 1$, visto que, o argumento da função seno na equação (2.33) deve ser igual a $\pi/2$. Isto implica em uma segunda condição para a máxima eficiência na conversão de potência entre os modos, dada por $\kappa \xi_L = \pi/2$.

Uma forte interação acusto-óptica ocorre apenas quando a condição de casamento de fase é satisfeita. Se a luz incidente contém muitas componentes espectrais, somente uma deve satisfazer a esta condição em uma dada frequência acústica. Em outras palavras, somente uma componente espectral é difratada (transmitida), de acordo com uma determinada frequência acústica. Portanto, variando-se a frequência acústica, a frequência (ou comprimento de onda λ_c) do espectro de luz, que vai ser transmitido, pode ser variado também. Isto pode ser melhor ilustrado considerando-se as magnitudes de todas as componentes dos vetores de onda na direção $+z$ (fônon emitido) na equação (2.25), com $\Delta\beta = 0$, ou seja,

$$\frac{f_c}{c} |n_2 \sin \theta_2 - n_1 \sin \theta_1| = \frac{f_a}{v} . \quad (2.34)$$

Note que f_a é a frequência acústica, v é a velocidade do som no meio e $f_c = c/\lambda_c$ é a frequência óptica central, selecionada pelo filtro e determinada por f_a . Isto implica em uma relação de proporcionalidade entre a frequência acústica e a frequência óptica e explica, matematicamente, por que o AOTF é um dispositivo seletivo em frequência (sintonizável).

Com a substituição da condição $\kappa \xi_L = \pi/2$ dentro da equação (2.33), pode-se afirmar que o primeiro ponto em que $T = 0$ implica em $\Delta\beta \xi_L \cong \pm 1,73\pi$ e que a eficiência de conversão do dispositivo cai para 50% ($T = 0,5$) quando $\Delta\beta \xi_L \cong \pm 0,80\pi$. Portanto, de acordo com as equações (2.25) e (2.34), é possível mostrar que a largura de banda total da

curva de transmissão do AOTF quando $T = 0,5$ (FWHM) [4], em uma interação colinear ($\theta_1 = \theta_2 \neq \pi/2$), é dado por:

$$\Delta f_{AOTF} = 2(f_d - f_c) = \frac{0,8}{|\Delta n|} \frac{c}{\xi_L} . \quad (2.35)$$

Na equação acima, f_d é a frequência correspondente a um desvio da frequência de atuação do filtro, ou condição de Bragg. Neste caso, até o ponto em que $T = 0,5$, onde $f_d > f_c$ e $\Delta\beta \xi_L \cong 0,80\pi$. Neste momento é importante ressaltar que a frequência óptica de atuação do filtro (f_c) pode ser estabelecida como a própria frequência óptica central do pulso de entrada $f_o = c/\lambda_o$. Da equação (2.35), é fácil verificar que a banda passante do filtro é *inversamente proporcional ao comprimento da interação acusto-óptica ξ_L e a diferença entre os índices de refração associada à onda incidente e difratada, ou seja, $\Delta n = n_1 - n_2$* . Em termos de valor absoluto esta diferença pode ser chamada de birrefringência óptica do meio, a qual é definida pela diferença entre o índice extraordinário e ordinário do material, ou seja, $n_e - n_o$. Para que a birrefringência corresponda a Δn , em magnitude e sinal, necessita-se que a onda incidente esteja polarizada adequadamente em relação aos eixos do cristal. Como um exemplo, isto pode acontecer quando a onda incidente está polarizada ao longo eixo óptico do cristal (onda extraordinária), de forma que $n_1 = n_e$. Como resultado, a onda difratada aparecerá polarizada ao longo do eixo perpendicular a direção de propagação e ao eixo óptico do cristal (onda ordinária), de forma que $n_2 = n_o$. Quando a onda incidente é ordinária, apenas o sinal de Δn é invertido em

relação à birrefringência. Neste último caso, a onda difratada, agora extraordinária, em geral não aparece mais polarizada perpendicularmente a direção de propagação.

O filtro acusto-óptico sintonizável pode ser utilizado como um dispositivo conversor de polarização $TE \rightarrow TM$, ou vice versa. Nos modos transversais elétricos (TE), o campo elétrico é restrito ao plano transversal ou normal a direção de propagação. Nos modos transversais magnéticos (TM) acontece o contrário, ou seja, o campo magnético é restrito ao plano transversal ou normal a direção de propagação. De uma forma geral, todos os modos TE e TM são mutuamente ortogonais e suas propriedades de ortonormalidade foram consideradas para se chegar à equação (2.23). Portanto, se a direção de propagação é o eixo z , conforme o desenvolvimento da teoria para o AOTF, as únicas componentes de campo elétrico e magnético possíveis dentro do guia são: TE $(E_x, E_y, H_x, H_y, H_z)$ e TM $(E_x, E_y, E_z, H_x, H_y)$. Resumidamente, as componentes do campo elétrico e magnético presentes, assim como suas características de propagação numa determinada aplicação do AOTF, dependem do estado de polarização da luz incidente, principalmente em relação ao eixo de simetria, ou eixo óptico, do cristal.

Uma interessante propriedade do AOTF é o deslocamento em frequência que acompanha a conversão de polarização. Como foi comentado antes, o deslocamento em frequência, para onda difratada, pode ser positivo ($\omega_2 = \omega_1 + \Omega$) ou negativo ($\omega_2 = \omega_1 - \Omega$), dependendo do sentido relativo de propagação da onda acústica e óptica incidente. Naturalmente, o tipo de conversão ($TE \rightarrow TM$ ou $TM \rightarrow TE$) é mais um fator determinante para o deslocamento em frequência, sofrido pela onda difratada. Para conversão $TE \rightarrow TM$, o deslocamento em frequência é positivo, quando as ondas acústica e óptica incidente estão propagando-se no mesmo sentido, e negativo quando estão propagando-se em sentidos opostos. Para conversão $TM \rightarrow TE$, ocorre o contrário, ondas acústica e óptica incidente copropagantes significam deslocamento em frequência negativo e contra propagantes deslocamento em frequência positivo [4].

O esquema de um AOTF é mostrado na Figura 2.3. Ele consiste de um guia de onda acusto-óptico suportando apenas os modos (TE e TM) de ordem mais baixa, isto é, existem apenas dois modos confinados no guia, TE_1 e TM_1 . Este argumento pode ser justificado pelo seguinte fato: a medida em que a ordem do modo aumenta, a constante de propagação correspondente torna-se ainda menor. Por outro lado, a constante de atenuação cresce significativamente. Conseqüentemente, a perda de energia aumenta e o confinamento no

guia diminui, consideravelmente, para qualquer modo de ordem mais alta. A radiofrequência (RF) aplicada ao transdutor (SAW) excita a onda acústica no meio material (AOTF), determinando o comprimento de onda que vai ser transmitido. Dentro do meio, o campo acústico age no campo óptico na região de interação, convertendo a polarização TE_1 para TM_1 , ou vice versa, via efeito fotoelástico. O nível da amplitude de RF aplicada ao transdutor permite ajustar o nível da intensidade da luz transmitida (convertida). Geradores, amplificadores e moduladores de radiofrequência (RF) podem ser utilizados, de forma que as características da tensão elétrica alternada sejam ajustadas antes de ser aplicada ao transdutor (SAW). Como resultado a intensidade e a frequência da onda acústica desejada podem ser estabelecidas. Se a energia da luz de entrada é polarizada em uma faixa estreita (TE_1) em torno da frequência escolhida, uma parte é convertida para o modo (TM_1), enquanto o resto da energia permanece no modo TE_1 [8-9]. O polarizador de saída serve para separar os dois modos e pode ser externo ao dispositivo ou integrado sobre o cristal.



Figura 2.3: Esquema de um Filtro Acusto-Óptico Sintonizável (AOTF) dependente da polarização da luz de entrada [19].

2.5 Curvas de Transmissão e Considerações Práticas

Nesta seção, são mostrados os resultados numéricos para as curvas de transmissão de um AOTF Linear e ideal em função dos seus parâmetros: comprimento ξ_L , constante de acoplamento κ e descasamento de fase $\Delta\beta$.

Para chegar a estas curvas, deve-se tratar o AOTF operando sob a ação de uma onda contínua no tempo (CW) nas frequências em torno da frequência de atuação do AOTF. A equação analítica correspondente, descrevendo o coeficiente de transmissão, equação (2.33), pode ser derivada da equação (2.31), utilizando as condições de contorno $a_1(0) = 1$ (constante) e $a_2(0) = 0$. Para simplificar o estudo, neste capítulo, desconsiderou-se o efeito

da perda ($\alpha = 0$) no dispositivo. Nesta dissertação, todos os resultados decorrentes da análise numérica, são obtidos utilizando-se do método numérico Runge Kutta de Quarta Ordem [10], com 1024 pontos em uma janela temporal de 100 ps . Para a resolução das equações diferenciais acopladas (2.28), com as condições iniciais: $A_{TE_1}(0, t) = 1$ e

$A_{TM_1}(0, t) = 0$, a aplicação do método torna-se direta, pois, de qualquer forma, trata-se de uma equação diferencial ordinária. Entretanto, para resolver sistemas de equações diferenciais parciais, tendo o tempo como segunda variável, com este método numérico, é necessário transformar todos os operadores diferenciais $\partial/\partial t$ em $i\omega$, onde ω é a frequência no domínio de Fourier. Desde que ω é apenas um número no espaço de Fourier, o uso do algoritmo da transformada rápida de Fourier (FFT), torna a avaliação numérica dos termos com variação parcial no tempo, direto e relativamente rápido. Esta transformação é aplicada, para simplificar o estudo numérico das equações não lineares.

Na Figura 2.4, tem-se a eficiência de conversão entre os modos em função dos parâmetros $\Delta\beta\xi_L$ e $\kappa\xi_L$. Nesta figura, pode-se comprovar que $\kappa\xi_L = \pi/2$ corresponde à condição de máxima conversão possível entre os modos TE_1 e TM_1 . A intensidade acústica I_a requerida para condição de máxima conversão ($\kappa\xi_L = \pi/2$) de potência é determinada através de:

$$I_a = 2M_{AO}^2 \frac{\lambda^2}{L} \quad (2.36)$$

Em (2.36) M_{AO} é a figura de mérito acusto-óptica e seu valor depende do tipo de material utilizado na construção do AOTF. Se a intensidade acústica é menor do que a obtida pela equação (2.36) a transmissão de pico ($\Delta\beta = 0$) é modificada, de acordo com a equação (2.33), para a seguinte forma:

$$T = \text{sen}^2 \frac{\pi \xi}{2 \lambda_0} \sqrt{M_{AO} I_a} \quad (2.37)$$

A intensidade acústica I_a é proporcional à potência elétrica aplicada ao transdutor. Existe, naturalmente, na interface entre o cristal e o transdutor, uma perda na conversão de potência elétrica em acústica, o que implica no aquecimento do cristal. Como resultado disto 100% de conversão entre os modos TE_1 e TM_1 torna-se difícil de alcançar em um AOTF, provocando um certo alargamento na sua largura de banda. A variação do parâmetro $\kappa\xi_L$

pode refletir muito bem este comportamento, observado em um AOTF experimental. A Figura 2.4 ilustra este efeito. O desvio no valor de $\kappa\xi_L$, a partir da condição de máxima transmissão de pico, resulta em uma correspondente variação na banda e intensidade da curva de transmissão do filtro.

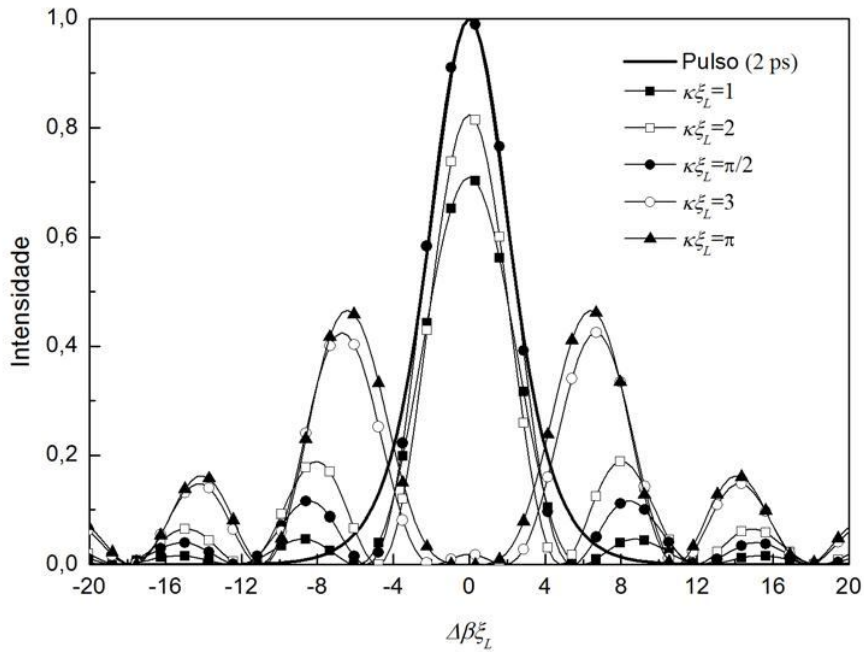


Figura 2.4: Comparações de intensidade e largura de banda entre o coeficiente de transmissão (T) e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para diferentes valores do produto $\kappa\xi_L$ [19].

Para fazer as considerações necessárias entre a largura de banda do filtro e a largura de banda de um pulso óptico, com largura temporal de $\Delta t_I = 2$ ps $(1 \text{ ps} = 10^{-12} \text{ s}) \Rightarrow$

$\Delta f_I = 0,157 \text{ THz}$ $(1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz})$, no ponto de metade da máxima intensidade (FWHM), fez-se um estudo da transmissão (T) do AOTF em função do seu comprimento (ξ_L) e do desvio de sua frequência de atuação f_C . Um pulso, com largura temporal de 2 ps, é considerado no estudo das aplicações do AOTF em trabalhos posteriores. Pulsos ópticos, especialmente da ordem de 2 ps, são necessários quando se deseja garantir uma operação ultra-rápida em sistemas totalmente ópticos com altas taxas de transmissão.

Para escolher um filtro operando com $\kappa\xi_L = \pi/2$ e tendo uma largura de banda total, no ponto de metade da máxima intensidade ($T = 0,5$), igual à de um pulso com largura

temporal $\Delta t_I = 2$ ps , necessita-se de um dispositivo com comprimento $\xi_L = 1,53$ mm , de acordo com a equação (2.35), onde foi assumido $\Delta n = 1$ apenas para ilustrar o procedimento proposto.

A Figura 2.5 mostra o espectro do pulso junto com a função de transmissão para quatro comprimentos diferentes do dispositivo. Considera-se o filtro de referência com comprimento $\xi_L = L = 1,53$ mm e os demais com comprimentos $\xi_L = L/10$, $L/3$ e $3L$. A Figura 2.5 comprova a equação (2.35), ou seja, o acréscimo no comprimento ξ_L corresponde a uma banda passante mais estreita. Entretanto, uma largura de banda muito estreita corresponde a uma velocidade de sintonia ainda menor, pois, essencialmente, a velocidade de sintonia é determinada pelo tempo em que a onda acústica gasta para propagar-se em todo o comprimento de interação acusto-óptica ξ_L .

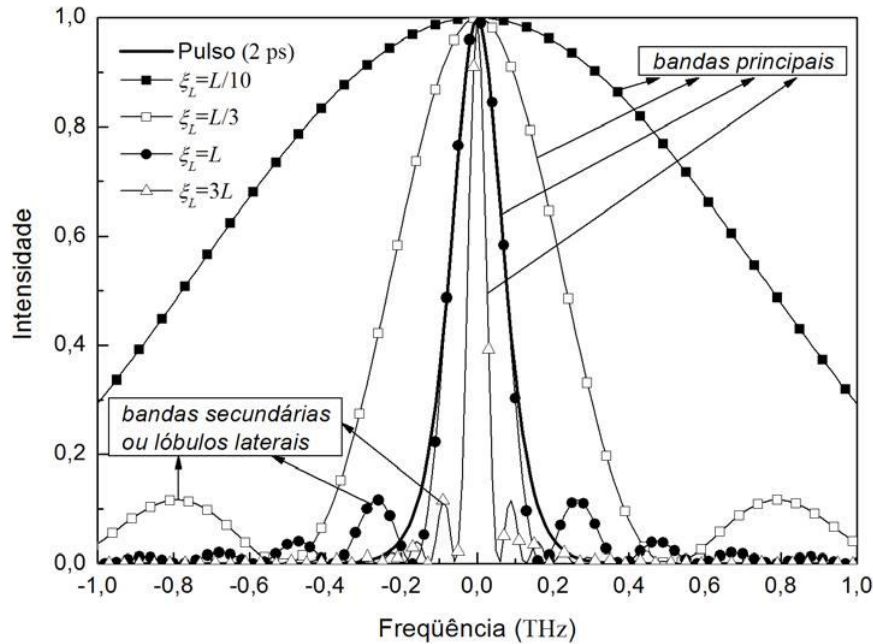


Figura 2.5: Comparação entre a largura de banda de um AOTF e um pulso de 2 ps (0,157 THz), para quatro comprimentos diferentes do dispositivo, com $\kappa \xi_L = \pi/2$ [19].

Algumas propriedades importantes determinam a escolha adequada do material a ser utilizado na fabricação do guia de onda do AOTF. O meio deve ser opticamente transparente na região de comprimento de onda de interesse e poderia ser amorfo, mas certos efeitos ocorrem somente em meios cristalinos anisotrópicos. Se a diferença entre os índices de refração correspondentes aos raios extraordinário e ordinário é relativamente

grande, é conveniente produzir um dispositivo via interação não colinear. Entretanto, se o material de escolha tem uma birrefringência pequena, um dispositivo com interação colinear é o mais adequado. Materiais com alta densidade e baixas velocidades acústicas resultam em ondas acústicas bem definidas propagando-se através do meio. A figura de mérito acusto-óptica é um termo comum usado para comparar diversos materiais [11]. Adaptada para cristais anisotrópicos a figura de mérito é expressa por:

$$M_{AO} = \frac{n_o^3 n_e^3 p}{\rho v^3 d} \quad (2.38)$$

Na equação (2.38) p é o coeficiente fotoelástico efetivo, ρ_d é a densidade do material e v é a velocidade da onda acústica no meio. A figura de mérito é uma reflexão da eficiência do AOTF, visto que a intensidade da radiação difratada é proporcional a M_{AO} . Portanto, um material com uma maior figura de mérito torna-se mais eficiente. Entretanto, a figura de mérito não é um fator único e definitivo para escolha do material, outros fatores como faixa espectral, tipo de aplicação, estado tecnológico e facilidade de produção podem ser cruciais. A Tabela 2.1 lista as propriedades de alguns materiais comumente utilizados na fabricação de AOTFs [11–14]. Como estes cristais oferecem uma ampla faixa de transmissão, AOTFs são disponíveis com sintonia espectral desde a faixa do ultravioleta (UV), passando pela região do visível (VIS) e quase infravermelho (NIR), até atingir a faixa do infravermelho (mais apropriada para um número maior de aplicações).

Tabela 2.1: Cristais comumente utilizados como guias de onda de AOTFs. Os valores dos índices de refração são estabelecidos para o comprimento de onda $\lambda_o = 633 \text{ nm}$, exceto para o quartzo. Os valores para o quartzo são estabelecido em $\lambda_o = 589 \text{ nm}$ [19].

Cristal	Faixa de Transmissão (μm)	Índice de Refração	Velocidade Acústica (m/s)	Figura de Mérito ($10^{-18} \text{ s}^3/\text{kg}$)	Tipo de AOTF
Quartzo	0,12 – 2,5	$n_o = 1,539$ $n_e = 1,548$	5960	1,51	Colinear Não Colinear
LiNbO ₃	0,4 – 4,5	$n_o = 2,29$ $n_e = 2,20$	6570	6,95	Colinear
TeO ₂	0,35 – 4,5	$n_o = 2,26$ $n_e = 2,41$	616	1200	Não Colinear
Tl ₃ AsSe ₃	1,25 – 17	$n_o = 3,34$ $n_e = 3,15$	2050	628	Colinear Não Colinear
Hg ₂ Cl ₂	0,4 – 20	$n_o = 1,96$	347	1060	Não Colinear

		$n_e = 2,62$			
--	--	--------------	--	--	--

Em geral, guias de ondas práticos podem ser fabricados a partir de um certo número materiais inorgânicos, ambos dielétricos ou semicondutores. Estes materiais incluem LiNbO_3 e LiTaO_3 [15–16], além de KNbO_3 , KTP (KTiOP_4), e os cristais cúbicos isotrópicos (centro-simétricos) CdTe , Ge , GaAs , InAs e ZnS . Atualmente, um dos materiais que dominam o mercado eletro-óptico é o LiNbO_3 , o qual é um cristal anisotrópico uniaxial negativo, visto que $n_o > n_e$. O conhecimento dos aspectos fenomenológicos da tecnologia de fabricação de guias em LiNbO_3 é suficiente para confeccionar dispositivos com um desempenho satisfatório (baixas perdas, grandes faixas de transmissão, rápidas velocidades de sintonia, dentre outros). Um filtro de espectro sintonizável eletronicamente e baseado em uma interação acusto-óptica colinear já foi demonstrado por Harris e outros [17–18].

Exemplos de AOTFs entre 1,8 cm e 10 cm de comprimento, construídos a base de cristais LiNbO_3 , aparecem com freqüência na literatura ([4] e [9]). Nesta configuração de dispositivo, em uma interação colinear, a difração ocorre através do coeficiente fotoelástico $p_{14} = p_{41} = -0,151$, de modo que a birrefringência é de aproximadamente $-0,09$ (veja Tabela 2.1). Com $v = 6,57 \times 10^3 \text{ m/s}$, uma sintonia espectral de 380 a 533 THz ($0,790 - 0,563 \mu\text{m}$) pode ser obtida variando-se a freqüência acústica de 750 a 1050 MHz, respectivamente. Especificamente, para selecionar um comprimento de onda óptico de $1,55 \mu\text{m}$ em um cristal LiNbO_3 de 1,8 cm de comprimento, necessita-se de um comprimento de onda acústica de $17,22 \mu\text{m}$ o que implica em uma largura de banda, de acordo com a equação (2.35), de 0,148 THz em torno da freqüência sintonizada (193,55 THz).

No próximo capítulo, é feito um estudo das características não lineares dos meios materiais. O foco central de interesse é ter uma avaliação prévia do efeito destas características na propagação de ondas contínuas, através do AOTF.

2.6 Referências Bibliográficas

- [1]. B. E. A. Saleh e Malvin Carl Teich (1991). *“Fundamentals of Photonics”*. Wiley Interscience.
- [2]. F. Abeles (1950). *“Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media, application to thin films”*. Ann. Phys. Vol. 5, página 596; *“Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media, application to thin films II”*. Ann. Phys. Vol. 5, página 706.
- [3]. Pochi Yeh, Amnon Yariv e C. S. Hong (1977). *“Electromagnetic propagation in periodic stratified media I, general theory”*. J. Opt. Soc. Am. Vol. 67, páginas 423 – 437; Amnon Yariv e Pochi Yeh (1977). *“II Birefringence, phase matching, and X-ray lasers”*. J. Opt. Soc. Am. Vol. 61, páginas 438 – 448.
- [4]. Amnon Yariv e Pochi Yeh (1984). *“Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation”*. John Wiley & Sons.
- [5]. F. Heismann e R. Ulrich (1982). *“Integrated optical single sideband modulator and phase shifter”*. IEEE J. Quantum Electron. Vol. QE-18, páginas 767 – 771.
- [6]. Allan W. Snyder e John D. Love (1991). *“Optical Waveguide Theory”*. Chapman & Hall, Great Britain.
- [7]. Richard Syms e John Cozens (1992). *“Optical Guided Waves and Devices”*. McGraw-Hill Book Company.
- [8]. J. E. Midwinter (1993). *“Photonics in Switching”*. Academic Press, Vol. II.
- [9]. R. Ramaswami e K. N. Sivarajan (1999). *“Optical Networks: A practical perspective”*. The M. K. Series in networking.
- [10]. John M. McCormick e Mário G. Salvadori (1971). *“Métodos numéricos em Fortran”*. Editora polígono.
- [11]. A. P. Goutzoulis e D. R. Pape (1994). *“Design and Fabrication of Acousto-Optic Devices”*. Marcel Dekker, New York.
- [12]. C. D. Tran (2000). Analytical Letters 33, páginas 1711 – 1732.
- [13]. C. D. Tran (1992). Analytical Chemistry 64, páginas 971A – 981A.
- [14]. J. Xu e R. Stroud (1992). *“Acousto-Optic Devices: Principles, Design and Applications”*. Wiley-Interscience, New York.
- [15]. R. C. Alferness (1986). *“Titanium-Diffused Lithium Niobate Waveguide Devices”*. Sixth IEEE International Symposium on Applications of Ferroelectrics, páginas 1 – 3.
- [16]. J. Jackel (1991). *“Integrated Optical Circuits”*. SPIE, Vol. 1583, página 54.
- [17]. S. E. Harris e R. W. Wallace (1969). J. Opt. Soc. Am. Vol. 59, página 744.
- [18]. S. E. Harris, S. T. K. Nieh e D. K. Winslow (1969). Appl. Phys. Lett. Vol. 15, página 325.

- [19]. Sobrinho C. S. Estudo do desempenho de filtros acusto-ópticos sintonizáveis com aplicações em roteamento, sensoriamento térmico e portas lógicas. 2007. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) - Universidade Federal do Ceará.

Capítulo 3

Propagação Eletromagnética em Meios Materiais

Os efeitos não-lineares são observados em altas intensidades de luz ou longas distâncias de propagação e puderam ser analisados apenas depois do desenvolvimento do *laser*, em 1960. Desde então, todas as suposições feitas anteriormente, sobre a resposta do meio a campos intensos, puderam ser analisadas, surgindo uma grande variedade de novos estudos e aplicações dentro da óptica não linear. Com o desenvolvimento de *lasers* semicondutores de última geração, foi possível instalar-se redes de transmissão de dados por fibras ópticas de alta capacidade e longas distâncias, implicando numa demanda crescente de componentes ópticos, para estas redes, que permitam integração aos sistemas atuais, com alta eficiência e baixo custo.

Linearidade ou não linearidade é uma propriedade do meio através do qual a luz propaga-se, e não uma propriedade da luz isoladamente, visto que, a interação luminosa acontece via meio material. A resposta não linear do meio, a campos intensos, pode ser caracterizada pelas susceptibilidades de segunda ordem em diante, as quais originam vários fenômenos e aplicações interessantes.

No capítulo anterior, foram demonstradas as características de transmissão de um AOTF Linear, a partir de suas equações acopladas considerando regime de onda contínua e pulsado. Neste capítulo, serão desenvolvidos os fundamentos teóricos que descrevem a propagação eletromagnética em meios com resposta não linear. Isto contribuirá para se chegar ao modelo teórico do AOTF Não Linear e conseqüentemente auxiliando a compreensão do modelo do AOTF com configuração híbrida no capítulo 4 foco principal desta dissertação .

3.1 Propagação Eletromagnética em Meios Não Lineares

O objetivo desta seção é verificar os efeitos não lineares, como resposta do guia de onda não perturbado a campos eletromagnéticos intensos. Todos os possíveis efeitos estão condensados na polarização induzida \mathbf{P} .

Todo fenômeno eletromagnético é perfeitamente descrito pelas equações de Maxwell [1], basta fazer as devidas modificações adaptando-as ao tipo de problema que se deseja investigar. No desenvolvimento das equações acopladas para o AOTF Linear, não foram considerados os possíveis efeitos não lineares, que surgem como uma resposta do meio aos campos eletromagnéticos intensos. A permissividade (ou tensor) dielétrica na equação (2.3), não incluiu os termos que descrevem a polarização do meio devido ao tensor de susceptibilidade elétrica χ . Por outro lado, a presença do termo de perturbação dielétrica pode descrever qualquer desvio na polarização do meio, e conseqüentemente caracterizar uma nova polarização devida unicamente a esta perturbação.

Considerando a aproximação de variação lenta do envelope da amplitude do campo elétrico, a equação de onda deduzida das equações de Maxwell, que descreve a propagação de um campo elétrico em um meio dielétrico sem magnetização macroscópica, eletricamente neutra e não condutor, é escrita no Sistema Internacional de Unidades (SI) como:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (3.1)$$

Em (3.1) μ_0 é a permeabilidade magnética do espaço livre e a polarização total (\mathbf{P}_T), pode ser escrita como a soma:

$$\mathbf{P}_T = \mathbf{P} + \mathbf{P}_P \quad (3.2)$$

Na equação (3.2) \mathbf{P}_P é o desvio de polarização devido à perturbação dielétrica (variação periódica no índice de refração do meio). Para o dispositivo estudado, os efeitos contidos em \mathbf{P}_P foram contabilizados no Capítulo 2 e resultaram na teoria de modos acoplados para o AOTF Linear.

A resposta de qualquer dielétrico, a um campo óptico, torna-se não linear para altas intensidades eletromagnéticas. Em um nível fundamental, a origem da resposta não linear está relacionada ao movimento anarmônico dos elétrons, em um meio sob a influência de

um forte campo aplicado. Como resultado, a polarização induzida no meio deixa de ser proporcional ao campo elétrico e passa a satisfazer a relação mais geral:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} + \chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \quad (3.3)$$

A relação que existe entre a polarização \mathbf{P} e o campo elétrico \mathbf{E} , na equação (3.3), é chamada de equação do meio, e determina as características intrínsecas do mesmo. Na equação (3.3) ϵ_0 é a permissividade do vácuo e $\chi^{(m)}$ ($m = 1, 2, 3$) significa o tensor de susceptibilidade elétrica (ordem m) do meio dielétrico. O símbolo \otimes representa o produto tensorial, e gera todos os termos decorrentes do produto das componentes de $\chi^{(m)}$ com as componentes do campo elétrico \mathbf{E} .

A polarização elétrica de um dado meio material deve trazer embutidas todas as propriedades elétricas do meio, assim como a magnetização deve conter as propriedades magnéticas. Estas duas grandezas constituem a resposta do meio aos campos externos. Em geral, a polarização \mathbf{P} pode ser dividida em duas partes, uma linear e outra não linear [2], de tal forma que:

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \\ \text{em que} \\ \mathbf{P}_L &= \epsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} \\ \mathbf{P}_{NL} &= \epsilon_0 \chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \end{aligned} \quad (3.4)$$

Considerando o que foi exposto até aqui, torna-se prático pensar na relação $\mathbf{P} - \mathbf{E}$ como um sistema com entrada \mathbf{E} e saída ou resposta \mathbf{P} . Com base nesta idéia, pode-se analisar a resposta do sistema fazendo uma combinação das características desejáveis para o meio [3].

Nesta seção, o estudo terá como foco apenas os efeitos da não linearidade (\mathbf{P}_{NL}) do meio na propagação de pulsos ópticos. É importante ressaltar que os termos de susceptibilidade não possuem dependência temporal, ou seja, o meio material responde instantaneamente em \mathbf{P} a qualquer intensidade do campo aplicado \mathbf{E} . Isto caracteriza um sistema sem memória.

Adicionalmente, mas apenas no próximo capítulo, é considerada uma relação dinâmica com memória.

A susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição dominante para a polarização \mathbf{P} , sendo que seus efeitos estão inclusos no índice de refração linear n_L (dispersão cromática) e no coeficiente de atenuação α do meio (absorção material e espalhamento de Rayleigh). Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um dielétrico, a resposta do meio, em geral, depende da frequência óptica (ω). Esta propriedade, referida como dispersão cromática, manifesta-se, através do índice de refração, com uma dependência com a frequência, ou seja, $n(\omega)$. A dispersão cromática está associada com a parte real da transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$, enquanto que o coeficiente de atenuação α é proporcional a parte imaginária. A susceptibilidade de segunda ordem $\chi^{(2)}$ está presente nos materiais não centro-simétricos, sendo responsável pelos efeitos não lineares de segunda ordem como a geração de segundo harmônico, a geração de soma e diferença de frequências, entre outros. A susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ existe em meios com ou sem simetria de inversão, sendo responsável pelos efeitos ópticos não-lineares de terceira ordem que incluem a geração de terceiro harmônico, a mistura de frequências, o espalhamento Raman e Brillouin e o efeito Kerr. Processos não-lineares de ordem mais alta do que a terceira são menos eficientes, exceção feita aos casos em que uma ressonância do material é explorada, quando efeitos de alta ordem podem tornar-se evidentes.

Dentro do estudo proposto nesta dissertação, os únicos efeitos não lineares considerados estão relacionados à susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$. Para tanto, é necessário construir o AOTF com material centro-simétrico, o qual têm uma susceptibilidade de segunda ordem nula, ou justificar esta consideração quando o material for não centro-simétrico. Portanto, oportunamente, a determinação, nesta dissertação, de que $\chi^{(2)} = 0$ será devidamente justificada, de acordo com o material indicado para a construção do AOTF, em cada uma de suas aplicações. Como uma consequência do que foi exposto até aqui, o comportamento não linear do meio é apenas devido ao termo de susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$. Em particular, a parte real de $\chi^{(3)}$ é responsável pelo Efeito Kerr, enquanto que a parte imaginária pelo Efeito Raman estimulado. O estudo do Efeito Raman está fora do escopo desta dissertação, devido às suposições de resposta não linear instantânea. O efeito Kerr óptico é o fenômeno no qual o índice de refração do meio muda quando a órbita do elétron é deformada por um forte campo elétrico [4]. O princípio do Efeito Kerr está matematicamente descrito nos dois próximos parágrafos.

Visto que o índice de refração está relacionado com a susceptibilidade por $n^2 = (1 + \chi)$, a presença de $\chi^{(3)}$ implica em um índice de refração dependente da intensidade do campo eletromagnético aplicado $I = |A|^2 / 2Z_I$, em que $Z_I = \sqrt{\mu \epsilon}$ é a impedância eletromagnética do meio. Em particular, o índice de refração pode ser escrito como:

$$n = n_L + n_{NL} \frac{|A|^2}{2Z_I} = n_L + n_{NL} I. \quad (3.5)$$

Na equação (3.5) n_L e n_{NL} são os índices de refração linear e não linear, respectivamente. A susceptibilidade não-linear reflete, também, a simetria estrutural do material. Isso é importante porque reduz, em muitos casos, o número de componentes independentes e diferentes de zero do tensor que são necessários para descrever o sistema. Uma consequência disto é que, para todos os materiais que têm um centro de simetria de inversão, todos os elementos de todos os tensores susceptibilidade de ordem par são identicamente iguais a zero. Por esta razão, os processos não-lineares de ordem par nestes materiais não são possíveis. Em um meio dielétrico com apenas uma não linearidade óptica de terceira ordem, o índice de refração não linear (n_{NL}) está relacionado com o tensor $\chi^{(3)}$ através de

$$n_{NL} = \frac{3Z_0}{\epsilon_0 n_L^2} \chi^{(3)}. \quad (3.6)$$

Em (3.6) Z_0 é a impedância eletromagnética do espaço livre. A não linearidade Kerr dá origem a diferentes efeitos, dependendo das condições com que um ou dois sinais ópticos são transmitidos no guia. Dentre eles estão a automodulação de fase (SPM), a modulação cruzada de fase (XPM), a instabilidade modulacional e outros processos paramétricos tais como geração de harmônicos, amplificação paramétrica e mistura de quatro ondas [5]. Inúmeras são as aplicações para estes efeitos anteriores, como chaveamento óptico, portas lógicas, compressão de pulsos, computação óptica, dentre outros. Os dois principais efeitos decorrentes da não linearidade Kerr, que estão mais presentes em um número maior de aplicações de dispositivos integrados, são a automodulação de fase (SPM) e a modulação cruzada de fase (XPM).

O fenômeno que está relacionado com a automodulação de fase (SPM) surge devido a uma dependência da intensidade, observada no índice de refração do meio. Sabe-se que

o campo elétrico possui uma fase dependente da constante de propagação, que é proporcional ao índice de refração (n), conforme foi visto no capítulo anterior. Pela equação (3.5), verificou-se também que n possui uma dependência não linear com a intensidade do campo que se propaga. Assim, juntando estes dois fatos, tem-se que a fase do sinal que se propaga, possui uma variação não linear proporcional à sua própria intensidade. Finalmente, se o sinal óptico é modulado por sua intensidade, o deslocamento de fase não linear causa uma modulação espúria na fase. Resumidamente, isto descreve a automodulação de fase (SPM). Desta forma, o termo SPM refere-se a uma mudança de fase auto induzida e experimentada por um pulso óptico durante sua propagação em um meio dielétrico. A magnitude desta mudança pode ser obtida observando que a fase do campo óptico muda através de

$$\varphi = \frac{n\omega_0 \xi_L}{c} = \frac{(n_L + n_{NL} I) \omega_0 \xi_L}{c} \quad (3.7)$$

Na equação (3.7) $\omega_0 = 2\pi f_0$ e ξ_L é o comprimento propagado. Portanto, $\varphi_{NL} = (n_{NL} I \omega_0 \xi_L) / c$ é a mudança de fase não linear devido a auto modulação de fase (SPM). O estudo de muitos efeitos não lineares em meios materiais envolve o uso de pulsos ópticos. A equação básica que governa a propagação de pulsos com largura temporal $\Delta t_0 \geq 1$ ps [termo definido em (3.21)], em meios dielétricos não lineares, pode ser desenvolvida a partir da equação (3.1) com $\mathbf{P}_T = \mathbf{P}_{NL}$. O campo elétrico que resume as características de propagação de um pulso com frequência óptica central ω_0 na direção z , é representado por:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = A(z, t) \exp(-i \beta_0 z) \exp(i \omega_0 t) \mathbf{p}_I \quad (3.8)$$

Em (3.8) \mathbf{p}_I é o vetor unitário representando o estado de polarização do campo, o qual pode ser assumido polarizado linearmente ao longo do eixo y ($\mathbf{p}_I = \mathbf{p}_y$). $A(z, t)$ é a amplitude complexa que representa o perfil (envoltória) do pulso e possui variação temporal lenta. A idéia contida na equação (3.8) decorre da separação do campo elétrico em duas partes: uma lenta, como foi enunciado no produto $A(z, t) \exp(-i \beta_0 z)$, e outra rápida que representa as oscilações em frequência óptica $\exp(i \omega_0 t)$. No tempo, a única parte do pulso observada é a lenta, devida suas frequências serem compatíveis com a velocidade do sistema de detecção.

Com a não linearidade devida apenas ao efeito da automodulação (SPM), resultante da susceptibilidade $\chi^{(3)}$, a polarização não linear do meio pode ser escrita como [5]:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = 3\epsilon_0 \chi^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (3.9)$$

Na equação (3.9) são desprezadas as componentes de \mathbf{P}_{NL} com freqüências maiores do que ω_0 . Sob as suposições anteriores, a partir das equações (3.1), (3.8) e (3.9), pode ser mostrado que o perfil $A(z, t)$ de um pulso óptico propagando-se no meio considerado, deve satisfazer a seguinte equação diferencial não linear:

$$\frac{\partial A}{\partial z} = i\gamma |A|^2 A. \quad (3.10)$$

Em (3.10) $\gamma = \frac{\omega n}{2cZ_0} \chi^{(3)}$ é um coeficiente representando o efeito não linear (SPM).

A equação (3.10) admite a solução $A(z, t) = A(0, t) \exp[i\varphi_{NL}(z, t)]$, em que $\varphi_{NL}(z, t) = \gamma z |A(0, t)|^2$. Apesar de $\varphi_{NL}(z, t)$ ter uma dependência temporal, é possível verificar que o pulso propagado mantém o perfil de sua intensidade temporal, ou seja, $|A(z, t)|^2 = |A(0, t)|^2$. Portanto, antes de fazer a modelagem matemática para o AOTF Não Linear, convém fazer uma rápida análise sobre o efeito de $\varphi_{NL}(z, t)$ no perfil espectral do pulso propagado.

Na prática, o termo φ_{NL} causa uma modulação de fase não linear no campo transmitido. Na ausência da dispersão por velocidade de grupo (GVD), a presença de uma modulação de fase não linear causa o alargamento espectral do sinal. Este alargamento espectral é uma consequência da dependência temporal de φ_{NL} e depende do perfil do pulso considerado, pois $\varphi_{NL}(z, t) = \gamma z |A(0, t)|^2$. Isto pode ser melhor entendido observando que uma fase variando no tempo implica em uma freqüência óptica instantânea que difere, ao longo do pulso, de sua freqüência central ω_0 . Esta diferença assume uma variação

temporal não linear dada por: $\delta\omega_{NL}(t) = \frac{\partial\varphi(z, t)}{\partial t} = \gamma z \frac{\partial}{\partial t} |A(0, t)|^2$ e corresponde a uma modulação de fase não linear. Desta forma, a modulação de fase não linear induzida pela automodulação de fase (SPM), cresce em magnitude com a distância propagada z . Em outras palavras, novas componentes de freqüência são continuamente geradas à medida que o pulso propaga-se no meio. É importante ressaltar que este efeito, combinado com a

modulação de fase linear gerado pelo GVD, pode ser utilizado na geração de sólitons, compressão de pulsos ópticos e chaveamento óptico, dentre outros.

As curvas da Figura 3.1 foram obtidas da equação (3.10) variando-se a potência do pulso inicial com $\gamma = 6,53 \text{ (Wmm)}^{-1}$, e mostram o espectro do pulso inicial e de saída ($z = \xi_L = 1,53 \text{ mm}$) como uma função do máximo valor de ϕ_{NL} , o qual ocorre no centro do pulso e é dado por:

$$\phi_{NLmáx} = \gamma P_0 \xi_L = \frac{\xi_L}{L_{NL}} \quad (3.11)$$

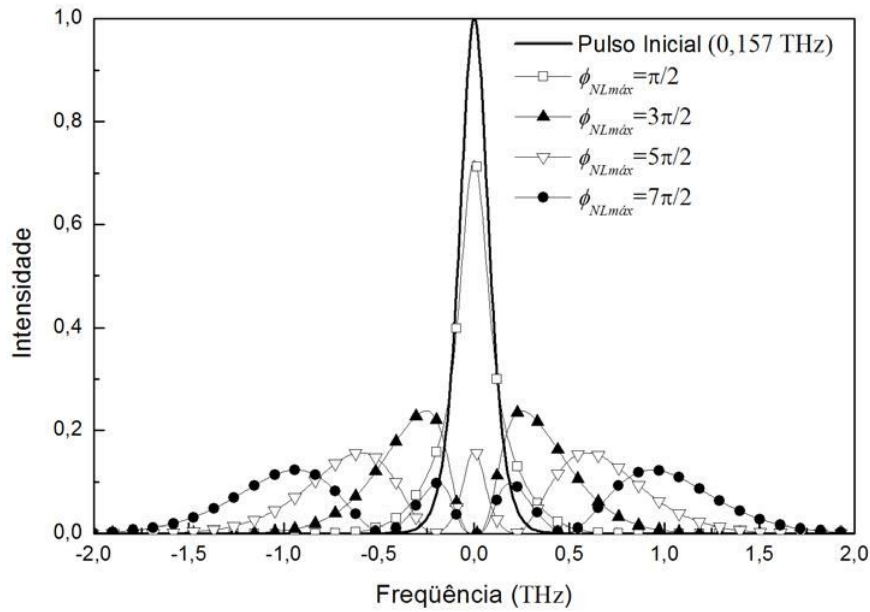


Figura 3.1: Alargamento espectral devido a automodulação de fase (SPM), em relação à máxima mudança de fase não linear $\phi_{NLmáx} = \xi_L / L_{NL}$ ($\xi_L = 1,53 \text{ mm}$) [6].

Na equação (3.11), $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$ é o comprimento de não linearidade e P_0 é a potência inicial do pulso. O significado físico de L_{NL} torna-se evidente na equação (3.11) quando $\phi_{NLmáx} = 1$, pois, neste caso L_{NL} é a própria distância propagada ξ_L . O pulso inicial possui perfil secante hiperbólico, sem nenhuma modulação de fase inicial $\delta\omega_0$, tendo uma largura temporal de $\Delta t_I = 2 \text{ ps}$.

Para um dado comprimento ξ_L , o comportamento da Figura 3.1 pode ser observado também experimentalmente, considerando que $\varphi_{NLmáx}$ cresce linearmente com a potência de pico P_0 , de acordo com a equação (3.11). O comportamento mais notável na Figura 3.1 é a presença de uma estrutura oscilatória em toda faixa de frequência, acompanhando o alargamento espectral. Em geral, o espectro consiste de muitos picos, sendo que a quantidade de picos (M) está relacionada com a fase através de $\varphi_{NLmáx} = (M - 0,5)\pi$ [5].

3.2 Referências Bibliográficas

- [1]. G. P. Agrawal (1997). *"Fiber Optic Communication Systems"*. Wiley Interscience. Segunda edição.
- [2]. S. Y. R. (1984). *"Principles of Nonlinear Optics"*. Wiley Interscience.
- [3]. B. E. A. Saleh e Malvin Carl Teich (1991). *"Fundamentals of Photonics"*. Wiley Interscience.
- [4]. R. W. Hellwarth (1997). *"Third order optical susceptibilities of liquids and solids"*. Prog. Quantum Electron, vol. 5, páginas 1 – 68.
- [5]. G. P. Agrawal (2001). *"Nonlinear Fiber Optics"*. Academic Press. Terceira edição.
- [6]. Sobrinho C. S. Estudo do desempenho de filtros acusto-ópticos sintonizáveis com aplicações em roteamento, sensoriamento térmico e portas lógicas. 2007. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) - Universidade Federal do Ceará.

CAPITULO 4

Biestabilidade Óptica

Neste capítulo são apresentadas as propriedades fundamentais e características resultantes da Biestabilidade Óptica (BO) no Filtro Acusto Óptico Sintonizável Híbrido (HAOTF).

A Biestabilidade Óptica ocorre quando há combinação de não linearidade e realimentação, este fenômeno consiste no controle da luz por luz, ou seja, podemos obter um relação entre o campo de saída a partir do campo de entrada, isso implica na existência de dois níveis de potência da radiação transmitida através de um dispositivo contendo um meio não linear, para apenas um nível de potencia da radiação incidente, o que pode permitir a construção de dispositivos ópticos [1 - 4].

Alguns sistemas ópticos tem apresentado comportamento biestável sob certas condições e com determinados parâmetros de operação do sistema e que devido a possibilidade do controle da luz através da luz está sendo possível utilizar tal fenômeno em aplicações potenciais como, comutadores (switch), memórias e transistores ópticos.

A primeira previsão teórica da ocorrência de BO (absorsiva) foi feita por Szöke e colaboradores [5] para uma cavidade Fabry – Pérot preenchida por um absorvedor saturável e iluminada com luz monocromática. Em tal sistema, a BO era gerada pelo “branqueamento” do meio (que ocorre para níveis de intensidade incidente em que o meio não absorve mais o feixe de luz) devido a saturação combinada com a realimentação providenciada pela cavidade. McCall [6] também previu a biestabilidade óptica absorsiva para um sistema semelhante usando as equações de Maxwell – Bloch. O aumento da densidade de fótons na junção aumenta a emissão estimulada, o que faz diminuir a densidade de portadores de carga. Com a queda na densidade de portadores, o material se torna menos absorvente, o que se expressa num aumento em seu índice de refração. Essa mudança no índice de refração altera também a condição de ressonância na cavidade que, em certas condições, pode ser intensificada, levando a uma maior densidade de fótons na junção. Essas dependências formam um ciclo de realimentação positiva na potência do diodo que, dependendo do tempo de vida médio dos portadores de carga, pode ser um ciclo com um atraso apreciável. O ciclo atrasado de realimentação positiva leva então à existência de regimes de instabilidade e de biestabilidade ótica no laser semiconductor.

Estes trabalhos teóricos motivaram o interesse de H. M. Gibbs para realizar experimentos onde tal fenômeno fosse observado. Em 1976, H. M. Gibbs e colaboradores [7] conseguiram demonstrar experimentalmente, pela primeira vez, através do uso de uma cavidade Fabry – Pérot contendo um meio não linear (vapor de sódio) um dispositivo cuja transmissão fosse biestável. Contudo, neste sistema a dispersão não - linear predominou sobre a absorção não - linear e observou-se a existência também de biestabilidade dispersiva. Seguiu-se a criação de um modelo teórico que explicasse o novo efeito . Em frequências onde o efeito dispersivo foi eliminado a biestabilidade óptica puramente absorpsiva só foi vista usando-se fortes potencias de luz incidente.

A biestabilidade óptica em um semiconductor (dispersiva) foi observada pela primeira vez também por H. M. Gibbs *et al.* [8]. Tal comportamento biestável surge da interação de não linearidade do meio óptico e da realimentação “*feedback*” (no caso estudado nesta dissertação esta realimentação foi obtida através de um dispositivo externo). No sistema descrito nesta dissertação, a curva de biestabilidade na intensidade de saída em função da intensidade de entrada é associada a uma curva de histerese, representada pela figura 4.1.

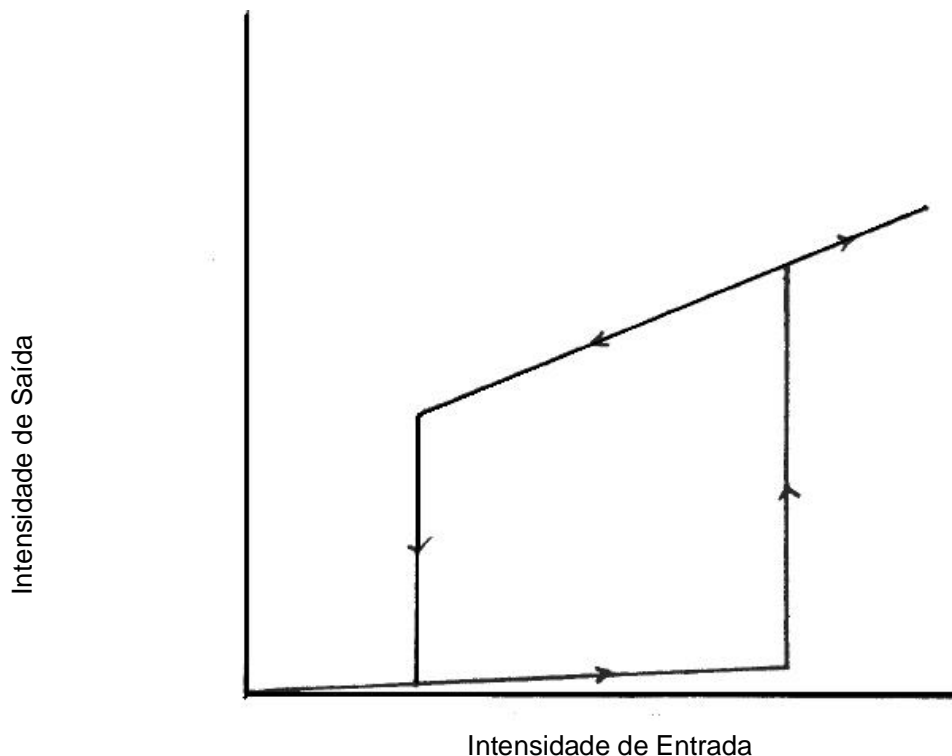


Figura 4.1: Curva de histerese característica de um dispositivo biestável, intensidade da potencia de entrada pela intensidade da potencia de saida.

No regime de baixa intensidade incidente no dispositivo, a intensidade transmitida por ele é pequena e se comporta de maneira linear. Todavia, acima de uma certa intensidade crítica, a intensidade incidente é quase que totalmente transmitida, chaveando de um estado de transmissão baixo – para – alto.

Os requisitos físicos para a biestabilidade são i) um meio onde o índice de refração ou absorção seja dependente da intensidade luminosa e ii) que os meios de realimentação, tal como a transmissão, dependam da intensidade da potência de saída.

4.1 Sistemas Bistáveis

A biestabilidade é característica de sistemas que apresentam memória, ou seja, em que o estado do sistema num dado instante depende do estado do sistema em instantes passados. Semicondutores que apresentam biestabilidade óptica têm sido desenvolvidos e aplicados na composição de memórias e roteadores óticos, e foram amplamente estudados [9,10].

Um sistema biestável é aquele que tem uma saída que aceita dois valores distintos (os chamados estados), não importando que entrada seja aplicada. Quando o nível de potência da entrada ultrapassa o limiar x_2 , o dispositivo muda seu estado para o nível mais alto de energia. Se a potência é, então, diminuída para um valor abaixo do limiar x_1 , o dispositivo chaveia para o estado de mais baixa energia. Entre os limiares x_1 e x_2 os dois estados são possíveis, mas vai depender do histórico da entrada [11]. Isso fica claro na Figura 4.2.

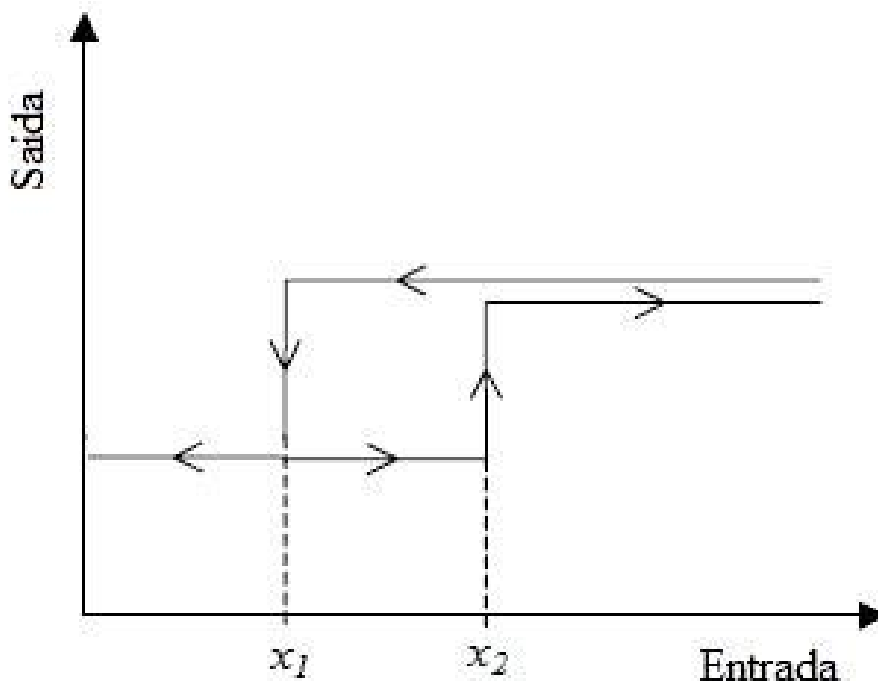


Figura 4.2: Esquema básico de uma operação com comportamento biestável [19].

De fato, a biestabilidade dá margem para a concepção de alguns dispositivos completamente óticos, onde luz controla luz [12]. Esses dispositivos podem operar em diferentes funções como: elementos para memória óptica, portas lógicas, chaveamento

óptico, processamento de sinais, laser pulsados, etc. Em geral, seu princípio de funcionamento baseia-se em realimentação ou em dispositivos não-lineares. Maiores informações podem ser encontradas em [13 - 14].

Dentre algumas das funcionalidades acima colocadas, o sistema, para ser factível, deve possuir: i) potência óptica de operação suficientemente pequena, devido às potências ópticas envolvidas; ii) energia total de operação também relativamente baixa, para possibilitar dissipação térmica e diminuir as perdas e iii) compatibilidade com os outros dispositivos do sistema.

4.2 Modelo Híbrido do AOTF (HAOTF)

Dispositivos ópticos bistáveis tem recebido muita atenção nos recentes anos por conta de suas potenciais aplicações em processamento de sinais ópticos, um exemplo simples deste tipo de dispositivo consiste em um ressonador Fabry Perot constituído de um material não linear. A realimentação é produzida por conta de várias reflexões no ressonador onde a não linearidade é obtida pela refração não linear. Este tipo de sistema refere – se a um dispositivo que possui biestabilidade óptica intrínseca [15], mas por conta da dificuldade de encontrar material não linear adequado e que contenha tal característica, as investigações agora estão direcionadas a um dispositivo conhecido como óptico biestável híbrido. A figura 4.3 mostra um Filtro Acusto Óptico numa configuração biestável híbrida, operando em regime de Bragg.

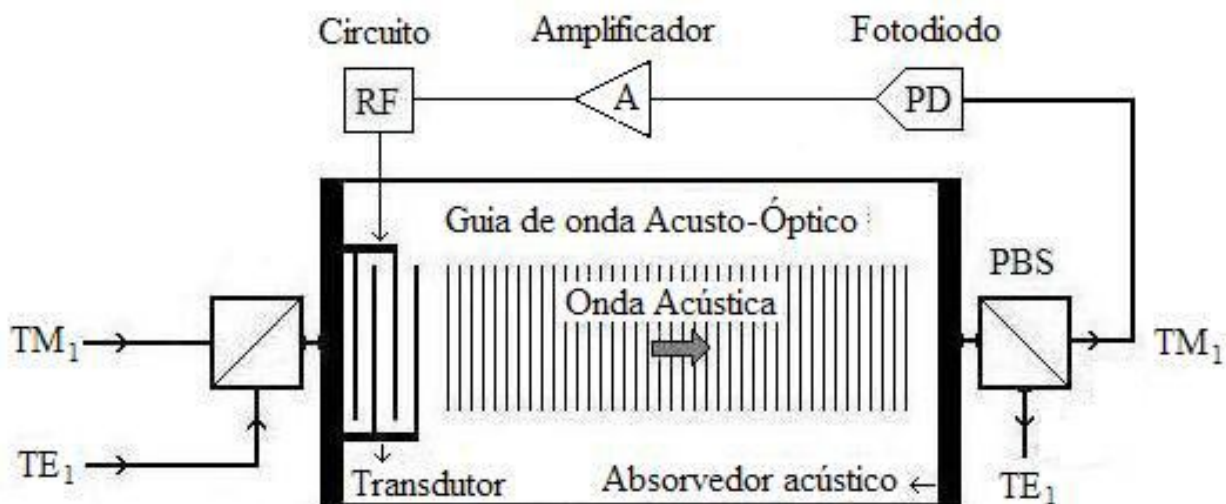


Figura 4.3 : Esquema de um Filtro Acusto-Óptico Sintonizável Híbrido (HAOTF) dependente da polarização da luz de entrada.

Em geral, o princípio de funcionamento de dispositivos biestáveis baseia-se na combinação entre realimentação e não linearidade [16 -17]. O Filtro Acousto Óptico híbrido, consiste em um conversor de modos $TE_1 \leftrightarrow TM_1$ no qual é adicionado um circuito de realimentação (feedback). De uma forma geral, em trabalhos na literatura especializada [18-19], este feedback é configurado inserindo um fotodetector (PD) juntamente com um amplificador operacional (A), igualmente como mostra a Figura 4.3. Entretanto, o que muda é a forma como esta realimentação é manipulada, de forma a influenciar na operação do dispositivo em questão.

Neste sistema, o feixe de entrada é polarizado e enviado através de um HAOTF, que é utilizado como conversor modal e/ou discriminador de frequência. A luz convertida entre os modos é novamente polarizada e parte dela detectada pelo fotodetector (PD) cuja função é absorver a luz transmitida pelo dispositivo e convertê-la em corrente elétrica, sendo esta conversão de luz em corrente, realizada utilizando a energia do fóton para retirar elétrons da camada de valência de um semicondutor (fotoionização), gerando portadores de carga e colocando-os em movimento, o que caracteriza a corrente. Após esta conversão a corrente é amplificada (A) através de um fator de conversão potencia-constante de propagação de onda G e injetada como sinal elétrico em um circuito de rádiofrequência (RF) somando este sinal que é novamente convertido à próxima potencia de entrada. Desta forma, a tensão elétrica alternada resultante, aplicada ao transdutor (SAW), pode ser influenciada pela potência de saída em um dos modos ópticos, modificando, de certa forma, as características de transmissão do dispositivo.

O estado do dispositivo depende do passado deste. Supondo que nenhuma luz passou através do dispositivo, este encontra-se no estado \uparrow . Por sua vez, se a intensidade da luz já atingiu a primeira intensidade crítica $P_{OS \uparrow}$, o dispositivo encontra-se no estado \downarrow . Os principais parâmetros de um dispositivo biestável são as intensidades críticas e a diferença entre elas. Estes valores são úteis quando se deseja utilizar uma grade como chave não-linear totalmente óptica. Foi convencionado, neste trabalho, chamar a primeira intensidade crítica de intensidade de subida $P_{OS \uparrow}$ e a segunda intensidade crítica de intensidade de descida $P_{OS \downarrow}$, sendo a diferença entre elas o delta de chaveamento ou delta de intensidades

$$P_{OS} = P_{OS \uparrow} - P_{OS \downarrow} \quad (4.1) \quad [19].$$

4.3 PROCEDIMENTO NUMÉRICO

Esta seção descreve o procedimento numérico utilizado para a análise da transmissão de ondas contínuas (CW) nas frequências em torno da frequência de atuação do HAOTF, conforme estrutura teórica estabelecida no capítulo 2. Em princípio são estabelecidas as condições iniciais para a amplitude temporal do comprimento de onda considerado, com energia total concentrada apenas na polarização TE₁, ou seja,

$$A_1(0,t) = \sqrt{P_0} \quad \text{TE}_1 \quad (4.1)$$

$$A_2(0,t) = 0. \quad \text{TM}_1 \quad (4.2)$$

Em seguida, o sistema de equações não lineares de Schrödinger (NLSEs)

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} = -iK_1 A_1 - \frac{i\Delta\beta}{2} A_1 - \frac{\alpha}{2} A_1 + i\gamma Q(z) |A_1|^2 + \eta |A_1|^2 A_1 - \frac{i}{\beta} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} = -iK_2 A_2 + \frac{i\Delta\beta}{2} A_2 - \frac{\alpha}{2} A_2 + i\gamma Q(z) |A_2|^2 + \eta |A_2|^2 A_2 - \frac{i}{\beta} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} \quad (4.4)$$

[equações (4.3) – (4.4)] é resolvido numericamente levando em consideração as condições iniciais dadas pelas equações (4.1) e (4.2). Nesta análise utilizamos o método numérico Runge Kutta de 4ª ordem para estudarmos o acréscimo e decréscimo da potência de entrada na equação (4.1), em um HAOTF nas seguintes condições de operação:

$\gamma = 1,22 \times 10^{-3} \text{ (Wm)}^{-1}$ (LiNbO₃), sem perdas ($\alpha_{dB} = 0$) e sem dispersão $\beta^{(2)} = 0$ (CW). Considera-se a propagação do sinal em um filtro acusto-óptico híbrido com comprimento $\xi_L = 0,017 \text{ m}$. Consequentemente, através da equação (2.35),

$$\Delta f_{AOTF} = \frac{0,8c}{|\Delta n| \xi_L} \quad (2.35)$$

temos que a banda de transmissão do dispositivo é dada por $\Delta f_{AOTF} = 0,157 \text{ THz}$, o que por sua vez tem uma largura muito maior do que a largura do espectro do sinal CW de entrada. Para o estudo proposto, o efeito da realimentação, configurada na Figura 4.3, pode provocar variações tanto na intensidade como na frequência da onda acústica resultante no meio. Como foi comentado antes, a amplitude da RF controla a intensidade da onda acústica que permite ajustar o nível da intensidade da luz transmitida, o que equivale, no domínio óptico,

a variação do produto $\kappa\xi_L$. Por outro lado, a frequência do sinal de RF controla a frequência da onda acústica que determina a frequência, ou comprimento de onda óptico, a ser transmitido, correspondendo no domínio óptico, a uma variação no valor da condição de casamento de fase. Nesta dissertação, esta variação pode ser analisada e interpretada tendo como base a seguinte expressão:

$$\Delta\beta = \Delta\beta_0 + GP_{OS}. \quad (4.5)$$

Em (4.5) $\Delta\beta_0$ é o descasamento de fase inicial (sem a realimentação), G é um fator de conversão potencia-constante de propagação, o qual nos permite também, na configuração proposta, controlar e quantificar o nível do efeito da potencia de saída de um dos modos P_{OS} , sobre comprimento de onda óptico central, selecionado pelo filtro e determinado por f_a . Desta forma é possível ajustar, numericamente, a configuração e, conseqüentemente, os resultados obtidos para as possíveis situações práticas.

4.4 Aplicações

Nas próximas seções será mostrado algumas das aplicações da biestabilidade óptica tais como, Porta Lógica e Flip Flop.

4.4.1 Porta Lógica

As portas lógicas são componentes básicos e necessários a muitos circuitos digitais e, até mesmo, em circuitos integrados complexos como, por exemplo, os processadores e microcontroladores. O comportamento de cada tipo porta lógica, dentro da álgebra Booleana, está estabelecido pela sua tabela verdade, que apresenta os estados, ou níveis, lógicos das entradas e das saídas. Existem vários tipos de portas lógicas, todavia, nesta tese, existe o interesse principal nas operações lógicas E e OU. As Figuras 4.4 e 4.5, mostram os símbolos gráficos das portas lógicas E e OU, seguidas por suas respectivas Tabelas (4.1 e 4.2) verdades. A porta lógica E realiza uma operação lógica booleana, que é representada por uma multiplicação. Por isso, se L_1 e L_2 são suas entradas, na saída tem-se o resultado correspondente a equação Booleana $R = L_1 \cdot L_2$, produzindo uma saída com nível lógico 1, se todos os sinais de entrada forem bits 1s. Caso qualquer um dos sinais de entrada tenha nível lógico 0, a porta E produzirá um sinal de saída com nível lógico também 0. A porta lógica OU, realiza uma operação lógica Booleana, que é representada por uma soma ou adição. Por isso, se L_1 e L_2 são suas entradas, na saída tem-se o resultado correspondente a $R = L_1 + L_2$, produzindo um nível lógico 1, se qualquer um dos sinais de entrada tiver nível lógico 1. Somente no caso onde os dois sinais de entrada tem níveis lógico 0, a porta OU produzirá um sinal de saída com nível lógico também 0 [20].

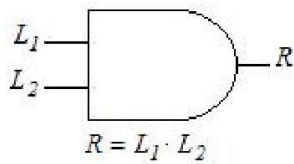


Figura 4.4: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta E.

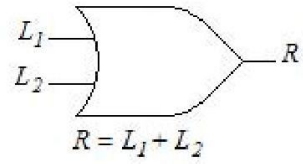


Figura 4.5: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta OU.

Tabela 4.1: Tabela verdade para porta E.

L_1	L_2	$R = L_1 \cdot L_2$	L_1	L_2	$R = L_1 + L_2$
0	0	0	0	0	0
0	1	0	0	1	1
1	0	0	1	0	1
1	1	1	1	1	1

Tabela 4.2: Tabela verdade para porta OU.

O modelo proposto para a investigação da performance do AOTF, realizando operações lógicas E e OU, ocorre em uma arquitetura não estudada nesta dissertação, mas que o dispositivo proposto tem aplicações desta natureza [20].

4.4.2 Flip Flop

O campo da eletrônica digital é basicamente dividido em duas áreas, lógica combinacional e lógica seqüencial. Em alguns circuitos lógicos (lógica combinacional), o nível lógico de saída depende somente dos níveis das entradas destes circuitos. Em outros circuitos em que o nível de saída depende da combinação dos níveis de entrada naquele momento, e dos níveis de entrada em momentos anteriores (lógica seqüencial). Os flip-flops são circuitos digitais pulsados bistáveis, ou seja, possuem dois estados estáveis. Pela ação de um estímulo, passam de um primeiro estado ao segundo e permanecem indefinidamente neste segundo estado, mesmo após a cessação do estímulo, até que seja forçado a voltar ao primeiro estado pela ação de outro estímulo. O flip-flop é capaz de servir como memória de um bit. O flip-flop RS é o mais simples desses circuitos bistáveis. Vamos considerar um flip-flop RS, constituído de circuitos lógicos NAND como mostrado na figura abaixo.

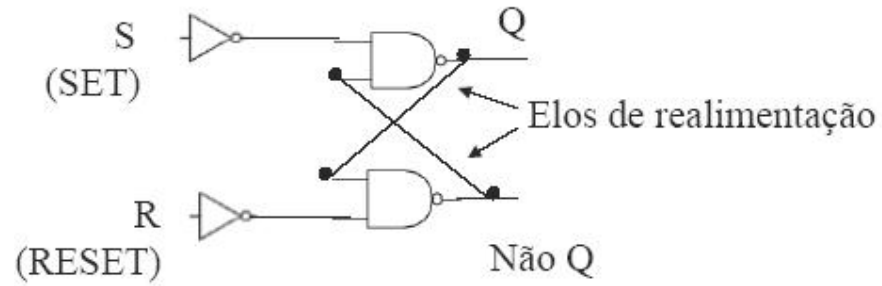


Figura 4.6 Modelo de um dispositivo Flip – Flop.

Notamos que os elos de realimentação fazem com que as saídas sejam injetadas juntamente com as variáveis de entrada, ficando claro, então, que os estados que as saídas irão assumir dependerão de ambas [21,22].

4.5 Referências Bibliográficas

- [1] Peng-Wang Zhai, Xue-Mei Su and Jin-Yue Gao, *Physics Letters A* 289, 27 (2001).
- [2] O. Guillot-Noel, Ph.Goldner and M. Popova, *Journal of Luminescence* 119-120, 478 (2006).
- [3] P. D. Maker, R. W. Terhune, M. Nisenhoff, e C. M. Savage, *Phys. Rev. Lett* 8 , 21 (1962).
- [4] José García Solé, Maria de la Ramírez, Airán Ródenas, Daniel Jaque, Lui Bausá, Marco Bettinelli, Adolfo Speghini, Enrico Cavalli e Lioudmila Ileva, *Journal of Luminescence* 119-120, 314 (2006).
- [5] A. Szöke, V. Daneu, J. Goldhar, e N. A. Kurnit, *Appl Phys. Lett.* 15, 376 (1969).
- [6] S. L. McCall, *Phys. Rev. A* 9, 1515 (1974).
- [7] H. M. Gibbs, S. L. McCall, e T. N. C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* 36, 1135 (1976).
- [8] H. M. Gibbs, S. L. McCall, e T. N. C. Venkatesan, A. C. Gossad, A. Passner e Wiegaman *Appl. Phys. Lett.* 35, 451 (1976).
- [9] G. P. Agrawal e N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers* (Von Nostrand Reinhold, New York, 1993).
- [10] G. P. Agrawal (ed.), *Semiconductor Lasers: Past, Present, and Future* (American Institute of Physics Press, New York, 1995).
- [11] H. M. Gibbs. *Optical Bistability: Controlling light with light*, Academic, New York, 1985.
- [12] Yosia, Yoichi Akano, Kazuhiko Tamura, Tetsuya Mizumoto, e Shum Ping .All-optical transistor operation based on the bistability principle in nonlinear distributed feedback GaInAsP-InP waveguide: a transient perspective. *J. Opt. Soc. Am. B*/Vol. 24, No. 7/July 2007
- [13] Bahaa E. A. Saleh, Malvin Carl Teich. *Fundamentals of Photonics*, John Wiley &

Sons, 1991.

[14] P. P. Banerjee and T.-C. Poon. “Principles of Applied Optics”. Richard D. Irwin, Inc., (1991).

[15] E. A. Bahaa Saleh, Malvin Carl Teich. “Fundamentals of Photonics”. Jonh Wiley & Sons (1991).

[16] A.-B.M.A. Ibrahima, J. Osman “Intrinsic optical bistability in Kerr ferroelectric materials”. Eur. Phys. J. B **63**, 193–198 (2008)

[17] C. Arshia. “Simulations of Bistable Acousto-Optic Devices Using MATLAB”. IEEE System Theory, Proceedings of the 35th Southeastern Symposium on Volume , Issue 16-18, 296 – 298 (2003).

[18] M. D. McNeill, T.C. Pcu Hybrid Acousto-Optical Bistability in the Second-Order Bragg Regime. IEEE Proceedings SSTT/CSA. 556-560, 1992.

[19] A. F. de Morais Neto. Chaveamento de pulsos ultracurtos em grades de Bragg não lineares de fibras ópticas: um estudo analítico-numérico. 2006. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Ceará.

[20] C. S. Sobrinho. Estudo do desempenho de filtros acusto-ópticos sintonizáveis com aplicações em roteamento, sensoriamento térmico e portas lógicas. 2007. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) - Universidade Federal do Ceará.

[21] Manoel R. Amaral Junior, Laboratório de Eletrônica Moderna, IFUFRRJ, Elementos de Eletrônica Digital, I.

[22] V. Idoeta e F. G. Capuano, Editora Érica e Ademir Eder Brandassi, Eletrônica Digital, Livraria Nobel S. A

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção, são mostrados os resultados numéricos para as curvas de biestabilidade de um HAOTF em função dos seus parâmetros: comprimento ξ_L , constante de acoplamento κ , descasamento de fase $\Delta\beta$, além do fator de conversão potencia-constante de propagação G .

O primeiro passo no desenvolvimento do raciocínio para o estudo proposto nesta dissertação, foi investigar o efeito resultante de uma variação na eficiência de conversão de energia entre os modos copropagantes, considerando seus efeitos nas intensidades das energias de saída nos dois modos.

A Figura 5.1 mostra que a quantidade da energia de saída contida no modo TE_1 torna-se mínima quando o descasamento de fase tem valor próximo zero. Por outro lado, a energia de saída contida no modo TM_1 torna-se máxima na mesma situação ($\Delta\beta = 0$). Além disso, ambas devem variar proporcionalmente, quando o produto $\kappa\xi_L$ assume valores diferentes.

Antes de mais nada, de acordo com a equação (4.2), que demonstra o princípio do raciocínio do estudo proposto, para pequenos valores de P_{OS} , a curva de transmissão, em função da frequência, deve permanecer praticamente inalterada. Caso contrário, a condição de máxima conversão, será deslocada em frequência, relativamente ao espectro do sinal de entrada. Como estamos considerando uma onda contínua (CW), como sinal de entrada, o espectro resultante deste sinal tem energia concentrada em uma única frequência (monocromática). Adicionalmente, consideramos este sinal monocromático fixo e centrado em torno de $\Delta\beta_0 = 0$. Se considerarmos P_{OS} como a potência de saída no modo TM_1 .

Como está configurado na Figura 5.1, podemos ressaltar que, a curva de transmissão deverá deslocar-se, mais rapidamente em frequência, pois mesmo para baixas potências do sinal de entrada, a maior fração da sua energia deve ser convertida para o modo TM_1 . Por outro lado, a realimentação pela potência de saída no modo TE_1 , permite-nos observar este deslocamento, em frequência, de forma mais lenta, nos proporcionando uma observação mais precisa deste comportamento.

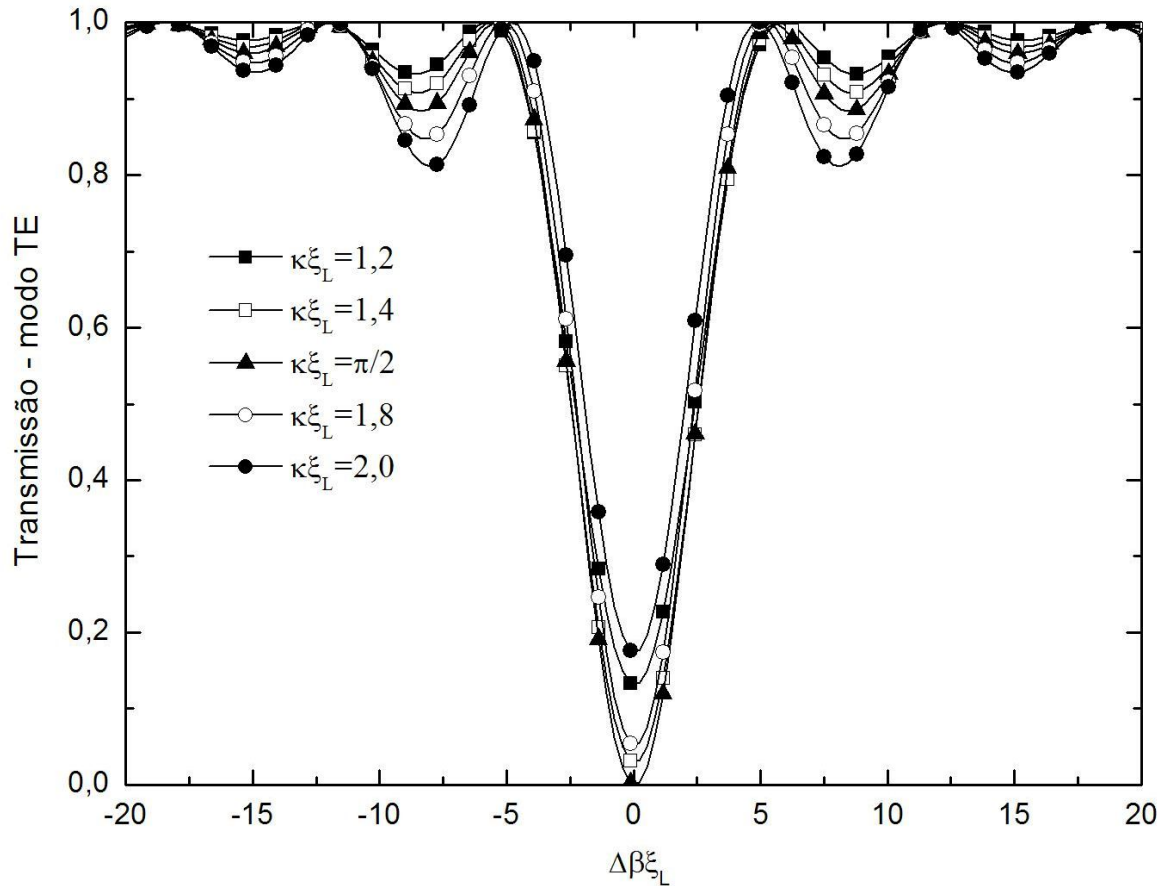


Figura 5.1: Curvas de transmissão para a potência de saída no modo TE₁, mostrando a eficiência de conversão de energia entre os modos, em torno de $\kappa_{12} \xi_L = \pi/2$, com $\Delta\beta_0 \xi_L = 30 \times 0,017 = 0,51$.

Para os resultados das Figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5, consideramos P_{OS} como sendo a potência de saída no modo TE₁. Em todas as figuras surgem regiões onde pequenas variações na potência de entrada resultam em forte variação na potência de saída.

Observando uma das situações preestabelecidas nas figuras, essas variações abruptas surgem tanto no acréscimo como no decréscimo da potência de entrada, apesar de ocorrerem em diferentes valores. Este comportamento delimita as faixas de potencia onde ocorre os chamados “estados” e caracteriza um sistema biestável, pois a potencia de saída pode assumir dois valores estáveis distintos independente da potencia de entrada aplicada.

Comparando as Figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5, observamos que os parâmetros analisados tem forte influência no valor da potencia de entrada onde começa e termina a faixa que delimita a biestabilidade.

Considerando dois dos três parâmetros analisados com um valor fixo e variando o terceiro, podemos concluir, por exemplo, que o produto $\kappa\xi_L$ tem influência maior no valor final da potencia que delimita a faixa de biestabilidade (Compare Figuras 5.2 e 5.3).

A mesma observação pode ser aplicada a escolha do descasamento de fase inicial $\Delta\beta_0$ (Compare Figuras 5.3 e 5.4). Por outro lado, o fator de conversão G tem influência tanto no valor final, como no inicial, da potencia que delimita a faixa de biestabilidade (Compare Figuras 5.2 e 5.5).

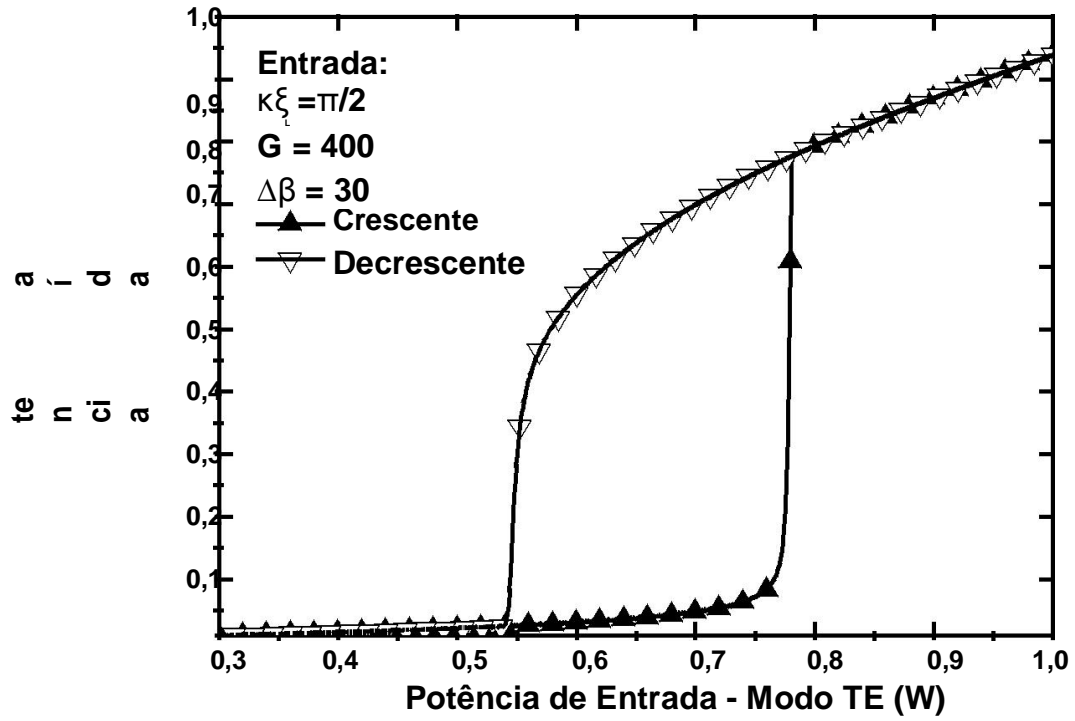


Figura 5.2: Curvas mostrando a resposta biestável, da configuração proposta, na condição de máxima conversão de energia entre os modos $\kappa\xi_L = \pi/2$, com $\Delta\beta_0 = 30 \text{ m}^{-1}$ e $G = 400 (\text{Wm})^{-1}$.

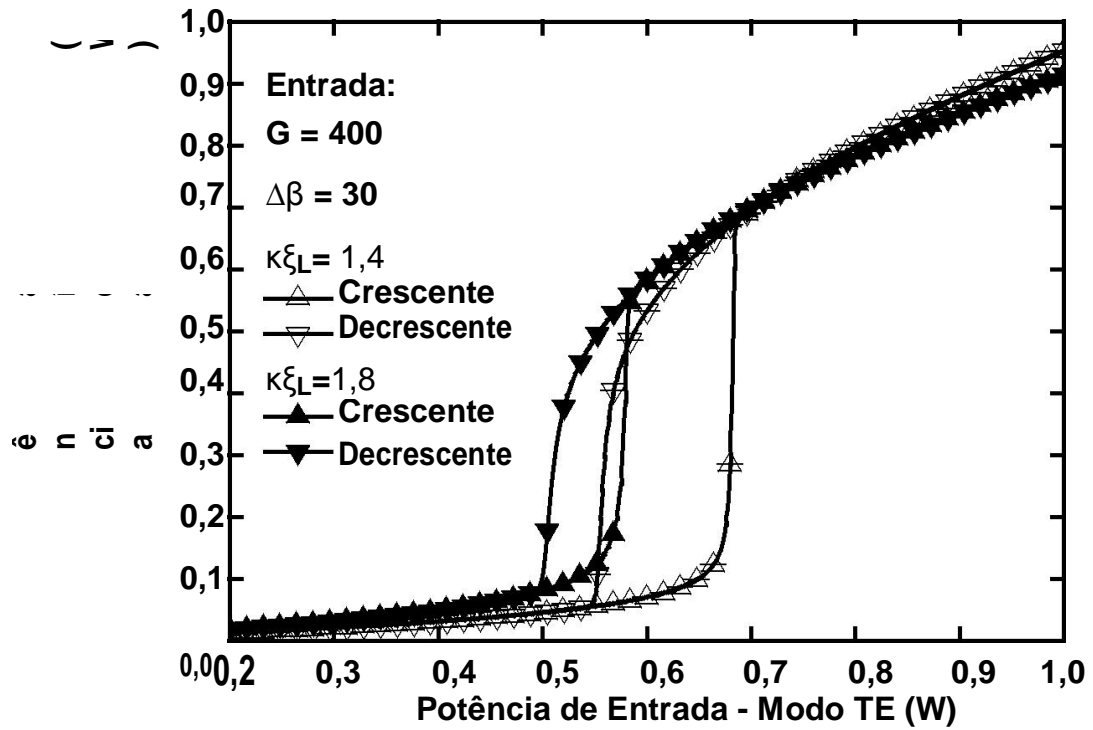


Figura 5.3: Curvas mostrando, comparativamente, a resposta biestável, da configuração proposta, em duas condições diferentes em torno da condição de máxima conversão de energia entre os modos, ainda com $\Delta\beta_0 = 30 \text{ m}^{-1}$ e $G = 400 \text{ (Wm)}^{-1}$.

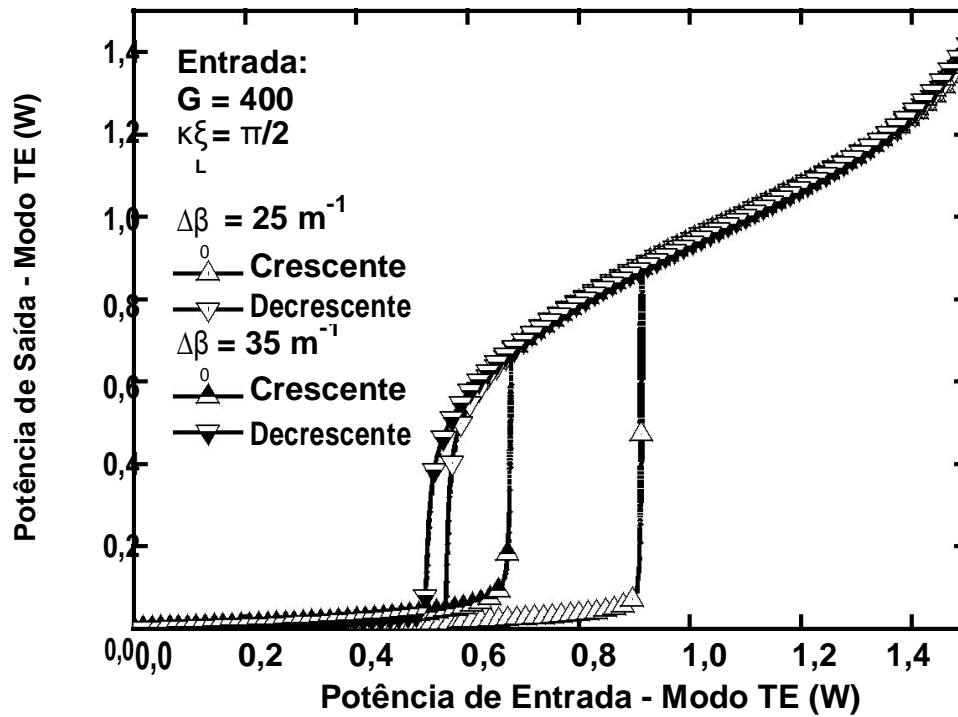


Figura 5.4: Curvas mostrando, comparativamente, a resposta biestável da configuração proposta em duas situações diferentes para o descasamento de fase, novamente com $\kappa\xi_L = \pi/2$ e $G = 400 \text{ (Wm)}^{-1}$.

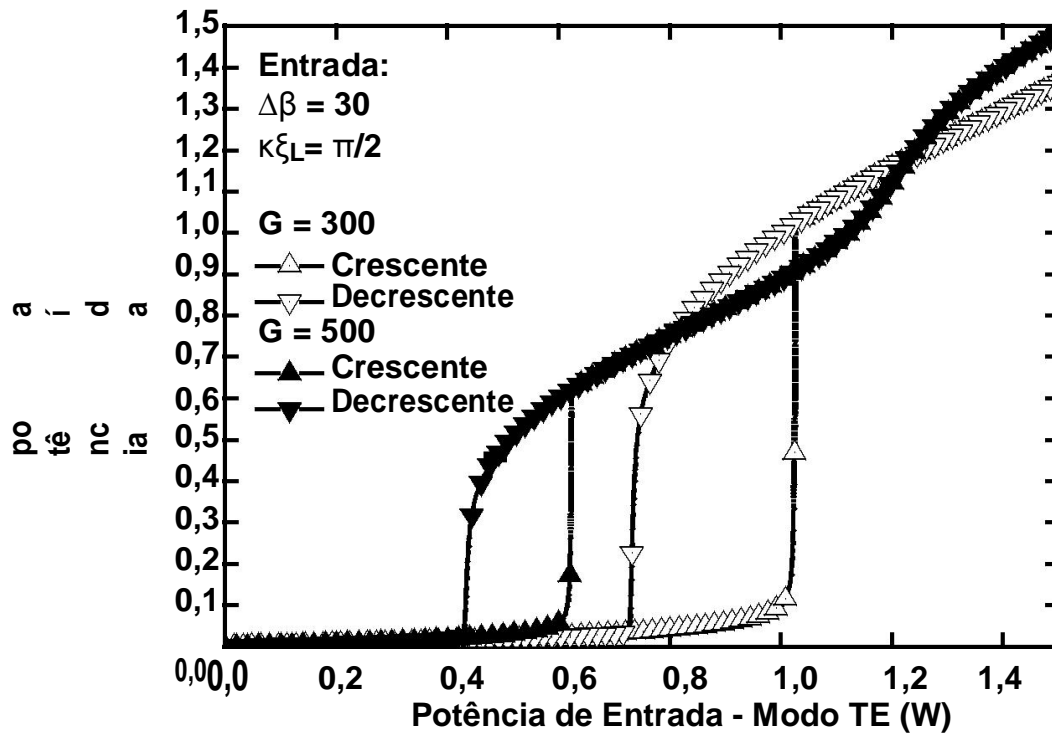


Figura 5.5: Curvas mostrando a resposta biestável, da configuração proposta, em duas situações diferentes para o fator de conversão potencia-constante de propagação, com, inicialmente, $\kappa\xi_L = \pi/2$ e $\Delta\beta_0 = 30 \text{ m}^{-1}$.

6. CONCLUSÃO, PERSPECTIVAS PARA TRABALHOS FUTUROS E TRABALHOS DECORRENTES

Comprovamos a eficácia do procedimento numérico realizado neste trabalho, uma evolução em relação ao dispositivo que não possui realimentação. O estudo da biestabilidade com ondas contínuas, nas situações analisadas, demonstrou as diversas maneiras possíveis de operar o HAOTF com um resposta não linear para a potência de entrada.

Isto permite o controle da potência de saída como uma função dos parâmetros inerentes ao dispositivo o produto entre a constante de acoplamento e o comprimento do dispositivo ($\kappa\xi_L = \frac{\pi}{2}$), além do fator de conversão potencia - constante de propagação de onda ($G = 400 \text{ (Wm)}^{-1}$) e do descasamento de fase ($\Delta\beta = 30 \text{ m}^{-1}$) e a realimentação.

Em vista da obtenção da biestabilidade, de forma a tornar todo o sistema factível as aplicações ressaltadas anteriormente: Porta Lógica e Flip Flop. Sabe-se que a perda intrínseca ao meio, e as próprias características de chaveamento do AOTF provocam um aumento na largura temporal dos pulsos convertidos pelo dispositivo, a qual pode ser compensada com o uso de um perfil de não linearidade crescente.

6.2 PERSPECTIVAS PARA TRABALHOS FUTUROS

Pretendemos no grupo óptica não-linear do LOCEM dar continuidade a este trabalho estudando:

- Fazer estudo da biestabilidade óptica com a aplicação de pulsos ultra curtos.
- Fazer estudos acerca da influência da não linearidade no comportamento das curvas de biestabilidade, considerando a propagação de pulsos ultracurtos no regime de dispersão anômala ($\beta^{(2)} < 0$).

- Obter uma descrição geral do comportamento das curvas biestáveis como uma função do valor final (ρ) da não linearidade crescente e da potência de pico do pulso inicial P_0 .
- Fazer os estudo dos perfis de não – linearidade.

6.3 TRABALHOS DECORRENTES.

Publicações em Periódicos Internacionais.

1. Fraga, W. B. ; MENEZES, J. W. M. ; Sobrinho, C. S. ; Ferreira, A. C. ; Guimarães, G. F. ; Lima, A. W. ; Filho, A. F. G. F. ; Rocha, H. H. B. ; Sabóia, K. D. A. ; **Lima, F. T.** ; Filho, J. M. S. ; SOMBRA, A. S. B. . Numerical analysis of the stability of optical bullets (2 + 1) in a planar waveguide with cubic quintic nonlinearity. *Optical and Quantum Electronics*, v. 41, p. 121-130, 2009.
2. A.F.G.F. Filho, J.R.R. Sousa, **Lima F.T.**, W.B. Fraga,G. F. Guimarães, J.W.M. Mendonça and A.S.B. Sombra. A Performance Study of a Nonlinear All Fiber Michelson Interferometer, Add-Drop Multiplexer, Based In Fiber Bragg Grating Mirrors *Optical and Quantum Electronics*, 40(7)(2008)525-534 (Springer)

Artigos Submetidos em Periódicos Internacionais.

1. **F.T.Lima**, C.S. Sobrinho, K.D.Saboia, W.B.Fraga, J.W. M. Menezes G.F.Guimarães, A. F. G. F.Filho, H.H.B. Rocha, A. C. Ferreira e A.S.B. Sombra. Numerical Study of Optical Bistability in Hybrid Acousto Optic Tunable Filter (HAOTF)
2. **F. T. Lima** , K. D. A. Sabóia, A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, W. B. Fraga, J.W.M. Menezes and A. S. B. Sombra. Optical Bistability in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF) Operating With Short Optical Pulses. *Journal of Modern Optics*

3. J.W.M. Menezes, W. B. Fraga, A.C. Ferreira, G. F. Guimarães, **Lima, F.T.**, C.S. Sobrinho, and A.S.B.Sombra. Spatiotemporal Optical Solitons in planar waveguide with Periodically Modulated Cubic-Quintic Nonlinearity.
4. J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, C. S. Sobrinho, G. F. Guimarães, J. L. S. Lima, K.D.A. Sabóia, A. F. G. F. Filho , **Lima, F. T.**, Lima Junior. A. W and A. S. B. Sombra. Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response for Generation of the All-Optical Half Adder.
5. J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira , C. S. Sobrinho, G. F. Guimarães, J. L. S. Lima, K.D.A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, **Lima, F. T.**, Lima Junior. A. W and A. S. B. Sombra. Numerical Analysis of the Instantaneous and Relaxed Kerr Model for Generation of the All-Optical Logic Gates with Triangular Fiber Coupler (TFC).

Conferências nacionais.

1. Fraga, W. B. ; Menezes, J. W. M. ; **Lima, F. T.** ; Guimarães, G. F. ; Sobrinho, C. S. ; Sombra, A. S. B. . Propagação e Colisão de Pulsos Ópticos Espaço-Temporais Utilizando Não-Linearidade Cúbico-Quíntica. In: Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2008, Recife. XXV Encontro de Físicos do Norte E Nordeste, 2008.
2. FRAGA, W. B. ; GUIMARÃES, G. F. ; MENEZES, J. W. M. ; **Lima F.T.**; SOMBRA, A. S. B. . Pulsos Ópticos Solitonicos Espaço-Temporais: Propagação, Interação e Modulação. In: Infobrasil - Ti & Telecom, 2008, Fortaleza. I Congresso Tecnológico Infobrasil, 2008.
3. Fraga, W. B. ; J.W.M. Menezes ; Filho, A. F. G.F. ; **Lima, F. T.** ; G.F.Guimarães ; A.C.Ferreira ; Almeida, J. S. ; Sales, J. C. ; Silva, M. G. ; H.H.B. Rocha ; Sombra, A. S. B. . Acopladores Duplos Assimétricos para Geração de um Circuito Meio Somador Óptico.. In: XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007, Natal. XXV Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2007.

