

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ
CENTRO DE TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA
MESTRADO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA**

**IMPLEMENTAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS
ATRAVÉS DA MODULAÇÃO DE PULSOS POR POSIÇÃO
(PPM) EM FILTROS ACÚSTICO-ÓPTICOS SINTONIZÁVEIS.**

CLAUSON SALES DO NASCIMENTO RIOS

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra

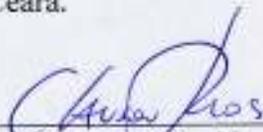
Dissertação submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará como parte dos requisitos para obtenção do Título de Mestre em Engenharia de Teleinformática.

FORTALEZA – CE
Julho – 2006

Clauson Sales do Nascimento Rios

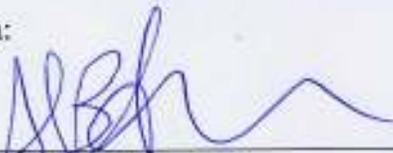
**Implementação de Portas Lógicas Ópticas Através da
Modulação de Pulsos Por Posição (PPM) em Filtros
Acustoópticos Sintonizáveis.**

Esta Dissertação foi julgada adequada para a obtenção do título de Mestre em Engenharia de Teleinformática e aprovada em sua forma final pelo Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará.

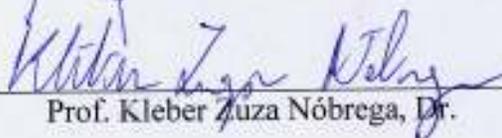


Clauson Sales do Nascimento Rios

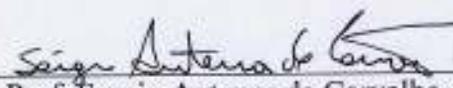
Banca Examinadora:



Prof. Antonio Sergio bezerra Sombra, Dr.



Prof. Kleber Juza Nóbrega, Dr.



Prof. Sergio Antenor de Carvalho, Dr.



Prof. Elvio César Giraudo, Dr.

Fortaleza, 27 de Julho de 2006

Dedicatória

À minha amada esposa Magna, amorosa e compreensiva, sem a qual eu não seria nada, e que escreve as minhas dedicatórias.

Aos meus filhos Carlos Eduardo e Júlia.

A meus pais, Edson e Cláudia.

Aos meus irmãos Clauberson, Cristhian, Adson, Denyson e Suyanne.

Agradecimentos

Quero primeiramente agradecer a JESUS CRISTO por estar sempre ao meu lado, tudo o que eu disser para te agradecer ainda será pouco. Amo você.

Aos meus pais Edson e Cláudia, pelo amor e apoio incondicional nas horas mais difíceis e alegres da minha existência, e pela compreensão que tiveram durante todos esses anos de vida. Às vezes eu não falo o deveria ser dito, por isso resolvi eternizar o que sinto nesta folha. Amo vocês dois.

À minha esposa Magna e filhos (Cadu e Júlia), por caminharem ao meu lado sempre, e pelas alegrias que me deram.

Ao meu orientador, Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra, que acreditou no meu potencial, e pela infinita paciência que teve comigo.

Ao meu irmão Clauberson, por aparecer sempre nas horas em que eu mais preciso.

Aos meus irmãos Cristhian, Adson, Denyson e Suyanne, por sempre estarem ao meu lado.

À minha avó Aldenora, tios, tias, primos e primas, pelo apoio incondicional e torcida.

Ao meu avô Francisco Rodrigues (Pistim) e ao meu tio Deco, sinto muitas saudades.

Ao amigo Cícero, pela inestimável ajuda para a execução desta dissertação, e por sua amizade e companheirismo.

Aos companheiros e amigos de sempre, Aminadabe e João Batista.

Aos companheiros de Laboratório, Marcus, Wilton, José Luis, Henrique, Apiano, Emerson, Dr. Márcio Silva, Alexandre, Marcelo, Pierre e Nivaldo pelos momentos de confraternização e solidariedade.

Aos amigos Wally, Prof. Dr. Rubens, Benício, Fabio e Jean, pelo apoio e ajuda mútua.

Aos amigos e professores de pós-graduação Prof. Dr. Sergio Antenor e Prof. Dr. Elvio César, pelos esclarecimentos e momentos de conversas descontraídas.

Aos professores, secretários e funcionários da Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, que possibilitaram a realização desta dissertação.

E por fim e não menos importante, a Fundação Cearense de Amparo à Pesquisa (**FUNCAP**), pelo apoio financeiro.

*“Devemos viver como se não houvesse
amanhã e estudar como se fossemos durar
para sempre”.*

Clauson Rios

SUMÁRIO

Lista de Símbolos	iii
Lista de Abreviaturas e Siglas	vi
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	xiii
Resumo	xiv
Abstract	xv
CAPÍTULO 1	
Introdução.....	01
1.1 – Objetivos.....	03
1.2 – Organização.....	03
1.3 – Referências.....	04
CAPÍTULO 2	
Sólitons Ópticos e Modulação de Pulsos por Posição.....	05
2.1 – Sóliton.....	05
2.1.1 – Histórico.....	06
2.1.2 – Equação Não Linear de Schrödinger.....	07
2.1.3 – Regimes de Propagação.....	08
2.1.3.1 – Regime Dispersivo.....	11
2.1.3.2 – Regime Não Linear.....	17
2.1.4 – Formação de Sólitons Ópticos (Regimes Não Linear e Dispersivo).....	22
2.1.5 – Interações entre Sólitons.....	28
2.2 – Modulação de Pulsos por Posição (PPM).....	30
2.3 – Referências.....	33
CAPÍTULO 3	
Propriedades Básicas de um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF).....	35
3.1 – Filtros em formato de Grade.....	35
3.1.1 – Interação do Som e da Luz (Emparelhamento de Fase).....	36
3.2 – Propagação eletromagnética em meios periódicos.....	40
3.3 – Efeito fotoelástico em meios materiais.....	41
3.4 – Teoria de modos acoplados para um AOTF.....	43
3.5 – Características de transmissão de um AOTF.....	50
3.6 – Resultados numéricos.....	53
3.7 – Materiais utilizados na fabricação de um AOTF.....	56
3.8 – Referências.....	59
CAPÍTULO 4	
Chaves roteadoras e portas lógicas.....	61
4.1 – Dispositivos de Chaveamento ultra-rápidos.....	63
4.1.1 – Portas do Tipo Kerr.....	64
4.1.2 – Portas que operam com mistura de quatro ondas.....	65
4.1.3 – Interferômetro Mach-Zehnder (MZI).....	65
4.2 – Princípio de operação das portas lógicas ópticas.....	66
4.3 – Portas Lógicas.....	67
4.4 – Referências.....	68
CAPÍTULO 5	
Portas Lógicas OU(OR) e E(AND) - AOTF Não Linear e Dispersivo.....	70
5.1 – Modelo proposto para a implementação das portas lógicas OU	

	e E	71
	5.2 – Procedimento numérico	73
	5.3 – Resultados e discussões	79
	5.4 – Referências	102
CAPÍTULO 6	Portas Lógicas OU(OR) e E(AND) - AOTF com Não Linearidade, Dispersão e Modulação de Fase Cruzada (XPM)	103
	6.1 – Modulação de Fase Cruzada (XPM)	103
	6.1.1 – Acoplamento não linear induzido pelo XPM.....	104
	6.1.1.1 – Índice de refração não linear.....	106
	6.1.2 – Aplicações do XPM.....	109
	6.1.2.1 – Compressão do pulso induzido pelo XPM.....	109
	6.1.2.2 – Chaveamento óptico induzido pelo XPM.....	112
	6.1.2.3 – Não reciprocidade induzida pelo XPM.....	113
	6.2 – Modelo proposto para a implementação das portas lógicas OU e E	115
	6.3 – Procedimento numérico	116
	6.4 – Resultados e discussões	118
	6.5 – Referências	143
CAPÍTULO 7	Considerações Finais	145
APÊNDICE A	Onda Eletromagnética Transversal (TEM), Transversal Elétrica (TE) e Transversal Magnética (TM)	148
APÊNDICE B	Método de Runge-Kutta de 4ª ordem	150
APÊNDICE C	Trabalhos Submetidos e/ou Publicados	152

Lista de Símbolos

$a_1 = A_1 \exp(i\Delta\beta z)$ – Amplitude modal da onda incidente.

$a_2 = A_2 \exp(-i\Delta\beta z)$ – Amplitude modal da onda difratada.

α - Coeficiente de atenuação em um AOTF não ideal.

α_j – Componente de fase na direção x do vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2).

$\Delta\beta$ - Diferença ou descasamento de fase longitudinal.

β_j – Componente de fase na direção z do vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2).

β - Componente de fase ou constante de propagação de uma onda eletromagnética propagando-se na direção z .

$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$ - Componente de ordem m da expansão em série de Taylor de β .

β_2 - Parâmetro de ordem mais baixa da dispersão por velocidade de grupo (GVD).

ξ_L – Comprimento de um AOTF ou comprimento total de interação acústico óptica.

$C_j = \mathbf{E}_j^* \exp(i\beta_j z)$, para $j = 1$ ou 2 .

c - Velocidade da luz no vácuo.

\mathbf{E} – Vetor campo elétrico de uma onda eletromagnética.

ε - Dependendo do contexto pode representar o tensor de permissividade dielétrica do meio ou uma variação temporal da posição do pulso.

$\Delta\varepsilon$ - Variação no tensor de permissividade dielétrica.

ε_0 – Permissividade dielétrica do espaço livre.

Δf_{AOTF} – Largura de banda total do filtro no ponto de metade de máxima intensidade.

C – Fator de compressão do pulso propagado.

\mathbf{H} – Vetor campo magnético de uma onda eletromagnética.

i – Utilizado em números complexos para representar a sua parte imaginária.

I – Intensidade do campo aplicado.

I_2 – Intensidade do campo chaveado para o modo TM_1 (canal 2).

$k = |k_{12}| = |C_{12}|$ - Constante de acoplamento linear entre os dois modos.

\mathbf{K}_B – Vetor de onda Bloch, utilizado na solução das equações de Maxwell.

\mathbf{k}_1 e \mathbf{k}_2 – Vetores de onda da luz incidente e difratada, respectivamente.

L_{AOTF} – Comprimento de referência para o AOTF.

L_D – Comprimento de dispersão.

L_{NL} – Comprimento de não linearidade.

μ_0 – Permeabilidade magnética do espaço livre.

μ - Tensor de permeabilidade magnética do meio.

$\Delta\eta_q$ – Variação no tensor de impermeabilidade óptica.

$\Delta n = n_1 - n_2$ – Birrefringência do meio.

N – Define a ordem de um sóliton.

n_1 e n_2 – Índices de refração associados com as ondas incidente e difratada, respectivamente.

n – Índice de refração do meio.

n_{NL} – Índice de refração não linear.

\mathbf{P}_L – Vetor de polarização linear.

\mathbf{P}_{NL} – Vetor de polarização não linear.

$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}$ – Vetor de polarização do meio.

P – Potência óptica em função da distância propagada z [$P(z=0) = P_0 = P_{\text{entrada}}$].

\mathbf{p}_j – Vetor unitário que descreve o estado de polarização de \mathbf{E}_j ($j = 1$ ou 2).

P_{qr} – Coeficiente acústico-óptico (dependem das características intrínsecas do meio).

\mathbf{r} – Vetor que determina a posição espacial do campo elétrico.

S_r – Tensor acústico no material.

Δt_j – Duração temporal total de um pulso no ponto de metade da máxima intensidade (FWHM), onde $j = 1$ ou 2 .

Δt_0 – Duração temporal de um pulso no ponto de intensidade (P_0/e).

T – Coeficiente de conversão de energia entre os dois modos ou transmissão.

t – Tempo medido em um referencial propagando-se na mesma velocidade do pulso.

v – Velocidade do som no meio.

v_g – Velocidade de grupo.

ω - Freqüência qualquer do espectro eletromagnético.

ω_1 e ω_2 – Freqüências da onda incidente e difratada, respectivamente.

ω_0 – Freqüência óptica central de um pulso ($\omega_0 = 2\pi f_0$).

ω_c – Freqüência óptica central de atuação ou selecionada pelo filtro ($\omega_c = 2\pi f_c$).

ω_d – Freqüência óptica correspondente a um desvio de ω_c ($\omega_d = 2\pi f_d$).

$\Omega = 2\pi f_a$ – Freqüência da onda acústica.

$x_q x_r$ – Representa a direção da variação do índice de refração elipsoidal.

$\chi^{(1)}$, $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ – Susceptibilidade de 1ª, 2ª e 3ª ordem, respectivamente.

z – Distância propagada pela onda acústica e as amplitudes A_1 e A_2 .

∇ - Vetor utilizado para o cálculo do rotacional ou divergente de outro vetor.

Λ - Período de uma perturbação dielétrica expandida em uma Série de Fourier.

\otimes - Representa o produto tensorial.

θ_j – Ângulo entre o vetor de onda \mathbf{k}_j ($j = 1$ ou 2) e as frentes de onda acústica.

ϕ - Fase total do campo óptico.

ϕ_{NL} – Mudança de fase não linear do campo óptico.

$\delta\omega$ – *Chirp* não linear de fase.

γ - Coeficiente de não linearidade Kerr.

Z_1 – Impedância do meio.

Z_0 – Impedância do espaço livre.

Lista de Abreviaturas e Siglas

AOTF - do inglês *Acoustic Optic Tunable Filter*.

CW - do inglês *Continuous Wave*.

chirp – dentro do contexto significa um desvio dinâmico na frequência óptica instantânea através do perfil do pulso, devido a uma dependência temporal da fase.

crosstalk – dentro do contexto significa interferência cruzada de energia entre os modos acoplados.

DFB – do inglês *Distributed Feedback Bragg*.

DBR - do inglês *Distributed Bragg Reflector*.

dB – do inglês *decibel*.

FWHM – do inglês *Full Width Half Maximum*.

GVD - do inglês *group velocity dispersion*.

laser - do inglês *light amplification by stimulated emission of radiation*.

LED – Diodo emissor de Luz.

PPM – do inglês *Pulse Position Modulation*.

PBS – do inglês *Polarization Beam Splitter*.

SAW – do inglês *Surface Acoustic Wave*.

SPM - do inglês *Self Phase Modulation*.

TE – do inglês *Transverse Electric*.

TM – do inglês *Transverse Magnetic*.

WDM – do inglês *Wavelength Division Multiplexing*.

XPM - do inglês *Cross-Phase Modulation*.

LiNbO₃ – Niobato de Lítio.

GaAs – Arseneto de Gálio.

Ge - Germânio

Lista de Figuras

CAPÍTULO 1

Figura (1): Redução dos picos secundários da curva de transmissão de um AOTF.....2

CAPÍTULO 2

Figura (2.1): Propagação de um pulso Gaussiano sem *chirp* em uma fibra em regime de dispersão anômalo.....16

Figura (2.2): Alargamento temporal de um pulso Gaussiano após propagar $z=5L_D$16

Figura (2.3): Espectro de um pulso Gaussiano após propagar $z=5L_D$17

Figura (2.4): Variação temporal do deslocamento de fase ϕ_{NL} induzido pelo SPM para um pulso Gaussiano ($m=1$) e Supergaussiano ($m=3$).....20

Figura (2.5): *Chirp* $\delta\omega$ para um pulso Gaussiano ($m=1$) e Supergaussiano ($m=3$).....20

Figura (2.6): Espectro de um pulso Gaussiano após propagar $z=30L_{NL}$21

Figura (2.7): Propagação de um pulso Gaussiano sem *chirp* numa fibra em regime não linear.....21

Figura (2.8): Formas do pulso Gaussiano na entrada e na saída de uma fibra após propagação de $30L_{NL}$22

Figura (2.9): Propagação de um sóliton fundamental.....26

Figura (2.10): Propagação de um sóliton de segunda ordem.....26

Figura (2.11): Propagação de um sóliton de terceira ordem (um período).....27

Figura (2.12): Propagação de um sóliton de ordem fracionária, $N=0,8$27

Figura (2.13): Fluxo de dados solitônicos com modulação RZ.....28

Figura (2.14): Modulação PPM de um pulso genérico.....32

Figura (2.15): Delimitação das regiões de acerto e erro PPM Bit 1.....32

Figura (2.16): Delimitação das regiões de acerto e erro PPM Bit 0.....32

Figura (2.17): Seqüências de pulsos solitônicos.....33

CAPÍTULO 3

Figura (3.1): Interação da luz com o som. (A) Geometria da luz incidente (k_i) e do som (K) para produzir a luz difratada (k_d). (B) Triângulo de conservação do momento.38

Figura (3.2): Dois tipos de configurações comuns em uma interação acústico-óptica:

(a) Ângulo de incidência (θ) pequeno; (b) Ângulo de incidência (θ) grande.	44
Figura (3.3): Duas categorias de acoplamento possíveis entre a luz incidente e a difratada: (a) Acoplamento codirecional ($\beta_1\beta_2 > 0$); (b) Acoplamento contradirecional ($\beta_1\beta_2 < 0$).....	49
Figura (3.4): Esquema de um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF).....	53
Figura (3.5): Comparações de intensidade e largura de banda entre o coeficiente de transmissão (T) e um pulso de 2ps (0,157THz) para diferentes valores do produto $\kappa\xi_L$	54
Figura (3.6): Comparação entre a largura de banda de um AOTF e um pulso de 2ps (0,157THz) para quatro comprimentos diferentes do dispositivo, com $\kappa\xi_L = \pi/2$ (fixo).....	55

CAPÍTULO 4

Figura (4.1): (a) Chave roteadora na qual a entrada é conectada a uma das diversas portas de saídas, sendo o roteamento baseado por posição ou por intensidade; (b) Portas lógicas na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada.....	62
Figura (4.2): Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr.....	64
Figura (4.3): Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zehnder.....	65
Figura (4.4): Símbolo gráfico e equação Booleana para porta <i>AND</i>	67
Figura (4.5): Símbolo gráfico e equação Booleana para porta <i>OR</i>	68

CAPÍTULO 5

Figura (5.1): Arquitetura proposta para a implementação das portas lógicas ópticas OU e E.....	72
Figura (5.2): Discriminação das equações acopladas para um AOTF não linear e dispersivo.....	73
Figura (5.3): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/2$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$	79
Figura (5.4): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/2$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$	80
Figura (5.5): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/2$ e $\Delta\phi = 0$	81

Figura (5.6): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/2$ e $\Delta\phi = 0$	81
Figura (5.7): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$	82
Figura (5.8): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$	83
Figura (5.9): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	83
Figura (5.10): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	84
Figura (5.11): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$	85
Figura (5.12): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$	85
Figura (5.13): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	86
Figura (5.14): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	86
Figura (5.15): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$	87
Figura (5.16): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$	88
Figura (5.17): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	88
Figura (5.18): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	89
Figura (5.19): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$	90
Figura (5.20): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$	90
Figura (5.21): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	91

Figura (5.22): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	91
Figura (5.23): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	92
Figura (5.24): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	94
Figura (5.25): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $ \varepsilon = 0,180\text{ps}$, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$	95
Figura (5.26): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $ \varepsilon = 0,180\text{ps}$, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$	96
Figura (5.27): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,980\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	97
Figura (5.28): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,835\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	97
Figura (5.29): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,165\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	98
Figura (5.30): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,019\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	98
Figura (5.31): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,165\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	99
Figura (5.32): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,019\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	100
Figura (5.33): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,980\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	100

Figura (5.34): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,835\pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$101

CAPÍTULO 6

Figura (6.1): Arquitetura proposta para a implementação das portas lógicas ópticas OU e E.....115

Figura (6.2): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$119

Figura (6.3): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$119

Figura (6.4): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$120

Figura (6.5): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$120

Figura (6.6): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$121

Figura (6.7): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$122

Figura (6.8): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$123

Figura (6.9): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$123

Figura (6.10): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$124

Figura (6.11): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$125

Figura (6.12): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$125

Figura (6.13): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$126

Figura (6.14): Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$127

Figura (6.15): Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$	128
Figura (6.16): Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	128
Figura (6.17): Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	129
Figura (6.18): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	130
Figura (6.19): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$	131
Figura (6.20): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $ \varepsilon = 0,390\text{ps}$, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$	132
Figura (6.21): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $ \varepsilon = 0,390\text{ps}$, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$	133
Figura (6.22): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	134
Figura (6.23): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	134
Figura (6.24): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	136
Figura (6.25): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	136
Figura (6.26): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = \pi$ e $\xi_L=L_{AOTF}/10$	137

Figura (6.27): Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = \pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$	138
Figura (6.28): Pulsos na saída da porta OU no modo TM para $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $ \varepsilon = 0,800\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$	139
Figura (6.29): Pulsos na saída da porta E no modo TE para $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $ \varepsilon = 0,800\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$	140
Figura (6.30): Pulsos na saída da porta OU no modo TE para $\Delta\phi = \pi$ e $ \varepsilon = 0,854\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$	141
Figura (6.31): Pulsos na saída da porta E no modo TM para $\Delta\phi = \pi$ e $ \varepsilon = 0,854\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$	141

APÊNDICES

Figura (A.1)- Onda Eletromagnética Transversal.....	148
Figura (A.2)- Onda Transversal Elétrica (Modo TE).....	149
Figura (A.3)- Onda Transversal Magnética (Modo TM).....	149

Lista de Tabelas

CAPÍTULO 3

Tabela 1-Comparação dos diferentes tipos de cristais para a fabricação do AOTF.....	56
---	----

CAPÍTULO 4

Tabela 4.1 - Tabela verdade para porta E.....	67
Tabela 4.2 - Tabela verdade para porta OU.....	68

CAPÍTULO 5

Tabela (5.1)- Tabela verdade para a porta OU.....	92
Tabela (5.2)- Tabela verdade para a porta E.....	93
Tabela (5.3)- Tabela verdade para a porta lógica OU através da modulação PPM e do deslocamento de fase.....	102
Tabela (5.4)- Tabela verdade para a porta lógica E através da modulação PPM e do deslocamento de fase.....	102

CAPÍTULO 6

Tabela (6.1)- Tabela verdade para a porta lógica OU no modo TM para valores fixos de $ \varepsilon $ e $\Delta\phi$	142
Tabela (6.2)- Tabela verdade para a porta lógica E no modo TE para valores fixos de $ \varepsilon $ e $\Delta\phi$	142
Tabela (6.3)- Tabela verdade para a porta lógica OU no modo TE para valores fixos de $ \varepsilon $ e $\Delta\phi$	142
Tabela (6.4)- Tabela verdade para a porta lógica E no modo TM para valores fixos de $ \varepsilon $ e $\Delta\phi$	143

Resumo

Nesta dissertação foi estudada a aplicação do filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF), com a Modulação de Pulsos por Posição (PPM), objetivando implementar, utilizando o método de Runge-Kutta de 4ª ordem, portas lógicas (OR-OU e AND-E) ópticas operando com pulsos de luz ultracurtos (2ps). Neste trabalho é investigado o desempenho das portas considerando vários comprimentos do filtro (ξ_L) que integra a sua estrutura interna, com o intuito de obter o comprimento de filtro mais adequado para uma operação satisfatória, em regime dispersivo, não linear, sem perdas e com modulação de fase cruzada (XPM). Esta investigação é realizada em duas situações: primeiramente, são considerados filtros com automodulação de fase (SPM) e GVD (dispersão da velocidade de grupo). Em um segundo momento, as mesmas portas são obtidas com efeitos SPM, XPM e GVD agindo juntos no AOTF. Foi observado que para pulsos do tipo sóliton, os efeitos da dispersão, da não linearidade e da modulação de fase cruzada exercem juntos uma forte influência na propagação do mesmo, provocando a quebra do pulso na saída do dispositivo quando utilizamos um comprimento maior para os filtros. Para dispositivos mais curtos, o pulso chaveado apresentou compressões e alargamentos temporais e espectrais, bem como, deslocamento temporais nos dois modo de propagação (TE e TM). Após a escolha de um comprimento de filtro adequado, foi selecionado um deslocamento temporal ótimo a ser aplicado nos pulsos de entrada para conseguirmos, na saída da porta lógica, deslocamentos temporais satisfatórios (acertos) na aplicação da modulação PPM. Em seguida, introduzimos fases em um dos pulsos de entrada (TM), provocando um defasamento entre os pulsos TE e TM, reduzindo ainda mais a margem de erro PPM de operação das portas. Finalmente, ao analisarmos as fases aplicadas no pulso TM (0 a 2π), definimos o melhor ângulo de fase para que as portas operem na região de acerto da modulação PPM.

Palavras-chave: Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF), Pulsos Ultracurtos, Porta Lógica E, OU, Sóliton, Modulação de Pulsos por Posição (PPM), Automodulação de Fase (SPM), Modulação de Fase Cruzada (XPM), Deslocamento Temporal, Polarização Transversal Elétrica (TE), Polarização Transversal Magnética (TM).

Abstract

In this dissertation it was studied the application of the Acoustic Optical Tunable Filter (AOTF), with Pulse Position Modulation (PPM), aiming at to implement, using the method of Runge-Kutta of 4^a order, logical gates (OR and AND) optical operating with pulses of light ultra shorts (2ps). In this work the acting of the gates is investigated, considering several lengths of the filter (ξ_L) that integrates your internal structure, with the intention of obtaining the length of more appropriate filter for a satisfactory operation, in dispersion regime, nonlinear, without losses and with Cross Phase Modulation (XPM). This investigation is accomplished in two situations: firstly, filters are considered with Self Phase Modulation (SPM) and GVD (group-velocity dispersion). In a second moment, the same gates are obtained with effects SPM, XPM and GVD, acting together in AOTF. It was observed that for pulses of the type soliton, the effects of the dispersion, of the nonlinearity and of the cross phase modulation exercise together a strong influences in the propagation of the same, provoking the break of the pulse in the exit of the device when we used a larger length for the filters. For shorter devices, the switched pulse presented temporary and spectral compression and spread, as well as, displacement in the time in the two propagation modes (TE and TM). After the choice of a length of appropriate filter, a great temporary displacement was selected to be applied in the input pulses for us to get, in the exit of the logical gate, satisfactory temporary displacements (successes) in the application of the PPM modulation. Soon after, we introduced phases in one of the entrance pulses (TM), provoking a phase displacement among TE and TM pulses, still reducing more the margin of error PPM of operation of the gates. Finally, to the we analyze the applied phases in the pulse TM (0 to 2π), we defined the best phase angle for the gates to operate in the success area of the PPM modulation.

Key words: Acoustic Optical Tunable Filter (AOTF), Ultra-shorts pulses, Logic gates AND, OR, Soliton, Pulse Position Modulation (PPM), Self Phase Modulation (SPM), Cross Phase Modulation (XPM), Temporary Displacement, Electric Traverse Polarization (TE), Traverse Magnetic Polarization (TM).

CAPÍTULO**1****Introdução**

Tecnologias recentes de processamento de informação têm levado a um crescimento nos serviços básicos de telecomunicações, exigindo, portanto, taxas de transmissão maiores e custos menores por bit transmitido.

A Internet, sistemas de TV a cabo e telefonia são os grandes responsáveis pela crescente procura de serviços confiáveis, rápidos e de menor custo. O aumento da velocidade no tráfego de informações transportadas em um canal de dados continua crescendo a cada dia, permitindo o uso de novas aplicações, ampliando, assim, a consolidação de atividades que dependem cada vez mais da transferência de informações.

Setores como energia, indústria, comércio, serviços de saúde e educação, que já estão ancorados, em nossa realidade globalizada, a uma vasta rede de sistemas trabalhando em níveis locais, nacionais e mundiais, são a prova mais evidente de como a tecnologia da informação ampliou os ganhos particulares de cada setor. Tudo isso tem fomentado a busca sempre renovada de sistemas e produtos que respondam à demanda crescente dos mercados internacionais, impulsionando direta e indiretamente o interesse científico e tecnológico no estudo de dispositivos que funcionem como elementos capazes de tratar e processar informações a velocidades ultra-rápidas.

Basicamente, tais dispositivos utilizam acopladores, amplificadores, dispositivos eletromecânicos e guias de onda planares, operando com taxas bastante elevadas. Apesar da razoável capacidade de processamento de dispositivos de tal envergadura, a demanda sempre crescente de artifícios mais precisos e velozes fomenta um imperativo de criação ou no mínimo implementação de tecnologias mais sofisticadas. No bojo destas exigências, o que se percebe nas últimas décadas é o aumento do interesse no processamento de sinais totalmente ópticos, que possam suplantar os limites de velocidade dos processadores eletro-ópticos, atualmente hegemônicos. Nestes processadores ópticos, as portas lógicas ópticas figuram como dispositivos essenciais, tendo em vista sua habilidade de processar sinais ópticos a velocidades extremamente elevadas. Este é o caso da utilização de Filtros Acústico-Ópticos Sintonizáveis (AOTF) com modulação de pulsos por posição, operando com pulsos ultracurtos do tipo sóliton de $2,0 \cdot 10^{-12}$ s (2ps).

A implementação deste tipo de dispositivo operando com sólitons ópticos poderá representar um elevado ganho com relação aos dispositivos convencionais já utilizados. Para um completo entendimento do funcionamento dos AOTFs, bem como de suas características e limitações, faz-se necessário um estudo da propagação eletromagnética no meio óptico do qual o filtro é composto, assim como uma análise dos parâmetros materiais que descrevem as suas propriedades ópticas.

O AOTF é um dispositivo bastante versátil, sendo provavelmente o único capaz de selecionar múltiplos comprimentos de onda simultaneamente [1], posto que um único cristal, do qual o filtro é constituído, pode acomodar facilmente múltiplas ondas acústicas de frequências distintas. Esta propriedade pode ser usada para construir roteadores de múltiplos comprimentos de onda, os quais são muito importantes em redes WDM. Ademais, tem sido estudada a utilização de AOTFs em aplicações baseadas em conexões cruzadas (*cross-connects*), que são essenciais em redes WDM, uma vez que permitem uma arquitetura de rede reconfigurável, de modo que a mesma possa se adaptar às mudanças no tráfego de informações.

O AOTF é indicado para esta última aplicação porque possui rápida sintonia (da ordem de μs), baixas perdas ópticas (3 a 4 dB/Estágio) e a possibilidade de integração de várias funções no mesmo substrato do cristal [2]. Recentes melhorias no projeto de AOTFs incluem uma curva de transmissão mais suave, com a redução dos picos secundários, acarretando uma redução do *crosstalk* e aumentando a razão: largura do canal/espacamento entre canais [3], como pode ser observado na figura (1) abaixo:

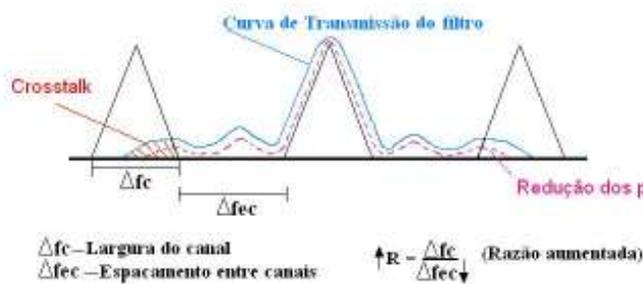


Fig. (1)- Redução dos picos secundários da curva de transmissão de um AOTF.

1.1- Objetivos

Esta dissertação tem por objetivos a implementação numérica, utilizando o método numérico de Runge-Kutta de 4ª ordem e a modulação de pulsos por posição (PPM), de portas lógicas E (*AND*) e OU (*OR*) ópticas, operando com pulsos do tipo sóliton ultracurtos (2ps), utilizando-se de Filtros Acústico-Ópticos Sintonizáveis (AOTF), sem perdas, com automodulação de fase (SPM), modulação de fase cruzada (XPM) e dispersão da velocidade de grupo (GVD); e da obtenção dos parâmetros mais adequados de operação das portas.

Para alcançar tais objetivos, vamos considerar duas situações: na primeira, serão contemplados os efeitos relativos ao SPM e ao GVD; na segunda situação, consideraremos os efeitos do GVD, SPM e do XPM agindo juntos.

1.2- Organização

O Capítulo 2 versa sobre a propagação de pulsos ópticos do tipo sóliton em meio dispersivo, não linear e sem perdas, e da Teoria da Modulação de pulsos por posição.

No Capítulo 3 são discutidos os fenômenos e as características resultantes da propagação de radiação eletromagnética em meios periódicos. Em seguida, baseando-se na teoria dos modos acoplados e no efeito fotoelástico, é desenvolvida uma modelagem matemática para AOTF linear. Com base neste modelo, são analisadas as curvas de transmissão e eficiência de conversão de energia entre os modos acoplados. Ainda neste capítulo, são apresentados alguns materiais utilizados na fabricação de um AOTF.

No Capítulo 4 é abordada a teoria dos dispositivos ópticos de chaveamento e de portas lógicas, bem como, algumas aplicações.

No Capítulo 5 é desenvolvido um modelo matemático para o AOTF não linear e dispersivo, operando em regime de propagação de sóliton fundamental. Este modelo é utilizado na implementação das portas E e OU. Neste capítulo utilizam-se os fundamentos da teoria da automodulação de fase que, junto com os efeitos da dispersão da velocidade de grupo (GVD), impõem, ao pulso propagado, alterações temporais e espectrais. Em seguida, são avaliados os desempenhos das portas para vários comprimentos do filtro que as constitui, quando da aplicação da modulação PPM através de deslocamentos temporais de 0

a 2ps nos pulsos de entrada da porta. Após a determinação do deslocamento temporal ótimo, é estudado o desempenho das portas quando a fase do pulso, com polarização transversal magnética (TM), é variada no intervalo de 0 a 2π . Esta variação implica em um defasamento entre os pulsos TE e TM. Ainda neste, são explicitados os valores ótimos para o deslocamento temporal e fase para que as portas operem na região de acerto da modulação PPM.

No Capítulo 6 é apresentado um AOTF com automodulação de fase, dispersão da velocidade de grupo e modulação de fase cruzada. Neste, como no anterior, o AOTF é utilizado na implementação das portas lógicas. É explicada também a teoria da modulação de fase cruzada, que impõe ao pulso propagado um forte fator de compressão temporal. São mostrados também os valores ótimos para o deslocamento temporal e fase para a operação das portas.

O Capítulo 7 apresenta as principais conclusões a que chegamos, assim como perspectivas para novos trabalhos.

Por fim, o apêndice A mostra de forma simplificada a caracterização de uma onda eletromagnética transversal (TEM), dos modos transversal elétrico (TE) e transversal magnético (TM). Nos apêndices B e C são mostrados o método numérico Runge-Kutta de 4ª ordem e os trabalhos submetidos e/ou publicados, respectivamente.

1.3- Referências

1. Ramaswani R. e Kumar S. N. "Optical Networks: A practical perspective". Segunda Edição. Morgan-Kaufmann Publishers, 1999.
2. Ramaswani R. e Kumar S. N. "Fiber-Optic Communication System". Segunda Edição. John Wiley & Sons, 1999.
3. Sobrinho C. S., Lima J. L. S., Almeida E. F. e Sombra A. S. B. "Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with increasing non-linearity and loss". Optics Communications, 14, pp. 415-426, 2002.

CAPÍTULO**2****Sólitons Ópticos e Modulação de Pulsos por Posição**

Neste capítulo serão apresentados os conceitos fundamentais da teoria do sóliton, com destaque para os efeitos da dispersão e não linearidade que agem sobre o pulso que evolui através de uma fibra óptica. Para compreender os efeitos causados por estes fenômenos, concentrar-se-á no estudo da equação Não Linear de Schrödinger. Em seguida, na seção 2.2, será introduzido o estudo da Modulação de Pulsos por Posição (PPM).

2.1- Sóliton

Já é bastante difundido que os sistemas de comunicação ópticos têm grandes vantagens sobre os sistemas com cabos metálicos: alta taxa de transmissão, imunidade eletromagnética, fibras com tamanho e peso reduzidos e baixo custo. Os sistemas ópticos comercialmente utilizados fazem uso de *lasers* de onda contínuo (CW) para o transporte de informação na fibra. A crescente procura pelo aumento da taxa de transmissão dos sistemas atuais fez com que fosse estudada a utilização de pulsos curtos para o transporte de informação. Contudo, há um sério obstáculo na utilização de pulsos curtos: a dispersão. Esta provoca um alargamento temporal no pulso durante o seu trajeto ao longo da fibra. Este fenômeno deteriora a transmissão em sistemas de comunicações ópticos. Há diferentes formas de eliminar o alargamento do pulso provocado pela dispersão como, por exemplo: fibras monomodo, fibras de índice gradual, etc. Mas, estas medidas não eliminam inteiramente o efeito do alargamento temporal. Para tentar resolver este problema, um novo caminho foi tomado: a propagação de pulsos no regime não linear. Sob certas condições, o alargamento do pulso provocado pela dispersão pode ser compensado pela compressão não linear, resultando em um pulso óptico estável: **o sóliton**. A utilização de pulsos solitônicos permite elevada taxa de transmissão de informação, cerca de 100 vezes maior do que o melhor sistema óptico linear [1].

2.1.1- Histórico

Em 1834 o engenheiro escocês John Scott Russel observou uma elevação isolada na superfície da água de um canal estreito para embarcações, cuja propagação por um longo percurso dava-se sem perdas ou deformações. Ele a denominou onda solitária (Sóliton) [2].

Apenas em 1895, os holandeses Korteweg e de Vries, obtiveram uma equação diferencial parcial e não linear que satisfazia o perfil da onda observada por Scott Russel. Esta equação (2.1) é conhecida como equação KdV:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial^3 u}{\partial x^3} + u \cdot \frac{\partial u}{\partial x} = \varepsilon p(u), \quad (2.1)$$

onde o termo $\varepsilon p(u)$ é um termo perturbativo e “ u ” é a amplitude da onda.

Em 1973, Hasegawa e Tappert propuseram a utilização de sólitons em comunicações ópticas utilizando condições de equilíbrio entre a não linearidade e a dispersão. Hasegawa e Tappert mostraram que os sólitons se propagariam de acordo com a equação Não Linear de Schrödinger, que já tinha sido resolvida por Zakharov e Shabat pelo método do espalhamento inverso, e que descreve a evolução de um pacote de onda em um meio dispersivo e não linear. Em 1980, Mollenauer, Stollen e Gordon demonstraram experimentalmente a propagação de sólitons em fibras ópticas [3,4 e 5].

Os primeiros sistemas solitônicos empregavam pulsos de largura da ordem de nanosegundos (ns). Estes sofriam distorções devido às perdas na fibra. Para corrigir este problema, foram colocados repetidores a cada dezena de quilômetros. Posteriormente, a largura dos pulsos diminuiu possibilitando um maior espaçamento entre os repetidores. Em meados de 1985, Mollenauer e seu grupo propuseram o envio de um pulso adicional de forma a impedir a distorção do sólito. Este processo é conhecido como efeito Raman. Em 1988, eles comprovaram que através do efeito Raman era possível a propagação de um sólito por mais de 6000 quilômetros sem a necessidade de repetidores [6 e 7].

As pesquisas sobre a utilização do sólito ainda estão avançando. Os sistemas que permitem a propagação de sólitons operam em fibras com dispersão anômala ($\beta_2 < 0$). Para a região de dispersão normal ($\beta_2 > 0$) um tipo diferente de sólito é utilizado, o sólito escuro. As características deste tipo de sólito continuam sendo investigadas.

2.1.2- Equação Não Linear de Schrödinger

A equação não linear de Schrödinger (NLSE) é bastante conhecida e descreve a evolução de um pacote de onda em um meio dispersivo e não linear. A equação NLS aparece na Mecânica Quântica não-Relativista descrevendo o efeito de auto-interação de um elétron que pode ou não estar submetido a um potencial externo. Além disso, a equação NLS aparece em outros ramos da Física teórica, como a física de plasmas, sistemas magnéticos, dinâmica de cadeias moleculares, hidrodinâmica, física do estado sólido e particularmente em óptica não linear.

Na óptica não linear, a equação NLS descreve os efeitos da automodulação de fase e dispersão de pulsos em meios com não linearidade do tipo Kerr. Em regime espacial a equação NLS descreve os efeitos de autofocalização e difração de feixes.

Sua demonstração pode ser encontrada em [8]. A equação NLS é apresentada abaixo:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{2} i \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \alpha A = i \gamma |A|^2 A. \quad (2.2)$$

Esta equação descreve a propagação de um pulso numa fibra óptica monomodo, onde os termos β_1 e β_2 representam a dispersão de primeira e segunda ordem, respectivamente. O termo α representa as perdas ópticas na fibra e o γ representa a não linearidade gerada pela susceptibilidade de terceira ordem (χ^3). O termo $A=A(z,T)$ representa a amplitude do pulso óptico em função de z e T , e T é o tempo retardado. Resumidamente, o envelope de pulso move-se a uma velocidade de grupo $v_g=1/\beta_1$, enquanto que os efeitos da dispersão de velocidade de grupo (GVD) são governados por β_2 . O parâmetro GVD pode ser positivo ou negativo dependendo se o comprimento de onda λ está abaixo ou acima do comprimento de dispersão-zero λ_D da fibra [9]. No regime de dispersão anômalo ($\lambda > \lambda_D$), β_2 é negativo, e a fibra pode suportar sólitons ópticos. Em uma fibra padrão, $\beta_2 \cong 50 \text{ps}^2/\text{km}$ na região de luz visível e torna-se próximo a $-20 \text{ps}^2/\text{km}$ para $\lambda=1,5\mu\text{m}$. A alteração de sinal ocorre na proximidade de $1,3\mu\text{m}$ [8].

Uma equação de propagação mais generalizada pode ser dada por:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{1}{2} i \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \alpha A = i \gamma |A|^2 A + \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + a_1 \frac{\partial(|A|^2 \cdot A)}{\partial t} - a_2 A \frac{\partial |A|^2}{\partial t}, \quad (2.3)$$

onde o termo β_3 está relacionado com a dispersão de terceira ordem. O sétimo termo da esquerda para a direita descreve o efeito do *self-steepening*, sendo $a_1 = (2\gamma / \omega_0)$. O último termo descreve o efeito do espalhamento Raman estimulado, sendo $a_2 = i\gamma T_R$, onde T_R representa o tempo de resposta não linear do meio [10].

2.1.3- Regimes de Propagação

Utilizando a equação (2.2), a meia largura temporal T_0 do pulso incidente e sua potência de pico P_0 , podemos dizer se os efeitos da dispersão ou da não linearidade dominam a evolução de um pulso ao longo da fibra. Para tal, vamos definir o tempo normalizado como:

$$\tau = \frac{T}{T_0}, \quad (2.4)$$

$$T = t - \frac{z}{v_g}, \quad (2.5)$$

$$\tau = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{v_g}}{T_0}, \quad (2.6)$$

e amplitude normalizada como:

$$A(z, \tau) = \sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-\alpha z}{2}\right) U(z, \tau), \quad (2.7)$$

onde T_0 é considerado a meia largura a altura de 1/e da intensidade máxima do pulso.

Reescrevendo a equação (2.2) como:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -i\beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (2.8)$$

Substituindo (2.7) em (2.8) e ignorando β_1 , tem-se:

$$i \frac{\partial}{\partial z} \left[\sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \right] = -\frac{1}{2} \alpha \sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial}{\partial T} \left\{ \frac{\partial}{\partial T} \left[\sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \right] \right\} - \gamma \left| \sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \right|^2 \left(\sqrt{P_0} \exp\left(\frac{-\alpha z}{2}\right) U(z, \tau) \right). \quad (2.9)$$

Realizando as respectivas diferenciações e manipulações algébricas, encontra-se:

$$i \frac{\partial}{\partial z} U(z, \tau) = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} U(z, \tau) - \gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U(z, \tau)|^2 U(z, \tau). \quad (2.10)$$

Uma vez que:

$$\frac{\partial U}{\partial T} = \frac{\partial U}{\partial \tau} \cdot \frac{\partial \tau}{\partial T}, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial \tau}{\partial T} = \frac{1}{T_0} \text{ e} \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial U}{\partial T} = \frac{1}{T_0} \frac{\partial U}{\partial \tau}, \quad (2.13)$$

pode-se ver que:

$$\frac{\partial^2 U}{\partial T^2} = \frac{1}{T_0^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2}. \quad (2.14)$$

Substituindo (2.14) em (2.10), obtém-se:

$$i \frac{\partial}{\partial z} U(z, \tau) = \frac{\beta_2}{2} \frac{1}{T_0^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} U(z, \tau) - \gamma P_0 \exp(-\alpha z) |U(z, \tau)|^2 U(z, \tau). \quad (2.15)$$

Adotando $\text{sgn}(\beta_2) = \pm 1$, $\beta_2 = \text{sgn}(\beta_2) \cdot |\beta_2|$ dependendo do sinal do parâmetro β_2 , tem-se:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \frac{1}{L_{NL}} \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (2.16)$$

onde

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \text{ e } L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (2.17)$$

O comprimento de dispersão L_D está relacionado com os efeitos dispersivos durante a propagação de um pulso numa fibra de comprimento L , enquanto o comprimento L_{NL} está relacionado com os efeitos não lineares. As dimensões L_D e L_{NL} fornecem as escalas de comprimento sobre as quais os efeitos dispersivos e não lineares tornam-se importantes para a evolução de um pulso dentro de uma fibra óptica. Dependendo da relação entre L , L_D e L_{NL} , podem-se ter três situações a considerar:

I) O comprimento L da fibra é tal que $L \ll L_D$ e $L \ll L_{NL}$ - Nem a dispersão e nem a não linearidade são importantes durante a propagação do pulso. Como resultado, o pulso mantém a sua forma durante a propagação, $U(z, \tau) = U(0, \tau)$. As fibras exercem um papel passivo neste regime e atuam como meros meios de transporte de pulso ópticos (exceto para pulsos com energia reduzida devido às perdas ópticas inerentes à fibra). Este regime é ideal para sistemas de comunicações de pequena distância. Considerando $L \approx 50\text{km}$, L_D e L_{NL} devem ser maiores que 500km para uma transmissão livre de distorção. Pode-se estimar T_0 e P_0 a partir de (2.17) para alguns parâmetros de uma fibra utilizada em sistemas de telecomunicações padrão. Considerando $\lambda = 1,55\mu\text{m}$, $|\beta_2| = 20\text{ps}^2/\text{km}$ e $\gamma = 3\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, o uso destes valores e de (2.17) mostram que os efeitos dispersivos e não lineares são negligenciados para $L < 50\text{km}$ se $T_0 > 100\text{ps}$ e $P_0 = 1\text{mW}$. Contudo, L_D e L_{NL} tornam-se menores para pulsos mais curtos e mais intensos (L_D e L_{NL} são aproximadamente 100m para $T_0 \approx 1\text{ps}$ e $P_0 \approx 1\text{W}$) [11].

II) Para $L \ll L_{NL}$, mas $L \geq L_D$ – A propagação do pulso é governada pela dispersão da velocidade de grupo (GVD), que provoca o espalhamento temporal do pulso durante sua evolução dentro da fibra. Os efeitos não lineares podem ser desprezados. O regime dominado pela dispersão acontece sempre que:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1. \quad (2.18)$$

III) Para $L \ll L_D$, mas $L \geq L_{NL}$ – O termo de dispersão na equação (2.10) é desprezível comparado com a não linearidade. Neste caso, a evolução do pulso é governada pela Auto Modulação de Fase (SPM), que provoca o alargamento espectral do pulso. O regime dominado pela não linearidade acontece sempre que:

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1. \quad (2.19)$$

2.1.3.1- Regime Dispersivo

Nesta seção será considerado um pulso propagando-se em um meio dispersivo. O efeito da dispersão cromática é devido à variação da velocidade de grupo com a frequência que constitui o espectro do pulso. Por consequência, cada componente diferente de frequência associada com o pulso se propaga com uma velocidade diferente dada por $c/n(\omega)$. Como o regime é genuinamente dispersivo, tem-se que $\gamma = 0$. Logo, pode-se reescrever a equação (2.10) como:

$$i \frac{\partial}{\partial z} U(z, \tau) = \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} U(z, \tau). \quad (2.20)$$

Para solucionar esta equação, pode-se fazer uso da Transformada de Fourier. Assim, se $\tilde{U}(z, \omega)$ é a transformada de Fourier de $U(z, T)$, então

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega . \quad (2.21)$$

Aplicando (2.21) em (2.20), tem-se:

$$i \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega \right) = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega \right) . \quad (2.22)$$

Desenvolvendo (2.22):

$$\frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \tilde{U}(z, \omega)}{\partial z} \exp(-i\omega T) d\omega - \frac{1}{2} \beta_2 \int_{-\infty}^{+\infty} (i\omega)^2 \tilde{U}(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega = 0 , \quad (2.23)$$

$$\frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \left(i \frac{\partial \tilde{U}(z, \omega)}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U}(z, \omega) \right) \exp(-i\omega T) d\omega \right] = 0 . \quad (2.24)$$

Deste modo, tem-se:

$$i \frac{\partial \tilde{U}(z, \omega)}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U}(z, \omega) . \quad (2.25)$$

Cuja solução é dada por

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) . \quad (2.26)$$

A equação (2.26) mostra que o GVD modifica a fase de cada componente espectral do pulso por uma quantidade que depende do quadrado da frequência e da distância propagada. Ainda que cada mudança de fase não afete o espectro do pulso, elas podem modificar a forma do pulso.

Para encontrar $\tilde{U}(0, \omega)$ na equação (2.26), necessita-se conhecer o pulso de entrada $U(0, T)$. Logo, $\tilde{U}(0, \omega)$ é dado por:

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT \quad (2.27)$$

Conforme realizado anteriormente, uma solução geral para a equação (2.20) pode ser encontrada substituindo-se (2.26) em (2.21):

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z\right) \exp(-i\omega T) d\omega, \quad (2.28)$$

resultando em:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega, \quad (2.29)$$

onde $\tilde{U}(0, \omega)$ é a transformada do campo incidente em $z = 0$ e é obtida usando (2.27).

Para examinar os efeitos provocados pelo GVD, considera-se um pulso Gaussiano como pulso incidente (entrada) em uma fibra. O pulso Gaussiano é da forma:

$$U(0, T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0}\right), \quad (2.30)$$

onde T_0 é a meia largura a altura de $1/e$, como introduzido anteriormente. Na prática é costumeiro usar a largura total à altura de $1/e$ da intensidade máxima do pulso (T_{FWHM}) em lugar de T_0 . Para um pulso Gaussiano, T_{FWHM} e T_0 são relacionados por:

$$T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0 \approx 1.665 T_0. \quad (2.31)$$

Substituindo (2.30) na equação (2.27), tem-se:

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0}\right) \exp(i\omega T) dT. \quad (2.32)$$

Resolvendo a transformada, encontra-se:

$$\tilde{U}(0, \omega) = T_0 \exp\left(-\frac{1}{2} T_0^2 \omega^2\right). \quad (2.33)$$

Substituindo (2.33) em (2.29), resulta em:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} T_0 \exp\left(-\frac{1}{2} T_0^2 \omega^2\right) \exp\left(\frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega. \quad (2.34)$$

Resolvendo a integral, tem-se que a amplitude no ponto z ao longo da fibra é dada por:

$$U(z, T) = \frac{T_0}{(T_0^2 - i\beta_2 z)^{1/2}} \exp\left(-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right). \quad (2.35)$$

Assim, pode-se observar que o pulso mantém o perfil gaussiano durante a propagação. Todavia, a largura temporal T_1 e a intensidade I_1 variam com a evolução do pulso, conforme as equações abaixo:

$$T_1(z) = T_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (2.36)$$

e

$$I_1(z) = \frac{1}{1 + \left(\frac{z}{L_D} \right)^2}, \quad (2.37)$$

onde $L_D = T_0^2/|\beta_2|$. A equação (2.36) mostra como o GVD alarga o pulso. A extensão do alargamento é governada pelo comprimento de dispersão L_D . Comparando-se as equações (2.30) e (2.35), pode-se observar que embora o pulso incidente não possua *chirp* (sem modulação de fase), o pulso transmitido adquire *chirp*. Pode-se ver isto claramente escrevendo $U(z, T)$ na forma:

$$U(z, T) = |U(z, T)| \exp[i\phi(z, T)], \quad (2.38)$$

onde

$$\phi(z, T) = -\frac{\text{sgn}(\beta_2)(z/L_D)T^2}{1+(z/L_D)^2T_0^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right). \quad (2.39)$$

A dependência do tempo da fase $\phi(z, T)$ implica que cada frequência instantânea está deslocada da frequência central ω_0 de:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial T} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)(2z/L_D)}{1+(z/L_D)^2} \frac{T}{T_0^2}. \quad (2.40)$$

A diferença $\delta\omega$ é justamente a derivada $-\partial\phi/\partial T$. O comportamento do pulso no tempo é alterado pelo deslocamento $\delta\omega$ ou *chirp*, que depende do comprimento de propagação z , do sinal de β_2 e do tempo T . O alargamento do pulso induzido pela dispersão acontece porque diferentes componentes de frequência do pulso viajam com velocidades ligeiramente diferentes ao longo da fibra. Mais especificamente, as componentes vermelhas viajam mais rápido do que as componentes azuis no regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$), enquanto que o oposto acontece no regime de dispersão anômalo ($\beta_2 < 0$). O pulso mantém a sua forma somente quando todas as componentes espectrais chegam juntas. A seguir pode-se observar o alargamento temporal de um pulso gaussiano sem *chirp* que propaga uma distância de $5L_D$ (figuras 2.1 e 2.2). Observe que o GVD não provoca alteração no espectro do pulso propagado (figura 2.3).

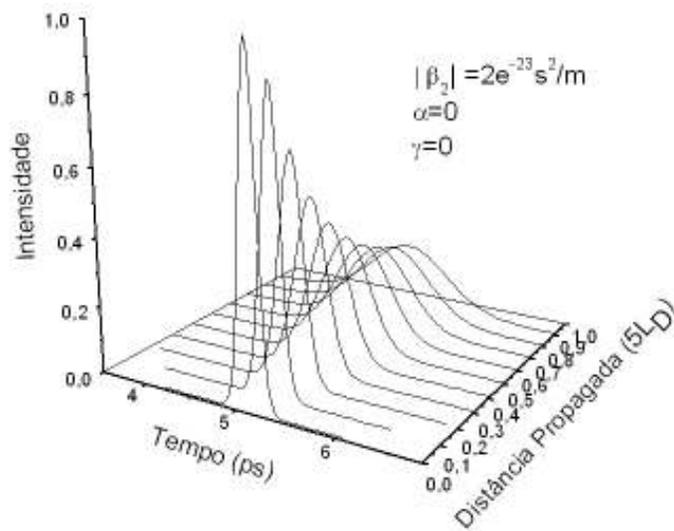


Fig. (2.1)- Propagação de um pulso Gaussiano sem *chirp* numa fibra em regime de dispersão anômalo.

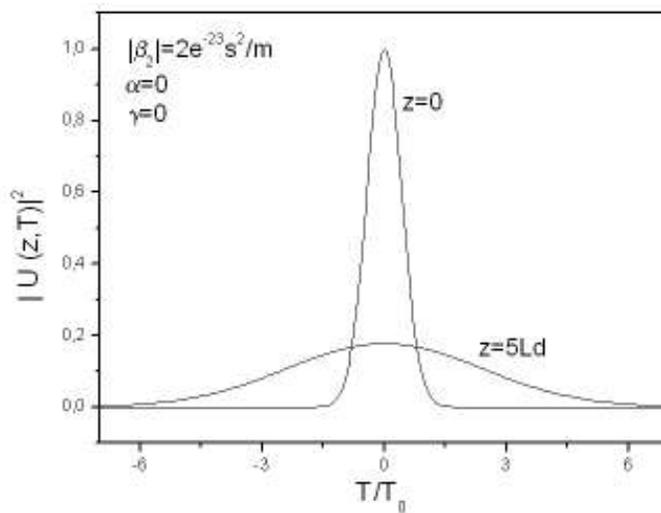


Fig. (2.2)- Alargamento temporal de um pulso Gaussiano após propagar $z=5L_D$.

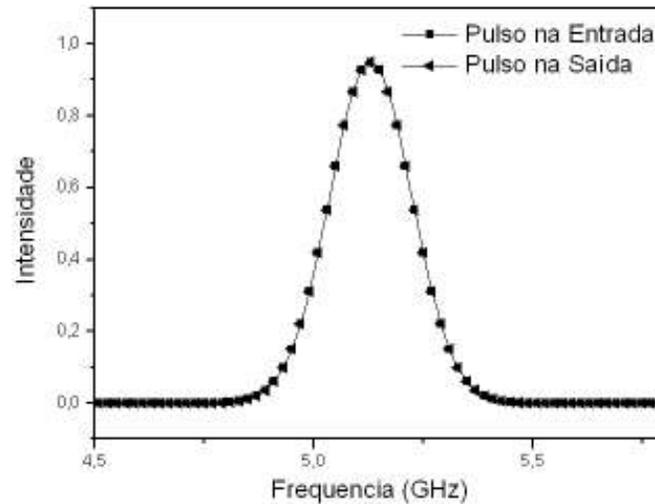


Fig. (2.3)- Espectro de um pulso Gaussiano após propagar $z=5L_D$.

2.1.3.2- Regime Não Linear

Nesta seção investigar-se-á a propagação de um pulso Gaussiano em regime puramente não linear para um meio com não linearidade tipo Kerr. Em meios com este tipo de não linearidade, uma manifestação interessante da dependência da intensidade do índice de refração não linear ocorre através de um fenômeno conhecido como Automodulação de Fase (SPM). O SPM leva ao alargamento espectral de pulsos ópticos, sendo o análogo temporal da autofocalização. A situação mais apropriada para estudar os efeitos da Automodulação de Fase é aquela onde a dispersão pode ser ignorada. Assim sendo, será analisada a NLSE considerando somente o termo correspondente a não linearidade γ , ou seja, faz-se $\beta_2 = 0$. Logo tem-se a seguinte situação: $L_D \gg L$, mas $L_{NL} \leq L$.

Pode-se reescrever a equação (2.10) como:

$$\frac{\partial U(z,T)}{\partial z} = \frac{i \exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U(z,T)|^2 U(z,T). \quad (2.41)$$

O termo α contabiliza as perdas na fibra e $L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1}$. A equação (2.41) pode ser resolvida substituindo $U = V \exp(i\phi_{NL})$ em ambos os lados da igualdade de (2.41). Igualando as partes reais e imaginárias, tem-se que:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial \phi_{NL}}{\partial z} = \frac{1}{L_{NL}} V^2 \exp(-\alpha z). \quad (2.42)$$

Como a amplitude V não é alterada com a propagação ao longo do comprimento z , a equação de fase pode ser integrada analiticamente para obter-se uma solução geral:

$$U(z, T) = U(0, T) \exp[i\phi_{NL}(z, T)], \quad (2.43)$$

onde $U(0, T)$ é a amplitude do campo em $z=0$ e

$$\phi_{NL}(z, T) = |U(0, T)|^2 \left(\frac{z_{eff}}{L_{NL}} \right), \quad (2.44)$$

sendo a distância efetiva z_{eff} definida como:

$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)] \quad (2.45)$$

z_{eff} é sempre menor que a distância propagada z . Isto é atribuído ao fato de existir perda óptica (α) durante a propagação do pulso. Caso $\alpha = 0$, tem-se que $z_{eff} = z$.

A equação (2.44) mostra que o SPM origina uma fase dependente da intensidade do pulso e da distância propagada. Vale salientar que o surgimento desta fase não altera em qualquer instante a forma do pulso propagado. O deslocamento de fase não linear $\phi_{NL}(z, T)$ sempre cresce com a propagação em z . O valor máximo do deslocamento de fase não linear ocorre no centro do pulso ($T=0$). Sendo U a amplitude normalizada, onde $|U(0,0)|^2=1$, tem-se:

$$\phi_{\max} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}} = \gamma P_0 z_{eff}. \quad (2.46)$$

O alargamento espectral provocado pelo SPM é uma consequência da dependência temporal de ϕ_{NL} . Isto pode ser percebido notando que uma fase variando temporalmente

implica em uma diferença de frequência óptica instantânea ao longo do pulso a partir de seu valor central ω_0 . Essa diferença ($\delta\omega$) é dada por:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T} = -\left(\frac{z_{eff}}{L}\right)\frac{\partial}{\partial T}|U(0,T)|^2. \quad (2.47)$$

A dependência temporal de $\delta\omega$ é denominada *chirping* de frequência. O *chirp* induzido pelo SPM aumenta de magnitude com a distância propagada. Em outras palavras, novas componentes de frequência são geradas continuamente à medida que o pulso se propaga. Estas componentes de frequência geradas pelo SPM alargam o espectro do pulso em torno da sua largura inicial em $z=0$. A extensão do alargamento espectral depende da forma do pulso. Considerando que o pulso incidente é um pulso gaussiano sem *chirp* definido em (2.30), a partir das equações (2.30), (2.45) e (2.47), o *chirp* $\delta\omega(T)$ é dado por:

$$\delta\omega(T) = \frac{2m}{T_0} \frac{z_{eff}}{L_{NL}} \left[\frac{T}{T_0}\right]^{2m-1} \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^{2m}\right], \quad (2.48)$$

onde $m=1$ para um pulso gaussiano. Assim, (2.48) fica:

$$\delta\omega(T) = \frac{2}{T_0} \frac{z_{eff}}{L_{NL}} \left[\frac{T}{T_0}\right] \exp\left[-\left(\frac{T}{T_0}\right)^2\right]. \quad (2.49)$$

A variação temporal do chirp $\delta\omega(T)$ tem algumas características. Primeira, $\delta\omega(T)$ é negativo na região onde $T<0$ e positiva em $T>0$ (figura 2.4). Segunda, o chirp é linearmente crescente com T , ao longo da parte central do pulso (figura 2.5) [12].

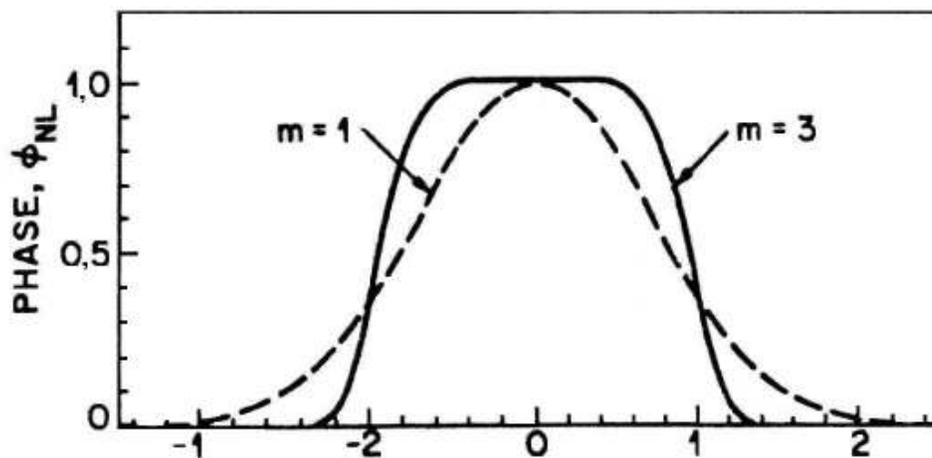


Figura (2.4)- Variação temporal do deslocamento de fase ϕ_{NL} induzido pelo SPM para um pulso Gaussiano ($m=1$) e Supergaussiano ($m=3$).

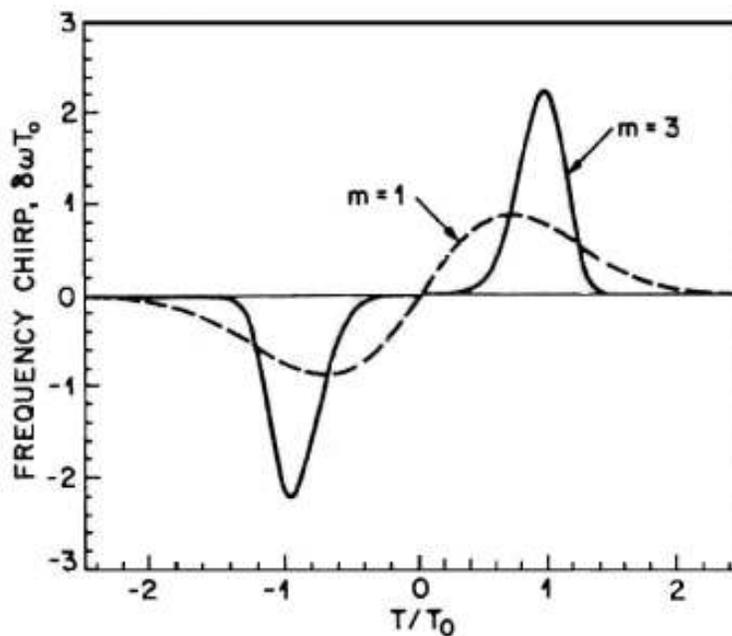


Figura (2.5)- Chirp $\delta\omega$ para um pulso Gaussiano ($m=1$) e Supergaussiano ($m=3$).

A seguir pode-se observar o alargamento espectral provocado pelo SPM em um pulso gaussiano sem *chirp* que se propaga uma distancia de $30L_{NL}$ (figura 2.6). Pode-se contemplar também que o SPM não provoca alteração (tempo) na forma do pulso propagado (figuras 2.7 e 2.8).

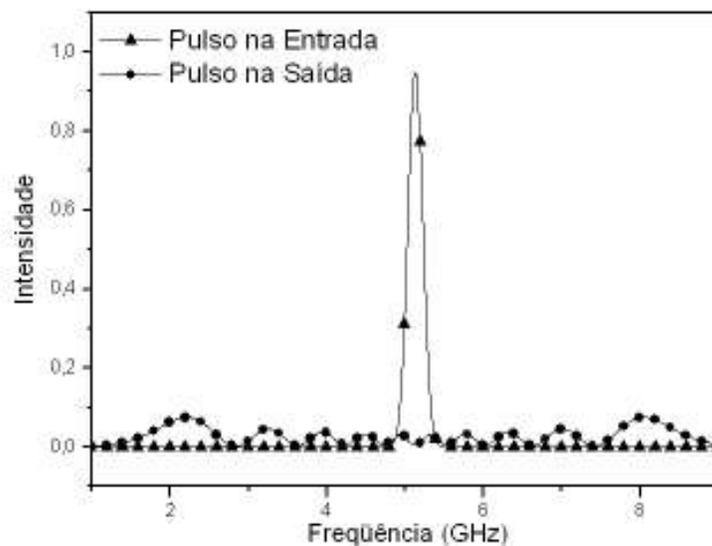


Fig. (2.6)- Espectro de um pulso Gaussiano após propagar $z=30L_{NL}$.

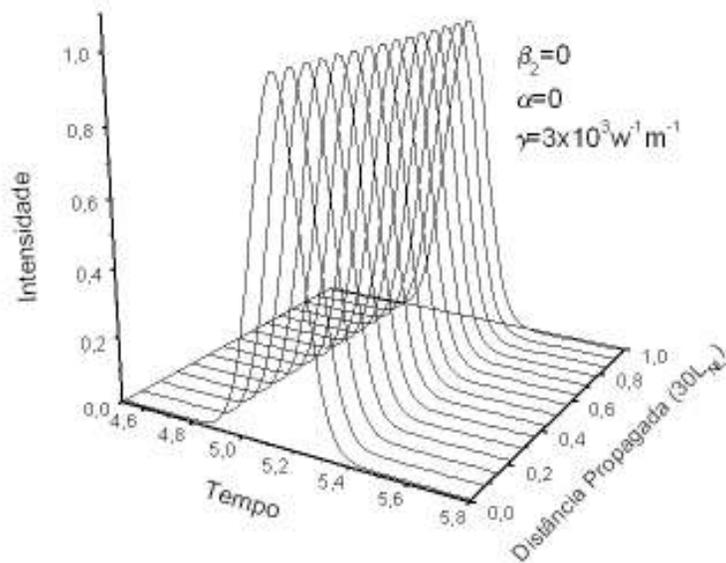


Figura (2.7)- Propagação de um pulso Gaussiano sem *chirp* numa fibra em regime não linear.

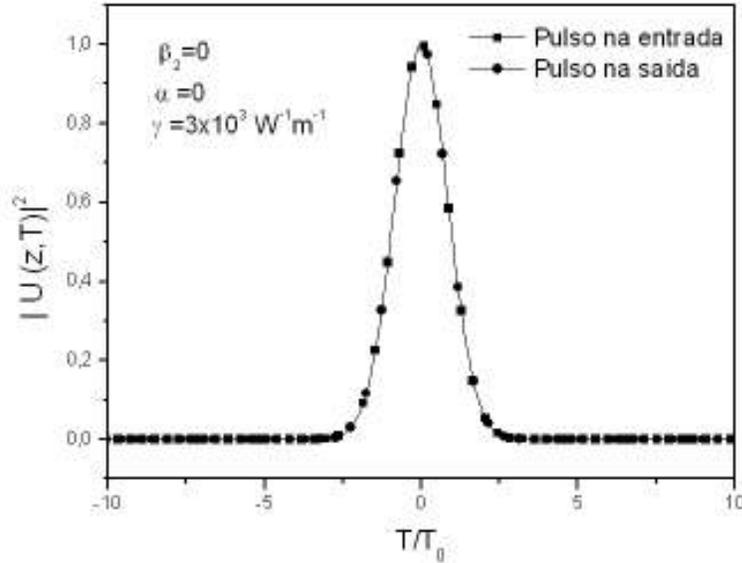


Fig. (2.8)- Formas do pulso gaussiano na entrada e na saída de uma fibra após propagação de $30L_{NL}$.

A título de reminiscência, o parâmetro de não linearidade γ é definido pela seguinte equação:

$$\gamma = \frac{2\pi \cdot n_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (2.50)$$

onde n_2 representa o índice de refração não linear, λ é o comprimento de onda óptico e A_{eff} é a área efetiva do núcleo da fibra.

2.1.4- Formação de Sólitons Ópticos (Regimes Não Linear e Dispersivo)

Quando T_0 e P_0 se combinam de tal forma que $L \geq L_D$ e $L \geq L_{NL}$, os efeitos não linear e dispersivo devem ser considerados durante a propagação do pulso ao longo da fibra. O comportamento temporal do pulso depende do balanço entre estes dois efeitos.

Os sinais de β_2 e n_2 desempenham um papel importante na dinâmica do pulso. Quando β_2 é positivo (dispersão normal), as componentes de frequências menores propagam mais rápido do que as maiores. Se n_2 for positivo, o efeito da automodulação de

fase aumenta as freqüências na parte posterior do pulso ($T < 0$), logo os dois efeitos combinados alargam temporalmente o pulso, pois a frente se propaga mais rápido que a parte posterior. Quando o regime de dispersão é anômalo, as componentes de freqüência maiores propagam mais rápido que as menores. Agora, se o índice de refração não linear for negativo, as freqüências maiores são geradas na parte anterior do pulso ($T > 0$); o resultado é novamente o alargamento temporal, pois a frente do pulso se propaga mais rápido do que a parte posterior. Podemos concluir que o pulso alarga sempre que $\beta_2 n_2 > 0$.

O efeito do SPM gera freqüências maiores na parte posterior do pulso ($n_2 > 0$), que em regime de dispersão anômalo são mais rápidas do que as freqüências menores na parte anterior do pulso, devido a isso a frente do pulso é mais lenta do que sua parte posterior; a tendência do pulso é a compressão temporal. Quando esses dois efeitos são combinados (dispersão anômala e índice de refração não linear positivo), o pulso se propaga sem sofrer nenhuma alteração na sua forma, adquirindo estabilidade e tornando-se um sóliton. Geralmente isso ocorre quando $\beta_2 n_2 < 0$.

Novamente, o ponto de partida para o estudo da interação dos efeitos dispersivos e não lineares agindo juntos é a NLSE (2.2). Pode-se normalizar a equação (2.2) utilizando as seguintes transformações [13, 14 e 15]:

$$U(z, T) = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad (2.51)$$

$$\xi = \frac{z}{L_D} \quad \text{e} \quad (2.52)$$

$$\tau = \frac{T}{T_0}. \quad (2.53)$$

A partir destas transformações obtém-se facilmente:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} + N^2 |U|^2 U = 0, \quad (2.54)$$

onde N é definido como:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (2.55)$$

O parâmetro N tem uma considerável influência sobre os efeitos GVD e SPM que atuam diretamente no pulso em evolução. Para $N \ll 1$, o pulso se propaga sob domínio totalmente dispersivo. Por outro lado, caso $N \gg 1$, tem-se o domínio dos efeitos relacionados ao SPM. Quando $N \cong 1$, tanto os efeitos dispersivos quanto os não lineares terão igual importância.

Continuando as deliberações acerca da equação (2.54), faz-se o seguinte procedimento: eliminar N de (2.54) fazendo a seguinte substituição:

$$u(\xi, \tau) = NU(\xi, \tau). \quad (2.56)$$

Assim, a equação (2.54) torna-se:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0. \quad (2.57)$$

A equação (2.57) tem solução bastante conhecida:

$$u(\xi, \tau) = A \cdot N \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}} \operatorname{sech}(A\tau) \exp\left(\frac{-iA^2\xi}{2} + i\phi\right), \quad (2.58)$$

onde A é a amplitude do pulso, N representa a ordem do sólton e ϕ é a fase arbitrária. N pode assumir qualquer valor real, entretanto para $N=1$, as amplitudes u e U são iguais e o sólton é denominado fundamental. Quando $N=2$ o sólton é chamado de segunda ordem e assim sucessivamente.

O estudo da propagação de um sólton traz resultados bastante interessantes acerca da comunicação através de fibras e dispositivos ópticos, e para o seu estudo deve-se utilizar um método numérico (Runge Kutta-RK, Método de Fourier com passo dividido-MFPD, etc.) e introduzir um pulso com a seguinte condição inicial:

$$u(0, \tau) = A \operatorname{sech}(A\tau). \quad (2.59)$$

A título de exemplo, podem-se adotar os seguintes valores para os parâmetros usados no método numérico: $\beta_2 = -20,0 \text{ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 20,0 \text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $T_{FWHM} = 2 \text{ps}$ ($T_{FWHM} = 1.763 T_0$), $T_0 = 1,136 \text{ps}$ e $P_0 = 0,774 \text{W}$. As figuras a seguir mostram a propagação de um sólton fundamental, de segunda ordem, de terceira ordem e de ordem fracionária, respectivamente. Para $N=1$ (figura 2.9), a forma do pulso permanece inalterada durante sua evolução na fibra. Vale salientar que somente o sólton fundamental permanece livre de *chirp* durante a propagação. Quando $N>1$, o sólton sofre alteração em sua forma, que é recobrada periodicamente de acordo com a seguinte equação:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi T_0^2}{2 |\beta_2|}, \quad (2.60)$$

onde z_0 representa o período do sólton.

Para $N<1$, o sólton perde estabilidade e sofre alargamento temporal, não recobrando mais sua forma original. Para $N= 2$ (figura 2.10) e $N= 3$ (figura 2.11), pode-se observar uma repetição periódica do perfil do sinal a cada comprimento z_0 a partir dos parâmetros já definidos, onde $L_D = 64,52 \text{m}$, sendo $z_0 = (\pi/2) \cdot L_D = 101,35 \text{m}$.

Para a situação retratada na figura 2.12 ($N= 0,8$) verifica-se o alargamento do pulso após alguns metros propagados (pulso perde estabilidade).

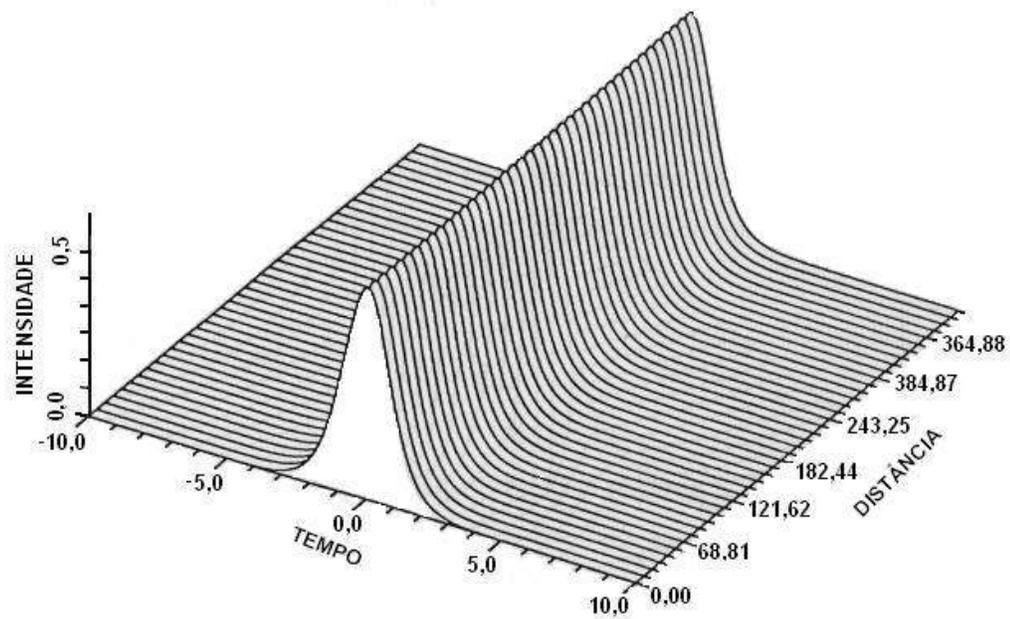


Fig. (2.9)- Propagação de um sólton fundamental.

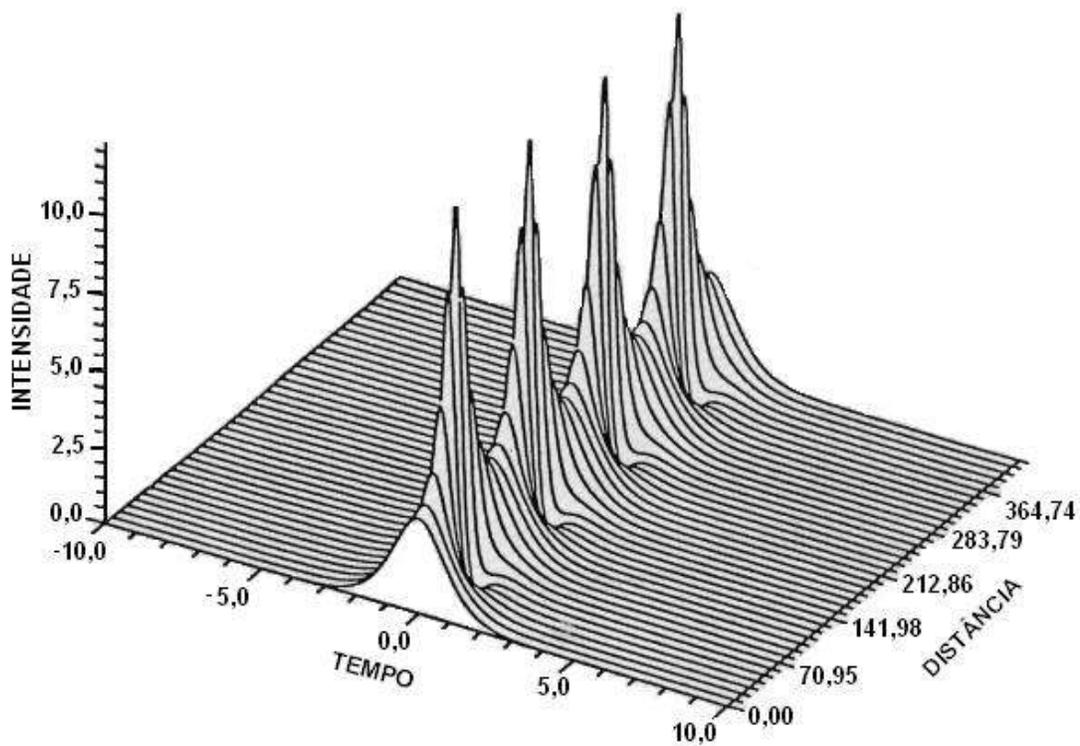


Fig. (2.10)- Propagação de um sólton de segunda ordem.

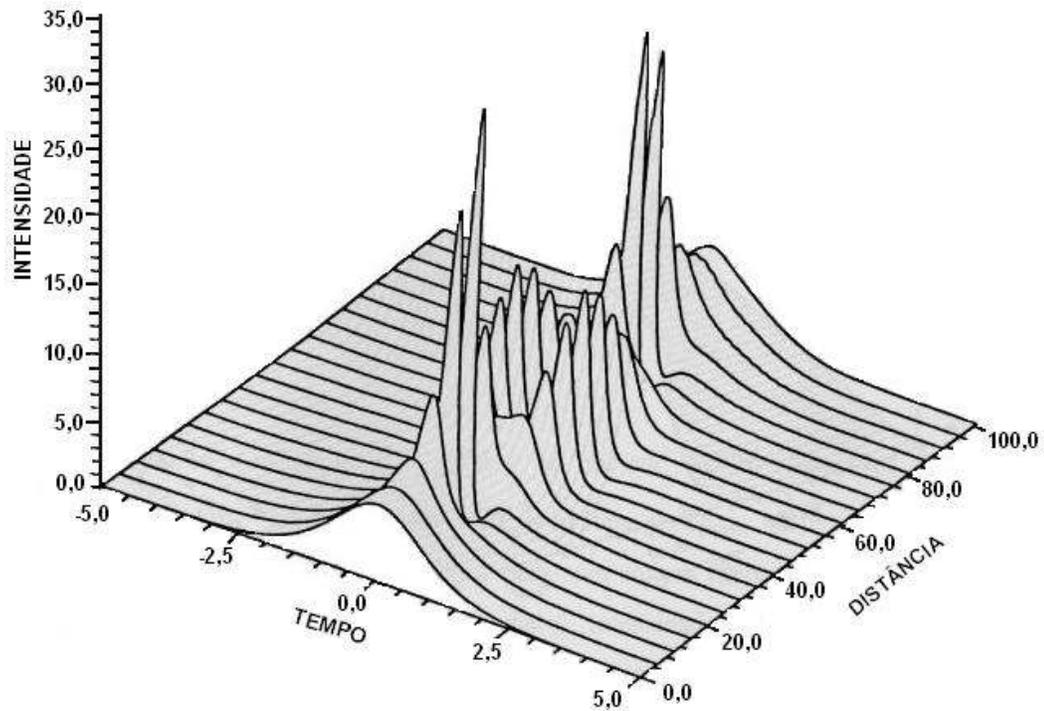


Fig. (2.11)- Propagação de um sóliton de terceira ordem (um período).

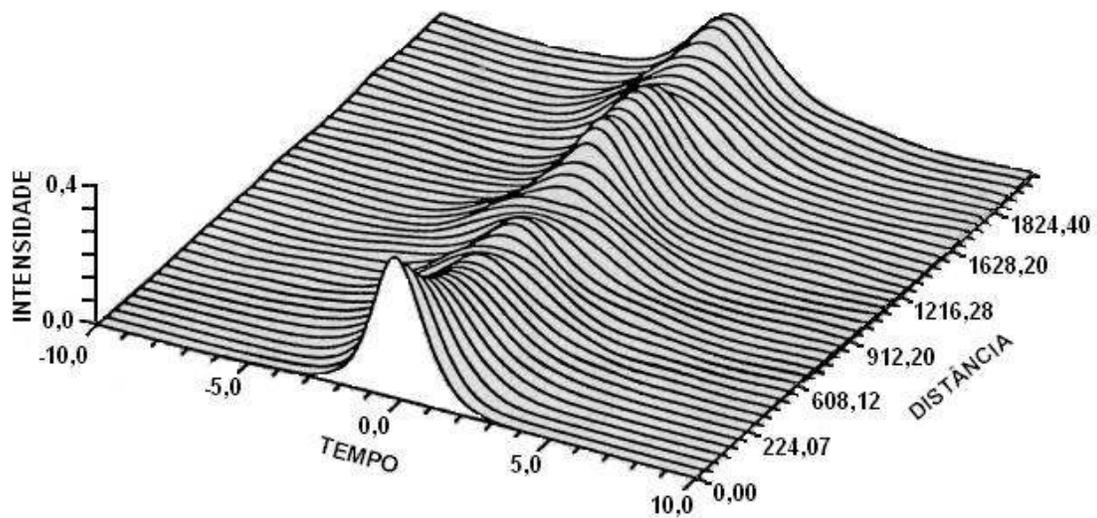


Fig. (2.12)- Propagação de um sóliton de ordem fracionária, $N=0,8$.

2.1.5- Interação entre Sólitons

Antes de analisar as interações entre sólitons, deve-se primeiramente averiguar qual a taxa de transmissão dos sistemas solitônicos e qual a distância de separação adequada entre dois sólitons de *time-slots* vizinhos.

Usualmente, em sistemas ópticos, a informação é transmitida fazendo corresponder ao “1” lógico a presença de um pulso de luz e ao “0” lógico a ausência de luz. O pulso de luz pode ocupar todo o período do bit, e neste caso, estamos na presença de um sistema com modulação não retorno a zero (NRZ). Se o pulso ocupar apenas uma fração do período do bit, corresponde a um sistema com modulação retorno a zero (RZ). A modulação NRZ não pode ser usada em sistemas baseados em sólitons, pois o sóliton só pode ocupar uma fração do período do *time-slot*, usualmente não superior a 20%. Isto porque os pulsos do tipo sóliton interagem mutuamente. De fato, como será observado, a presença de outros pulsos perturba a propagação dos sólitons, fazendo surgir forças de atração e repulsão. A figura (2.13) mostra um fluxo de dados solitônicos com modulação RZ [14 e 15].

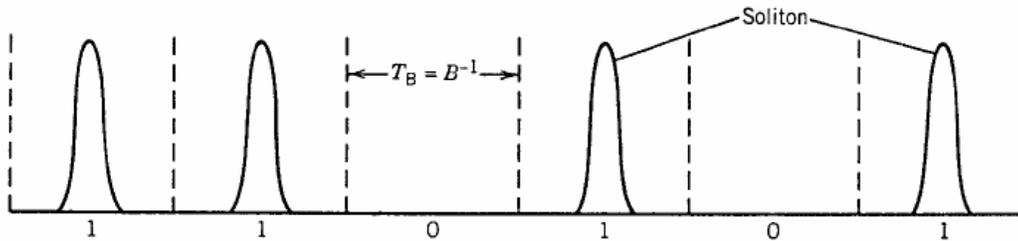


Fig. (2.13)- Fluxo de dados solitônicos com modulação RZ.

A taxa de transmissão B é mostrada abaixo:

$$B = \frac{1}{T_B} = \frac{1}{2q_0 T_0}, \quad (2.61)$$

onde T_B é a duração do *time-slot* e $2q_0 = T_B/T_0$ é a separação temporal entre sólitons vizinhos em unidades normalizadas [14].

Volta-se agora a atenção para a interação que ocorre entre dois sólitons vizinhos.

Viu-se que a NLSE tem como solução um pulso com perfil solitônico (secante hiperbólico), embora esta solução seja válida para um pulso propagando-se isoladamente. Na propagação do sóliton podem-se ter perturbações causadas pela presença de outros

sólitons na vizinhança. Estas perturbações são devido à combinação dos campos ópticos não satisfazerem a equação NLSE. Resolvendo numericamente a equação NLSE e admitindo como condição inicial a presença de dois sólitons vizinhos, de acordo com a equação (2.62), pode-se compreender o processo de interação entre eles [16 e 17].

$$U(0, \tau) = \sec h(\tau - q_0) + r \sec h[r(\tau + q_0)] \exp(i\phi), \quad (2.62)$$

onde r e ϕ são a amplitude e a fase relativa aos pulsos, q_0 é a posição do pico do pulso no tempo retardado, sendo a separação inicial dada por $2q_0$. A equação (2.62) é bem geral, e a partir dela, variando a fase ϕ e a amplitude r , pode-se obter comportamentos diferentes para os pulsos. Assim, têm-se duas situações a considerar:

- Interação entre sólitons com mesma amplitude:
 - Repulsão entre sólitons - Quando há um defasamento inicial no início da propagação dos sólitons, isto é $\phi \neq 0$. Os sólitons tendem a se afastar, sofrendo uma interação repulsiva.
 - Atração entre sólitons – Quando os sólitons se encontram em fase, isto é, $\phi = 0$, eles sofrem uma interação atrativa. O que se observa é que os sólitons se atraem até haver uma colisão, depois voltam a tomar sua forma anterior sempre mantendo uma periodicidade. Esse comportamento confirma que o potencial envolvido nessa interação entre sólitons ópticos é simétrico, pois após colapso os sólitons recuperam sua forma original. A distância percorrida até ocorrer o primeiro colapso depende da separação dos pulsos de entrada. Essa oscilação periódica é chamada de comprimento de colisão, e pode ser calculado de acordo com a equação abaixo [13], para $q_0 > 3$:

$$L_{COL} = \frac{\pi}{2} L_D \exp(q_0) = z_0 \exp(q_0), \quad (2.63)$$

onde z_0 é o período do sóliton dado pela equação (2.60). Uma expressão mais precisa, válida para valores arbitrários de q_0 é obtida usando a seguinte equação dada por [13]:

$$\frac{L_{COL}}{L_D} = \frac{\pi \sinh(2q_0) \cosh(q_0)}{2q_0 + \sinh(2q_0)} \quad (2.64)$$

- Interação entre sólitons com amplitudes diferentes:
 - Quando dois sólitons têm amplitudes diferentes, o comportamento se altera por completo. Para a situação de sólitons em fase ($\phi = 0$), o colapso tende a desaparecer. Agora, para dois sóliton fora de fase ($\phi \neq 0$), que antes se repeliam, a repulsão tende a desaparecer.

2.2- Modulação de Pulsos por Posição (PPM)

Como visto anteriormente, o sóliton é um pulso óptico no qual a não linearidade da fibra compensa o efeito dispersivo, e um sóliton isolado irá propagar-se sem sofrer dispersão sobre longas distâncias. Assim sendo, os sólitons são “veículos” atrativos para a transmissão de dados. A princípio, a capacidade de tal sistema de comunicação deverá ser extremamente elevada, com taxas de vários milhares de Gbits/s em *links* com distâncias muito longas. Entretanto, limitações práticas restringem a capacidade destes sistemas. Senão, vejamos:

Primeiro, a máxima taxa de transmissão não é simplesmente relacionada à largura do pulso, como no caso dos sistemas lineares de comunicação. A interação não linear existe entre sucessivos pulsos solitônicos, com efeito, de que os pulsos devem ser separados por no mínimo várias larguras T_{FWHM} , para minimizar os efeitos da interação entre sólitons. A manutenção desta interação em níveis baixos requer uma limitação da distância de propagação [18].

Segundo, a produção de um sóliton requer uma relativa quantidade de energia por pulso. Por exemplo, um pulso de $T_{FWHM} = 10\text{ps}$ requer 0.26pJ de energia em uma fibra com dispersão de $-3.7\text{ps}^2/\text{km}$ e área efetiva do núcleo de $25\mu\text{m}^2$. Assim, um trem de pulsos periódicos com janela de 50ps e pulsos de 5ps requer 10mW de potência óptica média. Em unidades físicas, a energia do sóliton é definida como:

$$E = 2PT_0, \quad (2.65)$$

onde P é a potência de pico em Watts.

Neste trabalho, usar-se-ão sólitons de largura $T_{FWHM} = 2\text{ps}$ com potência de pico de 1 Watt, o que fornece

$$E = 2,27 \text{ pJ} . \quad (2.66)$$

Por causa do relacionamento entre a energia do sóliton e a sua largura, um sistema solitônico emprega um sinal potente para uma largura de banda satisfatória de maneira direta.

Terceiro, os efeitos de ruídos em canais de comunicação não lineares são consideravelmente mais complicados que no caso linear. Particularmente, a transmissão de sólitons sobre *links* muitos longos requer amplificação periódica para compensar a dissipação do sóliton devido à atenuação na fibra. O processo de amplificação introduz ruídos que interagem com os sólitons e afetam sua propagação.

Para mitigar as limitações expostas a pouco, processos de modulação vem sendo estudados e investigados, como por exemplo, a modulação de pulsos por posição.

A principal motivação para o estudo de sólitons modulados pelo PPM surge do fato de que o PPM aplicado em pulsos curtos permite uma maior taxa de transmissão do que a modulação aplicada em pulsos largos, e pulsos intensos exibem uma alta relação sinal/ruído do que os pulsos fracos. Conseqüentemente, pulsos intensos e curtos são desejáveis para a aplicação do PPM.

A modulação PPM consiste na variação temporal da posição dos pulsos por pequenas quantidades de suas posições do período regular, denominadas de ε . Para deslocamentos com acréscimo de tempo ($+\varepsilon$), a modulação representa o Bit 1, e para deslocamentos com decréscimo de tempo ($-\varepsilon$), a modulação representa o Bit 0 (figura 2.14). Caso haja, durante a propagação, um deslocamento superior a $+\varepsilon$, então o Bit 1 em questão será recebido de forma errada (erro PPM), podendo ser interpretado como Bit 0 do *time slot* consecutivo, o mesmo acontece para deslocamentos inferiores a $-\varepsilon$, onde o Bit 0 será interpretado como Bit 1 (figuras 2.15, 2.16 e 2.17). Devido a este fato é que a estabilidade do pulso durante a propagação torna-se tão significativa [18 à 22].

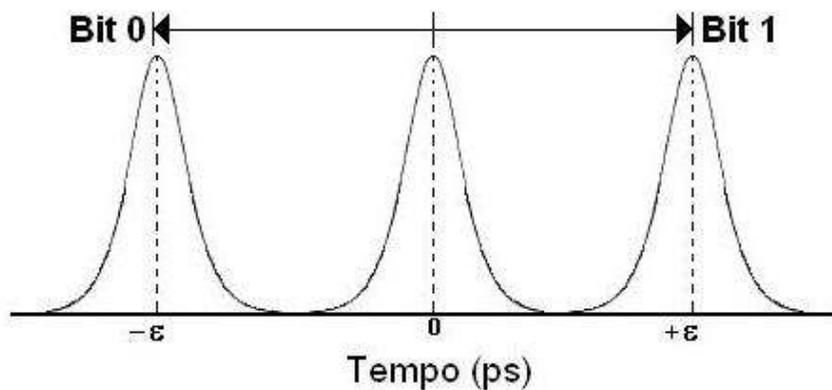


Fig. (2.14)- Modulação PPM de um pulso genérico.

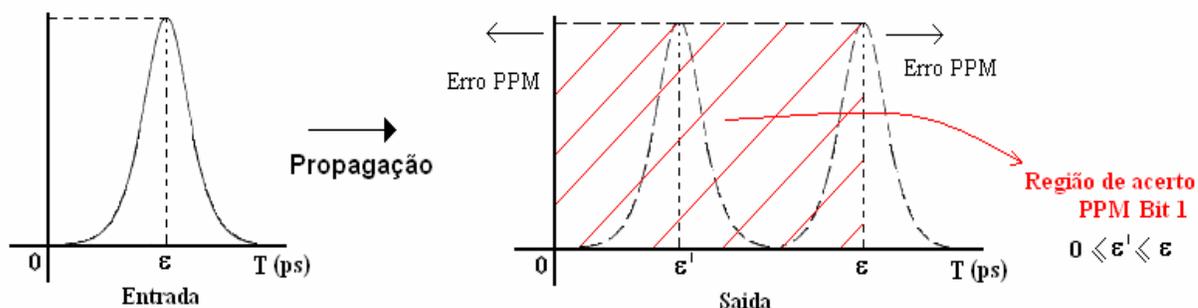


Fig. (2.15)- Delimitação das regiões de acerto e erro PPM Bit 1.

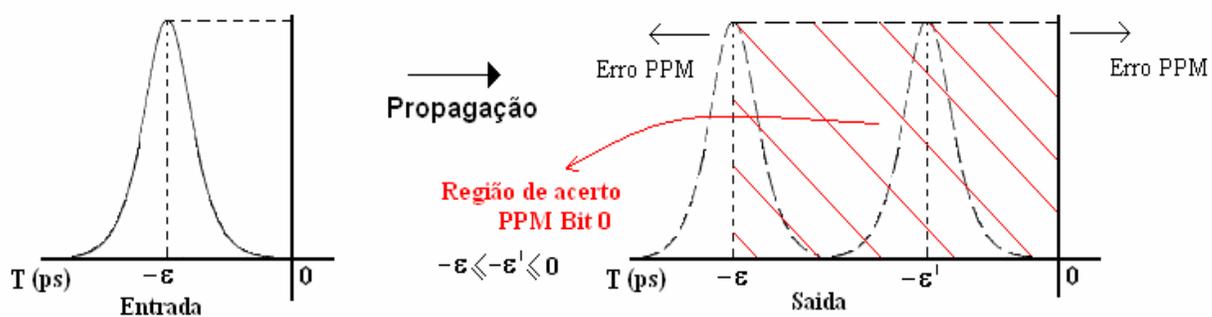


Fig. (2.16)- Delimitação das regiões de acerto e erro PPM Bit 0.

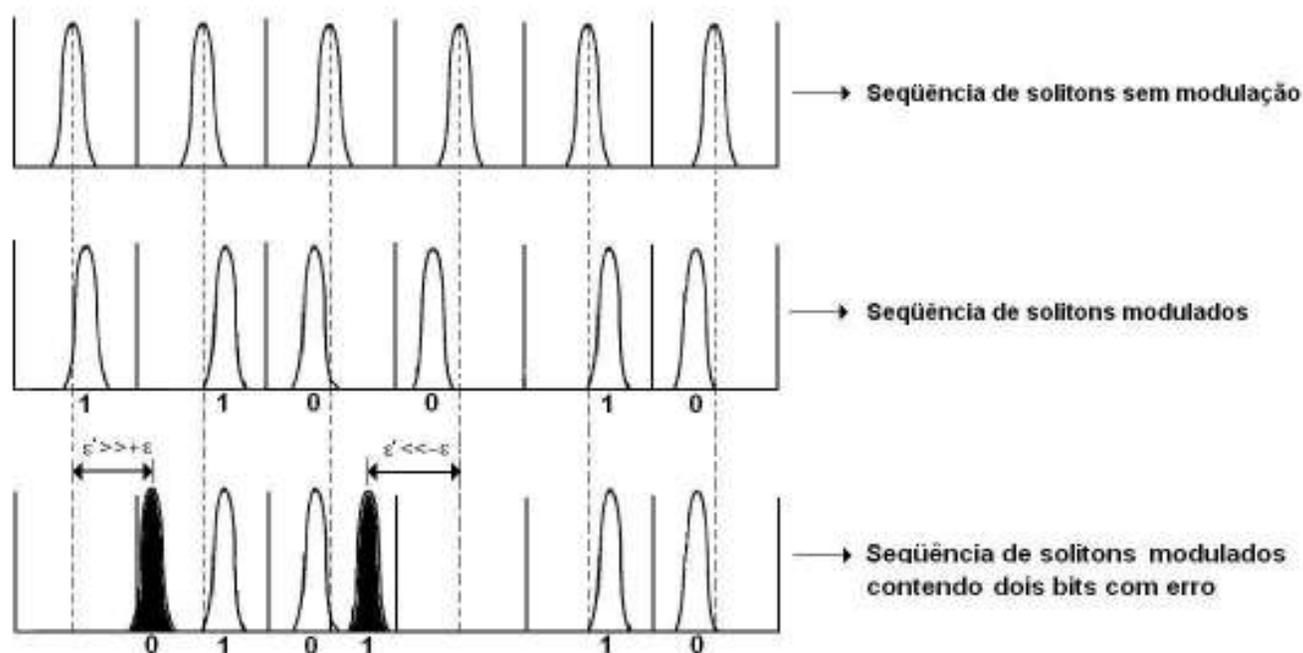


Fig. (2.17)- Seqüências de pulsos solitônicos.

2.3- Referências

1. Abdullaev, F., Darmanyan, S. e Khabibullaev, P., "Optical Soliton". Springer-Verlag. Berlim, 1993.
2. Russel, L.H., "Soliton Waves". American Scientist. Jul-Aug, 1992.
3. Hasegawa, A., Tappert, F., Applied Physics Letters 23, p. 142, 1973.
4. Zakharov, V. E., Shabat, A. B. Soviet Physics. JETP 34, p. 62, 1972; 37, p. 823, 1973.
5. Mollenauer, L. F., Stolen, R. H., Gordon, J. P., Physics Review Letters 45, p. 1095, 1980.
6. Mollenauer, L. F., Stolen, R. H., Islan, M. N., Optics Letters 10, p. 229, 1985.
Mollenauer, L. F., Smith, K., Optics Letters 13, p. 675, 1988.
7. Agrawal, G., P., "Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Terceira edição. Capítulo 2, 1995.
8. Agrawal, G., P., "Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Terceira edição. Capítulo 1, pp. 9-11, 1995.

9. Dodd, R. K., Eilbeck, J. C., Gibbon, J. D. e Morris, H. C. "Soliton and Nonlinear Wave Equations". Academic, New York, 1982.
10. Agrawal, G., P., "Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Terceira edição. Capítulo 3, 1995.
11. Agrawal, G., P., "Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Terceira edição. Capítulo 4, 1995.
12. Agrawal, G., P., "Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Terceira edição. Capítulo 5, 1995.
13. Agrawal, G., P., "Fiber Optic Communication Systems". Wiley Interscience. Segunda edição. Capítulo 10, 1997.
14. Agrawal, G., P., "Applications of Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Primeira edição. Capítulo 8, 2001.
15. Karpman V. I. and Solovev, V. V., Physica 3D, p. 487, 1981.
16. Kodama, Y. and Nozaki, K., Opt. Lett. 12, p. 1038, 1987.
17. Arnold, J. M., "Soliton pulse-position modulation", Optics Communications, Vol. 140, nº 6, December 1993.
18. Silva, J.I., "Comunicações Ópticas Solitônicas Operando com Pulsos Ultracurtos em Fibras Ópticas sob Codificação PPM (Modulação de Pulsos por Posição)". Universidade Federal do Ceará, 1997.
19. Holz, R., "Codificação de Solitons por Posição (PPM) e Amplitude (PAM) para Comunicações à Longa Distância em Fibras Ópticas". Universidade Federal do Ceará, 1999.
20. Silva, J.I., Sombra, A. S. B., "Pulse position modulation (PPM) of ultrashort pulse trains in optical fibers", Optics Communications, Vol. 152, pp. 59-64, 1998.
21. Arnold, J. M., Boardman, A. D., Mehta, H. M., Putman, R. C. J., "PPM soliton pulse trains in optical fibers", Optics Communications, Vol. 122, pp. 48-57, 1995.

CAPÍTULO**3****Propriedades Básicas de um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF)**

Neste capítulo serão apresentadas as características e propriedades fundamentais resultantes da propagação eletromagnética em meios periódicos. Usando o formalismo de modos acoplados para um meio perturbado periodicamente por uma onda acústica, será desenvolvida a teoria geral que descreverá o modelo teórico de um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável Linear, culminando em um conjunto de equações diferenciais acopladas, obtidas a partir das Equações de Maxwell, considerando uma variação periódica no tensor dielétrico do meio, ao longo da direção z , e uma conseqüente dependência espacial que surge nas amplitudes complexas dos respectivos modos acoplados de interesse. Desta forma, o conjunto de equações acopladas determinará a amplitude de cada modo ao longo do comprimento do dispositivo.

Com a descrição matemática da propagação de cada modo no dispositivo, será possível, utilizando-se do método numérico de Runge Kutta de 4ª ordem, obter a solução 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 fim, serão apresentados alguns comentários práticos sobre o princípio de funcionamento de um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável, ressaltando, na última seção, os materiais utilizados na construção destes dispositivos.

3.1- Filtros em Formato de Grade

Filtros acústico-ópticos sintonizáveis podem ser construídos a partir de guias de ondas já comercialmente disponíveis. Para aplicações em WDM, a tecnologia de guias de ondas de LiNbO_3 é freqüentemente usada desde que possam construir filtros acústico-ópticos compactos, com polarização independente, que tenham uma banda de aproximadamente 1nm e uma faixa de sintonização acima de 100nm. O desenvolvimento

básico, mostrado esquematicamente em alguns trabalhos [1], usam dois divisores de potência da polarização, dois guias de ondas de LiNbO_3 , um transdutor de onda acústica de superfície, onde todos os componentes integraram o mesmo substrato. O sinal WDM incidente é polarizado ortogonalmente pelo primeiro divisor de potência. O canal cujo comprimento de onda satisfaz a condição de Bragg é dirigido a diferentes saídas pelo segundo divisor de potência por causa de uma mudança acusticamente induzida na sua direção de polarização; todos os outros canais vão para outras saídas. A sintonização é relativamente rápida por causa de sua natureza eletrônica, e resulta em um tempo de chaveamento menor que $10\mu\text{s}$. Filtros acústico-ópticos sintonizáveis têm demonstrado ser um dispositivo prático para roteamento de comprimento de onda e também em suas aplicações no *cross-connect* óptico em sistemas WDM.

3.1.1- Interação do Som e da Luz (Emparelhamento de Fase)

Nesta seção discutir-se-á alguns filtros sintonizáveis que exploram a interação de ondas de som e de luz em um sólido. A onda sonora produz uma grade de difração artificial e a luz incidente interage com esta grade. Uma grade é uma região com muitas ondulações paralelamente bem definidas no seu índice refrativo. Para este trabalho, o assunto da interação som-luz é de importância em si mesmo porque muitos tipos de filtros sintonizáveis estão baseados neste tipo de interação.

Como conhecido, os filtros ópticos sintonizáveis práticos são baseados em alguma forma de interferência [1], construtivamente em relação ao centro da banda do filtro, e parcialmente ou completamente destrutível em relação a outras faixas de frequências. Nos filtros acústico-ópticos que serão descritos, isto não é tão óbvio; o fato é que a difração por um gradeamento causa realmente interferência entre centenas ou milhares de pequenas ondas, não sendo assim tão efetivo um modo de pensar neles como é o conceito de *conservação do momento*, também conhecido como *emparelhamento de fase* ou *modo acoplado*.

Quando uma onda sonora viaja ao longo de um material sólido transparente, os locais são periodicamente comprimidos e rarefeitos espacialmente, causando acréscimos e decréscimos locais no seu índice de refração pela ação do efeito fotoelástico. Portanto, ao passar luz por um material com um coeficiente fotoelástico relativamente alto, a propagação da onda sonora deverá formar um gradeamento periódico que vai difratar a irradiação da luz

incidente com um ângulo que depende do ângulo de incidência, do comprimento de onda da luz λ e do comprimento de onda sonoro Λ .

Pode-se construir uma variedade de dispositivos nos quais somente uma curta faixa de λ 's passará devido a um determinado Λ , na qual esta banda pode ser sintonizada em λ pela variação de Λ . Depois pode ser feita simplesmente uma sintonização da frequência através do mecanismo elétrico do transdutor que lança a onda acústica no material cristalino. Considerando tal mecanismo de RF (radio frequência), onde as frequências podem ser produzidas em osciladores de cristais de quartzo, para um harmônico específico, devido a um termo digital de entrada, esta idéia torna-se ainda mais atraente, do ponto de vista sistêmico, para construírem-se filtros altamente estáveis e de rápida sintonia usando interação acústico-óptica.

Aqui, usar-se-á respectivamente, as letras minúsculas λ , v , f , ω e k para denotar comprimento de onda, velocidade, frequência (temporal), frequência angular e constante de propagação (isto é, número de onda ou frequência angular espacial), para a luz, e as letras maiúsculas (Λ , V , F , Ω e K) para as variáveis acústicas correspondentes. Por convenção, λ denota o comprimento de onda que a luz teria, com o mesmo ω , se viajasse no espaço livre, enquanto Λ é comprimento de onda do som no meio.

Para dar um sentido quantitativo para o assunto, considere uma luz com $\lambda = 1,5\mu\text{m}$, ou seja, com frequência $f = 2 \times 10^{14} \text{Hz}$, e frequência sonora $F = 100 \text{MHz}$, ambos viajando em um cristal comumente usado (molibdato de chumbo- PbMoO_4). Este material tem índice de refração $n = 2,3$ e velocidade sonora $V = 3,75 \text{mm}/\mu\text{s}$, quando comparado com a velocidade da luz no material que é de $c/n = 1,3 \cdot 10^5 \text{mm}/\mu\text{s}$. O comprimento de onda acústico $\Lambda = V/F$ vale $37,5\mu\text{m}$, e o comprimento de onda da luz no meio é $\lambda/n = 0,65\mu\text{m}$. Assim, embora por um lado as frequências estejam diferentes por seis ordens de magnitude, em contrapartida, as velocidades são diferentes com uma razão menor que seis ordens de magnitude, e assim os comprimentos de onda no meio normalmente ficam com aproximadamente uma ou duas ordens de magnitude de um em relação ao outro.

Pode-se notar que, desde que a velocidade da luz é ordens de magnitude maior que a velocidade do som, durante o tempo de duas interações aproximadamente, a grade criada acusticamente permanece essencialmente na mesma posição com a luz que passa sobre ela.

Para construir um dispositivo acústico-óptico sintonizável prático, é desejável que repasse para a irradiação difratada a maior fração possível da luz incidente com o menor

gasto da potência do dispositivo de RF, para evitar frequências excessivas de RF ou um grande alcance de sintonização de RF, minimizando o tempo que se leva para sintonizar de um λ a outro, e selecionar o número máximo de canais de comprimento de onda possíveis. Em geral, a propriedade de um filtro acústico-óptico necessário para conseguir esses objetivos, não pode ser obtida por um simples material isotrópico, na qual todas as variáveis seriam expressas em escalares ou vetores, mas ao se propagar ao longo de eixos cuidadosamente escolhidos de cristais que, sendo anisotrópicos, exigem que algumas das variáveis sejam representadas como tensores. Porém, aqui serão apresentadas estas pertinentes idéias, pensando nos vários parâmetros de um filtro acústico-óptico como escalares e os parâmetros da luz e do som como escalares ou vetores.

Uma conseqüência prática da anisotropia dos parâmetros acústico-ópticos no cristal é que ele requer algum desenvolvimento para se usar os efeitos acústico-ópticos na construção de filtros ópticos sintonizáveis que são completamente independentes de polarização. Um modo é construir dois caminhos paralelos de luz no meio do dispositivo, um controla uma polarização e o outro a polarização ortogonal, isto é, diversidade de polarização.

Existem basicamente dois tipos de dispositivos acústico-ópticos, os que os vetores de propagação óptico e acústico formam um ângulo muito grande de um em relação ao outro e os que são quase colineares. Tipicamente, a geometria de um ângulo muito grande é usada para defletores acústico-ópticos, e a de um colinear é usada para filtros acústico-ópticos sintonizáveis. Os defletores são de alguma forma interessantes, não necessariamente porque eles fazem filtros sintonizáveis ideais por si mesmos, mas porque eles podem ser usados como componentes nas extensas estruturas de filtros sintonizáveis, servindo às vezes como moduladores, e especialmente porque eles são úteis para a explicação dos princípios básicos.

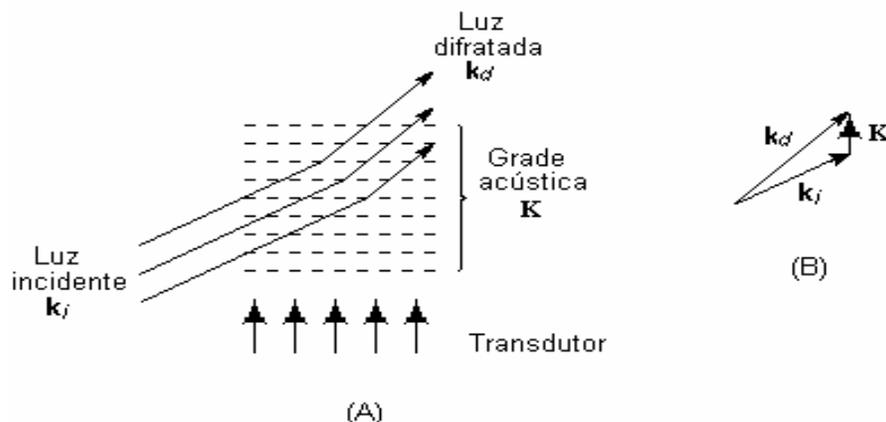


Figura (3.1)- Interação da luz com o som. (A) Geometria da luz incidente (k_i) e do som (K) para produzir a luz difratada (k_d). (B) Triângulo de conservação do momento.

O modo mais fácil de ver o que acontece quantitativamente com a luz e com o som interagindo em um sólido e ver como pode ser efetuada a sintonização dos comprimentos de ondas é usando a descrição dos vetores na figura (3.1) [2]. Em vez de se desenvolver a geometria, está muito mais fácil explicar a interação acústico-óptica, chamando na idéia moderna, que a luz ou o som tem uma “personalidade” dual, como uma onda e como uma partícula quantizada. Para a onda de luz a partícula é o familiar fóton; e para a onda sonora a partícula é o fônon.

Especificamente, a onda de luz tem um campo E que pode ser representado como $E = E \cos(\omega t - kr)$, onde r é a magnitude do vetor unitário ao longo da direção de propagação. Esta onda pode ser pensada como sendo composta de partículas tendo:

$$Energia = \frac{h}{2 \cdot \pi} \cdot \omega \text{ (escalar) e} \quad (3.1)$$

$$Momento = \frac{h}{2 \cdot \pi} \cdot \mathbf{k} \text{ (vetor),} \quad (3.2)$$

e semelhantemente para o fônon acústico (com frequência angular Ω em radianos por segundo e frequência espacial K em radianos por mm).

De acordo com a visão de partícula, a difração da luz pelo gradeamento efetivo criado pela onda acústica é vista como uma colisão de baixa perda entre um fóton incidente

e um fônon no meio. Em tal colisão, deve ser conservado tanto o momento como a energia, o que significa que a luz difratada (subscrito com a letra d) é relacionada à luz incidente (subscrito com a letra i) e o campo acústico do seguinte modo:

$$\omega_d = \omega_i \pm \Omega \quad (\text{Conservação de energia}) \quad \text{e} \quad (3.3)$$

$$\mathbf{k}_d = \mathbf{k}_i \pm \mathbf{K} \quad (\text{Conservação do momento}) . \quad (3.4)$$

A colisão resulta na aniquilação do fóton e do fônon incidentes e a geração de um novo fóton que tem momento e energia diferentes. Se a luz e o som estão se propagando essencialmente na mesma direção ($\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{K}$ positivo), o sinal “+” aplica-se a ambas as equações; o fóton difratado tem um maior momento (maior k - vetorial) e um pequeno acréscimo dado pelo efeito Doppler, pela quantia acrescida pelo fônon. Se eles estão se propagando em direções aproximadamente opostas, ($\mathbf{k}_i \cdot \mathbf{K}$ negativo), então o sinal “-” é aplicado, e o novo fóton tem energia mais baixa, decrescida pela quantia subtraída pelo fônon, dada pelo efeito Doppler.

Este modelo permite usar a figura (3.1) para ver o que acontece de uma forma particularmente simples. Na figura (3.1-A) é visto a irradiação incidente com vetor de propagação \mathbf{k}_i que interage com som de vetor de propagação \mathbf{K} que produz a resultante \mathbf{k}_d da onda difratada. Na figura (3.1-B) é mostrado o triângulo equivalente do momento, representando o processo na quais todas as pequenas ondas parcialmente refletidas, dos muitos picos e depressões do gradeamento acústico, interferem construtivamente.

3.2- Propagação eletromagnética em meios periódicos

Os primeiros esforços no estudo da difração da luz através de estruturas periódicas, foram feitos por William Henry Bragg e William Lawrence Bragg, pai e filho, respectivamente. Os seus resultados no estudo deste fenômeno renderam-lhes o prêmio Nobel em 1915 [3].

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 Solc, filtros acústico-ópticos, etc. De um modo geral, as propriedades ópticas de um meio periódico são descritas pelo seu tensor dielétrico (ε), e tensor de permeabilidade (μ), que são uma função periódica do espaço e descrevem a simetria translacional do meio. Quando o meio não é periódico o tensor dielétrico é simplesmente dado por $\varepsilon = \varepsilon_0(I + \chi)$.

Neste trabalho, considera-se a variação temporal da forma $\exp(i\omega t)$. Desta forma, a análise da propagação de radiação eletromagnética de um *laser* (na frequência ω), em um meio periódico, é descrita pela solução das equações de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -i\omega\mu\mathbf{H} \text{ e} \quad (3.5)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = i\omega\varepsilon\mathbf{E} . \quad (3.6)$$

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. A propagação de ondas eletromagnéticas, nesta configuração de camadas alternantes, já foi bastante estudada e apresenta os mesmos comportamentos fundamentais que surgem na propagação da luz em outros meios periódicos [4,5,6 e 7].

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 (\mathbf{E} e \mathbf{H}) dependam do vetor de onda Bloch (\mathbf{K}_B) e que existe uma relação de dispersão entre ω e \mathbf{K}_B [8]. 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:

$$\varepsilon(\mathbf{z}) = \varepsilon_0 + \Delta\varepsilon(\mathbf{z}) . \quad (3.7)$$

Na equação (3.7) ε_0 é a parte não perturbada do tensor dielétrico (ou permissividade dielétrica do espaço livre) e $\Delta\varepsilon$ representa, unicamente, a parte do tensor dielétrico que varia periodicamente. Adicionalmente, conhecendo-se em que direção esta perturbação é periódica, é possível expandir $\Delta\varepsilon$ em uma série de Fourier. Para meios periódicos na direção z com período Λ , tem-se,

$$\Delta\varepsilon(z) = \sum_{m \neq 0} \varepsilon_m \exp\left(\frac{-imz2\pi}{\Lambda}\right). \quad (3.8)$$

A soma abrange todo m , exceto $m = 0$ devido ao que foi estabelecido na equação (3.7).

3.3- 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 Biguard na França. O fenômeno mais importante associado com a interação acústico-óptica é a difração da luz por um meio perturbado acusticamente. Quando uma onda sonora propaga-se em um meio material (por exemplo, um cristal), surge um campo de tensão acústica proporcional à intensidade da onda sonora. 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 acústico.

A perturbação periódica é uma função do espaço e do tempo e se move em uma velocidade igual à velocidade do som no meio. Desde 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 que surge entre o índice de refração e o campo de tensão acústica é designado de efeito fotoelástico. Partindo deste raciocínio, pode-se afirmar que o princípio da interação acústico-óptica prevê um tratamento com a teoria de modos acoplados.

De uma forma geral, a interação acústico-óptica permite uma maneira conveniente de investigar as características de ondas sonoras propagando-se em um meio qualquer ou, mais especificamente, um modo de manipular pulsos ópticos de uma forma rápida e eficaz. Devido a isto, a modulação de um *laser* pelo efeito acústico-óptico é usada em um grande número de aplicações [9], incluindo moduladores de luz, defletores de raios, processadores

de sinais, filtros sintonizáveis, analisadores de espectro, etc. O desempenho de dispositivos baseados em interações acústico-ópticas depende, sobretudo, do desenvolvimento de transdutores (SAW) de largura de banda eficiente, e da descoberta de materiais com melhores propriedades acústico-ópticas e adicionalmente de um *laser* que produza luz com radiação coerente.

As propriedades ópticas de um meio anisotrópico são caracterizadas completamente pelo tensor de impermeabilidade óptica [3]

$$\eta = \varepsilon_0 \varepsilon^{-1}. \quad (3.9)$$

Dado η pode-se determinar o índice elipsóide e subseqüentemente os índices de refração para uma onda óptica viajando em uma direção arbitrária com uma polarização arbitrária.

Na presença de uma tensão acústica, o tensor de impermeabilidade óptica é modificado tal que η_{ij} torna-se uma função dos elementos do tensor acústico (s_{kl}),

$$\eta_{ij} = \eta_{ij}(s_{kl}). \quad (3.10)$$

Esta dependência é chamada efeito fotoelástico. Cada uma das nove funções $\eta_{ij}(s_{kl})$ pode ser expandida em termos de nove variáveis s_{kl} em série de Taylor. Mantendo somente os termos lineares, tem-se:

$$\eta_{ij}(s_{kl}) \approx \eta_{ij}(0) + \sum_{kl} p_{ijkl} s_{kl}, \quad i, j, k, l = 1, 2, 3, \quad (3.11)$$

onde

$$p_{ijkl} = \frac{\partial \eta_{ij}}{\partial s_{kl}} \quad (3.12)$$

são constantes formando um tensor de *rank* 4 conhecido como o tensor acústico-óptico.

Desde que η_{ij} e s_{kl} são tensores simétricos, os coeficientes p_{ijkl} são invariantes para a permutação de i e j , e para a permutação de k e l . Existem, portanto seis ao invés de nove valores independentes para o conjunto (i, j) e seis valores independentes para o conjunto

(k, l) . O par de índices (i, j) é usualmente contraído para um único índice $I=1, 2, 3, \dots, 6$. Os índices (k, l) são similarmente contraídos e denotados pelo índice $K=1, 2, 3, \dots, 6$. O tensor de rank 4 p_{ijkl} é então descrito por uma matriz 6×6 p_{IK} .

A simetria do meio material (cristal) requer que alguns dos coeficientes de p_{IK} desapareçam. Por exemplo, a matriz p_{IK} de um cristal cúbico tem a seguinte estrutura:

$$p_{IK} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{11} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{bmatrix} \quad (3.13)$$

Esta matriz é também aplicável para um meio isotrópico.

Neste momento, objetivando o desenvolvimento da teoria dos modos acoplados, que será mostrada na seção subsequente, utilizar-se-á uma outra notação para descrever a variação do tensor de impermeabilidade óptica. Permutando I para q e K para r , tem-se:

$$\Delta \eta_q = \Delta \left(\frac{1}{n^2} \right)_q = p_{qr} s_r, \quad (3.14)$$

onde $q, r = 1, 2, 3, \dots, 6$.

3.4 Teoria de modos acoplados para um AOTF

O Filtro Acústico-Óptico Sintonizável é um dos vários dispositivos ópticos baseados na interação acústico-óptica. Aqui, será formulado o modelo teórico para um AOTF Linear através do desenvolvimento da teoria de modos acoplados, como solução das equações de Maxwell, para um meio perturbado periodicamente por uma onda acústica.

Inicialmente assume-se que a onda acústica (frequência Ω) 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 a propriedade da conservação de energia, apenas duas ondas serão acopladas pelo som: a onda incidente na frequência $\omega_1 = \omega$ e a onda que sofre difração em $\omega_2 = \omega + \Omega$ ou $\omega_2 = \omega - \Omega$, dependendo da direção de propagação do som em relação ao raio óptico incidente. Nestas condições, de acordo com o efeito fotoelástico, a equação (3.14) pode ser escrita como:

$$\Delta\eta_q = \Delta \left(\frac{\varepsilon_\theta}{\varepsilon} \right)_q = p_{qr} s_r \cos(\Omega t - Kz). \quad (3.15)$$

Esta modulação no tensor de impermeabilidade $\Delta\eta_q$ corresponde a uma modulação do tensor dielétrico, representado agora por:

$$\Delta\varepsilon(z, t) = 2\varepsilon_l \cos(\Omega t - Kz) \equiv \Delta\varepsilon \cos(\Omega t - Kz). \quad (3.16)$$

O fator 2 na equação (3.16) aparece apenas para tornar mais conveniente a seguinte transformação:

$$\Delta\varepsilon(z, t) = \varepsilon_l \{ \exp[i(\Omega t - Kz)] + \exp[-i(\Omega t - Kz)] \}, \quad (3.17)$$

onde ε_l é a primeira (e única) componente de Fourier da perturbação dielétrica $\Delta\varepsilon$. Igualmente, ε_l também é um tensor dado por:

$$\varepsilon_l = \frac{-\varepsilon(ps)\varepsilon}{2\varepsilon_\theta}. \quad (3.18)$$

Sendo (ps) uma matriz (3X3) com elementos $p_{qr} s_q$ 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 (ε_x , ε_y , ε_z) dispostas em uma matriz diagonal (3X3) [10].

Considerando a teoria geral para meios periódicos e sob as condições expostas anteriormente, é possível afirmar que a equação (3.16) acoplará os dois modos confinados

no AOTF [11 e 12]. A equação que descreve a propagação do campo elétrico total dos dois modos acoplados, onda incidente e onda difratada, é dada por:

$$\mathbf{E} = \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp[i(\omega_1 t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp[i(\omega_2 t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})]. \quad (3.19)$$

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 modais complexas. Na presença da perturbação dielétrica (3.16), ambas amplitudes são funções da posição espacial. A dependência temporal das amplitudes é desprezada, visto que, as frequências sonoras (Ω) estão abaixo das frequências ópticas (ω_1, ω_2) , o que implica em uma perturbação dielétrica praticamente estacionária.

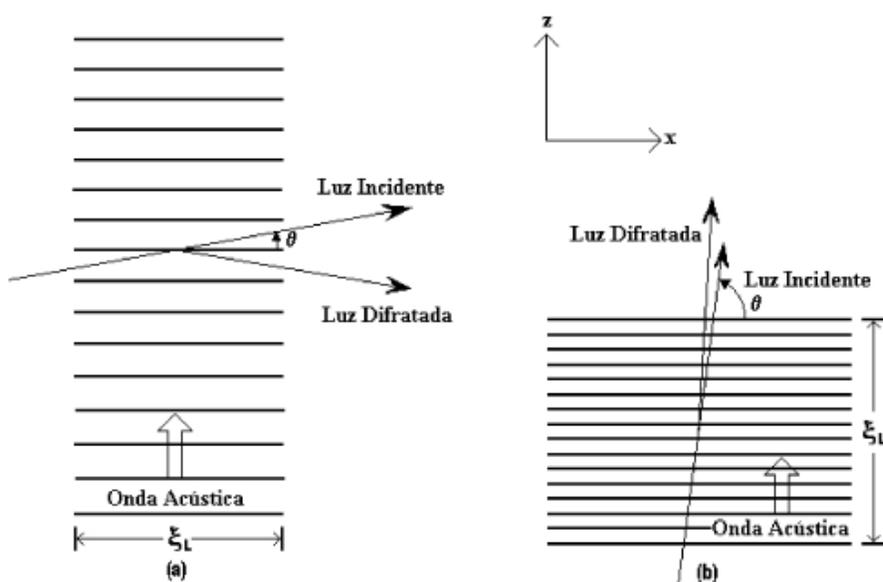


Figura (3.2)- Dois tipos de configurações comuns em uma interação acústico-óptica: (a) Ângulo de incidência (θ) pequeno; (b) Ângulo de incidência (θ) grande.

Na Figura (3.2) 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 estar neste mesmo plano. É por isso que o campo elétrico total pode ser escrito como uma superposição dos dois modos confinados:

$$\mathbf{E} = \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp[i(\omega_1 t - \alpha_1 x - \beta_1 z)] + \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp[i(\omega_2 t - \alpha_2 x - \beta_2 z)], \quad (3.20)$$

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 acústico-óptica requer que as amplitudes dos modos tenham uma dependência apenas de x ou z . Com base nisto, a interação acústico-óptica pode ser dividida nas duas configurações da figura (3.2).

Para baixas frequências sonoras deve-se utilizar a configuração “a” da figura (3.2), 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 sonoras, a configuração “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, o campo elétrico deve satisfazer a equação de onda:

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \omega^2 \mu \varepsilon_0 \mathbf{E} = -\omega^2 \mu \Delta \varepsilon \mathbf{E}. \quad (3.21)$$

Como antes, ε_0 pode representar o tensor dielétrico do meio na ausência da onda sonora, e $\Delta \varepsilon$ é a perturbação agora representada por (3.16). Naturalmente, quando $\Delta \varepsilon = 0$, qualquer modo será individualmente uma solução de (3.21) e as amplitudes modais não dependerão de x ou z . Substituindo um modo individual (E_1 ou E_2) em (3.21), com $\Delta \varepsilon = 0$, e fazendo as diferenciações no Laplaciano com respeito à x e z , tem-se:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y^2} - \alpha_m^2 - \beta_m^2 + \mu \omega^2 \varepsilon_0 \right) \mathbf{a}_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] = 0, \quad (3.22)$$

onde $m = 1$ ou 2 .

Entretanto, quando $\Delta \varepsilon \neq 0$ (3.16), faz-se a substituição da equação (3.20) em (3.21) para se obter a forma geral:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=1,2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \mu\omega_m^2 \varepsilon_0 \right) \mathbf{a}_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] \\
& = - \sum_{j=1,2} \mu\omega_j^2 \Delta\varepsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp[i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z)]
\end{aligned} \tag{3.23}$$

Ao lado direito da equação (3.23), 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 (3.23), atentando agora para a dependência espacial das amplitudes a_1 e a_2 . Após considerar a solução para um modo individual (3.22) na equação (3.23), tem-se:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=1,2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - 2i\beta_m \frac{\partial}{\partial z} - 2i\alpha_m \frac{\partial}{\partial x} \right) \mathbf{a}_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] \\
& = - \sum_{j=1,2} \mu\omega_j^2 \Delta\varepsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp[i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z)]
\end{aligned} \tag{3.24}$$

De posse da equação acima, é possível fazer uma primeira simplificação. As derivadas segundas podem ser desprezadas, visto que, a perturbação acústico-óptica é normalmente muito pequena ($\Delta\varepsilon / \varepsilon_0 \approx 10^{-5}$), de maneira que a variação das amplitudes modais torna-se lenta, isto implica que a equação (3.24) pode ser controlada apenas por derivadas de primeira ordem. Diante disto, a equação (3.24) transforma-se em:

$$\begin{aligned}
& \sum_{m=1,2} \left(2i\beta_m \frac{\partial}{\partial z} + 2i\alpha_m \frac{\partial}{\partial x} \right) \mathbf{a}_m \mathbf{E}_m \exp[i(\omega_m t - \alpha_m x - \beta_m z)] \\
& = \sum_{j=1,2} \mu\omega_j^2 \Delta\varepsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp[i(\omega_j t - \alpha_j x - \beta_j z)]
\end{aligned} \tag{3.25}$$

Mesmo tratando apenas com diferenciais de primeira ordem, ainda é bastante difícil resolver o problema bidimensional (3.25) em x e z . O propósito principal de todo este desenvolvimento teórico é apenas ilustrativo, visto que, o estudo do AOTF neste trabalho, está baseado na configuração “b” da figura (3.2). 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 .

Adicionalmente, 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, tem-se pela lei de conservação da energia que $\omega_1 \approx \omega_2 = \omega$. Com estes resultados, podem-se fazer as devidas modificações na equação (3.25) para obter:

$$\sum_{m=1,2} 2i\beta_m \frac{d\mathbf{a}_m}{dz} \mathbf{E}_m \exp(-i\beta_m z) = \mu\omega^2 \sum_{j=1,2} \Delta\epsilon \mathbf{a}_j \mathbf{E}_j \exp(-i\beta_j z). \quad (3.26)$$

Atribuindo agora os valores de m e j , dos somatórios do lado direito e esquerdo da equação (3.26), aos seus respectivos termos, tem-se:

$$\begin{aligned} & 2i\beta_1 \frac{d\mathbf{a}_1}{dz} \mathbf{E}_1 \exp(-i\beta_1 z) + 2i\beta_2 \frac{d\mathbf{a}_2}{dz} \mathbf{E}_2 \exp(-i\beta_2 z) \\ & = \mu\omega^2 [\Delta\epsilon \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp(-i\beta_1 z) + \Delta\epsilon \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp(-i\beta_2 z)] \end{aligned} \quad (3.27)$$

A equação (3.27) constitui um par de equações diferenciais lineares acopladas, mas ainda não representa a forma utilizável para o estudo do AOTF, pois, apesar de descrever as variações das amplitudes modais 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 e \mathbf{E}_2 e a perturbação $\Delta\epsilon$. Com este intuito, faz-se o produto interno da equação (3.27) com a equação (3.28), sendo primeiramente $j = 1$. Isto corresponde apenas a uma manipulação algébrica para simplificar os cálculos.

$$\mathbf{C}_j = \mathbf{E}_j^* \exp(i\beta_j z). \quad (3.28)$$

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 (3.17) e os termos relevantes das integrais do produto interno:

$$2i\beta_1 \frac{d\mathbf{a}_1}{dz} \langle \mathbf{E}_1^*, \mathbf{E}_1 \rangle = \mu\omega^2 \mathbf{a}_2 \mathbf{E}_2 \exp[i(\beta_1 - \beta_2 \pm K)z] \langle \mathbf{E}_1^*, \epsilon_1 \mathbf{E}_2 \rangle. \quad (3.29)$$

Repete-se o processo acima de forma análoga, entretanto desta vez multiplicando-se a equação (3.27) pela equação (3.28), fazendo $j = 2$. O resultado é uma equação ligeiramente modificada:

$$2i\beta_2 \frac{da_2}{dz} \langle \mathbf{E}_2^*, \mathbf{E}_2 \rangle = \mu\omega^2 \mathbf{a}_1 \mathbf{E}_1 \exp[-i(\beta_1 - \beta_2 \pm K)z] \langle \mathbf{E}_2^*, \varepsilon_1 \mathbf{E}_1 \rangle. \quad (3.30)$$

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

$$\begin{aligned} \langle \mathbf{E}_m^*, \mathbf{E}_m \rangle &= \iint \mathbf{E}_m^* \cdot \mathbf{E}_m dx dy \text{ e} \\ \langle \mathbf{E}_m^*, \varepsilon_1 \mathbf{E}_j \rangle &= \iint \mathbf{E}_m^* \cdot \varepsilon_1 \mathbf{E}_j dx dy, \end{aligned} \quad (3.31)$$

onde $m \neq j$.

Os vetores \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 são agora normalizados de maneira que se tenha um fluxo de potência de $1\text{W}/\text{mm}^2$ na direção z

$$\mathbf{E}_j = \left(\frac{2\mu\omega_j}{|\beta_j|} \right)^{\frac{1}{2}} \mathbf{p}_j. \quad (3.32)$$

Esta normalização é consistente com a propriedade da ortogonalidade dos modos normais [13]. Na equação (3.32), \mathbf{p}_j é o vetor unitário que descreve o estado de polarização do modo em questão ($j = 1$ ou 2). Inserindo a normalização (3.32) dentro do produto interno nas equações (3.31), chega-se finalmente as equações acopladas:

$$\frac{da_1}{dz} = -i \frac{\beta_1}{|\beta_1|} C_{12} a_2 \exp(i2\Delta\beta z), \quad (3.33)$$

$$\frac{da_2}{dz} = -i \frac{\beta_2}{|\beta_2|} C_{12}^* a_1 \exp(-i2\Delta\beta z). \quad (3.34)$$

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:

$$2\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm K, \quad (3.35)$$

$$C_{12} = \frac{\omega^2 \mu}{2\sqrt{|\beta_1 \beta_2|}} \mathbf{p}_1^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_i \mathbf{p}_2. \quad (3.36)$$

Como exposto anteriormente, a direção de propagação do som em relação ao raio óptico incidente determina para o raio difratado, além do deslocamento em frequência, o sinal de K na equação (3.35) e por último a natureza do acoplamento que, para a configuração analisada (Figura 3.2 b), pode ser dividida em duas categorias: acoplamento codirecional e contradirecional, dependendo da propagação relativa à direção z . Estas duas categorias estão muito bem ilustradas na figura (3.3).

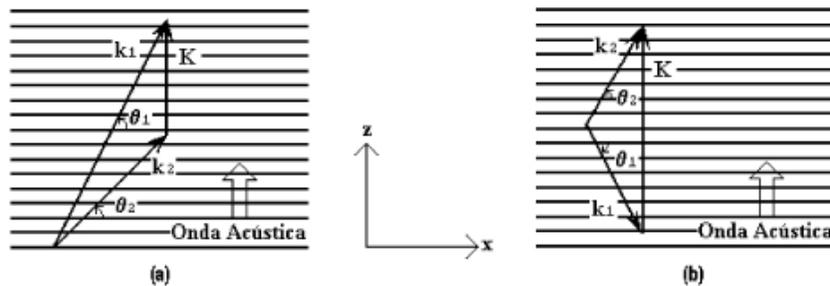


Figura (3.3)- Duas categorias de acoplamento possíveis entre a luz incidente e a difratada: (a) Acoplamento codirecional ($\beta_1\beta_2 > 0$); (b) Acoplamento contradirecional ($\beta_1\beta_2 < 0$).

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), estão propagando-se na mesma direção ($+z$ ou $-z$) de modo que $\beta_1\beta_2 > 0$. Nas equações (3.33 e 3.34), as características de propagação das duas ondas, na direção $+z$, são descritas agora por:

$$\frac{da_1}{dz} = -iC_{12}a_2 \exp(i2\Delta\beta z), \quad (3.37)$$

$$\frac{d\mathbf{a}_2}{dz} = -iC_{12}^* \mathbf{a}_1 \exp(-i2\Delta\beta z). \quad (3.38)$$

As equações acopladas (3.37 e 3.38) 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 [$\mathbf{a}_1=A_1\exp(i\Delta\beta z)$ e $\mathbf{a}_2=A_2\exp(-i\Delta\beta z)$] com o objetivo de omitir os termos exponenciais. Substituindo \mathbf{a}_1 e \mathbf{a}_2 em (3.37) e (3.38), e realizando as devidas manipulações algébricas, podem-se escrever as equações (3.37 e 3.38) como:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa_{12} A_2 - i\Delta\beta A_1 - \frac{\alpha}{2} A_1 \quad \text{e} \quad (3.39)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\kappa_{12}^* A_1 + i\Delta\beta A_2 - \frac{\alpha}{2} A_2, \quad (3.40)$$

onde é feita a substituição $\kappa_{12} = C_{12}$. 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 (lei da conservação de energia) em um meio com perdas: $dP/dz = -\alpha P$, em que α é o coeficiente de atenuação e inclui 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 valor em dB/(unidade de comprimento do dispositivo - ξ_L) é representado por

$$\alpha_{dB} = \frac{-10}{\xi_L} \log_{10} \left(\frac{P_{saída}}{P_{entrada}} \right) = 4,343\alpha. \quad (3.41)$$

Adicionalmente, uma nova representação para a constante de acoplamento pode ser obtida, considerando o ângulo θ_j (Figura 3.3) entre o vetor de onda k_j ($j=1$ ou 2) e as frentes de onda acústica e em seguida substituindo a equação (3.18) dentro da equação (3.36), para então obter:

$$\kappa_{12} = \frac{\omega \mathbf{p}_1^* \cdot \boldsymbol{\varepsilon}(ps) \boldsymbol{\varepsilon} \mathbf{p}_2}{4c \varepsilon_0 |n_1 n_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2|^{1/2}}, \quad (3.42)$$

onde n_1 e n_2 são os índices de refração associados com a ondas 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. Nesta dissertação, será considerado o acoplamento apenas entre os dois modos de ordem mais baixa das polarizações transversais TE e TM. Neste tipo de polarização, as únicas componentes de campo elétrico e magnético possíveis dentro do guia são: TE₁ (E_y, H_x, H_z) e TM₁ (E_x, E_z, H_y). Com base nesta definição, o vetor unitário $\mathbf{p}_1 = \mathbf{p}_y$ representará o estado de polarização de \mathbf{E} para o modo TE₁ incidente e $\mathbf{p}_2 = \mathbf{p}_x + \mathbf{p}_z$ corresponderá ao estado de polarização de \mathbf{E} para o modo TM₁ difratado. Os vetores unitários $\mathbf{p}_x, \mathbf{p}_y$ e \mathbf{p}_z estão nos eixos x, y e z , respectivamente.

3.5 Características de transmissão de um AOTF

Nesta seção, será 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 (zero) a z a equação (3.30), obtêm-se a solução analítica geral [8 e 14], para as amplitudes modais complexas ($\mathbf{a}_1, \mathbf{a}_2$), em função dos parâmetros $z, \Delta\beta, \kappa_{12}$ e das condições de contorno iniciais [$\mathbf{a}_1(0), \mathbf{a}_2(0)$]. Esta solução é dada por

$$\mathbf{a}_1(z) = \exp(i\Delta\beta z) \left\{ \left[\cos(sz) - i \frac{\Delta\beta}{s} \sin(sz) \right] \mathbf{a}_1(0) - i \frac{\kappa_{12}}{s} \sin(sz) \mathbf{a}_2(0) \right\} \mathbf{e} \quad (3.43)$$

$$\mathbf{a}_2(z) = \exp(-i\Delta\beta z) \left\{ \left[\cos(sz) + i \frac{\Delta\beta}{s} \sin(sz) \right] \mathbf{a}_2(0) - i \frac{\kappa_{12}^*}{s} \sin(sz) \mathbf{a}_1(0) \right\}, \quad (3.44)$$

onde:

$$s^2 = \kappa_{12} \kappa_{12}^* + \Delta\beta^2 = |\kappa_{12}|^2 + \Delta\beta^2. \quad (3.45)$$

Das equações (3.43) e (3.44), 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:

$$T = \frac{|a_2(\xi_L)|^2}{|a_1(0)|^2} = \frac{|A_2(\xi_L)|^2}{|A_1(0)|^2} = \frac{\text{sen}^2 \left[\kappa \xi_L \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{\kappa} \right)^2} \right]}{1 + \left(\frac{\Delta\beta}{\kappa} \right)^2}. \quad (3.46)$$

Observando a equação (3.46), nota-se que a fração de potência transferida torna-se muito pequena quando $\Delta\beta \gg \kappa$, onde 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 $T_{\text{pico}} = 1$, visto que, o argumento da função seno na equação (3.46) 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 acústico-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 será 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 as magnitudes de todas as componentes dos vetores de onda na direção +z na equação (3.35), com $\Delta\beta = 0$, ou seja:

$$\frac{2\pi f_c}{c} (n_2 \text{sen } \theta_2 - n_1 \text{sen } \theta_1) = \frac{2\pi f_a}{v}, \quad (3.47)$$

onde 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 um relação de proporcionalidade entre a frequência acústica e a frequência óptica e explica, matematicamente, porque o AOTF é um dispositivo seletivo em frequência (sintonizável).

Com a substituição da condição $\kappa\xi_L = \pi/2$ dentro da equação (3.46), pode-se afirmar que para o primeiro ponto em que ($T = 0$) implica em $\Delta\beta\xi_L \cong \pm 0,87\pi$ e que a transmissão do dispositivo cai para 50% ($T = 0,5$) quando $\Delta\beta\xi_L \cong \pm 0,40\pi$. De acordo com as equações (3.35) e (3.47), é possível mostrar que a largura de banda total da curva de transmissão do AOTF quando $T = 0,5$ (FWHM) [9], em uma interação colinear ($\theta_1 = \theta_2 = \pi/2$), é dado por:

$$\Delta f_{AOTF} = 2(f_d - f_c) = \frac{0,4c}{\Delta n \xi_L}. \quad (3.48)$$

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 $T = 0,5$. Neste momento é importante ressaltar que, em todos resultados deste trabalho, a frequência óptica de atuação do filtro (f_c) é igual à frequência óptica central do pulso de entrada f_o . Da equação (3.48), é fácil verificar que a banda passante do filtro é inversamente proporcional ao comprimento de interação ξ_L e a birrefringência do meio ($\Delta n = n_1 - n_2$). Sendo assim, no projeto de um AOTF, o produto $\Delta\beta\xi_L$ é constante para o mesmo T . Nesta seção, para a simulação do AOTF Linear, considera-se que $\Delta n = 1$. Esta consideração corresponde a uma situação genérica, pois, Δn depende do meio que é constituído o AOTF.

O filtro acústico óptico sintonizável pode ser utilizado como um dispositivo conversor de modos TE \leftrightarrow TM, ou vice versa. Nos modos elétricos transversais (TE), o campo elétrico é restrito ao plano transversal ou normal a direção de propagação. Nos modos magnéticos transversais (TM) acontece o contrário, ou seja, o campo magnético é restrito ao plano transversal ou normal a direção de propagação. Todos os modos TE e TM são mutuamente ortogonais e suas propriedades de ortonormalidade são consideradas para se chegar à equação (3.32).

O esquema de um AOTF é mostrado na figura 3.4. Ele consiste de um guia de onda acústico-óptico suportando apenas os modos (TE e TM) de ordem mais baixa, isto é, existem apenas dois modos confinados no guia, TE₁ e TM₁. A onda acústica é introduzida no meio através de um transdutor de onda acústica (SAW). O campo acústico age no campo óptico na região de interação, convertendo a polarização TE₁ para TM₁, ou vice versa [17].

Se a energia da luz de entrada é polarizada em uma faixa estreita (TE₁), em torno da frequência escolhida, será convertida para o modo (TM₁), enquanto o resto da energia

permanece no modo TE_1 [15, 16 e 17]. O polarizador serve para separar os dois modos e pode ser externo ao dispositivo ou integrado sobre o cristal. Imperfeições no polarizador (PBS) podem resultar em perdas na eficiência de chaveamento, e contribuir para algum tipo de *crosstalk* no AOTF.

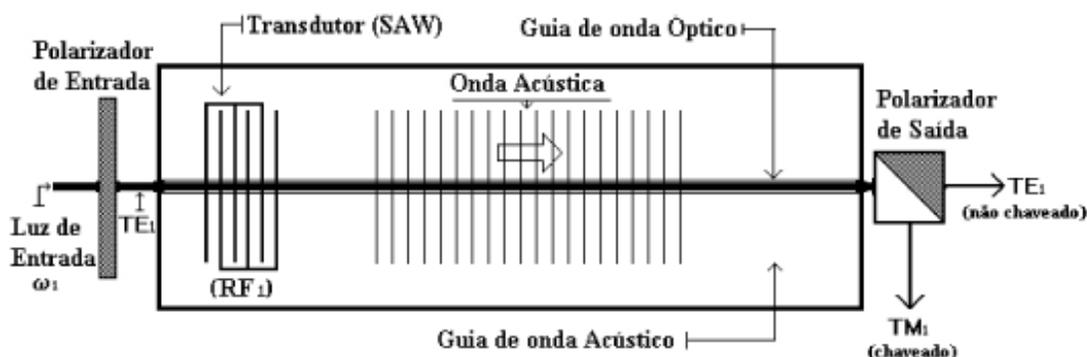


Figura (3.4)- Esquema de um Filtro Acústico Óptico Sintonizável (AOTF).

3.6- Resultados numéricos

Nesta seção serão mostrados os resultados numéricos computacionais para as curvas de transmissão de um AOTF Linear e ideal em função dos seus parâmetros: comprimento ξ_L , constante de acoplamento κ e a diferença 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). A equação analítica correspondente, descrevendo o coeficiente de transmissão (3.46), pode ser derivada das equações (3.43 e 3.44), utilizando as condições de contorno $a_1(0) = 1$ (constante) e $a_2(0) = 0$. Os resultados seguintes são obtidos, utilizando-se o método numérico Runge Kutta de Quarta Ordem [18], para a resolução das equações diferenciais acopladas (3.39 e 3.40), com as condições iniciais:

$|A_{1TE_1}(0,t)|^2 = 1$ e $|A_{2TM_1}(0,t)|^2 = 0$. Em todos os resultados desta seção foram admitidos 1024 pontos em uma janela temporal de 100 picosegundos. Neste capítulo e ao longo deste trabalho desconsiderou-se a perda ($\alpha = 0$) no dispositivo.

Na figura 3.5, 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 potência elétrica aplicada ao transdutor é proporcional à intensidade acústica requerida para a conversão de modos. Entretanto, existe uma perda (na conversão elétrico-acústica) na interface entre o cristal e o transdutor, 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, operando sob estas circunstâncias, 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. 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.

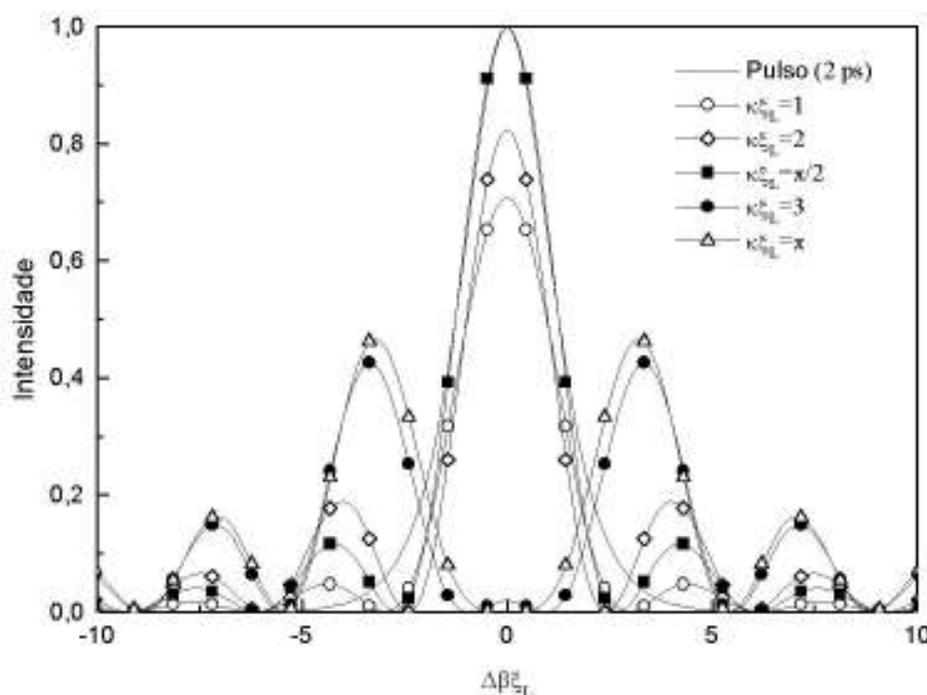


Figura (3.5)- Comparações de intensidade e largura de banda entre o coeficiente de transmissão (T) e um pulso de 2ps (0,157THz), para diferentes valores do produto $\kappa\xi_L$.

Para fazer as considerações necessárias entre a largura de banda do filtro e a largura de banda de um pulso ultracurto [$\Delta t_1 = 2\text{ps} \Rightarrow \Delta f_1 = 0,157\text{THz}$ ($1\text{THz} = 10^{12}\text{Hz}$)], 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 duração temporal de 2ps será considerado no estudo do AOTF nos capítulos vindouros.

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 duração temporal $\Delta t_1 = 2\text{ps}$, necessita-se de um dispositivo com comprimento $\xi_L = 0,76\text{mm}$, de acordo com a equação (3.48), fazendo $\Delta n = 1$.

A figura 3.6 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 $\xi_L = L = 0,76\text{mm}$ e os demais com comprimentos $\xi_L = L/10$, $L/3$ e $3L$. A figura 3.5 comprova a equação (3.48), 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 acústico-óptica ξ_L .

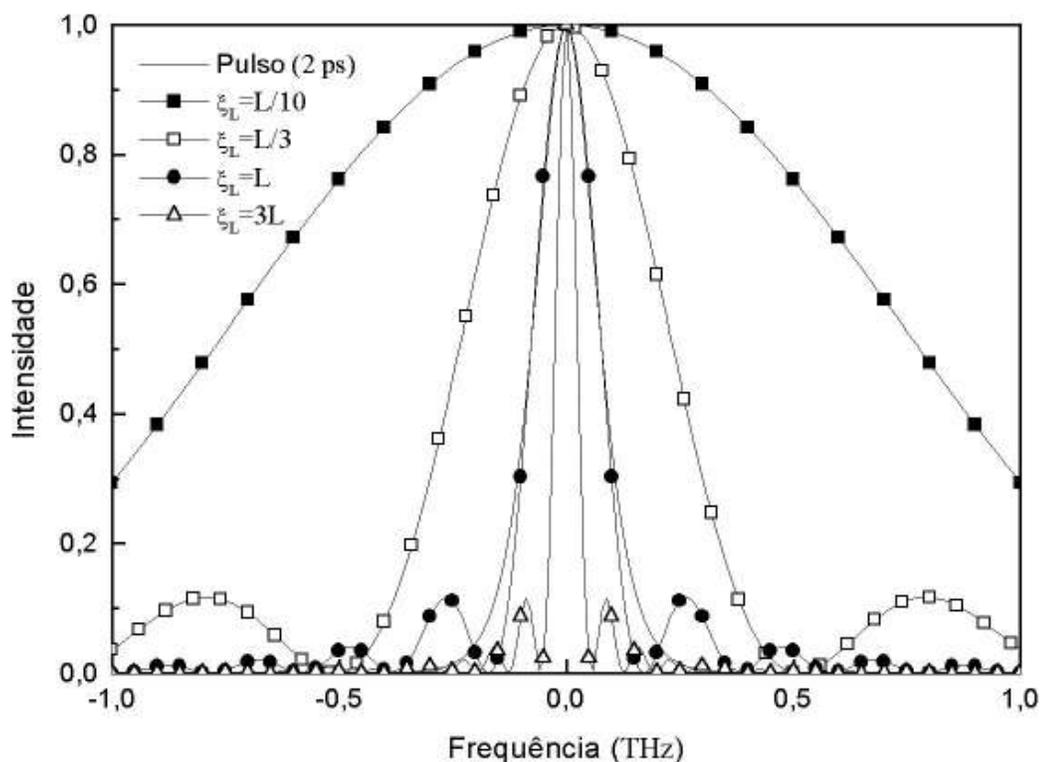


Figura (3.6)- Comparação entre a largura de banda de um AOTF e um pulso de 2ps (0,157THz) para quatro comprimentos diferentes do dispositivo, com $\kappa\xi_L = \pi/2$ (fixo).

3.7- Materiais utilizados na fabricação de um AOTF

Guias de ondas práticos podem ser fabricados a partir de um certo número materiais inorgânicos dielétricos ou semicondutores. Estes materiais incluem LiNbO_3 e LiTaO_3 [19 e 20], além do TeO_2 , KTP (KTiOP_4), e os semicondutores GaAs e Ge. O AOTF deve ser fabricado em um material opticamente transparente na região de comprimento de onda de interesse. Se a diferença entre os índices de refração do cristal for grande, é conveniente produzir um dispositivo não-colinear. Caso contrário (diferença entre os índices for pequena) um dispositivo colinear deve ser fabricado. Um termo comum usado para a comparação dos materiais acústico-ópticos é a Figura de Mérito (tabela 1). O material com a maior figura de mérito irá ser mais eficiente [22 e 23].

Cristal	Grade	Intervalo de Transmissão (μm)	Índices de Refração	Velocidade Acústica (m/s)	Figura de Mérito ($\times 10^{-18} \text{ s}^3/\text{kg}$)	Tipo de AOTF
α -Quartzo	L	0,12 - 6,5	$n=1,539$	5960	1,51	Colinear
			$n_e=1,548$			Não Colinear
LiNbO_3	L[X]	0,4 - 4,5	$n_o=2,29$ $n_e=2,20$	6570	6,95	Colinear
TeO_2	S[110]	0,35 - 4,5	$n_o=2,26$ $n_e=2,41$	616	1200	Não Colinear
Tl_3AsSe_3	L[100]	1,25 - 17	$n_o=3,34$	2050	628	Colinear
			$n_e=3,15$			Não Colinear
Hg_2Cl_2	S[110]	0,4 - 20	$n_o=1,96$ $n_e=2,62$	347	1060	Não Colinear

Tabela 1-Comparação dos diferentes tipos de cristais para a fabricação do AOTF [23]

Em nossas simulações, estamos considerando um material **cúbico centrossimétrico** tipo Ge, para evitar a presença dos efeitos relacionados ao $\chi^{(2)}$ (susceptibilidade de segunda ordem). Em nosso material, a não linearidade estará associada apenas com o efeito da automodulação de fase (SPM) do Efeito Kerr, o qual é decorrente do tensor de susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$.

Cabem agora alguns esclarecimentos sobre os efeitos relacionados as susceptibilidades de 1ª, 2ª e 3ª ordens.

A susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$ representa a contribuição dominante para a polarização \mathbf{P} , sendo que seus efeitos são incluídos pelo índice de refração linear n_L e pelo coeficiente de atenuação α do meio (absorção material e espalhamento Rayleigh). Em geral, a polarização \mathbf{P} pode ser dividida em duas partes, uma linear e outra não linear [24], de forma que:

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL}, \quad (3.49)$$

onde

$$\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \otimes \mathbf{E} \quad \text{e} \quad (3.50)$$

$$\mathbf{P}_{NL} = \varepsilon_0 \left(\chi^{(2)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} \otimes \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right). \quad (3.51)$$

Em qualquer meio dielétrico, a dispersão cromática manifesta-se através de uma dependência na frequência do índice de refração e está associado com a parte real da transformada de Fourier de $\chi^{(1)}(t)$, enquanto que o coeficiente de atenuação α é proporcional a parte imaginária. As susceptibilidades de segunda e terceira ordem $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ são responsáveis pelo comportamento não linear. Em particular, $\chi^{(2)}$ provoca efeitos não lineares como geração de segundo harmônico, geração de soma e diferença de frequências, etc. Para o estudo do AOTF nesta dissertação, será suposto que o termo $\chi^{(2)}$ é desprezível.

Com esta simplificação não existe perda de generalização, pois este termo é diferente de zero somente para meios sem uma inversão de simetria a nível molecular. A susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ é responsável por fenômenos tais como geração de terceiro harmônico e efeito Kerr.

Como uma consequência do que foi exposto até aqui, o comportamento não linear do meio será apenas devido ao termo de susceptibilidade $\chi^{(3)}$. Em particular, a parte real de $\chi^{(3)}$ é responsável pelo Efeito Kerr, enquanto que a parte imaginária pelo Efeito Raman. O estudo do Efeito Raman está fora do escopo deste trabalho, devido às suposições de resposta não linear instantânea. O efeito Kerr é o fenômeno no qual o índice de refração do meio muda quando a órbita do elétron é deformada por um forte campo elétrico [25].

Visto que o índice de refração está relacionado com a susceptibilidade por $n^2 = (I + \chi)$, 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 $Z_I = \sqrt{\mu/\varepsilon}$ é a impedância eletromagnética do meio. Em particular, o índice de refração pode ser escrito como:

$$n = n_L + n_{NL} \frac{|A|^2}{2Z_I} = n_L + n_{NL} I, \quad (3.52)$$

onde n_L e n_{NL} são os índices de refração linear e não linear, respectivamente.

Em um meio dielétrico com uma não linearidade óptica de terceira ordem, n_{NL} está relacionado com todas as componentes do tensor $\chi^{(3)}$ e depende da polarização do campo. Se suposto um campo polarizado linearmente ao longo do eixo y , apenas a componente $\chi_{yyyy}^{(3)}$ do tensor $\chi^{(3)}$ é diferente de zero e o índice de refração não linear é simplesmente dado por

$$n_{NL} = \frac{3Z_0}{\varepsilon_0 n_L^2} \chi_{yyyy}^{(3)}, \quad (3.53)$$

onde Z_0 é a impedância eletromagnética do espaço livre.

A não linearidade Kerr dá origem a diferentes efeitos, dependendo das condições com que o sinal óptico é bombeado 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 [26]. Inúmeras são as aplicações para estes efeitos anteriores, como chaveamento óptico, portas lógicas, compressão de pulsos, computação óptica, etc.

Exemplos de AOTFs entre 1,8cm e 10cm de comprimento, construídos a base de cristais LiNbO_3 , aparecem com frequência na literatura [9 e 17]. Nesta configuração de dispositivo, em uma interação colinear, a difração ocorre através do coeficiente fotoelástico $p_{14} = p_{41} = -0,151$, de modo que os índices de refração dos modos TE_1 e TM_1 diferem de aproximadamente $\Delta n = 0,09$ (birrefringência). Com $v = 4 \times 10^3$ m/s, uma sintonia espectral de 625 a 875THz pode ser obtida variando-se a frequência acústica de 750 a 1050MHz, respectivamente. Especificamente, para selecionar um comprimento de onda óptico de

1,55 μm em um cristal LiNbO_3 de 1,8 cm de comprimento, necessita-se de um comprimento de onda acústico de 17,22 μm , o que implica em uma largura de banda, de acordo com a equação (3.45), de 0,074THz em torno da frequência sintonizada.

Por fim, é importante ressaltar a versatilidade dos filtros acústico-ópticos sintonizáveis para aplicações em redes de comunicações ópticas. É provavelmente, o único filtro capaz de selecionar múltiplos comprimentos de onda simultaneamente, pois um único cristal pode acomodar múltiplas ondas acústicas de frequências diferentes. Esta propriedade pode ser usada para construir roteadores de múltiplos comprimentos de onda, muito importante em redes WDM. A dificuldade que pode surgir neste tipo aplicação é o alto nível de *crosstalk* introduzido pelo dispositivo.

3.8- Referências

1. Green, P., E., "Fiber Optic Networks". Prentice-Hall, 1993.
2. Yariv, A. e Yeh, P. "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons, 1984.
3. Saleh, B., E., A. e Teich, M., C. "Fundamentals of Photonics". Wiley Interscience. Capítulo 20, 1991.
4. Abeles, F. "Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media, application to thin films". Ann. Phys. Vol. 5, p. 596, 1950.
5. Abeles, F. "Investigations on the propagation of sinusoidal electromagnetic waves in stratified media, application to thin films II". Ann. Phys. Vol. 5, p. 706, 1950.
6. Yeh, P., Yariv, A. e Hong, C., S. "Electromagnetic propagation in periodic stratified media I, general theory". J. Opt. Soc. Am. Vol. 67, pp. 423-437, 1977.
7. Yariv, A. e Yeh, P. "II Birefringence, phase matching, and X-ray lasers". J. Opt. Soc. Am. Vol. 61, pp. 438-448, 1977.
8. Yariv, A. e Yeh, P. "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 6, 1984.
9. Yariv, A. e Yeh, P. "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 10, 1984.
10. Yariv, A. e Yeh, P. "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 4, 1984.

11. Snyder, A., W. e Love, J., D. "Optical Waveguide Theory". Chapman & Hall, Great Britain. Capítulo 27, 1991.
12. Syms, R. e Cozens, J. "Optical Guided Waves and Devices". McGraw-Hill Book Company. Capítulo 10, 1992.
13. Yariv, A. e Yeh, P. "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 11, 1984.
14. Yariv, A. e Yeh, P. "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 9, 1984.
15. Jackel, J., L., et al. "Acousto Optic Tunable Filters (AOTF's) for multiwavelength optical cross-connects: Crosstalk Considerations". J. Lightwave Technol. Vol. 14, pp. 1056-1066, 1996.
16. Midwinter, J., E. "Photonics in Switching". Academic Press, Vol. II, 1993.
17. Ramaswami, R. e Sivarajan, K., N. "Optical Networks". Morgan Kaufmann Pub. Capítulo 3, 1998.
18. McCormick, J., M. e Salvadori, M., G. "Métodos numéricos em Fortran". Editora Polígono. Capítulo 7, 1971.
19. Alferness, R., C. "Titanium-Diffused Lithium Niobate Waveguide Devices". Capítulo 4 da referência [4].
20. Jackel, J. "Integrated Optical Circuits". SPIE, Vol. 1583, p. 54, 1991.
21. Song, G., H. "Toward the Ideal Codirectional Bragg Filter with an Acousto-Optic Filter Design". Journal of Lightwave Technology. Vol. 13, N^o. 3, pp. 470-480, 1995.
22. Bei, L., Dennis, G., I., Miller, H., M., Spaine, T., W., Carnahan, J., W. "Acousto-Optic Tunable Filters: fundamentals and applications as applied to chemical analysis techniques". In: Progress in Quantum Electronics 28, pp. 67-87, 2004.
23. Tran, C., D., et al. "Principles and analytical applications of Acousto-Optic Tunable Filters, an overview". In: Talanta 45, pp. 237-248, 1997.
24. Shen, Y., R. "Principles of Nonlinear Optics". Wiley Interscience, 1991.
25. Hellwarth, R., W. "Third order optical susceptibilities of liquid and solids". Prog. Quantum Electron. Vol. 5, pp. 1-68, 1997.

26. Agrawal, G., P. "Nonlinear Fiber Optics". Academic Press. Segunda edição. Capítulo 10, 1995.

CAPÍTULO**4****Chaves roteadoras e portas lógicas**

A literatura especializada nos traz uma gama de produções feitas sobre os mais variados tipos de portas lógicas opto-eletrônicas, ópticas, assim como de dispositivos ópticos de chaveamento ultra-rápidos [1, 2, 3, 4, 5, 6 e 7]. Basicamente, estas portas e dispositivos engendram acopladores, interferômetros, amplificadores, dispositivos eletromecânicos e guias de ondas planares, operando com pulsos ópticos a taxas de aproximadamente 50 Gbit/s [1]. Todavia, embora a razoável capacidade de processamento de tais dispositivos, a demanda crescente de troca de informações no mundo globalizado exige uma otimização também crescente de dispositivos, fomentando, assim, um imperativo de criação ou no mínimo implementação de tecnologias mais sofisticadas.

Dito isso, há uma expectativa de que, num futuro não muito distante, os sistemas de chaveamentos processem dados na ordem de Terabits por segundo (Tbits/s). O Terabit por segundo, do ponto de vista das pesquisas, é significativo, uma vez que aponta que os sistemas demandarão dispositivos e arquiteturas diferentes das usadas atualmente. Tais sistemas futuros podem servir alguns aspectos do chaveamento fotônico e tirar proveito de propriedades inerentes à óptica.

A óptica pode ser benéficamente utilizada, por exemplo, em: (1) interconexões fotônicas, (2) operações lógicas paralelas e (3) dispositivos de chaveamento ultra-rápidos [8]. Nas duas primeiras aplicações, os processamentos em terabit podem ser alcançados a partir de arranjos paralelos de dispositivos opto-eletrônicos operando em velocidades de megahertz. Por outro lado, a terceira aplicação é serial por natureza e implica a utilização de dispositivos com velocidades próximas do terabit por segundo. Aplicações nas quais dispositivos seriais poderão ser importantes incluem os sistemas de telecomunicações de alta performance e redes locais de fibra óptica.

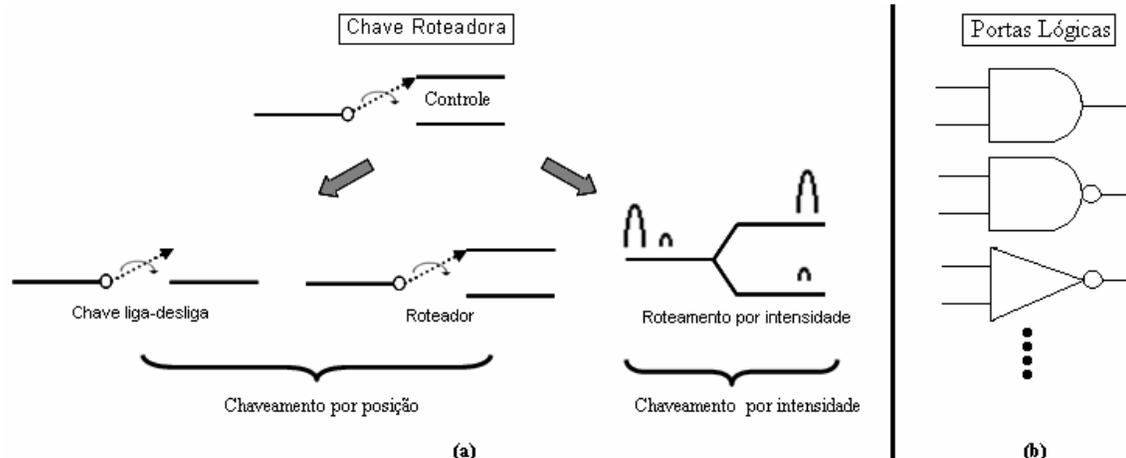


Figura (4.1)- (a) Chave roteadora na qual a entrada é conectada a uma das diversas portas de saídas, sendo o roteamento baseado por posição ou por intensidade; (b) Portas lógicas na qual uma operação Booleana é executada de acordo com os valores dos sinais de entrada.

A partir do que é apresentado na figura (4.1), dispositivos ultra-rápidos podem ser divididos em duas categorias gerais. A primeira delas, figura (4.1a), é a chave roteadora, que se caracteriza por ter sua porta de entrada ligada a uma das diversas portas de saída, sendo que o roteamento está baseado nas intensidades dos sinais ou por um controle externo. Supondo-se que somente uma porta de saída é empregada, então a chave roteada trabalha como uma chave liga-desliga. Também se for baseada na intensidade da entrada, então o dispositivo pode ser usado como um limitador. A outra categoria são as portas lógicas, presentes na figura (4.1b), na qual uma operação Booleana é executada com base nos valores dos sinais de entrada. Percebe-se com isso que, a aproximação lógica é uma poderosa ferramenta, uma vez que possibilita uma distribuição inteligente ao longo do sistema (no sentido de que um fluxo de dados pode controlar outro), e esta é uma das razões dos sistemas eletrônicos modernos operarem com base na lógica digital.

Chaves roteadoras e portas lógicas diferem fundamentalmente no modo de controle. Nas chaves roteadoras, o controle é tipicamente externo a estrutura de chaveamento. Nas portas lógicas, o controle pode ser distribuído ao longo de toda a estrutura de chaveamento, tanto fisicamente quanto atuando no próprio dado. Uma outra diferença entre os dois dispositivos representados pela figura (4.1) encontra-se na representação da decisão. A chave roteadora representa sua decisão pela posição ou localização do dado, enquanto que a saída da porta lógica tem um nível lógico "0" ou "1". Visto que as chaves roteadoras conduzem o dado a partir de uma entrada para uma dada saída, estes dados transferidos pelas chaves roteadoras podem ser degradados por causa de perdas, dispersão ou

crosstalk, ao passo que o nível dos sinais, nas saídas das portas lógicas digitais, pode ser regenerado.

4.1. Dispositivos de Chaveamento ultra-rápidos

A atratividade do uso de fibras para chaveamentos reside no fato de que elas exibem interessantes fenômenos físicos, tais como: como dispersão, não linearidade e ganho Raman, dentre outros [9]. Chaveamentos em guias de onda não lineares são baseados em efeitos Kerr, e, se estes chaveamentos são operados em regime anômalo de dispersão de velocidade de grupo (GVD), então pulsos de sólitons podem também ser suportados (normalmente pulsos de picosegundos ou femtosegundos) [9].

Diversos dispositivos lógicos e de chaveamento são baseados na susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, em fibras. Chaves, tipicamente, têm um pulso de controle em uma frequência diferente e têm múltiplas portas de saída, sendo a decisão representada pela localização ou posição dos dados. Operando como um dispositivo de simples entrada e saída, uma porta roteadora pode funcionar como um limitador óptico. Exemplos de dispositivos de roteamento incluem moduladores Kerr, misturador de quatro ondas (*four-wave-mixing*) e interferômetro de Mach-Zehnder. Por outro lado, portas lógicas digitais representam estas decisões por um nível “0” ou “1” que podem ser regenerados, isto é, os sinais são substituídos por pulsos que são corrigidos em amplitude, forma e sincronismo.

Dispositivos e sistemas totalmente ópticos estão ainda em estágio inicial de desenvolvimento e existem diversas áreas tecnológicas que requerem maiores inovações antes de poderem prosperar. O fator crucial em um dispositivo é que ele necessita de uma energia de chaveamento muito baixa, da ordem de picojoules por bit.

Novos materiais não lineares também serão estudados para fazer dispositivos mais compactos com redução da latência (atraso da entrada para a saída) e crescimento da estabilidade térmica. Talvez o principal componente para sistemas ópticos seja uma fonte de *laser* compacta, com uma potência média aproximada a um watt, que possa atuar como uma fonte de alimentação. Uma outra limitação é um acesso aleatório de memória totalmente óptico, sendo que as soluções para este problema ainda não foram encontradas. Entretanto, a necessidade para acesso aleatório de memória é discutível, pois a latência em acesso à memória pode ser prejudicial.

O campo tecnológico alcançou sua hegemonia atual por causa de uma combinação de conhecimentos de chaveamentos fotônicos, técnicas de geração de pulsos ultracurtos,

óptica não linear e a tecnologia de fibras ópticas. Por esta razão, fibras continuam sendo à base de testes para novas arquiteturas de chaveamento óptico. Ademais, dispositivos ou sistemas usarão sólitons para chaveamento e transmissão [10]. Potenciais aplicações que utilizam portas ultra-rápidas para redes metropolitanas e locais, sistemas de computadores e memória de acesso aleatório totalmente óptico precisam ser explorados.

4.1.1. Portas do Tipo Kerr

O efeito Kerr óptico desempenha uma função importante em óptica não linear usando *lasers* pulsados de alta potência. O conceito básico de uma porta do tipo Kerr opticamente excitada é que um raio excitador altera o índice de refração de um material pelo efeito Kerr óptico, e, desse modo, muda a polarização de um segundo raio o qual é eliminado por um polarizador. Entre algumas aplicações desse efeito está a sua utilização como uma porta óptica rápida para pulsos ópticos com duração de picosegundos. Como um dispositivo de duas entradas, uma porta Kerr pode ser usada como um modulador ultra-rápido ou um demultiplexador óptico. Se uma única entrada é usada com pulsos tipo sólitons, então a porta Kerr pode atuar como um discriminador de intensidade ou um limitador óptico [10].

A configuração típica de um modulador Kerr é mostrada na figura (4.2). Percebe-se que uma fonte de bombeio intensa na frequência ω_1 está polarizada ao longo de um eixo de uma fibra que preserva a polarização, enquanto que o sinal fraco na frequência ω_2 está polarizado a 45° deste eixo. O filtro de frequência na saída da fibra remove a frequência de bombeio ω_1 . As placas de onda são ajustadas de modo que o polarizador possa bloquear o sinal fraco na ausência do bombeio, aumentando assim a transmissão pela birrefringência opticamente induzida.

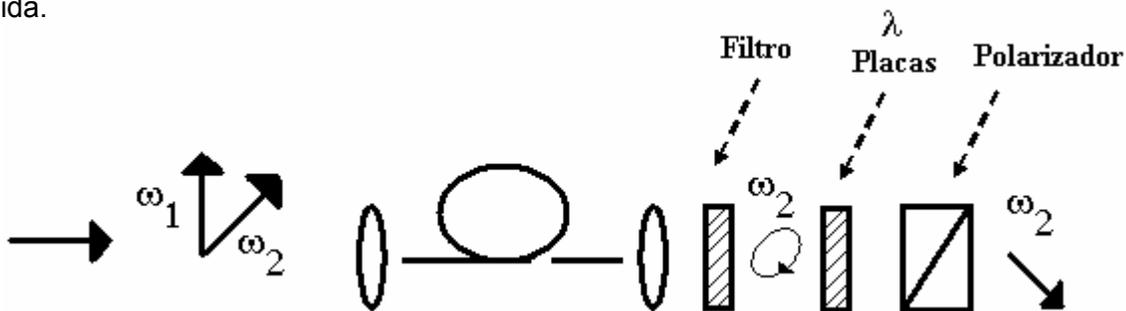


Figura (4.2)- Diagrama esquemático de um modulador de fibra do tipo Kerr.

4.1.2. Portas que operam com mistura de quatro ondas

Mistura de quatro ondas é um efeito óptico não linear de terceira ordem envolvendo a combinação de quatro ondas ópticas separadas. Diferentemente da automodulação de fase, a mistura de quatro ondas requer casamento de fase e superposição temporal entre os pulsos de entrada para obter ganho paramétrico [11]. A condição de casamento de fase afirma que os vetores de onda das novas ondas geradas devem, juntos, ter a mesma magnitude que a soma das magnitudes dos vetores de onda dos pulsos de entrada.

4.1.3 Interferômetro Mach-Zehnder (MZI).

Os acopladores direcionais são os principais componentes utilizados para a confecção de interferômetros Mach-Zehnder. Um interferômetro Mach-Zehnder de fibra óptica é construído pela conexão de dois acopladores em série, conforme ilustra a figura (4.3). Pode-se perceber que o primeiro acoplador divide o sinal de entrada em duas partes, que adquirem diferentes fases, se os comprimentos de seus braços forem diferentes, antes deles interferirem no segundo acoplador. Basicamente os MZI são utilizados como filtros ópticos, multiplexadores e demultiplexadores, como blocos construtivos de moduladores, chaves ópticas, conversores de comprimento de onda e portas lógicas. Em interferômetros totalmente ópticos, o deslocamento de fase não linear, necessário ao chaveamento, é produzido pela automodulação de fase ou pela modulação de fase cruzada.

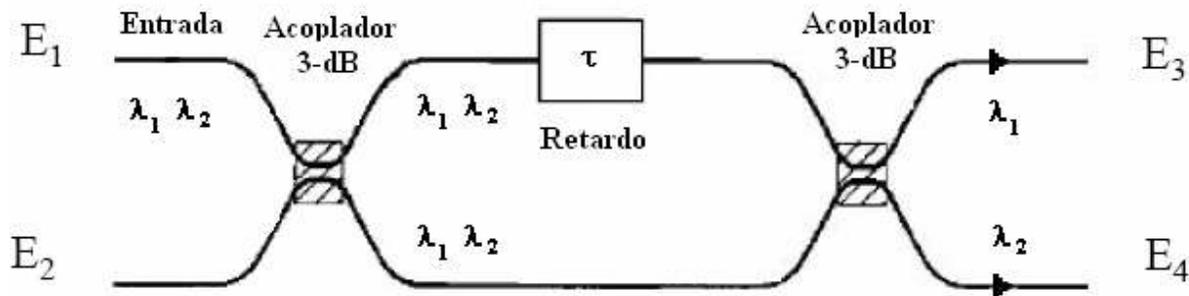


Figura (4.3) - Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zehnder.

4.2. Princípio de operação das portas lógicas ópticas

O princípio de operação de uma porta lógica óptica está baseado na alteração das propriedades de transmissão de um meio não linear através de pulsos de controle óptico. Teoricamente, todos os meios que apresentam não linearidade óptica podem ser usados em portas lógicas ópticas, contudo um alto coeficiente de não linearidade e uma resposta rápida destes efeitos, na ordem de picosegundos, são geralmente importantes. São também propriedades desejáveis uma independência de polarização e uma largura de banda grande.

Dois diferentes tipos de efeitos não lineares podem ser usados para construir portas lógicas ópticas. O primeiro tipo inclui efeitos não lineares em que novas componentes de frequências são geradas por dados e sinal de controle incidente no meio. O segundo tipo inclui efeitos não lineares em que a fase ou a amplitude do sinal propagado através do meio é alterada por mudança do índice de refração não linear ou ganho, induzido por sinal óptico de controle [10].

Especificamente, dois meios não lineares são amplamente usados para portas lógicas ópticas aplicadas a telecomunicações: o amplificador óptico semiconductor (SOA) e um tipo especial de fibra de sílica com elevada não linearidade, também chamada de HNLF (*Highly Nonlinear Fiber*) [10]. As propriedades não lineares destes meios podem diferir significativamente, já que a interação de uma radiação com o meio pode ser ressonante ou não-ressonante, dependendo dos níveis de energia (frequências de transição) do meio e da frequência da radiação. Na fibra de sílica, onde as frequências de transição do meio são distantes das frequências ópticas usadas em telecomunicações (em torno de $1,3\mu\text{m}$ e $1,5\mu\text{m}$), a interação com o sinal dos dados é não-ressonante e as não linearidades também são ditas não-ressonantes. Em geral, não linearidades não-ressonantes têm uma resposta muito rápida, na ordem de alguns femtosegundos, mas o coeficiente não linear é comparavelmente pequeno. Um amplificador óptico semiconductor (SOA) requer baixa potência e curto comprimento de interação. Comparado com a fibra, a desvantagem do SOA como meio não linear é que a maioria dos efeitos não lineares está associada com a dinâmica dos portadores de carga. Em consequência, o tempo de resposta é limitado pelo tempo de recuperação da dinâmica da densidade do portador no SOA, a qual é tipicamente alguma centena de picosegundos.

4.3. Portas Lógicas

As portas lógicas são os componentes básicos para criar circuitos digitais e até mesmo circuitos integrados complexos como, por exemplo, os processadores e microcontroladores. O comportamento das portas lógicas é conhecido pela tabela verdade que apresenta os estados lógicos das entradas e das saídas. Temos sete tipos de portas lógicas, são elas: *AND*, *NAND*, *OR*, *NOR*, *XOR*, *NXOR* e *NOT*. Todavia, neste trabalho interessa-nos apenas as portas *AND* e *OR*.

- ***AND Gate (Porta E).***

A porta lógica *AND* realiza uma operação lógica *AND* (“E”), que é uma multiplicação. Por isso, se *A* e *B* são suas entradas, na saída teremos o resultado de $A \times B$ (também representado como $A \cdot B$). Ela produz uma saída “1”, se todos os sinais de entrada forem “1”. Caso qualquer um dos sinais de entrada for “0”, a porta *AND* produzirá um sinal de saída igual a zero.

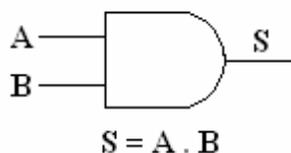


Figura (4.4) - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta *AND*.

A	B	S
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Tabela 4.1 - Tabela verdade para porta *AND*.

- ***OR Gate (Porta OU)***

A porta lógica *OR* realiza uma operação lógica *OR* (“OU”), que é uma adição. Por isso, se *A* e *B* são suas entradas, na saída teremos o resultado de $A + B$. Ela produz uma

saída “1”, se qualquer um dos sinais de entrada for igual a “1”; e produzirá um sinal de saída igual a “0” apenas se todos os sinais de entrada forem “0”.

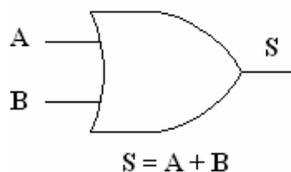


Figura (4.5) - Símbolo gráfico e equação Booleana para porta OR.

A	B	S
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Tabela 4.2 - Tabela verdade para porta OR.

Desta forma, sabendo que as portas lógicas são a unidade básica construtiva de um sistema digital, os capítulos 5 e 6 desta dissertação propõem a implementação de portas lógicas ópticas a partir da utilização da modulação de pulsos por posição aplicada em um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF).

4.4- Referências

1. Islam, M., N. “Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems”. Cambridge University Press, AT&T, 1992.
2. Porada, Z., Schabowska-Osiowska, E. “Mathematical model of optoelectronic EX-OR logical gate”. In: Materials Science and Engineering, B103, pp. 88-93, 2003.
3. Collecutt, G., R. e Drummond, P., D. “Digital response with femtosecond resolution in an optical AND gate”. In: Optics Communications 184, pp. 237-243, 2000.
4. Haus, H., A., Leonberger, F., J., Ippen, E., P. “An ultrafast all-optical gate”. In: IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. QE-19, Nº 11, Novembro, 1983.
5. Itoh, H., Mukai, S., Watanabe, M., Mori, M., Yajima, H. “An active beam-scanning optoelectronic logic gate”. In: IEEE Proceedings-J, Vol. 138, Nº.2, Abril, 1991.

6. Lee, S., Park, J., Lee, K., Eom, D., Lee, S., Kim, J., H. "All-optical exclusive NOR logic gate using Mach-Zehnder interferometer". In: Appl. Phys., Vol. 41, pp. 1155-1157, 2002.
7. Zhang, X., Wang, Y., Sun, J., Liu, D., Huang, D. "All-optical AND gate at 10 Gbits/s based on cascaded single-port-coupled SOAs". In: Optics Expr., 2004.
8. Miller, D., A., B., "Device Requirement for Digital Optical Processing in Digital Optical Computing", Ed. R.A. Athale, Spie Critical Reviews Optical Science and Technology, Cr 35, p. 68, 1990.
9. Islam, M., N., et al. Appl. Phys. 71, p. 1927, 1992.
10. Islam, M., N., "Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems". Cambridge University Press. AT&T, 1992.
11. Stolen, R., H., e Bjorkholm, J., E., "Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fiber". IEEE Journal of Quantum Electronics. QE-18, pp. 1062-1072, 1982.

CAPÍTULO 5

Portas Lógicas OU (OR) e E (AND) - AOTF Não Linear e Dispersivo

Como foi visto no Capítulo 4, a literatura especializada aponta para todo um conjunto de produções feitas acerca dos diversos tipos de portas lógicas opto-eletrônicas, ópticas, além de dispositivos ópticos de chaveamento ultra-rápido. Essencialmente, tais portas e dispositivos operam pulsos ópticos a taxas bastante elevadas ($\approx 50\text{Gbits/s}$). Embora a capacidade de processamento de tais elementos seja elevada, a demanda crescente de troca de informações no mundo globalizado exige uma otimização também crescente dos mesmos.

Em aplicações atuais e futuras, os impactos da óptica têm proporcionado a necessidade e o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos, funcionando como elementos capazes de processar informações a velocidades ultra-rápidas. Para satisfazer estas necessidades, pesquisadores têm examinado mais e mais tecnologias de chaveamento ultra-rápido. Este forte interesse em tais dispositivos deve-se à habilidade destes de processar sinais de forma a superar o limite de velocidade dos dispositivos elétricos/eletro-ópticos atuais. Espera-se que os futuros dispositivos de chaveamento óptico sejam capazes de processar dados a taxa de terabits por segundo, e com largura de banda da ordem de dezenas de terahertz. Neste ínterim, as portas lógicas ópticas surgem como elementos primordiais que integram os sistemas capazes de processar sinais ópticos.

Neste capítulo será desenvolvido um modelo matemático do Filtro Acústico Óptico Sintonizável Não Linear e Dispersivo. Este modelo deve descrever as variações das amplitudes modais complexas dos dois modos acoplados (TE e TM), dentro de um meio não linear e dispersivo, sendo utilizado como **estrutura fundamental** para a implementação das portas lógicas OU e E.

5.1- Modelo proposto para a implementação das portas lógicas OU e E

A proposta das portas lógicas consiste da utilização da Modulação de Pulsos por Posição aplicada em pulsos do tipo sóliton de $T_{FWHM} = 2\text{ps}$, propagando-se dentro do AOTF. Aplicam-se deslocamentos temporais nos pulsos de entrada de no máximo 2ps e medem-se os deslocamentos temporais nos pulsos de saída da porta, nos dois modos. No estudo das portas OU e E, serão considerados apenas os efeitos relativos à dispersão (β_2) e à não linearidade (γ), com $\alpha = 0$. Para a obtenção da tabela verdade relativa a cada porta, será feita a seguinte consideração: para obter a tabela verdade da porta OU, vai-se observar o modo TE no polarizador de saída, enquanto que, para a tabela da porta E, observar-se-á o pulso de saída no modo TM. Como já foi dito, os pulsos de entrada da porta são sólitons fundamentais. Como estão sendo considerados os efeitos dispersivos e não lineares para o meio que compõem o AOTF (Ge), duas implicações surgem em um regime de propagação de sóliton fundamental. Estas implicações estão relacionadas aos significados físico e prático que a razão abaixo pode assumir:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma \cdot P_0 \cdot T_0^2}{|\beta_2|}. \quad (5.1)$$

O significado físico surge dos valores inteiros de N , os quais definem a ordem do sóliton. Como os pulsos de entrada são sólitons fundamentais, $N=1$. O significado prático torna-se evidente na equação (5.1), onde se pode observar que para um valor específico de N , os valores de γ , P_0 , T_0 e β_2 são alterados. Para se obter $N=1$, faz-se a seguinte consideração: $L_D = L_{NL}$. Como o comprimento de dispersão (L_D) é igual ao comprimento da não linearidade (L_{NL}), os efeitos não lineares e dispersivos agem igualmente no pulso propagado. Vale salientar que o sinal de β_2 é negativo, para que o meio suporte a propagação de sólitons brilhantes.

O modelo proposto para a implementação das portas lógicas possui a seguinte arquitetura:

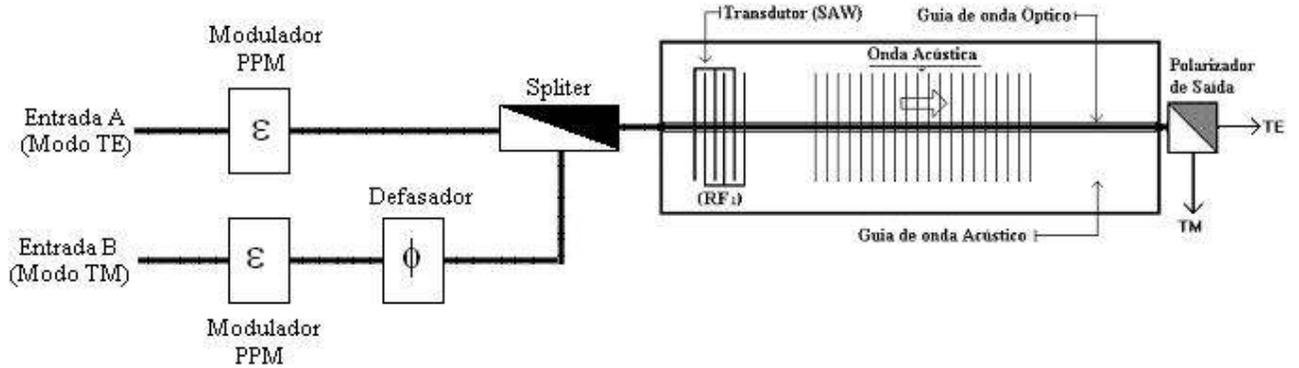


Figura (5.1)- Arquitetura proposta para a implementação das portas lógicas ópticas OU e E.

As portas irão operar com deslocamentos temporais variando de 0 a 2ps e com um defasamento variando de 0 a 2π entre os pulsos A (modo TE) e B (modo TM), como pode ser visto na figura (5.1).

De posse das equações (3.39 e 3.40) para o AOTF linear, já discutidas no capítulo 3, vão-se adicionar os termos referentes à dispersão (β_2) e à não linearidade (γ), que podem ser obtidos da equação (2.2), ao modo correspondente, resultando em um dispositivo não linear e dispersivo. Os efeitos do acoplamento, não linearidade e dispersão estão condensados no sistema de equações diferenciais abaixo, para os dois modos acoplados:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa_{12}A_2 - i\Delta\beta A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1 + i\gamma|A_1|^2A_1 - \frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \quad (\text{Modo TE}) \quad \text{e} \quad (5.2)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\kappa_{12}^*A_1 + i\Delta\beta A_2 - \frac{\alpha}{2}A_2 + i\gamma|A_2|^2A_2 - \frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} \quad (\text{Modo TM}). \quad (5.3)$$

No restante deste capítulo, as equações (5.2 e 5.3) serão utilizadas para o estudo do AOTF Não Linear e Dispersivo e sem perdas ($\alpha = 0$). Supõe-se a condição de máxima eficiência na conversão de energia entre os modos acoplados ($\kappa_{12}\xi_L = \pi/2$). Novamente, o objetivo principal é obter as tabelas verdade referentes às portas Ou e E, além de investigar a propagação de pulsos com duração temporal inicial $\Delta t_1 = 2\text{ps}$ ($\Delta f_1 = 0,157\text{THz}$), para o

comprimento do dispositivo $\xi_L = L_{AOTF}/10$ ($L_{AOTF} = 16,476\text{mm}$, e seu cálculo será demonstrado na próxima seção). Este comprimento foi escolhido devido à banda de transmissão do filtro (figura 3.6). Vale salientar que para comprimentos maiores ($\xi_L = L_{AOTF}$, $\xi_L = L_{AOTF}/2$, $\xi_L = L_{AOTF}/3$) do dispositivo (AOTF), ocorre uma quebra do pulso, devido ao estreitamento da banda de transmissão e ao aumento do comprimento de propagação do sóliton (dispositivo maior), inviabilizado a utilização da modulação PPM. A partir do que já foi estabelecido anteriormente, as condições iniciais (pulsos de entrada) são dadas pela equação (2.58) e, adicionalmente, devido à condição de propagação em regime de sóliton de primeira ordem tem-se: $L_D = L_{NL} = L_{AOTF}/10 \leq L_{AOTF}$ ($N=1$), ou seja, $\beta_2 = -0,781\text{ps}^2/\text{mm}$ e $\gamma = 0,607 (\text{Wmm})^{-1}$ nas equações (5.2 e 5.3).

5.2- Procedimento numérico

Utiliza-se o método de Runge Kutta de 4ª ordem para resolver as equações acopladas (5.2) e (5.3). Observando as equações acopladas, pode-se notar o seguinte (figura 5.2):

$$\begin{array}{c}
 \frac{dA_1}{dz} = \left| \begin{array}{c} -i\kappa_{12}A_2 - i\Delta\beta A_1 \\ -i\kappa_{21}^*A_1 + i\Delta\beta A_2 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} -\frac{\alpha}{2}A_1 \\ -\frac{\alpha}{2}A_2 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} +i\gamma|A_1|^2A_1 \\ +i\gamma|A_2|^2A_2 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} -\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \\ -\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} \end{array} \right| \\
 \frac{dA_2}{dz} = \left| \begin{array}{c} -i\kappa_{12}A_2 - i\Delta\beta A_1 \\ -i\kappa_{21}^*A_1 + i\Delta\beta A_2 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} -\frac{\alpha}{2}A_1 \\ -\frac{\alpha}{2}A_2 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} +i\gamma|A_1|^2A_1 \\ +i\gamma|A_2|^2A_2 \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} -\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \\ -\frac{i}{2}\beta_2\frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} \end{array} \right| \\
 \left| \begin{array}{c} \text{Acoplamento TE} \\ \text{e TM} \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} \text{Perda} \\ \text{considerada} \\ \text{nula} \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} \text{Não Linearidade} \\ \text{Não Linearidade} \end{array} \right| \quad \left| \begin{array}{c} \text{Dispersão} \\ \text{Dispersão} \end{array} \right|
 \end{array}$$

Figura (5.2)- Discriminação das equações acopladas para um AOTF não linear e dispersivo.

Vão-se utilizar também a transformada rápida de Fourier e as seguintes propriedades matemáticas:

$$\frac{\partial}{\partial t}[\wp(X)] = i\omega \quad \text{e} \quad (5.4)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2}[\wp(X)] = -\omega^2, \quad (5.5)$$

onde $\wp(X)$ denota a transformada de Fourier para uma determinada função qualquer X (variante no tempo). Vale salientar que nesta simulação numérica, fazem-se uso das seguintes considerações:

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm \kappa, \quad (5.6)$$

onde $\beta_1 = (\omega/c) \cdot n_o \cdot \sin(\theta_o)$ e $\beta_2 = (\omega/c) \cdot n_e \cdot \sin(\theta_e)$. β_1 e β_2 são as componentes dos vetores de onda do feixe incidente e difratado, respectivamente, ao longo da direção de propagação da onda acústica. O valor de κ é dado pela seguinte relação:

$$\kappa = \frac{2\pi}{v} f_A, \quad (5.7)$$

onde f_A e v representam a frequência e a velocidade da onda acústica no cristal, respectivamente [1]. Como está se admitindo que o filtro AOTF já se encontra sintonizado na frequência ω dos pulsos de entrada, o termo referente a κ pode ser desprezado.

Assim, o valor de $\Delta\beta$ pode ser calculado por:

$$\Delta\beta = \frac{\omega}{c} (n_o \sin(\theta_o) - n_e \sin(\theta_e)) = \frac{\omega}{c} \cdot |\Delta n|. \quad (5.8)$$

Para calcular-se o valor de L_{AOTF} , utilizar-se-á a relação abaixo [1]:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{0.8\lambda^2}{|\Delta n| L_{AOTF}}. \quad (5.9)$$

Sabe-se que:

$$c = \lambda \cdot f . \quad (5.10)$$

Assim, tem-se:

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{c}{\Delta f} . \quad (5.11)$$

Logo:

$$L_{AOTF} = \frac{0.8(c^2 / f^2)}{|\Delta n| \frac{c}{f}} = \frac{0.8c}{f \cdot |\Delta n|} = \frac{5c}{2\pi \cdot F_{FWHM} \cdot |\Delta n|} \quad (5.12)$$

Onde c representa a velocidade da luz e Δn representa a birrefringência. Em um material cúbico centrossimétrico, como o Ge, os três principais eixos são fisicamente equivalentes, portanto, o cristal cúbico é opticamente isotrópico e não possui uma birrefringência característica. A birrefringência que surge no cristal é devido ao campo acústico que se propaga no material. Através do efeito Acústico-óptico, os índices de refração podem ser calculados pelas seguintes equações [2]:

$$n_x = n , \quad (5.13)$$

$$n_y = n - \frac{1}{2} n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz) \text{ e} \quad (5.14)$$

$$n_z = n + \frac{1}{2} n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz) . \quad (5.15)$$

Onde n representa o índice de refração linear do material, p_{44} representa uma componente do tensor de tensão-óptico derivado da simetria $m3m$ do cristal, S é definido como $K \cdot A$ (A é a

amplitude de oscilação e K é o número de onda) e Ω é a frequência do som. Assim, a birrefringência Δn do material pode ser definida como [2]:

$$|\Delta n| = \frac{1}{2} n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz). \quad (5.16)$$

Nas simulações computacionais, adota-se um valor parametrizado para a birrefringência induzida do material, fazendo então $\Delta n = 0,092$. Esta parametrização permite calcular $\Delta\beta$ (equação 5.8) e o valor para L_{AOTF} . Continuando, tem-se que: $F_{FWHM} = 0,315/T_{FWHM} = 0,315/2ps = 0,157THz$.

Assim, $L_{AOTF} = 16,476$ mm. De posse dos valores acima, pode-se calcular as constantes de acoplamento:

$$K_{12} = K_{12}^* = \left(\frac{\pi/2}{\xi_L} \right) = 953,15 \text{ (Condição de operação [1])}, \quad (5.17)$$

onde $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

Voltando às equações de acoplamento, tem-se que: A_1 representa o pulso sóliton polarizado no modo TE e A_2 no modo TM, nas entradas A e B da porta lógica (figura 5.1).

Como dito anteriormente, os pulsos de entrada $A_1(z,t)$ e $A_2(z,t)$ são dados pela equação (2.58):

$$u(\xi, \tau) = A \cdot N \sqrt{\frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2}} \operatorname{sech}(A\tau) \exp\left(\frac{-iA^2\xi}{2} + i\phi\right), \quad (5.18)$$

com $A = (P_0)^{1/2}$, $N = 1$, β_2 e γ calculados na seção anterior, $T_0 = 1,763 \cdot T_{FWHM}$. A janela numérica de simulação é de 100ps. Os pulsos do tipo sóliton são construídos com 2048 pontos.

Aplicando as considerações (equações 5.4 e 5.5), e admitindo que $A_1'(z,t)$ e $A_2'(z,t)$ são soluções das equações (5.2 e 5.3), tem-se:

$$A_1'(z,t) = -i\kappa_{12}A_2(z,t) - i\wp^{-1}\{\Delta\beta \cdot \wp[A_1(z,t)]\} - \frac{\alpha}{2}A_1(z,t) + i\gamma|A_1(z,t)|^2A_1(z,t) \\ + \frac{i}{2}\beta_2 \cdot \wp^{-1}\{\omega^2\wp[A_1(z,t)]\} \quad \text{e} \quad (5.19)$$

$$A_2'(z,t) = -i\kappa_{12}^*A_1(z,t) + i\wp^{-1}\{\Delta\beta \cdot \wp[A_2(z,t)]\} - \frac{\alpha}{2}A_2(z,t) + i\gamma|A_2(z,t)|^2A_2(z,t) \\ + \frac{i}{2}\beta_2 \cdot \wp^{-1}\{\omega^2\wp[A_2(z,t)]\} \quad . \quad (5.20)$$

O método de Runge Kutta (RK) de 4ª ordem possui 4 coeficientes e uma equação de saída, definidos conforme abaixo [3]:

$$K_1 = f(x_i, y_i), \quad (5.21)$$

$$K_2 = f\left(x_i + \frac{1}{2}h, y_i + \frac{1}{2}hK_1\right), \quad (5.22)$$

$$K_3 = f\left(x_i + \frac{1}{2}h, y_i + \frac{1}{2}hK_2\right), \quad (5.23)$$

$$K_4 = f(x_i + h, y_i + hK_3) \quad \text{e} \quad (5.24)$$

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}[K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4] \cdot h. \quad (5.25)$$

Note nas equações acopladas que as derivadas parciais no lado esquerdo da equação são em relação ao tempo. Os pulsos (TE e TM) propagam-se em relação ao eixo z (eixo de propagação). O “segredo” de aplicação do método RK está em achar as constantes K's. Note também que, como são duas equações acopladas, temos 4 coeficientes e uma equação de saída para cada equação acoplada, totalizando 8 K's e 2 equações de saída. Assim, tem-se:

$$f_1(x_i, y_i) = f_1(z, A_1(z, t)) \quad \text{e} \quad (5.26)$$

$$f_2(xi, yi) = f_2(z, A_2(z, t)). \quad (5.27)$$

Logo, realizando as devidas substituições nos coeficientes, tem-se:

$$K^1_1 = f_1(xi, yi) = -i\kappa_{12} A_2(z, t) - i\wp^{-1} \left\{ \frac{\Delta\beta}{2} \wp[A_1(z, t)] \right\} - \frac{\alpha}{2} A_1(z, t) + i\gamma |A_1(z, t)|^2 A_1(z, t) + \frac{i}{2} \beta_2 \cdot \wp^{-1} \left\{ \omega^2 \wp[A_1(z, t)] \right\}, \quad (5.28)$$

$$K^2_1 = f_2(xi, yi) = -i\kappa_{12}^* A_1(z, t) + i\wp^{-1} \left\{ \frac{\Delta\beta}{2} \wp[A_2(z, t)] \right\} - \frac{\alpha}{2} A_2(z, t) + i\gamma |A_2(z, t)|^2 A_2(z, t) + \frac{i}{2} \beta_2 \cdot \wp^{-1} \left\{ \omega^2 \wp[A_2(z, t)] \right\}, \quad (5.29)$$

$$K^1_2 = f_1\left(zi + \frac{1}{2}h, A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right) = -i\kappa_{12}\left(A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right) - i\wp^{-1} \left\{ \frac{\Delta\beta}{2} \wp\left[A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right] \right\} - \frac{\alpha}{2} \left(A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right) + i\gamma \left|A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right|^2 \left(A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right) + \frac{i}{2} \beta_2 \cdot \wp^{-1} \left\{ \omega^2 \wp\left[A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right] \right\} \quad e \quad (5.30)$$

$$K^2_2 = f_2\left(zi + \frac{1}{2}h, A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right) = -i\kappa_{12}^* \left(A_1(z, t) + \frac{1}{2}hK^1_1\right) + i\wp^{-1} \left\{ \frac{\Delta\beta}{2} \wp\left[A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right] \right\} - \frac{\alpha}{2} \left(A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right) + i\gamma \left|A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right|^2 \left(A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right) + \frac{i}{2} \beta_2 \cdot \wp^{-1} \left\{ \omega^2 \wp\left[A_2(z, t) + \frac{1}{2}hK^2_1\right] \right\}. \quad (5.31)$$

O mesmo procedimento é adotado para os outros K's (K^1_3 , K^2_3 , K^1_4 e K^2_4), de acordo com as equações (5.23 e 5.24). Os índices superior e inferior dos K's representam a equação acoplada (1 e 2) e o número do coeficiente de RK (1, 2, 3 e 4), respectivamente. As saídas para cada conjunto de 4 K's são [3]:

$$y_1 = y_1 + (h/6) \cdot [K^1_1 + 2K^1_2 + 2K^1_3 + K^1_4] e \quad (5.32)$$

$$y_2 = y_2 + (h/6) \cdot [K^2_1 + 2K^2_2 + 2K^2_3 + K^2_4]. \quad (5.33)$$

Inicialmente, realiza-se a simulação com os pulsos de entrada sem deslocamento temporal e sem defasamento. O pulso propaga-se dentro do cristal de comprimento ξ_L . Após a propagação dentro do cristal, mede-se o deslocamento temporal experimentado pelo pulso no seu ponto de máxima intensidade. Repete-se este procedimento com deslocamentos temporais aplicados de $2\text{ps}/100 = 0,02\text{ ps}$, de acordo com a modulação PPM até o valor máximo de deslocamento de 2ps (100 repetições), medindo cada deslocamento temporal experimentado pelo pulso na saída da porta, novamente no ponto de máxima intensidade.

5.3- Resultados e discussões

A título de esclarecimento, fizeram-se simulações com comprimentos de filtros maiores ($\xi_L = L_{AOTF}/2$), mostrando que ocorre a quebra do pulso, inviabilizando a utilização da modulação PPM.

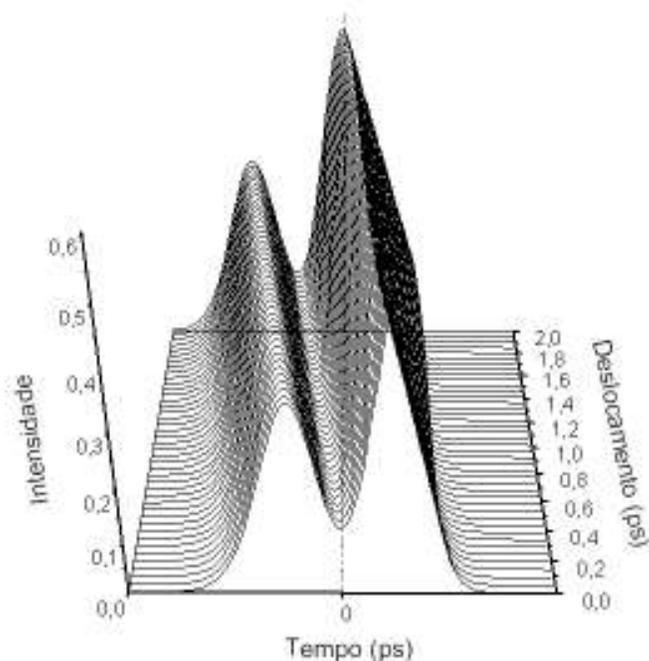


Figura (5.3)- Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/2$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

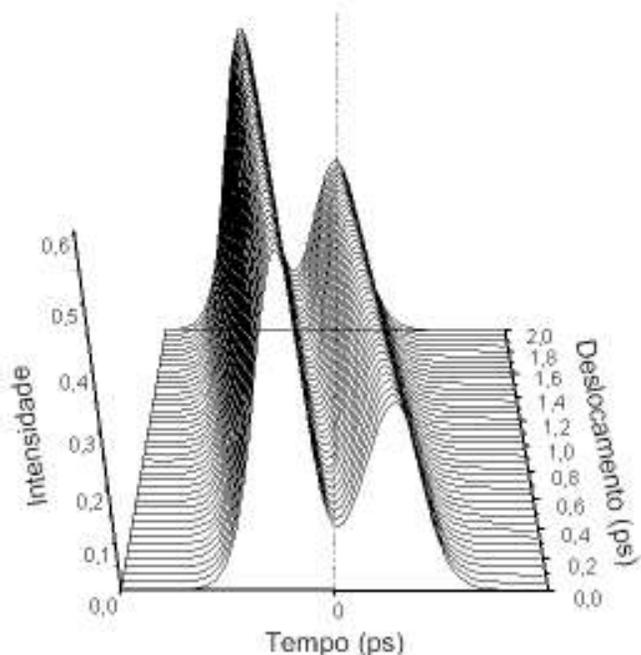


Figura (5.4)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/2$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

As figuras (5.3 e 5.4) mostram a saída da porta para cada deslocamento temporal de 0 a 2ps, nos modos TE e TM, respectivamente. Pode-se ver claramente a quebra do pulso para o comprimento $\xi_L = L_{AOTF}/2$. Como existem dois picos de intensidade, a utilização da modulação PPM está inviabilizada, pois não há como discernir qual o deslocamento temporal sofrido pelo pulso. Nas figuras (5.5) e (5.6) estão mostrados o fator de compressão temporal e espectral para os dois modos, alcançados após a propagação dos pulsos no AOTF.

O fator de compressão temporal (C_T) é definido como a razão da largura temporal (τ_{2FWHM}) do pulso na saída da porta, pela largura temporal (τ_{0FWHM}) do pulso na entrada da porta [4].

$$C_T = \frac{\tau_{2FWHM}}{\tau_{0FWHM}}. \quad (5.34)$$

Para $C_T > 1$, tem-se alargamento temporal. Para $C_T < 1$, compressão temporal.

O fator de compressão espectral (C_F) é definido como a largura espectral (f_{2FWHM}) do pulso na saída da porta, pela largura espectral do pulso (f_{0FWHM}) na entrada da porta.

$$C_F = \frac{f_{2FWHM}}{f_{0FWHM}}. \quad (5.35)$$

Para $C_F > 1$, tem-se alargamento espectral. Para $C_F < 1$, compressão espectral.

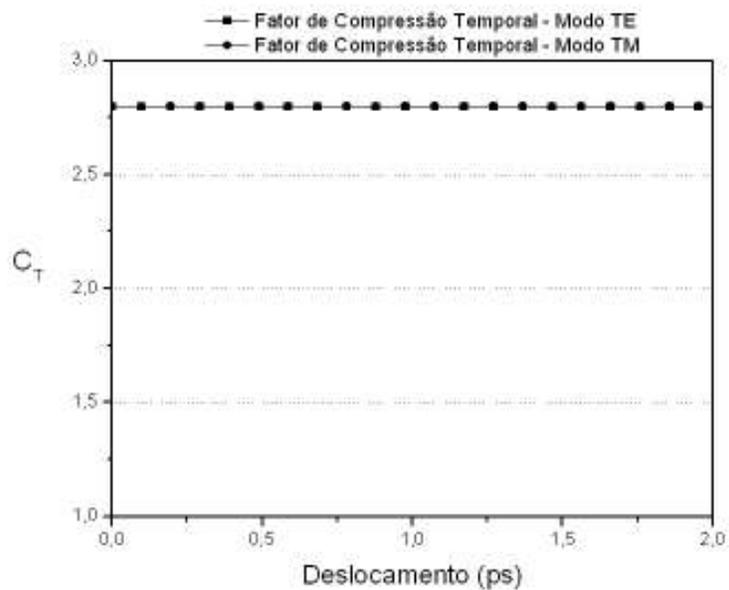


Figura (5.5)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/2$ e $\Delta\phi = 0$.

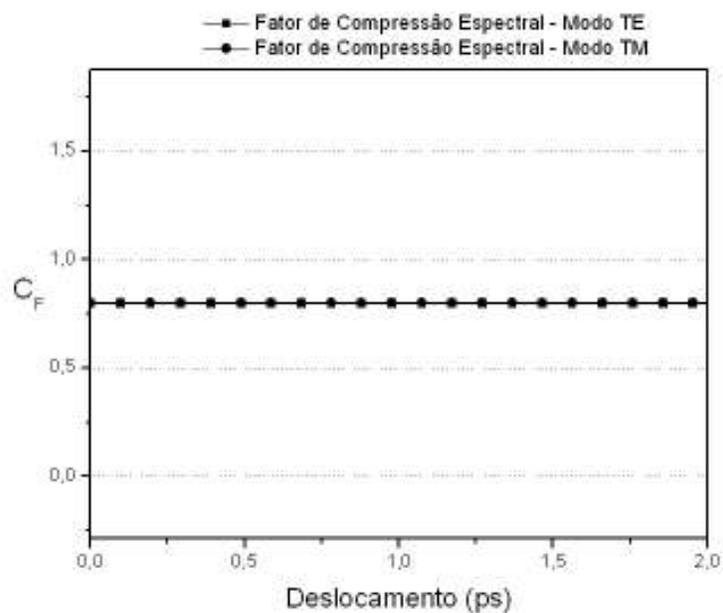


Figura (5.6)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/2$ e $\Delta\phi = 0$.

Das figuras (5.5 e 5.6) pode-se observar que houve alargamento temporal e compressão espectral, respectivamente.

As figuras a seguir mostram todas as situações referentes às tabelas verdade das portas, para os modos TE e TM (A(TE)-0, B(TM)-0; A(TE)-0, B(TM)-1; A(TE)-1, B(TM)-0; A(TE)-1, B(TM)-1), com $\xi_L = L_{AOTF}/10$. O interesse, por enquanto, é verificar se não há quebra do pulso.

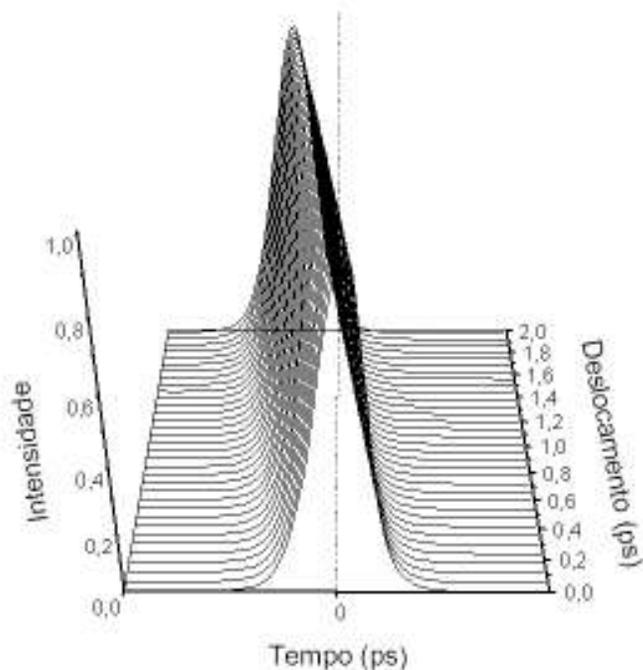


Figura (5.7)- Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

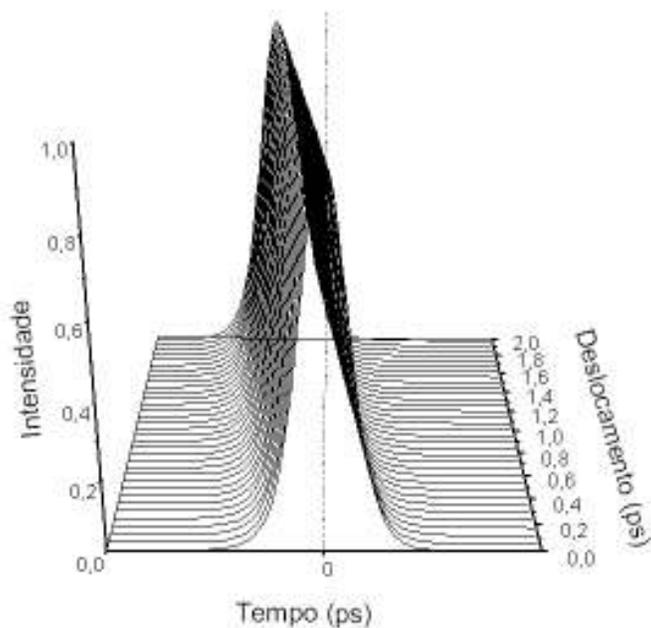


Figura (5.8)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

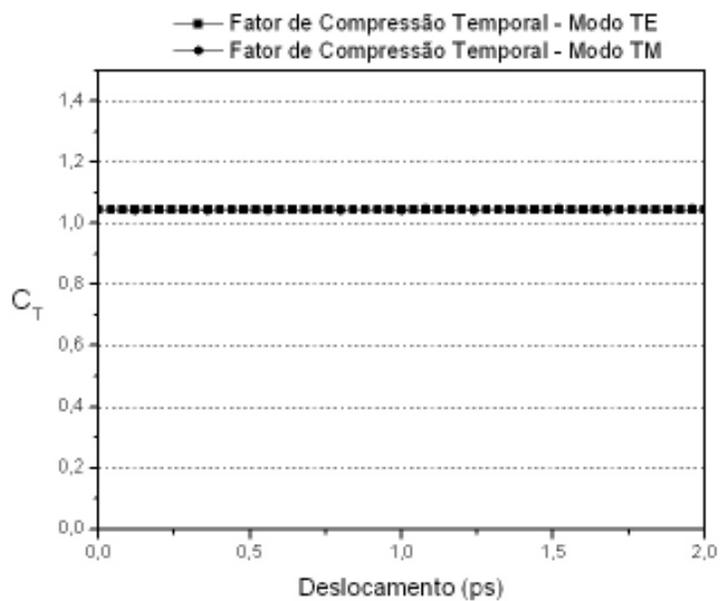


Figura (5.9)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

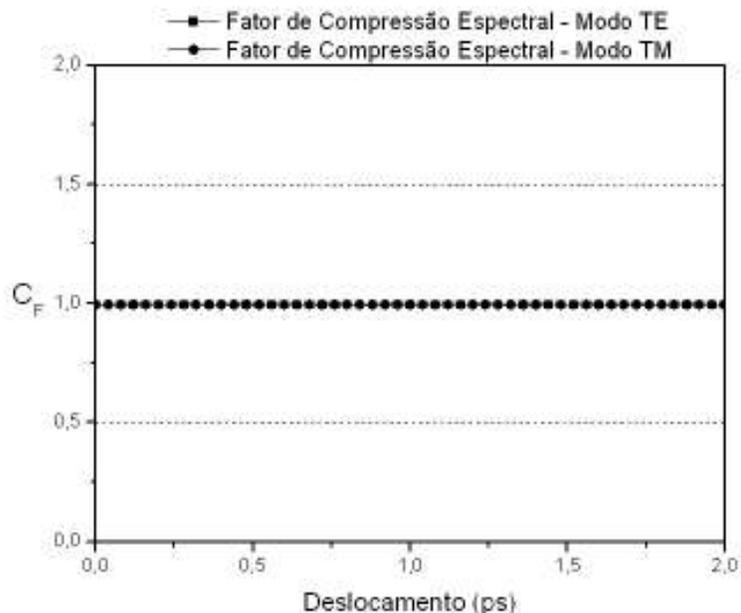


Figura (5.10)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

Como se pode notar nas figuras de (5.7 a 5.10), não houve quebra do pulso, ocorreu um pequeno alargamento temporal e não ocorreu compressão ou alargamento espectral. Nesta situação, embora os bits de entrada sejam sólitons fundamentais, os parâmetros de acoplamento estão influenciando na propagação do pulso, provocando o alargamento temporal na saída da porta, assemelhando-se a situação onde a propagação do pulso é governada pela dispersão. Embora $L_D = L_{NL}$, pode-se notar que o alargamento temporal não é acompanhado por uma alteração espectral, semelhante à situação onde $L \ll L_{NL}$, mas $L \geq L_D$.

Continuando a busca pela estabilidade (não quebra) do pulso propagado, para os casos A(TE)-0 e B(TM)-1, A(TE)-1 e B(TM)-0 e A(TE)-1, B(TM)-1, têm-se:

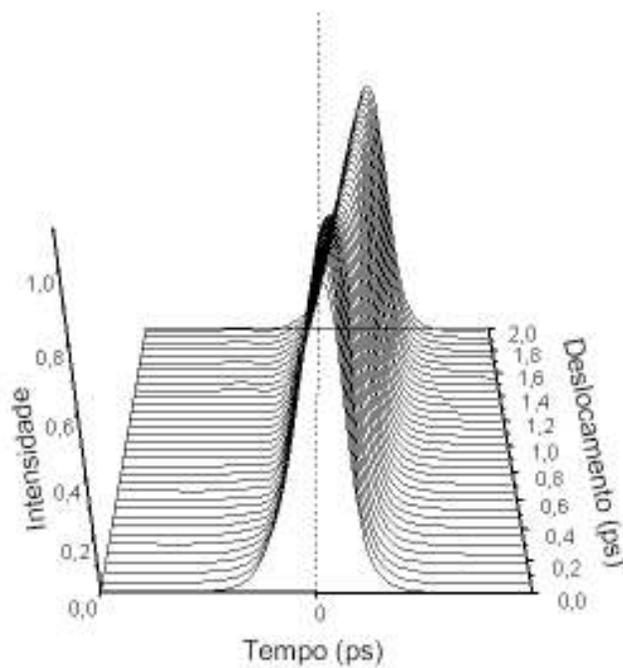


Figura (5.11)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

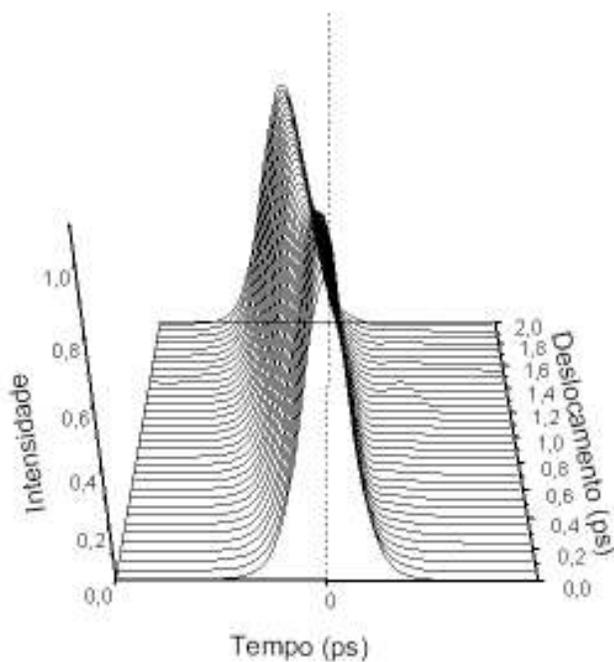


Figura (5.12)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

Pode-se ressaltar nas figuras (5.11 e 5.12) o visível deslocamento temporal dos pulsos na saída da porta, no modo TE para Bit 1 e no modo TM para Bit 0. Novamente, não houve quebra do pulso. A seguir, observar-se-ão os correspondentes fatores de compressão temporal e espectral.

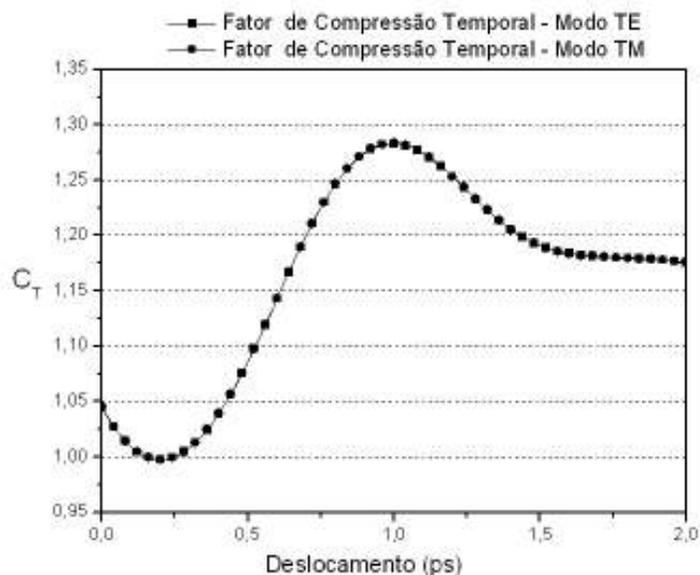


Figura (5.13)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

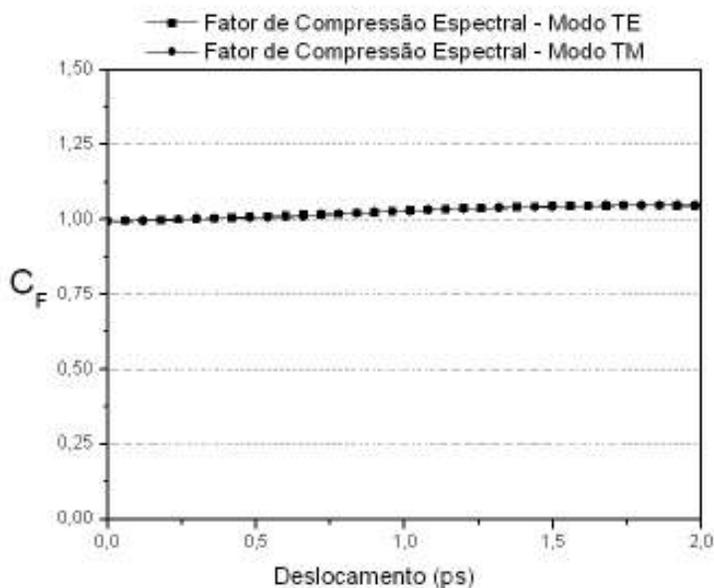


Figura (5.14)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

As figuras (5.13 e 5.14) mostram que para a situação A(TE)-0 e B(TM)-1, o pulso apresenta oscilações na taxa de alargamento temporal, sofrendo uma pequena compressão seguida de alargamento para os dois modos. Em relação ao fator de compressão espectral, nota-se que o pulso começa a sofrer um pequeno alargamento a partir de 0,5ps. Novamente, os parâmetros de acoplamento influenciaram na propagação do pulso, provocando um desbalanceamento entre o GDV e o SPM, alterando a forma do pulso na saída da porta.

Para garantir a estabilidade do pulso, resta mostrar os casos A(TE)-1, B(TM)-0 e A(TE)-1, B(TM)-1.

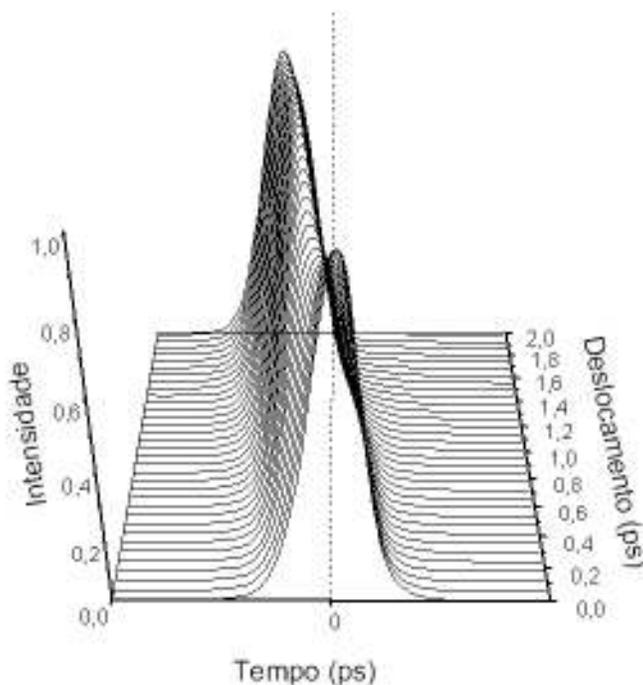


Figura (5.15)- Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

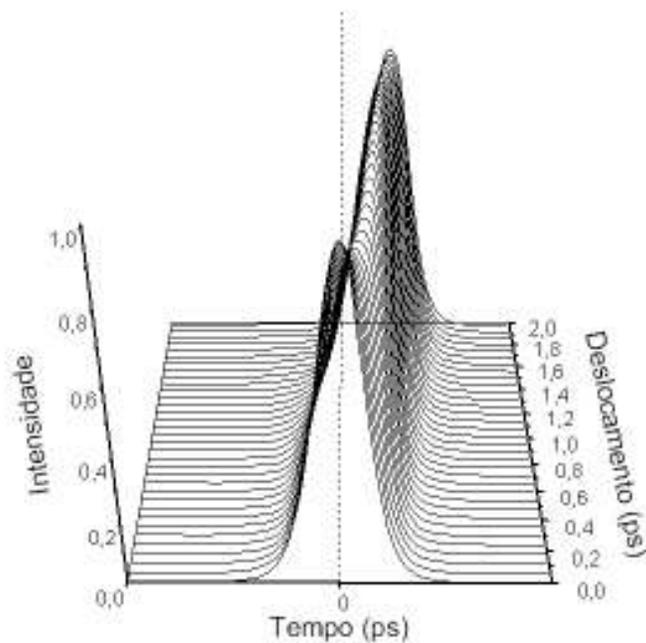


Figura (5.16)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

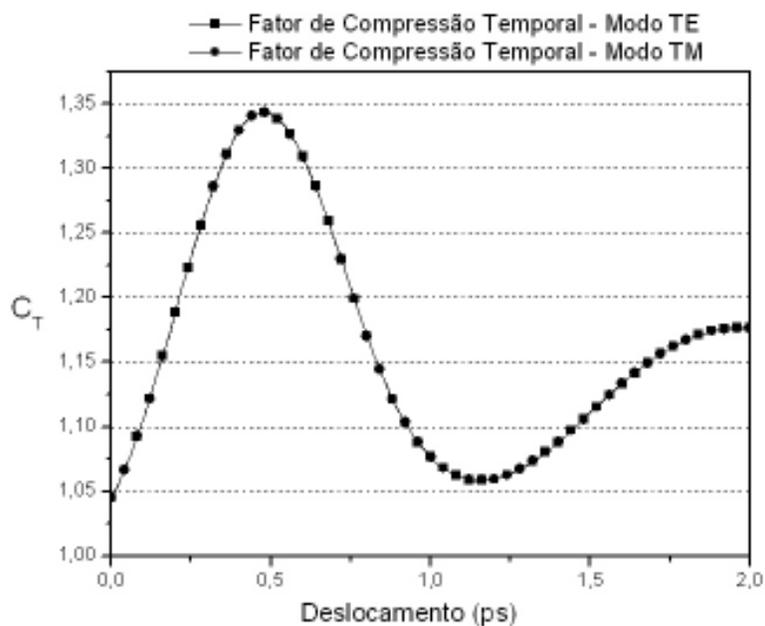


Figura (5.17)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

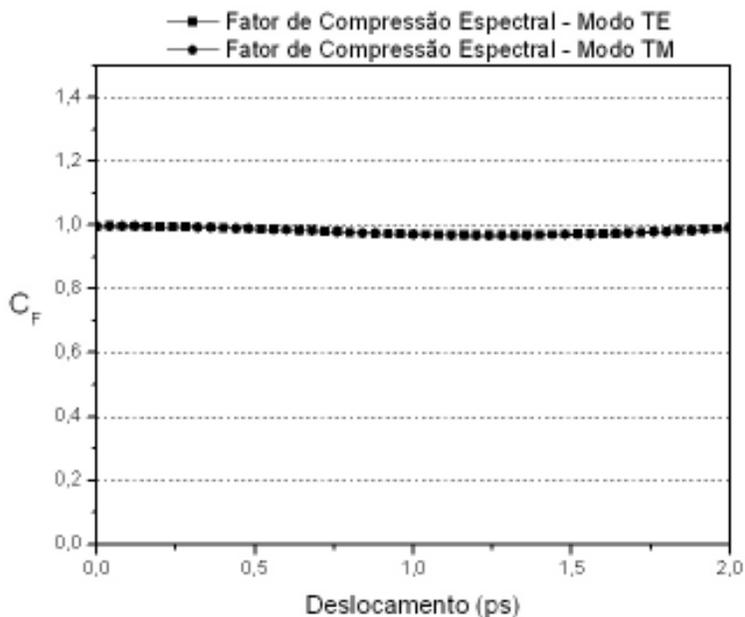


Figura (5.18)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

O afundamento dos pulsos nos modos TE e TM nas figuras (5.15 e 5.16) denota o alargamento temporal experimentado pelos pulsos na saída da porta para determinados valores de deslocamento temporal aplicados nos pulsos de entrada, refletido na figura (5.17). Pode-se notar também que não houve alargamento espectral.

Resta agora a última situação para que se possa garantir a estabilidade do pulso na saída da porta, habilitando a utilização da modulação PPM para a obtenção das portas OU e E.

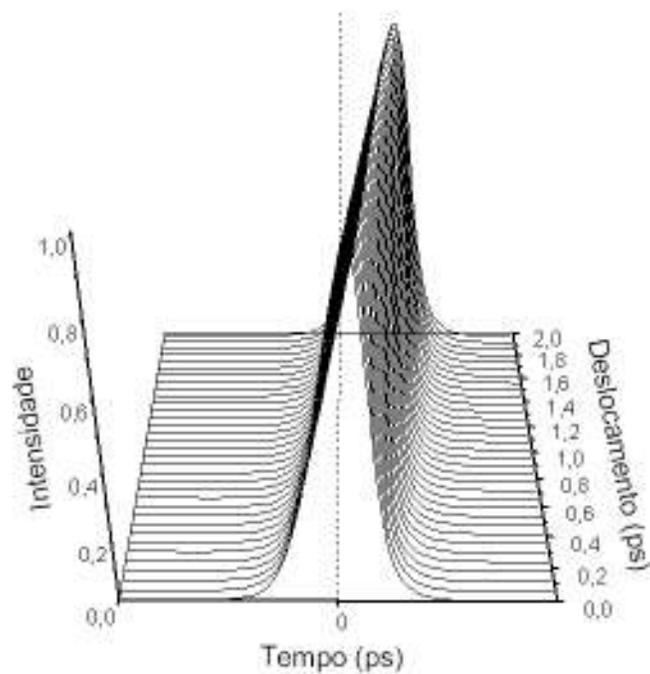


Figura (5.19)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

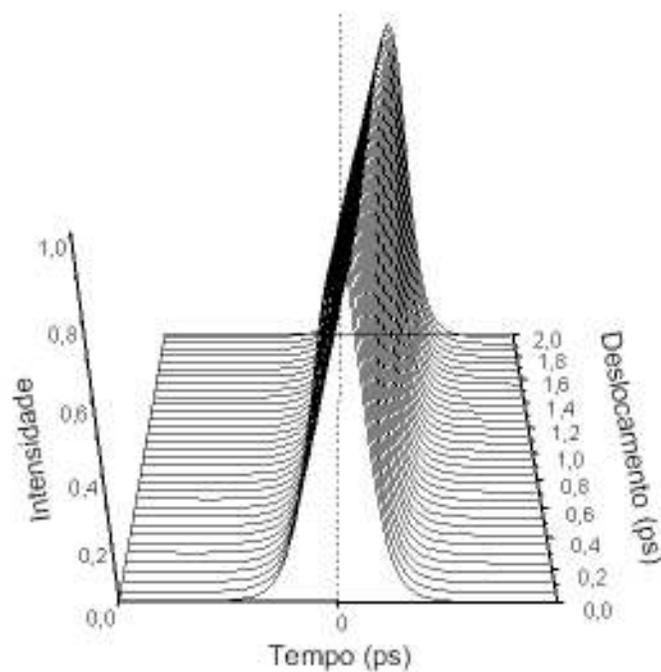


Figura (5.20)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

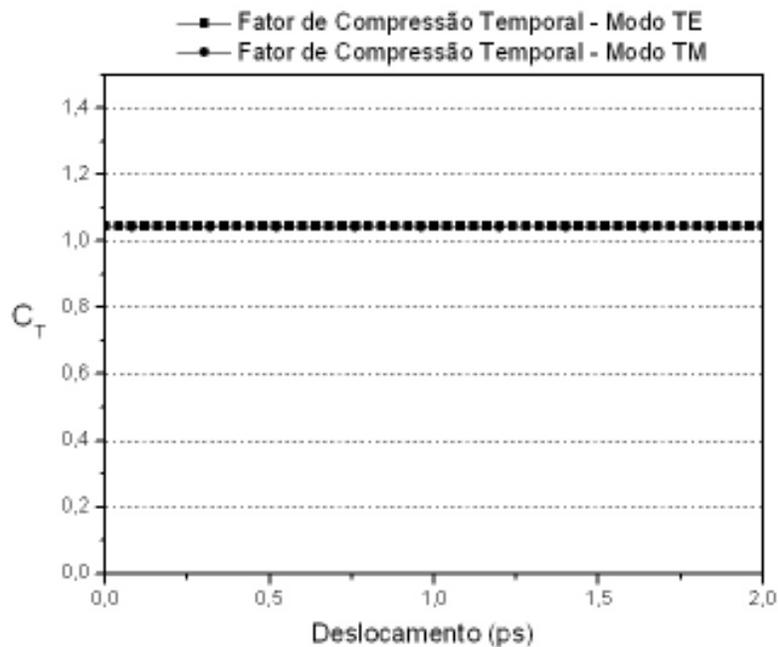


Figura (5.21)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

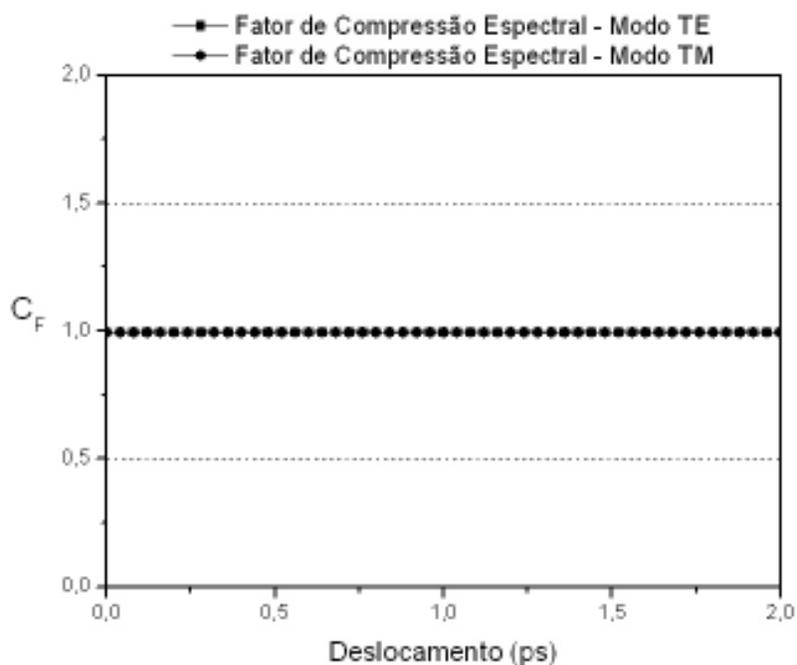


Figura (5.22)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

Como se pode perceber, para $\xi_L = L_{AOTF}/10$, não há quebra da onda óptica. Novamente, a situação assemelha-se a aquela onde a propagação do pulso é governada pelo GVD (figura 5.21). No restante desta dissertação, adotar-se-á $\xi_L = L_{AOTF}/10$ como comprimento do AOTF.

O próximo passo é a obtenção das tabelas verdades para as portas OU e E. As figuras a seguir retratam os deslocamentos temporais sofridos pelos pulsos na saída da porta medidos nos pontos de máxima intensidade, quando se aplica através dos moduladores PPM deslocamentos nos pulsos de entrada, variando de 0 a 2ps. Para tentar obter a tabela verdade da porta lógica OU (tabela 5.1) observar-se-á o **modo TE**, quando deslocamentos temporais são aplicados nos pulsos de entrada da porta. O resultado pode ser visto na figura (5.23).

A	B	S
0	0	0
0	1	1
1	0	1
1	1	1

Tabela (5.1)- Tabela verdade para a porta OU.

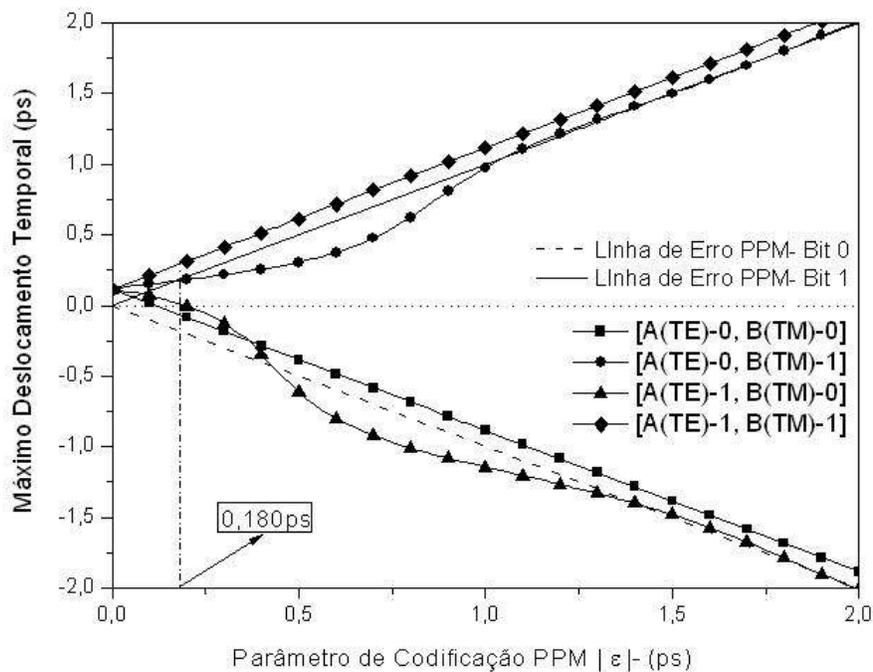


Figura (5.23)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

A análise da figura (5.23) se dá da seguinte maneira. A linha contínua representa a linha de erro PPM para Bit 1. O que significa: para se ter acerto PPM Bit 1, o deslocamento temporal medido no pulso de saída deve estar localizado entre o eixo $y=0$ e a linha de erro PPM bit 1, quando codificam-se os pulsos nas entradas da porta. Vale salientar que o parâmetro de codificação PPM representa os deslocamentos temporais aplicados nos pulsos de entrada. De forma análoga acontece para o Bit 0, ou seja, para acerto PPM Bit 0, o deslocamento temporal medido no pulso de saída deve estar localizado entre o eixo $y = 0$ e a linha de erro PPM Bit 0 (reta tracejada).

A figura (5.23) revela o seguinte:

Observando o ponto $|\epsilon| = 0,180\text{ps}$, pode-se ver que: para o caso A(TE)-1 e B(TM)-1, a saída (Bit 1) apresenta-se acima da linha de erro Bit 1 (ademais, para todos os deslocamentos temporais aplicados, a saída encontra-se sempre acima da linha de erro PPM Bit 1). Todas as outras situações da tabela verdade encontram-se nas suas respectivas regiões de acerto PPM. Logo, não se pode obter a tabela verdade para a porta OU. Para tentar obtê-la, vai-se fixar o deslocamento temporal a ser aplicado nos pulsos de entrada em $|\epsilon| = 0,180\text{ps}$ (melhor situação) e aplicar nos pulsos um defasamento que irá variar de 0 a 2π . Espera-se, com este procedimento, deslocar a situação de erro (caso A(TE)-1 e B(TM)-1) para a região de acerto PPM bit 1, obtendo assim a respectiva tabela verdade.

O mesmo procedimento deve ser adotado para se tentar obter a tabela verdade para porta lógica E (tabela 5.2). Para tal, observar-se-á o pulso na saída da porta na **polarização TM**. Primeiro, como no caso da porta OU, vão-se aplicar deslocamentos temporais de 0 a 2ps nos pulsos de entrada da porta. O resultado pode ser visto na figura (5.24).

A	B	S
0	0	0
0	1	0
1	0	0
1	1	1

Tabela (5.2)- Tabela verdade para a porta E.

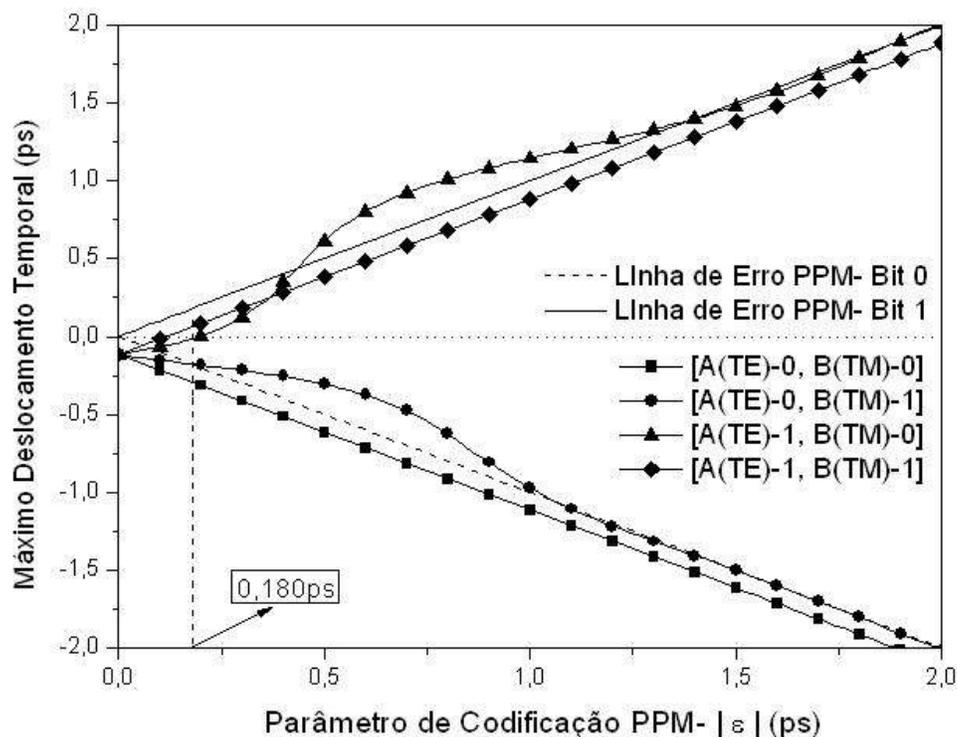


Figura (5.24)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\zeta_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

Observando o ponto $|\epsilon| = 0,180\text{ps}$ na figura (5.24), pode-se ver que: para o caso A(TE)-0 e B(TM)-0, a saída 0 apresenta-se abaixo da linha de erro Bit 0, caracterizando o erro PPM Bit 0. Todas as outras situações da tabela verdade encontram-se nas suas respectivas regiões de acerto PPM. Assim sendo, não se pode obter a tabela verdade para a porta E. Para tentar obtê-la, vai-se fixar o deslocamento temporal a ser aplicado nos pulsos de entrada em $|\epsilon|=0,180\text{ps}$ (melhor situação) e aplicar um defasamento entre os pulsos TE e TM que irá variar de 0 a 2π . Espera-se, com este procedimento, deslocar a situação de erro (caso A(TE)-0 e B(TM)-0) para a região entre o eixo $y=0$ e a linha de erro PPM Bit 0 (reta tracejada), obtendo assim a respectiva tabela verdade.

As figuras a seguir (5.25 e 5.26) retratam a saída das portas OU e E, respectivamente, para um defasamento de 0 a 2π entre os pulsos TE e TM, com os moduladores PPM fixos em $|\epsilon|=0,180\text{ps}$.

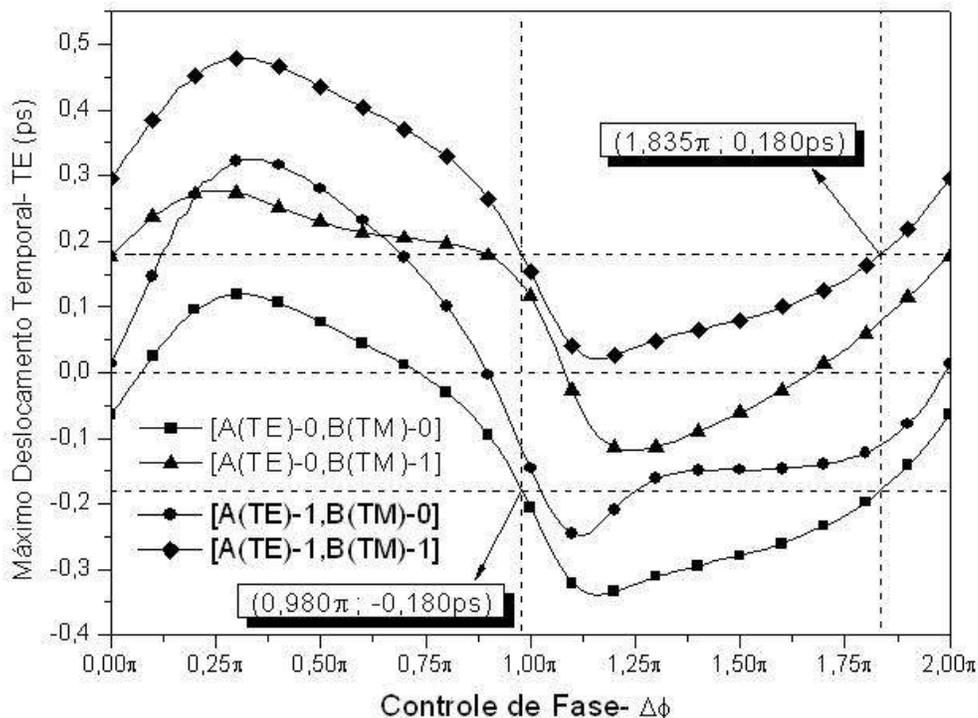


Figura (5.25)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $|\varepsilon| = 0,180\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

Analisando a figura (5.25), pode-se observar que o deslocamento $|\varepsilon| = 0,180\text{ps}$ encontra-se fixado através das linhas pontilhadas, acima e abaixo da reta $y=0$. Então, a região de acerto PPM Bit 1 encontra-se entre a reta pontilhada superior e a reta $y=0$. Analogamente, a região de acerto PPM Bit 0 encontra-se entre a reta pontilhada inferior e a reta $y=0$. Note na figura (5.25) que, ao se adotar um defasamento entre $0,980\pi$ e $1,835\pi$, a situação A(TE)-1 e B(TM)-1 será deslocada para a sua respectiva região de acerto PPM. Em contrapartida, as demais situações retratadas na tabela verdade estarão na região de erro PPM. Logo, só se pode aplicar o defasamento para a situação onde ocorreu o erro PPM, ou seja, o caso A(TE)-1 e B(TM)-1. Para as demais situações da tabela verdade (porta OU), basta fixar os moduladores PPM em $|\varepsilon|=0,180\text{ps}$. O defasamento aplicado aos pulsos não varia com o tempo e altera a sua velocidade de grupo, que junto com os efeitos não lineares, deslocam os pontos de máxima intensidade para a região de acerto PPM, ocorrendo também o inverso.

Realizando o mesmo procedimento (defasamento) feito para a porta OU, observar-se-á o pulso de saída para a porta E (figura 5.26).

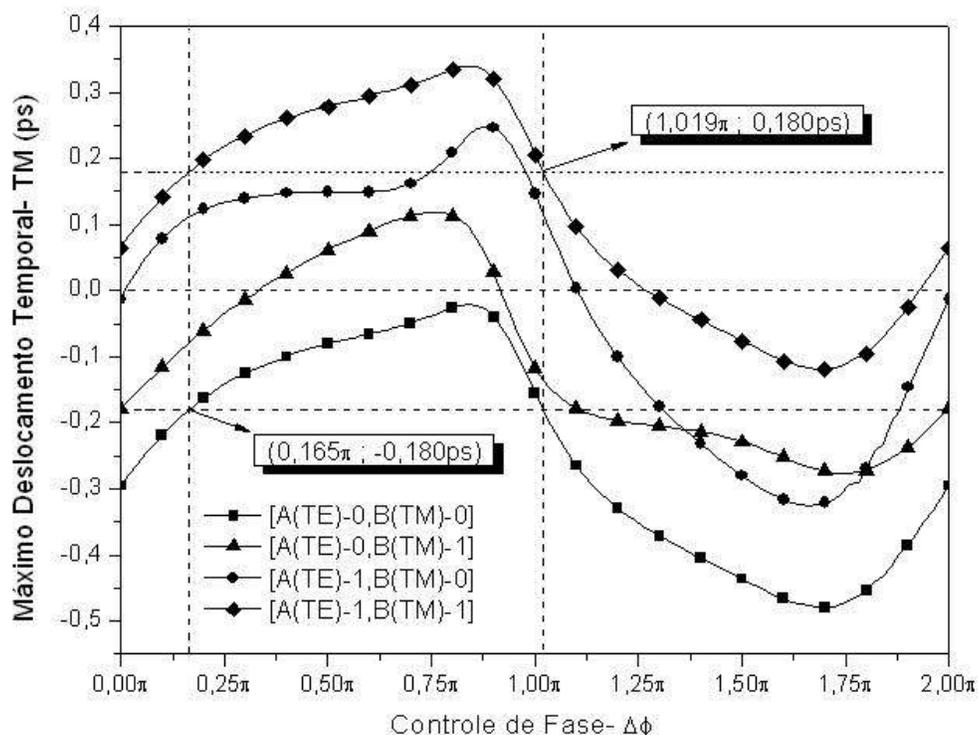


Figura (5.26)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $|\varepsilon| = 0,180ps$, com $\xi_L = L_{AOTF} / 10$.

Nota-se na figura (5.26) que, ao se adotar um defasamento entre $0,165\pi$ e $1,019\pi$, deslocar-se-á a situação A(TE)-0 e B(TM)-0 para a região de acerto PPM. Em contrapartida, as demais situações retratadas na tabela verdade (porta E) estarão nas respectivas regiões de erro PPM. Logo, só se deve aplicar o defasamento para a situação onde ocorreu o erro PPM, ou seja, o caso A(TE)-0 e B(TM)-0. Para as demais situações da tabela verdade, basta fixar os moduladores PPM em $|\varepsilon| = 0,180ps$.

Agora, objetivando encontrar uma situação favorável para todos os casos das tabelas verdade para as porta OU e E, vai-se fixar a fase e variar o deslocamento temporal aplicado aos pulsos de entrada. Tentar-se-á encontrar um deslocamento temporal que resulte em sucesso para todas as situações retratadas nas tabelas verdade das referidas portas. Este procedimento será iniciado com a porta OU.

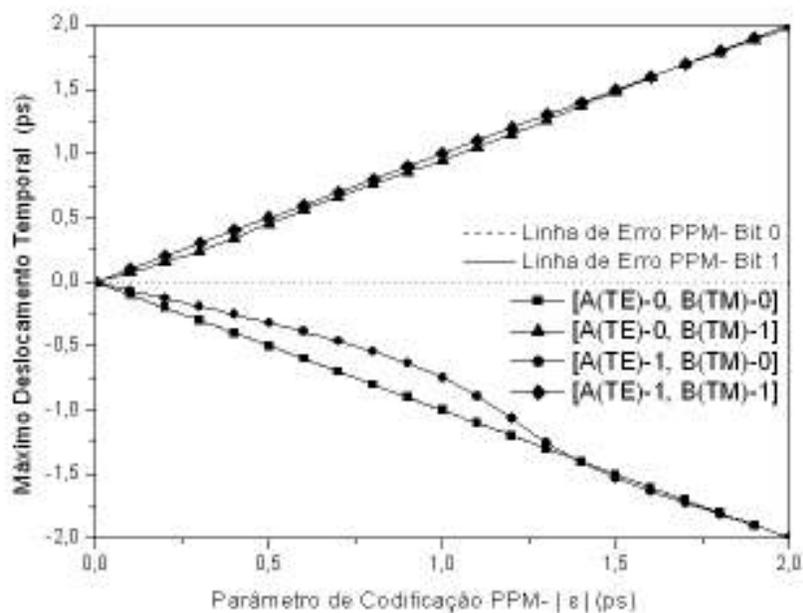


Figura (5.27)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,980\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF} / 10$.

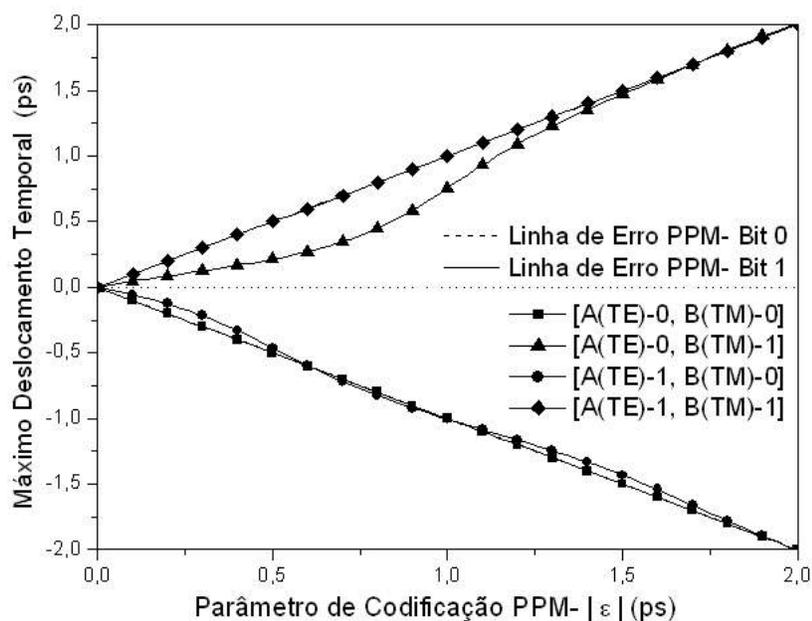


Figura (5.28)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,835\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF} / 10$.

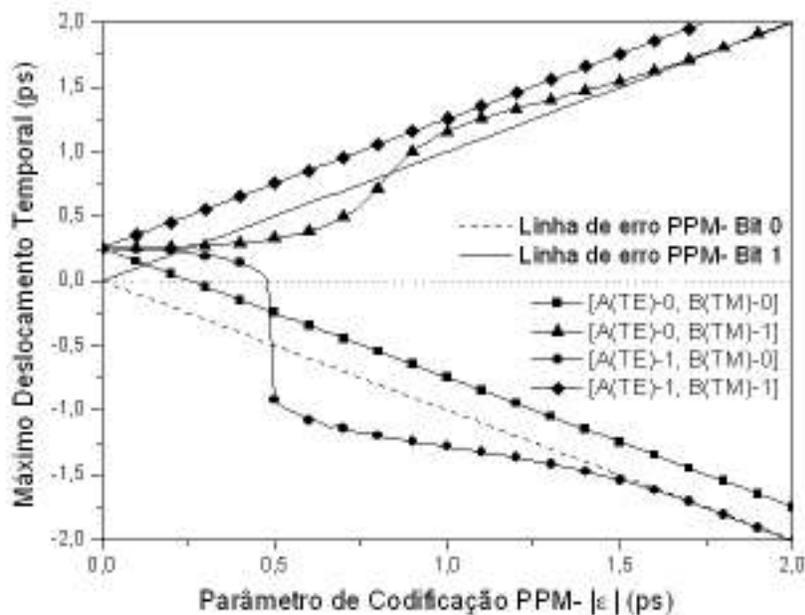


Figura (5.29)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,165\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF} / 10$.

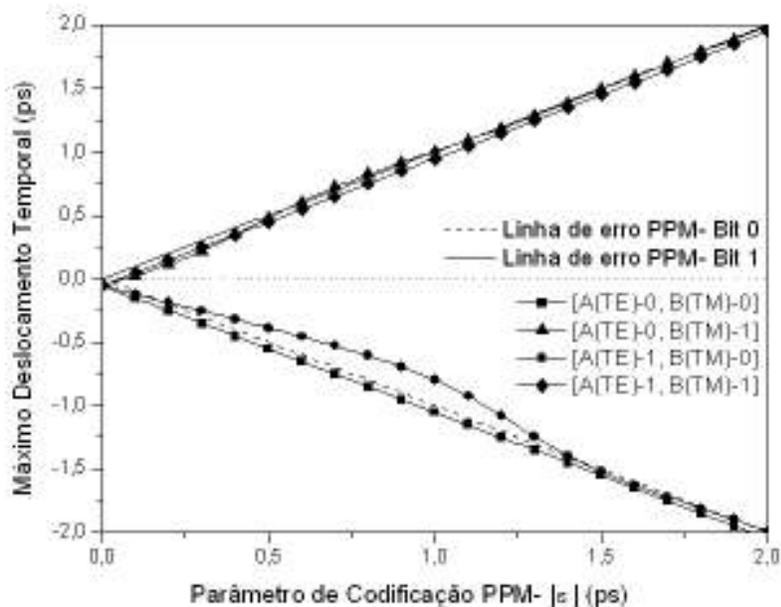


Figura (5.30)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,019\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF} / 10$.

Analisando as figuras (5.27 a 5.30), tem-se: nas figuras (5.27 e 5.28), a situação A(TE)-1 e B(TM)-0 impede que se obtenha a tabela verdade para a porta OU, pois a saída é o Bit 0, quando deveria ser Bit 1. A mesma restrição de obtenção da tabela verdade acontece para as figuras (5.29 e 5.30), embora se tenham situações diferentes. Na figura (5.29), o caso A(TE)-1 e B(TM)-1 inviabiliza a tabela verdade para a porta, enquanto que na figura (5.30), as saídas para A-1, B-0 e A-0, B-0 caracterizam erros na referida tabela verdade. Como visto, não é possível obter uma porta OU com a fixação do defasamento entre os pulsos TE e TM e a variação do deslocamento temporal aplicado aos pulsos de entrada.

Analogamente ao estudo realizado para a porta OU, verificar-se-ão os resultados obtidos para a porta E. As figuras (5.31 a 5.34) retratam os resultados deste procedimento.

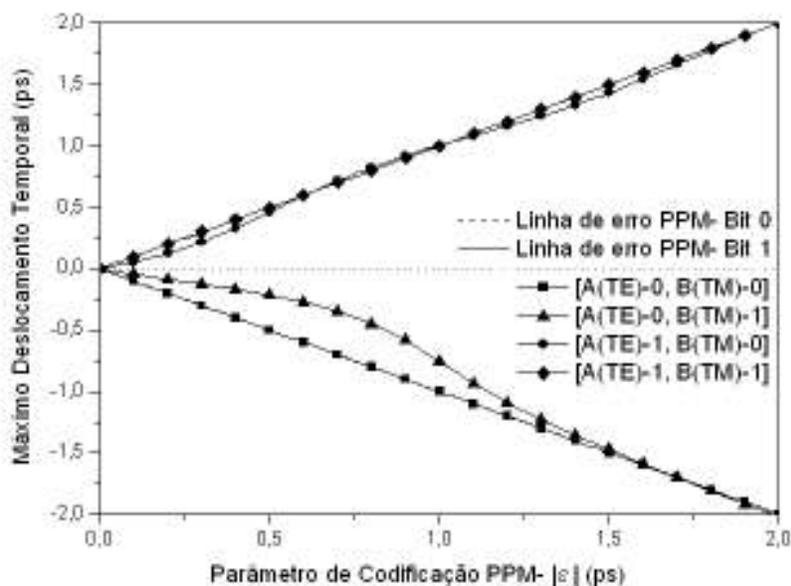


Figura (5.31)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,165\pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

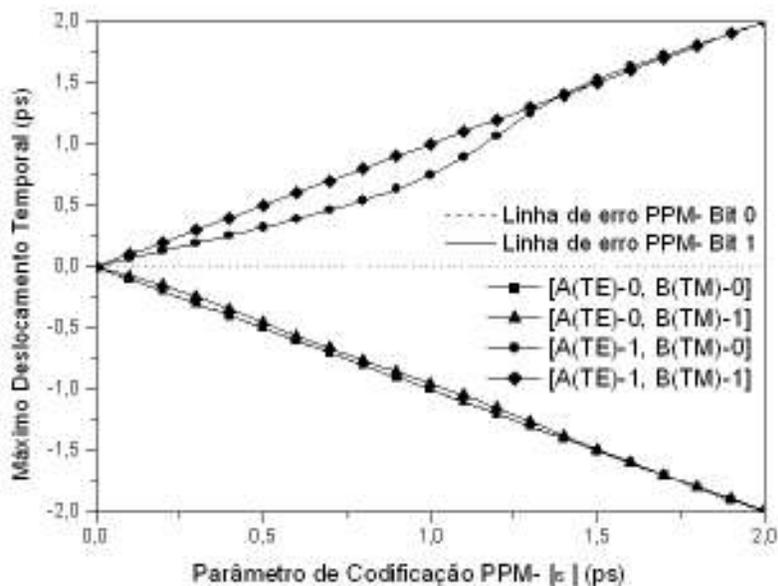


Figura (5.32)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,019\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF} / 10$.

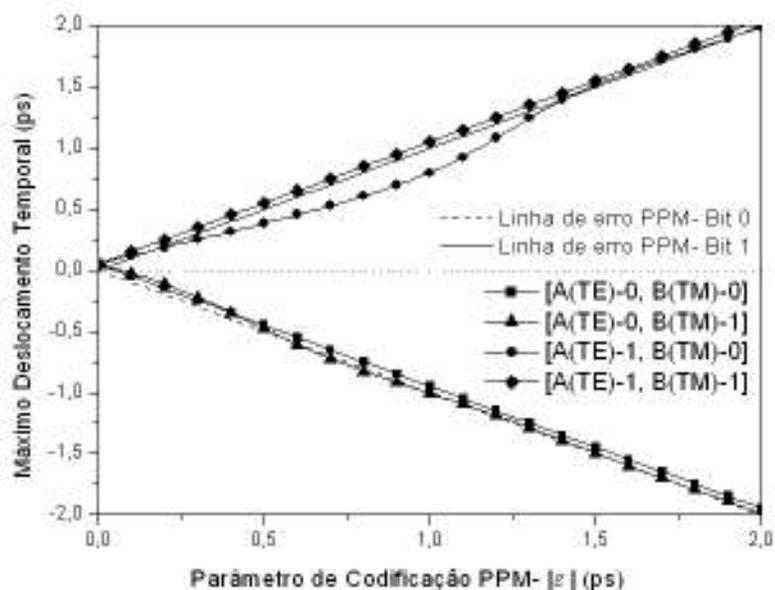


Figura (5.33)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,980\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF} / 10$.

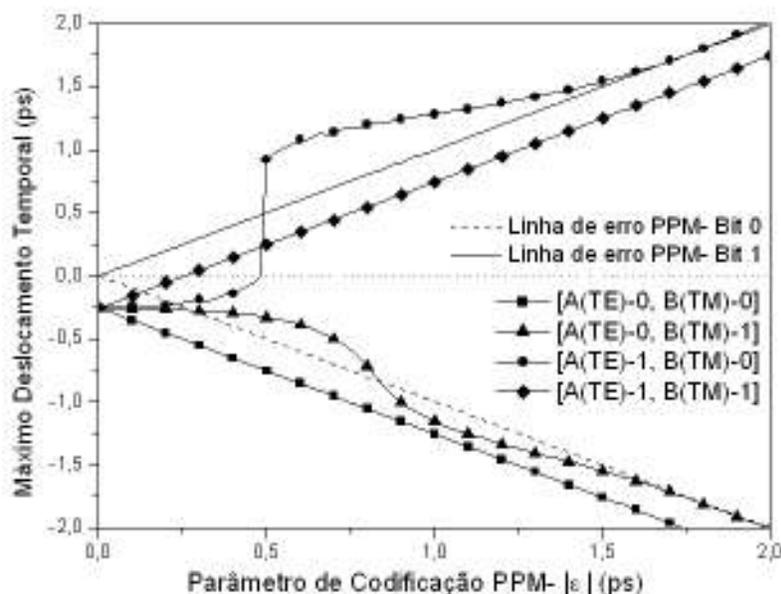


Figura (5.34)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,835\pi$ e $\xi_L = L_{AOTF} / 10$.

As figuras (5.31 a 5.34) mostram o seguinte: na figura (5.31), o caso A(TE)-0 e B(TM)-1 tem saída 0 para todos os deslocamentos temporais aplicados aos pulsos A e B, caracterizando erro na tabela verdade para a porta E. O mesmo ocorre na figura (5.32). Na figura (5.33), os casos A(TE)-1, B(TM)-0 e A(TE)-1, B(TM)-1 inviabilizam a obtenção da tabela verdade, pois as respectivas saídas são Bit 1 (quando deveria ser Bit 0) e Bit 1 com erro PPM (deslocamento na saída da porta maior que o deslocamento aplicado na entrada da porta). Para a figura (5.34), a situação A(TE)-0 e B(TM)-0 tem saída 0, embora a saída apresente-se com erro PPM em todos os deslocamento temporais aplicados aos pulsos de entrada, tornando inexecutável a obtenção da tabela verdade para a porta E.

Então, do que foi exposto, para se obterem as tabelas verdade para as portas OU e E, deve-se fixar os moduladores PPM e o defasamento entre os pulso TE e TM, de acordo com as situações retratadas nas tabelas (5.3 e 5.4), respectivamente.

Entrada A(TE)	Entrada B(TM)	Saída Porta OU (TE)	Moduladores PPM $ \varepsilon $ (ps)	Defasamento $\Delta\phi$
0	0	0	0,180	0
0	1	1	0,180	0
1	0	1	0,180	0
1	1	1	0,180	$0,980\pi \leq \Delta\phi \leq 1,835\pi$

Tabela (5.3)- Tabela verdade para a porta lógica OU através da modulação PPM e do deslocamento de fase.

Entrada A(TE)	Entrada B(TM)	Saída Porta E (TM)	Moduladores PPM $ \varepsilon $ (ps)	Defasamento $\Delta\phi$
0	0	0	0,180	$0,165\pi \leq \Delta\phi \leq 1,019\pi$
0	1	0	0,180	0
1	0	0	0,180	0
1	1	1	0,180	0

Tabela (5.4)- Tabela verdade para a porta lógica E através da modulação PPM e do deslocamento de fase.

5.4- Referências

- 1- Yariv, A., Yeh, P., "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 10, 1984.
- 2- Yariv, A., Yeh, P., "Optical Waves in Crystals – Propagation and Control of Laser Radiation". John Wiley & Sons. Capítulo 9, 1984.
- 3- Boyce, W., E. e Di Prima, R., C. "Equações Diferenciais Elementares e Problemas de Valores de Contorno". LTC, 5ª Edição. Capítulo 8, 1994.
- 4- Sobrinho, C., S., Lima, J., L., Almeida, S., E., F. e Sombra, A., S., B., "Picosecond Pulse Switching in an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) with Loss". Nonlinear Optics, Vol. 29(1), pp. 79-97, 2002.
- 5- Yeh, P., Yariv, A. e Hong, C., S., "Electromagnetic propagation in periodic stratified media I, general theory". J. Opt. Soc. Am. Vol. 67, pp. 423 a 437, 1984.
- 6- Ablowitz, M., J. e Segur, H., "Solitons and the inverse Scattering Transform". Society for Industrial and Applied Mathematics, 1981.
- 7- Saleh, B., E., A. e Teich, M. C., "Fundamental of Photonics". Wiley Interscience. Capítulo 20, 1991.

CAPÍTULO**6****Portas Lógicas OU (OR) e E (AND) –
AOTF com Não Linearidade,
Dispersão e Modulação de Fase
Cruzada (XPM)**

Neste capítulo, como no anterior, será desenvolvido um modelo matemático do Filtro Acústico Óptico Sintonizável, com Não Linearidade, Dispersão e Modulação de Fase Cruzada, operando com pulsos ultracurtos de luz (2ps). Este modelo também deve descrever as variações das amplitudes modais complexas dos dois modos acoplados (TE e TM), sendo utilizado como estrutura fundamental para a implementação das portas lógicas OU e E.

Inicialmente é explicado um pouco da teoria da modulação de fase cruzada, que impõe ao pulso um forte fator de compressão temporal. Também neste capítulo, serão mostrados valores ótimos para o deslocamento temporal e fase para a operação das portas.

6.1- Modulação de Fase Cruzada (XPM)

Quando dois ou mais campos ópticos têm diferentes comprimentos de onda propagando-se simultaneamente no dispositivo, elas interagem um com o outro, através do meio não linear. Em geral, de tal interação, podem-se gerar novas ondas, sob condições apropriadas, através de uma variedade de fenômenos não lineares, tal como o efeito Raman estimulado, geração de harmônicos e mistura de quatro ondas. O meio não linear também pode acoplar dois campos através da Modulação de Fase Cruzada, sem a indução de qualquer transferência de energia entre eles. O XPM também é acompanhado pela Alto Modulação de Fase e ocorre por causa do índice de refração efetivo, visto em um feixe óptico, em um meio não linear dependente não somente da intensidade de tal feixe, mas também da intensidade de outros feixes co-propagantes [1]. De forma sucinta, quando dois pulsos (nesta dissertação, com polarizações deferentes) se propagam em um mesmo meio, o XPM faz com que o pulso propagando-se em uma polarização (canal) “enxergue” não apenas a Não Linearidade do seu canal, mas também a Não Linearidade do outro canal, onde se propaga outro pulso com polarização diferente.

6.1.1 - Acoplamento não linear induzido pelo XPM

Esta seção estende a teoria do caso em que dois pulsos ópticos com diferentes comprimentos de ondas propagam-se dentro de um AOTF. Em geral, os dois campos ópticos podem diferenciar não somente por seus comprimentos de onda, mas também por seus estados de polarização.

O acoplamento induzido pelo XPM entre os campos ópticos leva a um surgimento de um interessante número de efeitos não lineares nos dispositivos ópticos. Em sistemas WDM, os efeitos não lineares dependentes da intensidade melhoram desde que, o sinal combinado de todos os canais possa ser bastante intenso, mesmo quando canais individuais são operados a potências moderadas. Assim a mudança de fase dependente da intensidade, e conseqüentemente o *chirp* induzido somente pelo SPM, aumentam por causa das intensidades dos sinais nos outros canais. Este efeito é referido ao XPM.

Para compreender os efeitos do XPM, tem-se que considerar um número suficiente de canais para sistemas WDM, com no mínimo dois canais. Para tal sistema:

$$E(\mathbf{r}, t) = E_1 \cos(\omega_1 t + \beta_1 t) + E_2 \cos(\omega_2 t + \beta_2 t). \quad (6.1)$$

Usando a equação da polarização dielétrica não linear:

$$P_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} E^3(\mathbf{r}, t). \quad (6.2)$$

A polarização dielétrica não linear será dada por:

$$\begin{aligned}
P_{NL}(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left(E_1 \cos(\omega_1 t - \beta_1 z) + E_2 \cos(\omega_2 t - \beta_2 z) \right)^3 \\
&= \varepsilon_0 \chi^{(3)} \left[\left(\frac{3E_1^3}{4} + \frac{3E_2^2 E_1}{2} \right) \cos(\omega_1 t - \beta_1 z) + \left(\frac{3E_2^3}{4} + \frac{3E_1^2 E_2}{2} \right) \cos(\omega_2 t - \beta_2 z) \right. \\
&\quad + \frac{3E_1^2 E_2}{4} \cos((2\omega_1 - \omega_2)t - (2\beta_1 - \beta_2)z) \\
&\quad + \frac{3E_2^2 E_1}{4} \cos((2\omega_2 - \omega_1)t - (2\beta_2 - \beta_1)z) \\
&\quad + \frac{3E_1^2 E_2}{4} \cos((2\omega_1 + \omega_2)t - (2\beta_1 + \beta_2)z) \\
&\quad + \frac{3E_2^2 E_1}{4} \cos((2\omega_2 + \omega_1)t - (2\beta_2 + \beta_1)z) \\
&\quad \left. + \frac{E_1^3}{4} \cos(3\omega_1 t - 3\beta_1 z) + \frac{E_2^3}{4} \cos(3\omega_2 t - 3\beta_2 z) \right].
\end{aligned} \tag{6.3}$$

Os termos a $2\omega_1 + \omega_2$, $2\omega_2 + \omega_1$, $3\omega_1$ e $3\omega_2$ podem ser negligenciados, desde que a condição de mudança de fase, não seja satisfeita para estes termos, devido à presença da dispersão cromática no dispositivo. Para os termos a $2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$ tem-se a mistura de quatro ondas (*Four Wave Mixing*), que não será tratada nesta dissertação. Assim, a componente de polarização dielétrica não linear com frequência ω_1 , será:

$$P_{NL}(r, t) = \frac{3}{4} \varepsilon_0 \chi^{(3)} (E_1^2 + 2E_2^2) E_1 \cos(\omega_1 - \beta_1 z). \tag{6.4}$$

Quando as seguintes equações de onda:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} \tilde{\mathbf{E}} = 0 \text{ e} \tag{6.5}$$

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{H}} + \frac{\omega^2 n^2(\omega)}{c^2} \tilde{\mathbf{H}} = 0, \tag{6.6}$$

são modificadas para incluir o efeito de polarização dielétrica não linear e resolvidas para o campo elétrico resultante, este campo tem uma componente senoidal à ω_1 cuja mudança de

fase é proporcional a $(E_1^2 + 2E_2^2)z$. O primeiro termo é devido ao SPM, ao passo que, o efeito do segundo termo é chamado de XPM. Desde que o efeito de XPM é qualitativamente similar ao do SPM, nós esperamos que o XPM exacerbe o *chirp* e conseqüentemente, o efeito de SPM nos sistemas WDM.

Na prática, o efeito de XPM em sistemas WDM operando acima do padrão de uma fibra monomodo pode ser significativamente reduzido, aumentando o espaçamento do comprimento de onda entre os canais individuais. Por causa da dispersão cromática da fibra, as constantes de propagação β_i destes canais, tornam-se então suficientemente diferentes de modo que, os correspondentes pulsos em canais individuais, passam um pelo outro, rapidamente. Isto acontece enquanto existe uma pequena quantidade de dispersão cromática (1-2ps/nm-km) na fibra, que geralmente, é verdadeiro, exceto para os comprimentos de onda próximos da dispersão zero da fibra. Por causa do fenômeno da passagem de um pulso pelo outro, os pulsos, que inicialmente coincidem-se temporalmente, após a propagação de uma certa distância, não coincidem mais e depois deixam de interagir mutuamente. Assim o efeito de XPM é reduzido. Por exemplo, os efeitos de XPM podem ser negligenciados para uma fibra monomodo operando na banda de 1550nm e 100GHz de espaçamento entre os canais. Em geral, todos os efeitos não lineares da fibra óptica são fracos e dependem de comprimentos longos de interação, acumulando-se em níveis significantes. Assim qualquer mecanismo que reduza o comprimento de interação, reduzirá o efeito da não linearidade [2].

6.1.1.1 – Índice de refração não linear

Em uma aproximação, sem perda de generalidade, pode-se separar a variação do campo elétrico escrevendo-o na forma:

$$E(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} \left[E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t) \right] + c.c., \quad (6.7)$$

onde $\hat{\mathbf{x}}$ é a polarização do vetor unitário, ω_1 e ω_2 são as freqüência portadoras dos dois pulsos, e as amplitudes correspondentes E_1 e E_2 são assumidas com uma lenta variação da função do tempo se comparadas com o período óptico. Esta suposição será equivalente se o comprimento espectral de cada pulso satisfazer a condição $\Delta\omega_j \ll \omega_j$ ($j = 1, 2$), e mantém-se

muito bem para larguras de pulso >0.1 ps. A evolução da lenta variação de amplitude E_1 e E_2 são governadas pela equação de onda:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} + \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}, \quad (6.8)$$

com a parte linear e não linear da polarização induzida, dadas pelas equações:

$$\begin{aligned} \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) &= \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{xx}^{(1)}(t-t') E(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t-t')] dt' \\ &= \frac{\varepsilon_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{xx}^{(1)}(\omega) \tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega \end{aligned} \quad \mathbf{e} \quad (6.9)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t). \quad (6.10)$$

Para ver a origem do XPM, substituí-se a equação (6.7) na equação (6.10). Assim, a polarização não linear pode ser escrita da forma:

$$\begin{aligned} P_{NL}(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \hat{x} \left[P_{NL}(\omega_1) \exp(-i\omega_1 t) + P_{NL}(\omega_2) \exp(-i\omega_2 t) \right. \\ &\quad \left. + P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) \exp[-i(2\omega_1 - \omega_2)t] \right. \\ &\quad \left. + P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) \exp[-i(2\omega_2 - \omega_1)t] + c.c., \right] \end{aligned} \quad (6.11)$$

onde os quatro termos dependem de E_1 e E_2 da forma:

$$P_{NL}(\omega_1) = \chi_{eff} \left(|E_1|^2 + 2|E_2|^2 \right) E_1, \quad (6.12)$$

$$P_{NL}(\omega_2) = \chi_{eff} \left(|E_2|^2 + 2|E_1|^2 \right) E_2, \quad (6.13)$$

$$P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) = \chi_{eff} E_1^2 E_2^* \quad \mathbf{e} \quad (6.14)$$

$$P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) = \chi_{eff} E_2^2 E_1^*, \quad (6.15)$$

com $\chi_{\text{eff}} = (3\varepsilon_0/4)\chi_{\text{xxx}}^{(3)}$ atuando como um parâmetro não linear efetivo.

A polarização não linear induzida dada pela equação (6.11) tem termos oscilantes nas novas frequências $2\omega_1 - \omega_2$ e $2\omega_2 - \omega_1$. Estes termos resultam do fenômeno da mistura de quatro ondas. Ele é necessário para satisfazer a condição de mistura de fase, se as componentes das novas frequências vão intensificando-se significativamente, uma condição não geralmente satisfeita na prática, a menos que precauções especiais sejam tomadas. A permanência dos dois termos fornece a contribuição não linear para o índice de refração. Isto pode ser visto escrevendo $P_{\text{NL}}(\omega_j)$, com ($j = 1, 2$), da forma:

$$P_{\text{NL}}(\omega_j) = \varepsilon_0 \varepsilon_j^{\text{NL}} E_j, \quad (6.16)$$

e combinado com a parte linear, tal que a polarização induzida total é dada por:

$$P(\omega_j) = \varepsilon_0 \varepsilon_j E_j, \quad (6.17)$$

onde

$$\varepsilon_j = \varepsilon_j^L + \varepsilon_j^{\text{NL}} = (n_j^L + \Delta n_j)^2 \quad (6.18)$$

n_j^L é a parte linear do índice de refração e Δn_j é a mudança induzida pelos efeitos não lineares de terceira ordem. Usando a aproximação $\Delta n_j = n_j^L$, com ($j = 1, 2$), a parte não linear do índice de refração será dada por:

$$\Delta n_j \approx \varepsilon_j^{\text{NL}} / 2n_j \approx n_2 \left(|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2 \right), \quad (6.19)$$

onde assume-se que $n_1^L \approx n_2^L = n$. O parâmetro não linear n_2 é definido como:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{\text{xxx}}^{(3)}). \quad (6.20)$$

A equação (6.19) mostra que o índice de refração “visto” por um campo óptico dentro de uma fibra, depende não somente da intensidade desse campo, mas também da intensidade do outro campo co-propagante [3]. Como o campo óptico propaga-se dentro da fibra, ele adquire uma mudança de fase não linear dependente da intensidade:

$$\phi_j^{\text{NL}}(z) = (\omega_j/c) \Delta n_j z = n_2 (\omega_j/c) \left(|E_j|^2 + 2 |E_{3-j}|^2 \right) z, \quad (6.21)$$

onde $j = 1$ ou 2 . O primeiro termo é responsável pelo SPM. O segundo termo resulta da modulação de fase de uma onda pela onda co-propagante e é responsável pelo XPM. O fator 2 do lado direito da equação (6.21) mostra que o XPM é duas vezes mais efetivo que o SPM [1]. Sua origem remonta o número de termos que contribui para a soma tripla implicada na equação (6.10). Qualitativamente falando, o número de termos duplica quando as duas frequências ópticas são distintas.

6.1.2 - Aplicações do XPM

O fenômeno não linear de XPM pode ser tanto benéfico quanto ruinoso. Talvez seu impacto mais direto seja no desempenho dos sistemas ópticos WDM, onde o XPM frequentemente limita a capacidade do sistema.

6.1.2.1 - Compressão do pulso induzido pelo XPM

O *chirp* induzido pelo SPM pode ser usado para comprimir pulsos ópticos [4]. E por causa do XPM, ele também impõe uma frequência com *chirp* no pulso óptico e poderá ser usado para a compressão do pulso. Uma vantagem óbvia da compressão do pulso induzido pelo XPM é que, em contraste a técnica do SPM requerida ao pulso de entrada para ser intenso e energético, o XPM pode comprimir pulsos de entrada com baixa intensidade, por causa da frequência com *chirp* pela intensidade de um pulso de bombeio co-propagante. Porém, o *chirp* induzido pelo XPM é afetado pelo pulso que lhe atravessa e depende criticamente do relativo atraso de bombeio do sinal inicial. Como resultado, o uso prático da compressão do pulso induzido pelo XPM requer um controle cuidadoso dos parâmetros do pulso bombeado, tal como o seu comprimento, o pico de potência, o comprimento de onda, e o relativo atraso inicial do sinal do pulso.

Dois casos devem ser distinguidos, dependendo da magnitude relativa do comprimento de ultrapassagem L_W e o do comprimento de dispersão L_D . Se $L_D \gg L_W$ por todo o dispositivo, o efeito de GVD é negligenciado. Nesse caso, o dispositivo óptico gera um *chirp* através do XPM, e um par de grades é requerido para comprimir o pulso com *chirp* [3]. Algumas equações podem ser usadas para analisar a magnitude e a forma do *chirp*. Um *chirp* quase linear pode ser implantado através do sinal do pulso, quando o pulso de bombeio é muito mais extenso do que ele [5].

Outro mecanismo de compressão do pulso pode ser usado quando L_D e L_W são comparáveis. Neste caso, o mesmo dispositivo que é usado para impor o *chirp* induzido pelo XPM também comprime o pulso através do GVD. Interessantemente, em contraste ao caso do SPM, onde tal compressão pode ocorrer somente na região anômala de GVD, o XPM oferece a possibilidade de compressão do pulso uniforme na região do visível (GVD normal) sem a necessidade de um par de grades. O desempenho de tal compressão pode ser estudado resolvendo-se numericamente as equações:

$$\frac{\partial U_1}{\partial \xi} + \text{sgn}(\beta_{21}) \frac{i}{2} \frac{\partial^2 U_1}{\partial \tau^2} = iN^2 (|U_1|^2 + 2|U_2|^2) U_1 \quad \text{e} \quad (6.22)$$

$$\frac{\partial U_2}{\partial \xi} \pm \frac{L_D}{L_W} \frac{\partial U_2}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\beta_{22}}{\beta_{21}} \frac{\partial^2 U_1}{\partial \tau^2} = iN^2 \frac{\omega_2}{\omega_1} (|U_2|^2 + 2|U_1|^2) U_2, \quad (6.23)$$

onde o parâmetro N corresponde a equação (6.24):

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma_1 P_1 T_0^2}{|\beta_{21}|}, \quad (6.24)$$

e

$$\xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{t - z/v_{g1}}{T_0} \quad \text{e} \quad U_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_1}}, \quad (6.25)$$

para um dado conjunto de pulsos de bombeio e de sinal [6]. Geralmente é necessário introduzir um tempo de atraso relativo τ_d entre os pulsos do sinal e do bombeio, tal que o

pulso movendo-se mais rápido ultrapassa o pulso mais lento e passa através dele. A compressão máxima ocorre a uma distância ($\sim |\tau|L_w$).

Pode-se definir o comprimento de ultrapassagem L_w , usando a equação:

$$L_w = \frac{T_0}{|d_{12}|}, \quad (6.26)$$

onde o parâmetro d_{12} vale:

$$d_{12} = \beta_1(\lambda_1) - \beta_1(\lambda_2) = v_g^{-1}(\lambda_1) - v_g^{-1}(\lambda_2). \quad (6.27)$$

Esta equação mede o comprimento do dispositivo durante a sobreposição dos dois pulsos até a separação um do outro como um resultado da diferença entre as velocidades de grupo.

Continuando, a compressão do pulso induzido pelo XPM em um dispositivo com GVD normal pode também ocorrer quando o acoplamento do XPM é devido à interação entre dois componentes de polarizações ortogonais de um único feixe [7 e 8]. Um experimento em 1990 demonstrou a compressão do pulso usando somente tal técnica [9]. Uma polarização pelo interferômetro de Michelson foi usada para lançar um pulso de 2ps em uma fibra de 1,4m (com o comprimento da pulsação de 2,1mm) tal que a potência do pico e o atraso relativo dos dois componentes de polarização foram ajustados. Para o atraso relativo de 1,2ps, a componente fraca foi comprimida por um fator de 6,7 quando a potência de pico da outra componente de polarização era de 1,5kW.

Quando ambos os pulsos, o de bombeio e o do sinal, propagam-se em uma região de GVD normal do dispositivo, o pulso comprimido é necessariamente assimétrico por causa da mistura das velocidades de grupo e da associação dos efeitos das ultrapassagens dos pulsos. As velocidades de grupo podem ser produzidas praticamente iguais, quando os comprimentos de onda dos dois pulsos estendem-se aos lados opostos do comprimento de onda com dispersão zero (cerca de 1,3 μ m em uma fibra de sílica convencional). Uma possibilidade consiste da compressão de um pulso a 1,55 μ m pelo uso de um pulso de bombeio a 1,06 μ m. O sinal do pulso por ele mesmo é muito fraco para formar um sólton óptico. Porém, o *chirp* induzido pelo XPM, imposto nele por uma co-propagação do pulso de bombeio, pode ser produzido forte o bastante para que o pulso do sinal passe por uma fase de compressão inicial associada com os sólton de altas ordens [10].

6.1.2.2 – Chaveamento óptico induzido pelo XPM

A mudança de fase induzida pelo SPM também pode ser usada para chaveamento óptico. Muitos esquemas de interferômetros têm sido empregados para usar a mudança de fase para o chaveamento óptico [3]. A física por detrás do chaveamento induzido pelo XPM pode ser entendida considerando o desenvolvimento de um interferômetro genérico tal que, um sinal de um pulso fraco, dividido igualmente entre seus dois braços, experimenta mudanças de fase idênticas em cada braço e é transmitida através de interferência construtiva. Se um pulso de bombeio com um comprimento de onda diferente é injetado dentro de um dos braços do interferômetro, ele poderá mudar a fase do sinal através do XPM naquele braço. Se a mudança de fase induzida pelo SPM é grande o suficiente (perto de π), o sinal do pulso não será transmitido por causa de interferência destrutiva ocorrida na saída do dispositivo. Assim, a intensidade do pulso bombeado pode chavear o sinal do pulso através da mudança de fase induzida pelo XPM. O chaveamento óptico induzido pelo XPM foi demonstrado em 1990 com o uso de um *loop* de fibra espelhada, atuando como um interferômetro de Sagnac [11].

A mudança de fase induzida pelo XPM depende não somente do comprimento e da forma do pulso de bombeio, mas também da mistura da velocidade de grupo. No caso em que ambos os feixes de bombeio e do sinal são pulsados, a mudança de fase depende do tempo de atraso relativo inicial entre os pulsos de bombeio e do sinal. De fato, a magnitude e a duração da mudança de fase induzida pelo XPM podem ser controladas através de um atraso inicial [3]. O principal ponto notado é que a mudança de fase pode ser quase uniforme sobre a maioria dos sinais dos pulsos quando os dois pulsos permitem a completa passagem de um pelo outro, resultando no chaveamento completo do sinal do pulso. A potência de bombeio necessária para produzir uma mudança de fase de π , é geralmente grande por causa da mistura da velocidade de grupo.

A mistura da velocidade de grupo pode ser reduzida significativamente se os pulsos de bombeio e do sinal estão ortogonalmente polarizados, mas tendo o mesmo comprimento de onda. Além disso, se a mudança de fase induzida pelo XPM for menor que π por causa da birrefringência relatada dos pulsos que passam um pelo outro, a técnica do cruzamento ajustado pode ser usada para comprimentos longos [12 e 13]. Nesta técnica, o *loop* da fibra consiste de seções múltiplas de fibras de conservação da polarização ajustada de tal forma que os eixos lentos e rápidos são rotacionados de 90° em seções sucessivas. Como resultado, os pulsos de bombeio e do sinal são forçados a passar um pelo outro em cada

seção do *loop* da fibra, e a mudança de fase induzida pelo XPM aumenta por um fator igual ao número de seções.

6.1.2.3 – Não reciprocidade induzida pelo XPM

O XPM também ocorre quando dois feixes tendo os mesmos (ou diferentes) comprimentos de onda propagam-se em direções opostas dentro de uma fibra, tal que as ondas contra-propagantes, interagem uma com a outra através do XPM. Tal interação leva a novos recursos qualitativos, manifestados através da bi-estabilidade óptica, quando a fibra é usada para construir um anel resonador não linear. De particular interesse é a não reciprocidade induzida pelo XPM que pode afetar o desempenho de giroscópios de fibra [3].

A origem da não reciprocidade entre duas ondas contra-propagantes pode ser compreendida pela seguinte análise. Se A_1 e A_2 são as amplitudes das ondas propagadas na transmissão e no retorno, elas satisfazem as equações de amplitude acoplada, tal que:

$$\pm \frac{\partial A_j}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial A_j}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_j = i\gamma \left(|A_j|^2 + 2|A_{3-j}|^2 \right) A_j, \quad (6.28)$$

onde o sinal de mais ou menos corresponde a $j = 1$ ou 2 , respectivamente. No caso de feixes CW, este conjunto de duas equações é prontamente resolvido. Se as perdas na fibra, para simplificação, são negligenciadas, a solução é dada por:

$$A_j(z) = \sqrt{P_j} \exp(\pm i\phi_j), \quad (6.29)$$

onde P_j é a potência de pico. A mudança de fase é dada por:

$$\phi_j = \gamma z (P_j + 2P_{3-j}), \quad (6.30)$$

com $j = 1, 2$. Se $P_1 \neq P_2$, as mudanças de fase ϕ_1 e ϕ_2 não são as mesmas para as duas ondas contra-propagantes. Esta não reciprocidade é devido à presença do fator dois no termo do XPM na equação (6.30).

Vários esquemas podem ser usados para atenuar o problema do XPM e melhorar a desempenho do giroscópio. Em tal esquema, a potência do laser é modulada antes das

ondas contra-propagantes serem lançadas dentro do *loop* da fibra [14]. Por causa da dependência temporal do campo óptico, este caso é analisado pela solução da equação (6.28) com as condições de contorno apropriadas [15]. O resultado mostra que o efeito de não reciprocidade é reduzido drasticamente se a modulação da frequência é escolhida convenientemente. Isto pode ser compreendido fisicamente ao notando-se que o XPM ocorre somente se os dois pulsos sobrepõem-se temporalmente. Num nível mais fundamental, a não reciprocidade induzida pelo XPM resulta da interferência entre as ondas contra-propagantes. A modulação reduz a coerência entre as ondas contra-propagantes, desta forma reduz a eficácia de tal interferência. Realmente, o mesmo resultado pode também ser obtido pelo uso de bandas largas com um limite coerente do tempo [3]. Fontes térmicas e *LED's* têm sido usadas para este propósito [16].

Desconsiderando rapidamente o efeito da bi-estabilidade óptica induzida pelo XPM. Algum meio não linear colocado dentro de uma cavidade pode apresentar bi-estabilidade, e as fibras ópticas não são exceção [17]. Se uma cavidade do anel de fibra for usada para este propósito, a bi-estabilidade óptica pode ocorrer independente se o feixe propaga-se na direção horária ou anti-horária. Uma situação interessante ocorre quando o feixe óptico é lançado em ambas às direções. Por causa do acoplamento pelo XPM induzido entre os feixes contra-propagantes, o dispositivo atua com dois sistemas bi-estáveis acoplados e pode exibir muitos novos recursos qualitativos [3]. Embora a bi-estabilidade óptica tenha sido observada no caso da propagação unidirecional na cavidade do anel de fibra [18], o caso bidirecional não tem atraído muita atenção.

6.2- Modelo proposto para a implementação das portas lógicas OU e E

A proposta das portas lógicas, similar ao capítulo anterior, consiste da utilização da Modulação de Pulsos por Posição aplicada em pulsos do tipo sóliton de $T_{FWHM} = 2ps$, propagando-se dentro do AOTF. Aplicam-se deslocamentos temporais nos pulsos de entrada de no máximo 2ps e medem-se os deslocamentos temporais nos pulsos de saída da porta, nos dois modos. No estudo das portas OU e E, vão-se considerar os efeitos relativos à dispersão (β_2), não linearidade (γ) e a Modulação de Fase Cruzada, considerando ainda que $\alpha = 0$ (dispositivo sem perdas). Como no capítulo 5, as tabelas verdade para cada porta serão obtidas da seguinte forma: para a tabela verdade da porta OU, observar-se-á o modo

TE no polarizador de saída, enquanto que, para a tabela da porta E, será observado o pulso de saída no modo TM. Como antes, os pulsos de entrada da porta são sólitons fundamentais. Neste capítulo, também considera-se a utilização de um material cúbico centrossimétrico tipo Ge, com o propósito de evitar a presença dos efeitos relacionados ao $\chi^{(2)}$.

O modelo proposto para a implementação das portas lógicas possui a mesma arquitetura do capítulo anterior:

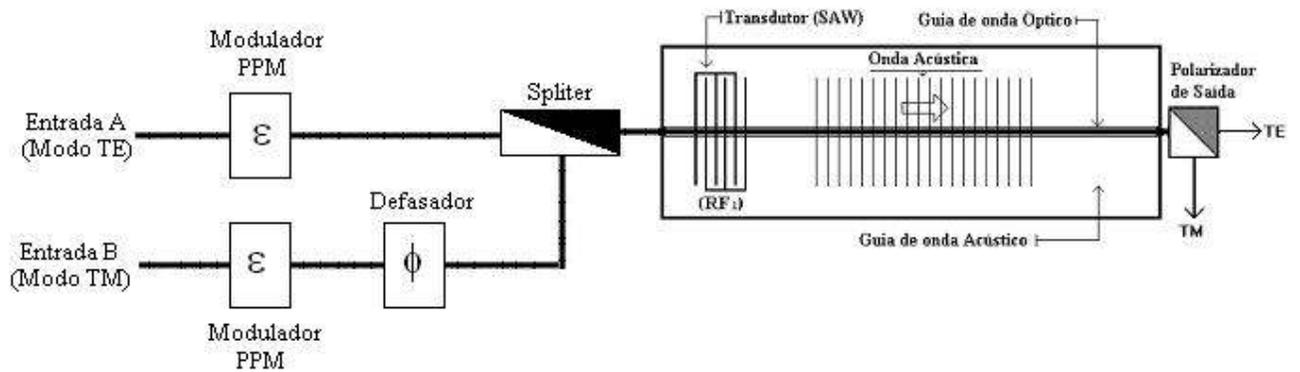


Figura (6.1)- Arquitetura proposta para a implementação das portas lógicas ópticas OU e E.

A única diferença encontra-se nas equações acopladas que regem o comportamento do dispositivo, pois aqui, são levados em consideração os efeitos relativos ao XPM. Novamente, as portas irão operar com deslocamentos temporais variando de 0 a 2ps e com um defasamento variando de 0 a 2π entre os pulsos A (modo TE) e B (modo TM) (figura 6.1).

As equações diferenciais abaixo são utilizadas para o AOTF não linear, dispersivo e com modulação de fase cruzada, para os dois modos acoplados:

$$\frac{dA_1}{dz} = -i\kappa_{12}A_2 - i\Delta\beta A_1 - \frac{\alpha}{2}A_1 + i\gamma(|A_1|^2 + 2|A_2|^2)A_1 - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} \quad (\text{Modo TE}) \quad \text{e} \quad (6.31)$$

$$\frac{dA_2}{dz} = -i\kappa_{12}^*A_1 + i\Delta\beta A_2 - \frac{\alpha}{2}A_2 + i\gamma(|A_2|^2 + 2|A_1|^2)A_2 - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} \quad (\text{Modo TM}). \quad (6.32)$$

No restante deste capítulo, as equações (6.31 e 6.32) serão utilizadas para o estudo do AOTF Não Linear e Dispersivo, sem perdas ($\alpha = 0$) e com XPM. Como antes, supõe-se a condição de máxima eficiência na conversão de energia entre os modos acoplados ($\kappa_{12}\xi_L = \pi/2$). O objetivo principal é obter as tabelas verdade referentes às portas Ou e E, além de investigar a propagação de pulsos com duração temporal inicial $\Delta t_1 = 2\text{ps}$ ($\Delta f_1 = 0,157\text{THz}$), para o comprimento do dispositivo $\xi_L = L_{AOTF}/10$ (para comprimentos maiores do dispositivo, ou seja, $\xi_L = L_{AOTF}$, $\xi_L = L_{AOTF}/2$, $\xi_L = L_{AOTF}/3$, ocorre quebra do pulso). Como estabelecido no capítulo 5, as condições iniciais (pulsos de entrada) são dadas pela equação (2.58) e, devido à condição de propagação em regime de sóliton de primeira ordem, temos: $L_D = L_{NL} = L_{AOTF}/10 \leq L_{AOTF}$ ($N=1$), ou seja, $\beta_2 = -0,781\text{ps}^2/\text{mm}$ e $\gamma = 0,607 (\text{Wmm})^{-1}$ nas equações (6.31 e 6.32). Vale lembrar que o comprimento de referência do dispositivo (AOTF) é: $L_{AOTF} = 16,476\text{mm}$

6.3- Procedimento numérico

Novamente, utiliza-se o método de Runge Kutta de 4ª ordem para resolver as equações acopladas (6.31) e (6.32). As considerações matemáticas utilizadas no capítulo 5 serão novamente consideradas aqui. Assim, utilizar-se-ão também, a transformada rápida de Fourier e as seguintes propriedades matemáticas:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\varphi(X)] = i\omega \quad \text{e} \quad (6.33)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} [\varphi(X)] = -\omega^2 \quad . \quad (6.34)$$

Bem como as equações abaixo:

$$\Delta\beta = \beta_1 - \beta_2 \pm \kappa \quad , \quad (6.35)$$

$$\kappa = \frac{2\pi}{v} f_A \quad , \quad (6.36)$$

$$\Delta\beta = \frac{\omega}{c}(n_0 \sin(\theta_0) - n_e \sin(\theta_e)) = \frac{\omega}{c} \cdot |\Delta n|, \quad (6.37)$$

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{0.8\lambda^2}{|\Delta n|L_{AOTF}}, \quad (6.38)$$

$$c = \lambda \cdot f, \quad (6.39)$$

$$\Delta\lambda_{1/2} = \frac{c}{\Delta f} e \quad (6.40)$$

$$L_{AOTF} = \frac{0.8(c^2 / f^2)}{|\Delta n| \frac{c}{f}} = \frac{0.8c}{f \cdot |\Delta n|} = \frac{5c}{2\pi \cdot F_{FWHM} \cdot |\Delta n|}. \quad (6.41)$$

Novamente, a birrefringência Δn que surge no cristal (Ge) é devido ao campo acústico que se propaga no material:

$$|\Delta n| = \frac{1}{2} n^3 p_{44} S \sin(\Omega t - Kz). \quad (6.42)$$

O valor parametrizado de $\Delta n = 0,092$ é novamente utilizado nas simulações. Tem-se ainda que: $F_{FWHM} = 0,315/T_{FWHM} = 0,315/2ps = 0,157THz$.

Assim, $L_{AOTF} = 16,476 \text{ mm e}$:

$$K_{12} = K^*_{12} = \left(\frac{\pi/2}{\xi_L} \right) = 953,15, \quad (6.43)$$

onde $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

A janela numérica de simulação é de 100ps. Os pulsos do tipo sólton são construídos com 2048 pontos. O mesmo procedimento utilizado para resolver as equações

de acoplamento no capítulo 5 será novamente empregado aqui. Repeti-lo é uma tarefa desnecessária, visto que a única mudança é o termo referente ao XPM.

No mais, inicia-se a simulação com os pulsos de entrada sem deslocamento temporal e sem defasamento. O pulso propaga-se dentro do cristal de comprimento ξ_L . Após a propagação dentro do cristal, mede-se o deslocamento temporal experimentado pelo pulso no seu ponto de máxima intensidade. Repete-se este procedimento agora com deslocamentos temporais aplicados de $2\text{ps}/100 = 0,02\text{ ps}$, de acordo com a modulação PPM até o valor máximo de deslocamento de 2ps (100 repetições), medindo-se cada deslocamento temporal experimentado pelo pulso na saída da porta, novamente no ponto de máxima intensidade.

6.4- Resultados e discussões

As figuras a seguir mostram todas as situações referentes às tabelas verdade das portas, para os modos TE e TM (A(TE)-0, B(TM)-0; A(TE)-0, B(TM)-1; A(TE)-1, B(TM)-0; A(TE)-1, B(TM)-1), com $\xi_L = L_{AOTF}/10$. Vai-se verificar a não ocorrência de quebra do pulso para o valor de ξ_L considerado.

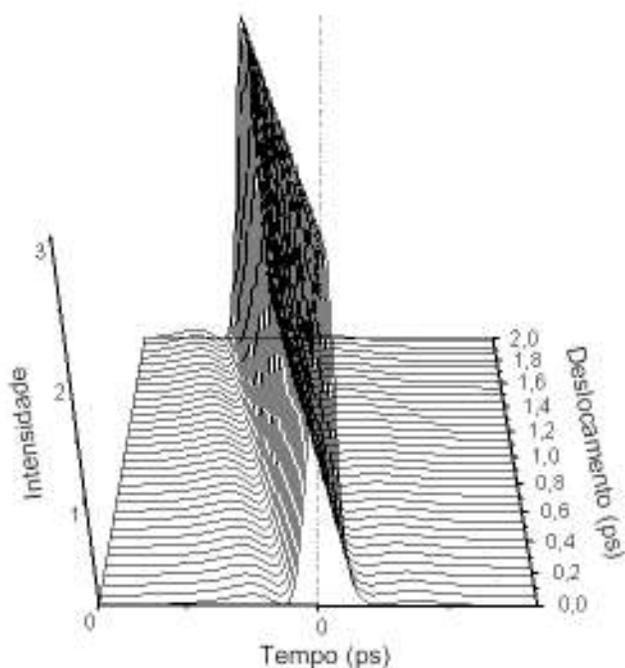


Figura (6.2)- Simulação para $\xi_L = L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para

deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

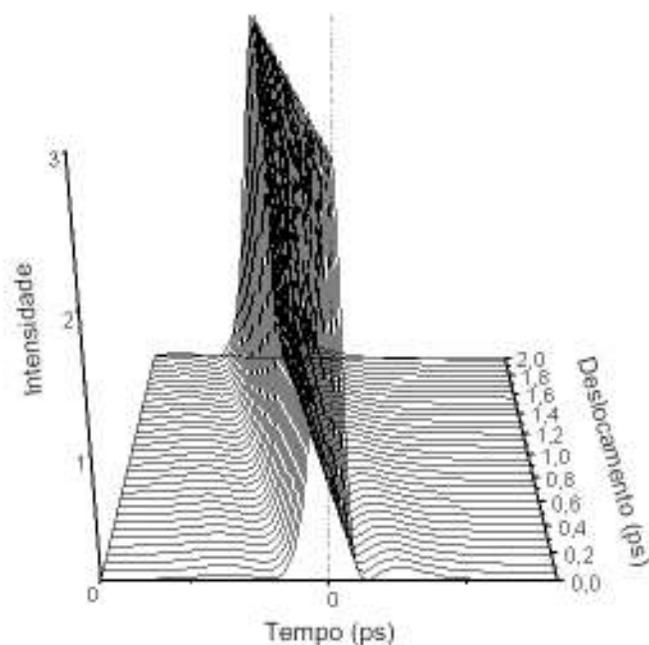


Figura (6.3)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

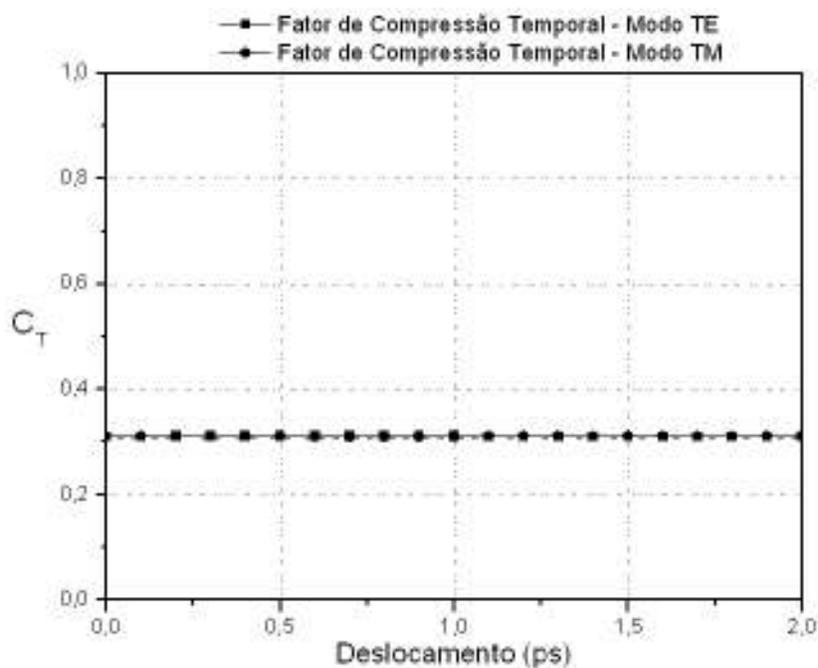


Figura (6.4)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM

na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

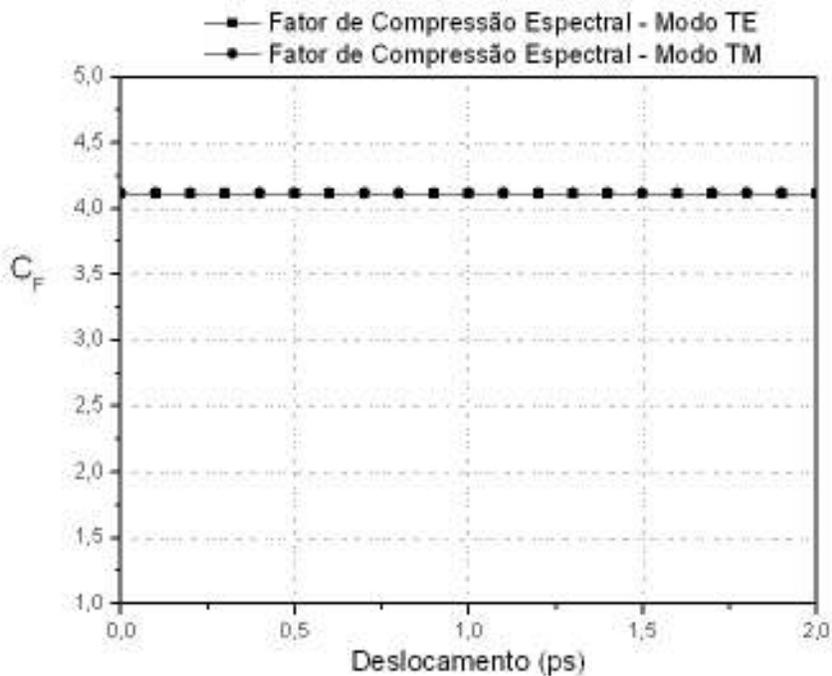


Figura (6.5)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-0, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

Como se pode notar nas figuras (6.2 a 6.5), não houve quebra do pulso, ocorreu uma forte compressão temporal e um intenso alargamento espectral. Nesta situação, embora os bits de entrada sejam sólitons fundamentais, o efeito do XPM está influenciando intensamente (pulsos sobrepostos temporalmente) na propagação do pulso, distorcendo-o e provocando a compressão temporal. Os efeitos relativos ao SPM e ao XPM estão provocando o surgimento de novas freqüências, daí o alargamento espectral.

Continuando com os casos A(TE)-0 e B(TM)-1, A(TE)-1 e B(TM)-0 e A(TE)-1, B(TM)-1, têm-se:

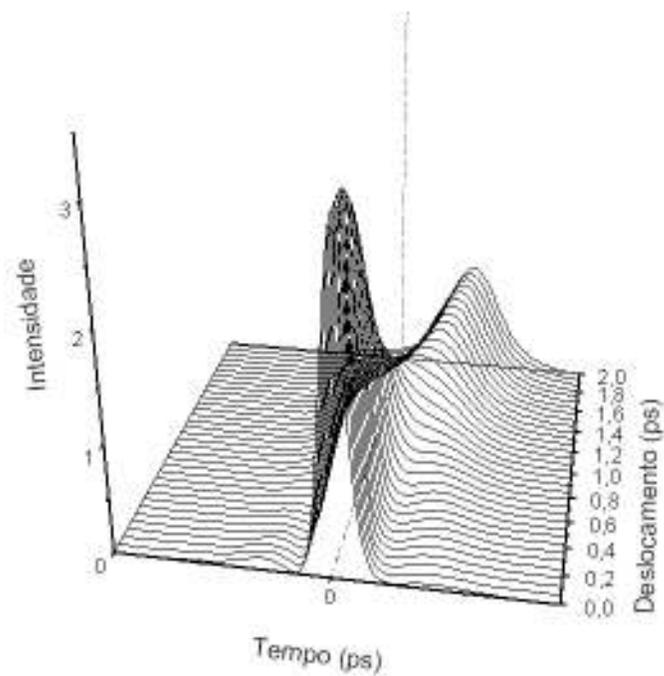


Figura (6.6)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

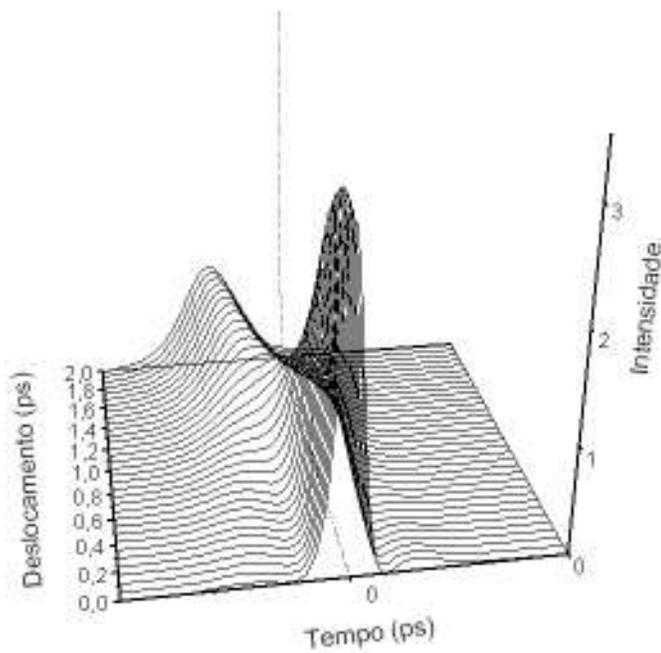


Figura (6.7)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

Pode-se observar nas figuras (6.6 e 6.7) o visível deslocamento temporal dos pulsos na saída da porta, no modo TE sempre para Bit 1 e no modo TM para Bit 0. Pode-se notar também que o pulso sofreu inicialmente uma compressão temporal, seguido de um posterior e intenso alargamento. A compressão ocorre porque no início da simulação os pulsos estão sobrepostos temporalmente, intensificando o efeito do XPM. Novamente, não houve quebra do pulso. A seguir, observar-se-ão os correspondentes fatores de compressão temporal e espectral.

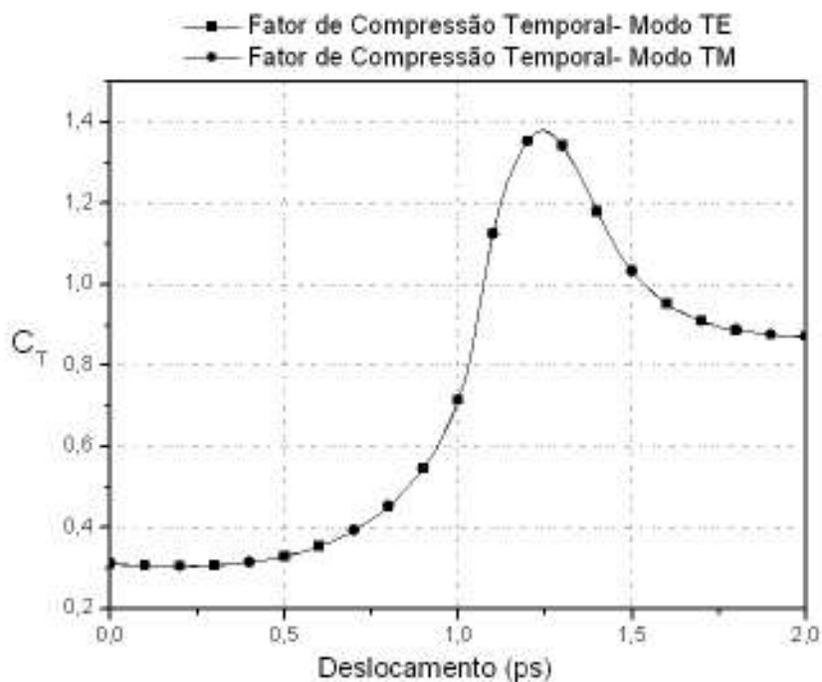


Figura (6.8)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

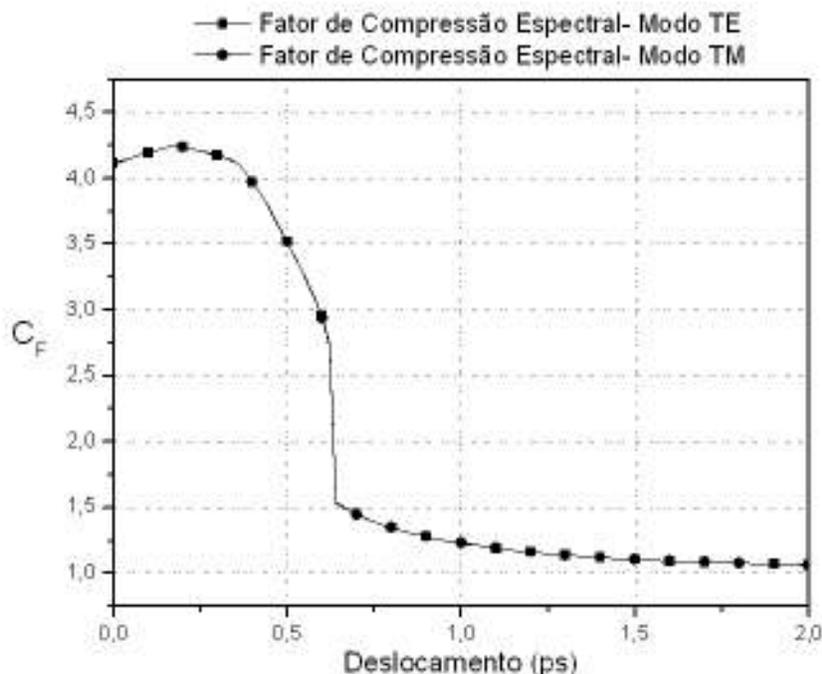


Figura (6.9)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

A figura (6.8) mostra que para a situação A(TE)-0 e B(TM)-1, o pulso apresenta inicialmente uma compressão temporal, embora esta compressão diminua a medida que aumentamos os deslocamentos (distância temporal) nos pulsos de entrada devido à modulação PPM. A partir de aproximadamente 1,18ps, o pulso passa a sofrer alargamento, que pode ser notado na diminuição drástica de sua intensidade. A figura (6.9) comprova que para todos os deslocamentos aplicados na entrada, a saída apresenta-se sempre alargada espectralmente, denotando a influência da não linearidade na propagação do pulso em decorrência do XPM. O pulso propagando no modo TE sofre os efeitos da não linearidade do canal do modo TM, e vice-versa. Vale salientar que este efeito é acrescido de um fator 2 (equações 6.31 e 6.32). Pode-se ver claramente, a partir das situações que foram expostas, que os deslocamentos temporais aplicados aos pulsos na entrada da porta estão influenciando diretamente na propagação do pulso dentro do dispositivo (diferença nas formas dos pulsos à medida que ocorrem os deslocamentos relativos à modulação PPM).

Continuando, ainda resta mostrar os casos A(TE)-1, B(TM)-0 e A(TE)-1, B(TM)-1 para garantir a estabilidade do pulso.

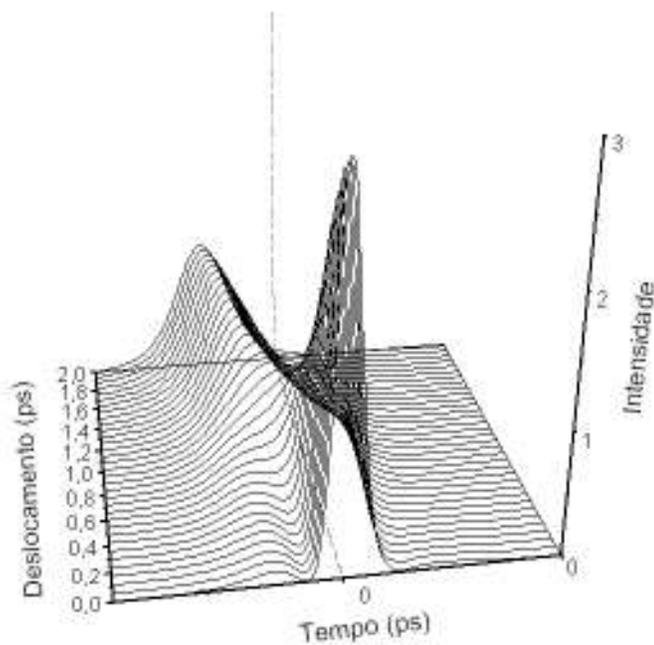


Figura (6.10)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

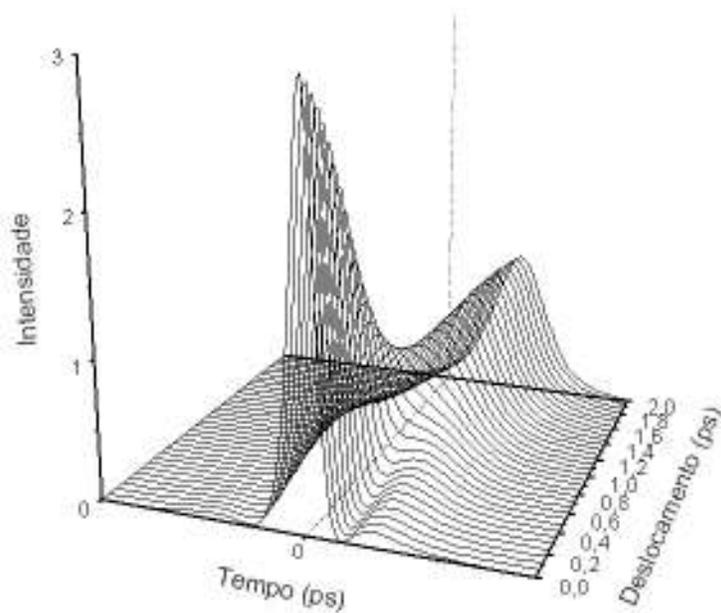


Figura (6.11)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\Delta\phi = 0$.

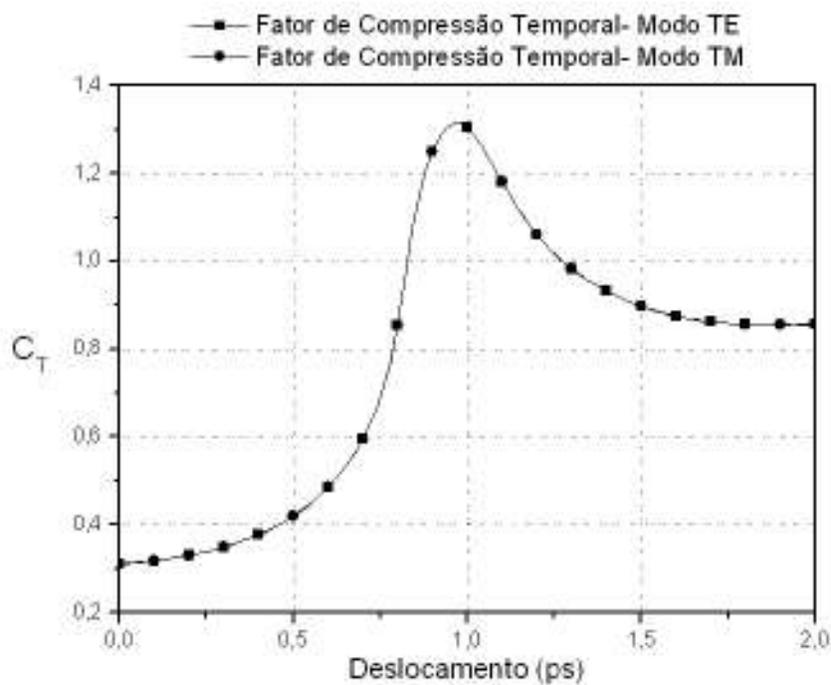


Figura (6.12)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi=0$.

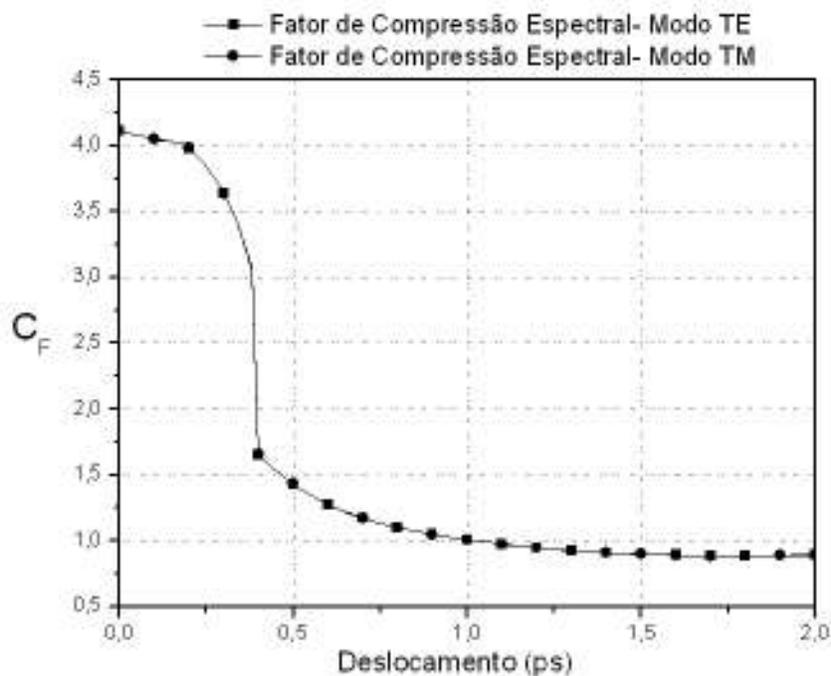


Figura (6.13)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-0, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi=0$.

Pode-se notar nas figuras (6.10 e 6.11) o deslocamento temporal dos pulsos na saída da porta, no modo TE para Bit 0 e no modo TM para Bit 1. Este comportamento tendencioso é semelhante ao das figuras (6.6 e 6.7). Deve-se recordar que o AOTF é um dispositivo que converte o modo TE para TM e vice-versa. Na situação A(TE)-0 e B(TM)-1, como a entrada TE está modulada para Bit 0, a saída TM tende a deslocar-se para Bit 0 (conversão do modo TE para TM). A mesma conduta pode ser observada no caso A(TE)-1 e B(TM)-0. Nesta situação, a entrada TM está modulada para Bit 0. Logo, a saída TE tende a deslocar-se para Bit 0 (conversão TM para TE). Resumindo, caso o modo TE esteja modulado para Bit 1, a saída TM sairá modulada para Bit 1, ocorrendo o mesmo para a modulação em Bit 0. Nas figuras (6.12 e 6.13), pode-se notar um comportamento diferente da situação A(TE)-0 e B(TM)-1. Note na figura (6.12) que o pulso de saída começa a alargar temporalmente a partir de aproximadamente 0,7ps. Pode-se ver que o deslocamento temporal aplicado na entrada (modulação) modifica o *chip* induzido pelo SPM e XPM, já que as curvas de C_T e C_F são ligeiramente diferentes para as situações A-0, B-1 e A-1, B-0. Note também na figura (6.13) que o pulso passa a sofrer compressão espectral a partir de 1ps.

Vai-se expor agora a última situação (A(TE)-1 e B(TM)-1) para que se possa garantir a estabilidade do pulso na saída da porta, permitindo utilizar a modulação PPM para a obtenção das portas OU e E.

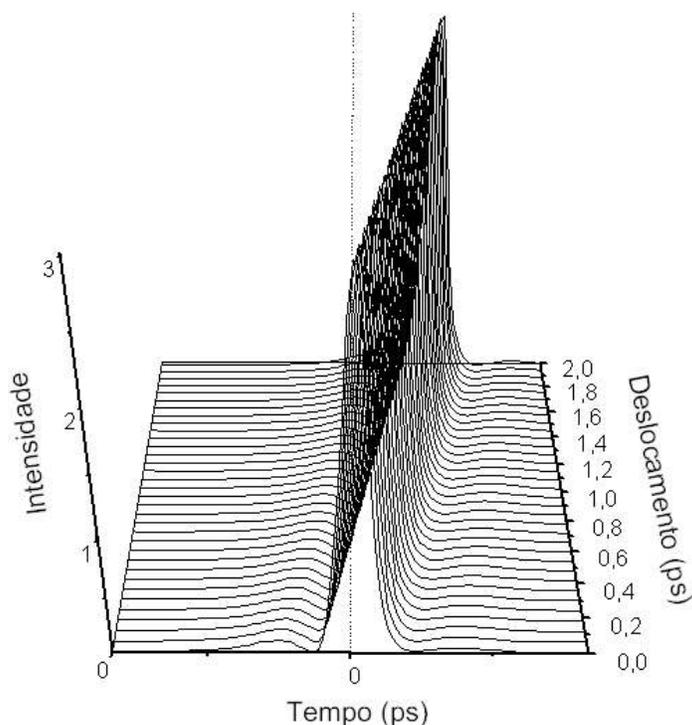


Figura (6.14)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TE) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

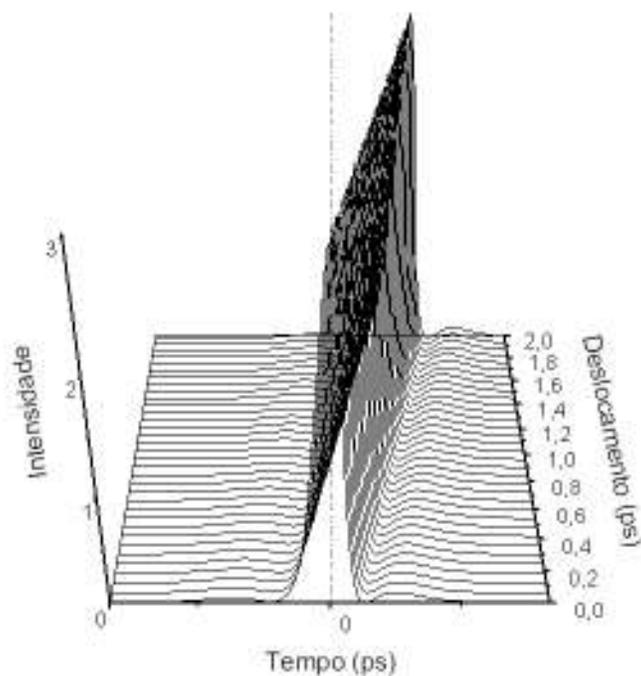


Figura (6.15)- Simulação para $\xi_L=L_{AOTF}/10$ mostrando a saída da porta (Modo TM) para deslocamentos de 0 a 2ps na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\Delta\phi = 0$.

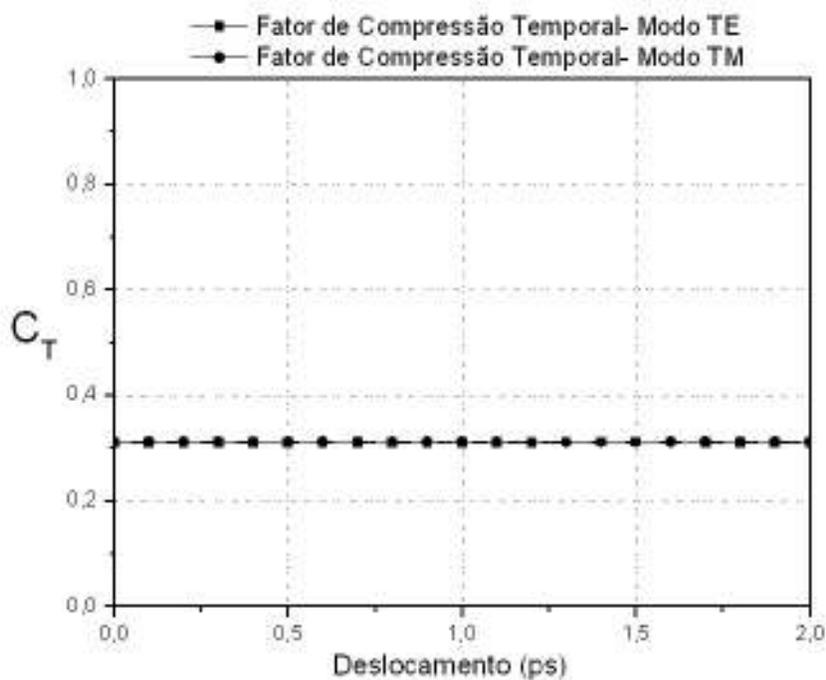


Figura (6.16)- Fator de compressão temporal para os modos TE e TM

na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

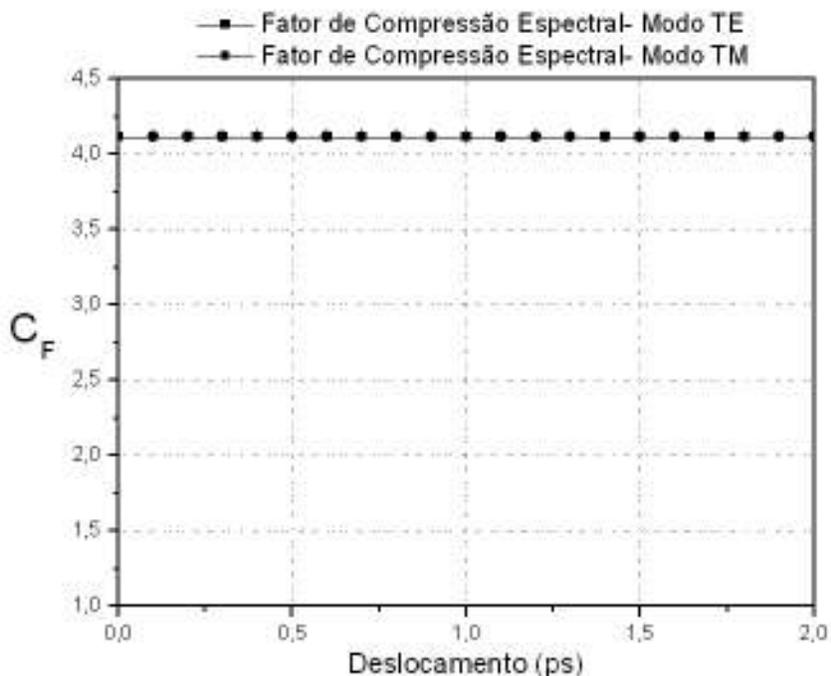


Figura (6.17)- Fator de compressão espectral para os modos TE e TM na situação A(TE)-1 e B(TM)-1, com $\xi_L=L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

Como se pode perceber, para $\xi_L=L_{AOTF}/10$, não há quebra da onda óptica. Note que nas situações em que se tem os pulsos de entrada sobrepostos temporalmente A(TE)-0, B(TM)-0 e A(TE)-1 e B(TM)-1, as curvas de compressão temporal e espectral retratam a mesma informação. Aqui, cabe um pequeno esclarecimento: a conversão de energia entre os modos TE e TM ocorre de forma simultânea. A eficiência na troca de energia entre os modos é a mesma para todas as situações referentes às tabelas verdade. Acontece que, quando os pulsos estão sobrepostos temporalmente, o efeito do XPM é mais intenso entre os modos e ocorre em tempos correspondentes, provocando pulsos de saída mais intensos e com uma forte compressão temporal (figuras 6.2, 6.3, 6.14 e 6.15). Do mesmo modo, quando os pulsos estão deslocados temporalmente (casos A(TE)-0, B(TM)-1 e A(TE)-1 e B(TM)-0), o efeito do XPM é bastante reduzido, provocando pulsos menos intensos e alargados temporalmente na saída das portas. Isto pode ser comprovado observando-se as figuras (6.6, 6.7, 6.10 e 6.11). Note que quando são efetuados acréscimos aos deslocamentos temporais (decorrentes da modulação PPM) – provocando um maior

afastamento entre os pulsos na entrada das portas – as intensidades dos pulsos de saída diminuem gradativamente.

Pode-se afirmar então que os deslocamentos temporais decorrentes da modulação PPM não afetam a eficiência na conversão da energia entre os modos TE e TM.

O próximo passo é a obtenção das tabelas verdades para as portas OU e E. Tentar-se-á obter a tabela verdade da porta lógica OU observando o modo TE, quando se aplicam deslocamentos temporais nos pulsos de entrada da porta, sem ainda, defasar os pulsos. O resultado pode ser visto na figura (6.18) (adotar-se-á $\xi_L = L_{AOTF}/10$ como comprimento do AOTF).

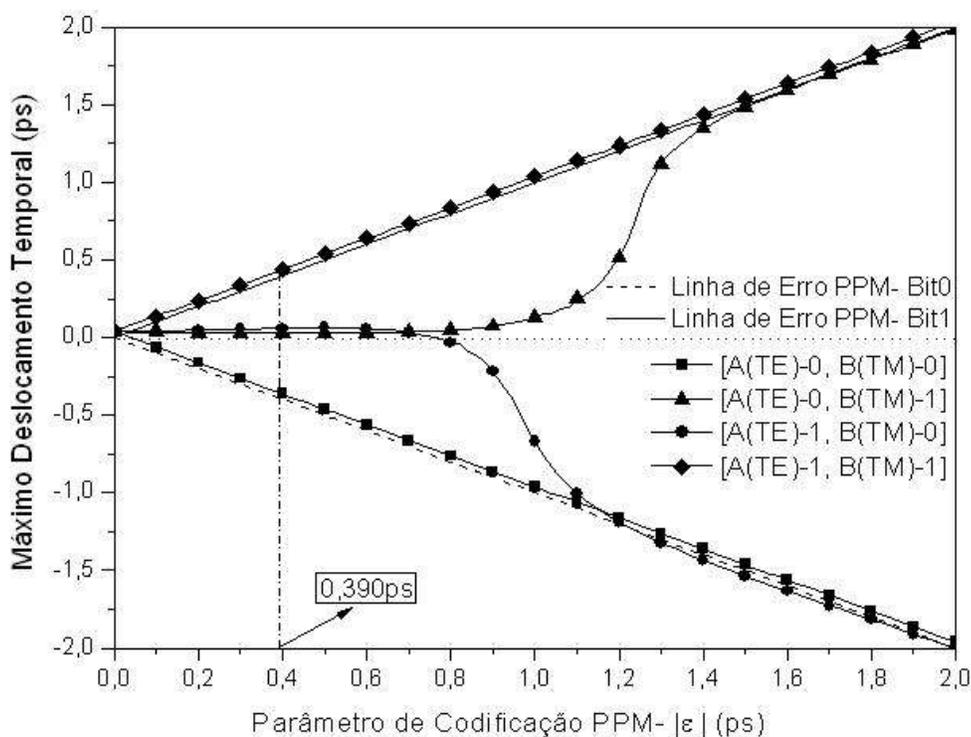


Figura (6.18)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

A figura (6.18) revela o seguinte:

Observando o ponto $|\epsilon| = 0,390\text{ps}$, pode-se ver que: para o caso A(TE)-1 e B(TM)-1, a saída (Bit 1) apresenta-se acima da linha de erro Bit 1. Todas as outras situações da tabela

verdade encontram-se nas suas respectivas regiões de acerto PPM. Logo, não se pode obter a tabela verdade para a porta OU. Este ponto foi escolhido de forma arbitrária. Qualquer deslocamento temporal entre 0 e aproximadamente 0,7ps é uma escolha em potencial. Para tentar obter a tabela verdade, vai-se fixar o deslocamento temporal a ser aplicado nos pulsos de entrada em $|\delta| = 0,390\text{ps}$ e aplicar nos pulsos um defasamento que irá variar de 0 a 2π . Espera-se deslocar a situação de erro (caso A(TE)-1 e B(TM)-1) para a região de acerto PPM bit 1.

Adotar-se-á o mesmo procedimento para a porta lógica E (pulso na saída da porta na polarização TM). Aplicando deslocamentos temporais de 0 a 2ps nos pulsos de entrada da porta, tem-se (figura 6.19):

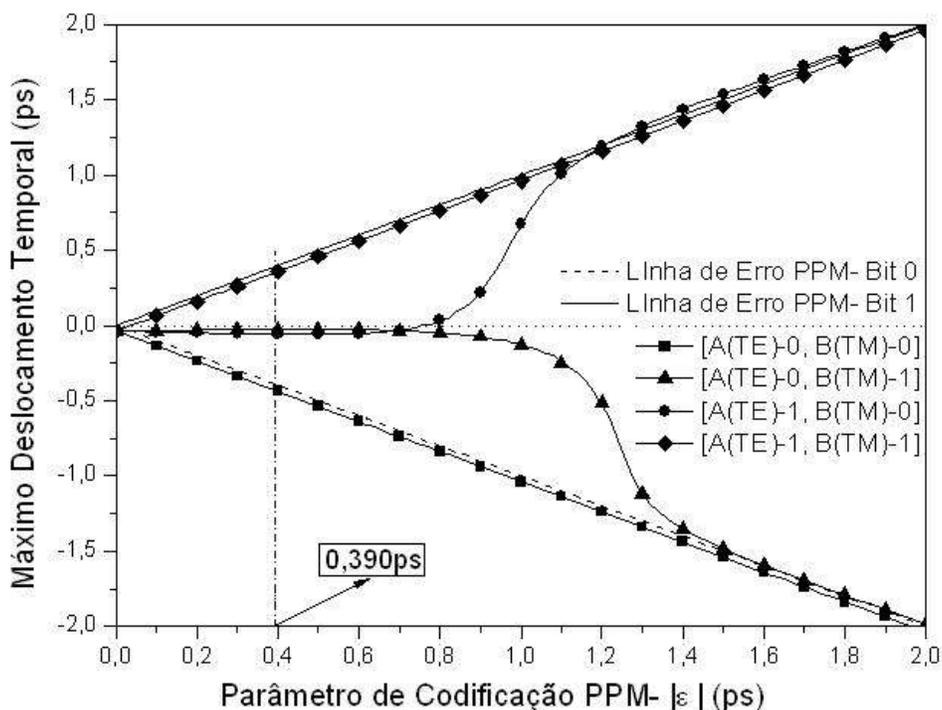


Figura (6.19)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal na entrada de 0 a 2ps, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$ e $\Delta\phi = 0$.

Observando o ponto $|\delta| = 0,390\text{ps}$ na figura (6.19), pode-se ver que: para o caso A(TE)-0 e B(TM)-0, a saída 0 apresenta-se abaixo da linha de erro Bit 0, caracterizando o erro PPM Bit 0. Todas as outras situações da tabela verdade encontram-se nas suas respectivas regiões de acerto PPM (válido para deslocamentos variando de 0 a 0,7ps).

Então, não se pode obter a tabela verdade para a porta E. Para obtê-la, vai-se fixar o deslocamento temporal a ser aplicado nos pulsos de entrada em $|\varepsilon|=0,390\text{ps}$ e aplicar um defasamento entre os pulsos TE e TM que irá variar de 0 a 2π (deslocar a situação de erro para a região entre o eixo $y=0$ e a linha de erro PPM Bit 0).

As figuras a seguir (6.20 e 6.21) retratam a saída das portas OU e E, respectivamente, para um defasamento de 0 a 2π entre os pulsos TE e TM, com os moduladores PPM fixos em $|\varepsilon|=0,390\text{ps}$.

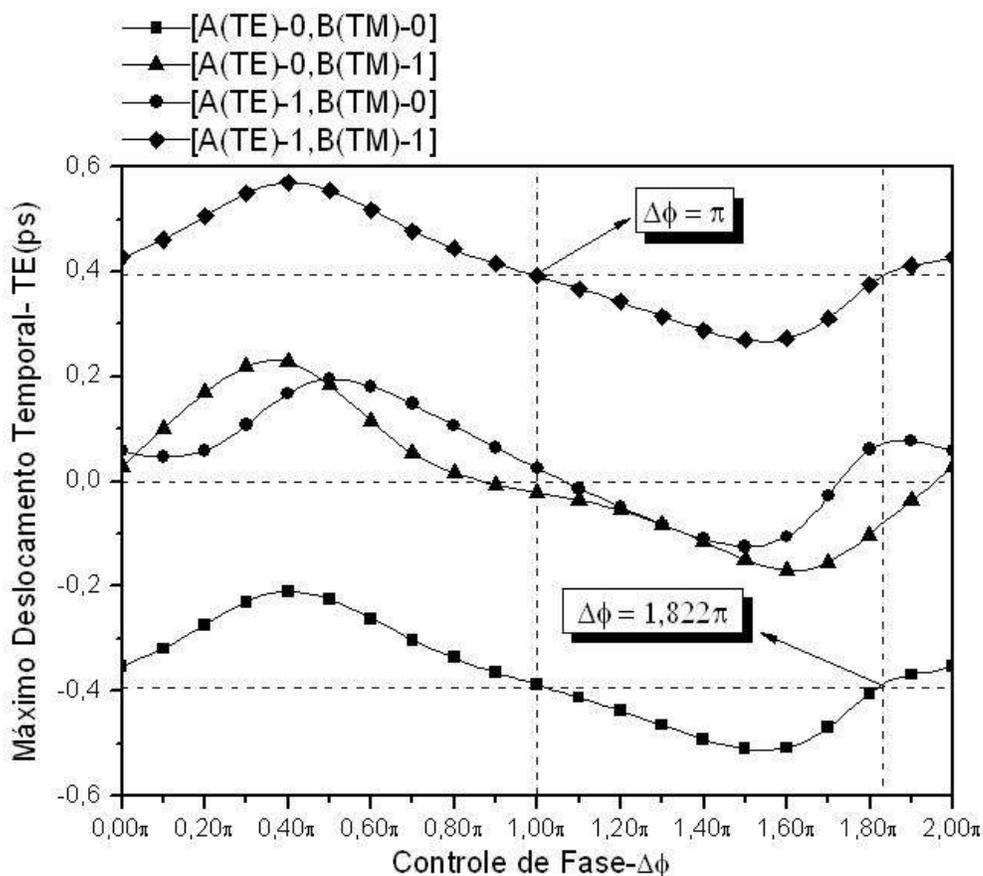


Figura (6.20)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $|\varepsilon|=0,390\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

Analisando a figura (6.20), pode-se observar que ao se adotar um defasamento entre π e $1,822\pi$, a situação A(TE)-1 e B(TM)-1 será deslocada para a região de acerto PPM. Em contrapartida, deslocar-se-ão para a região de erro PPM as demais situações retratadas na tabela verdade. Logo, só se pode aplicar o defasamento para a situação onde ocorreu o erro PPM, ou seja, o caso A(TE)-1 e B(TM)-1.

Vai-se observar agora o pulso de saída para a porta E (figura 6.21), realizando o mesmo defasamento feito para a porta OU.

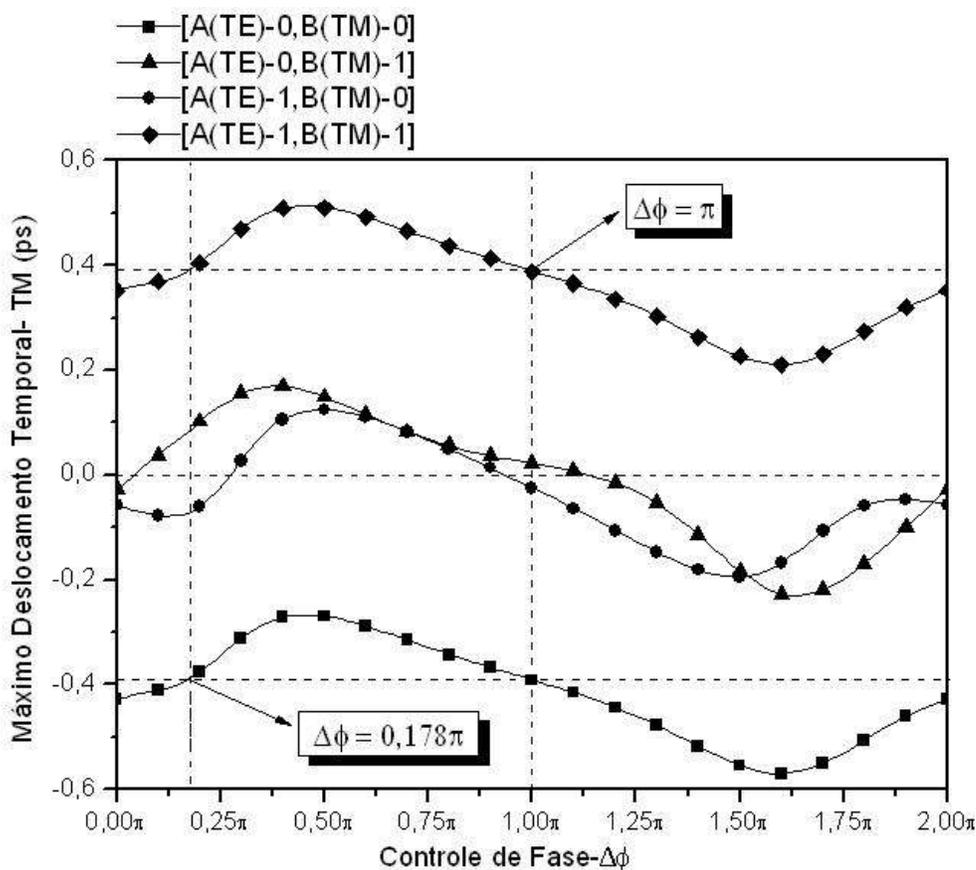


Figura (6.21)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para um defasamento entre os pulsos A e B variando de 0 a 2π , quando fixamos os moduladores PPM em $|\varepsilon| = 0,390\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF} / 10$.

Note na figura (6.21) que, ao se adotar um defasamento entre $0,178\pi$ e π , a situação A(TE)-0 e B(TM)-0 será deslocada para a região de acerto PPM. Em compensação, vai-se estar movendo para a região de erro PPM as demais situações retratadas na tabela verdade (porta E). Logo, só se deve aplicar o defasamento para a situação onde ocorreu o erro PPM, ou seja, o caso A(TE)-0 e B(TM)-0.

Agora, objetivando encontrar uma situação favorável para todos os casos das tabelas verdade para as porta OU e E, vai-se fixar a fase e variar o deslocamento temporal aplicado aos pulsos de entrada na tentativa de encontrar um deslocamento temporal que resulte em sucesso para todas as situações retratadas nas tabelas verdade. Algo extremamente atípico aconteceu durante estas simulações.

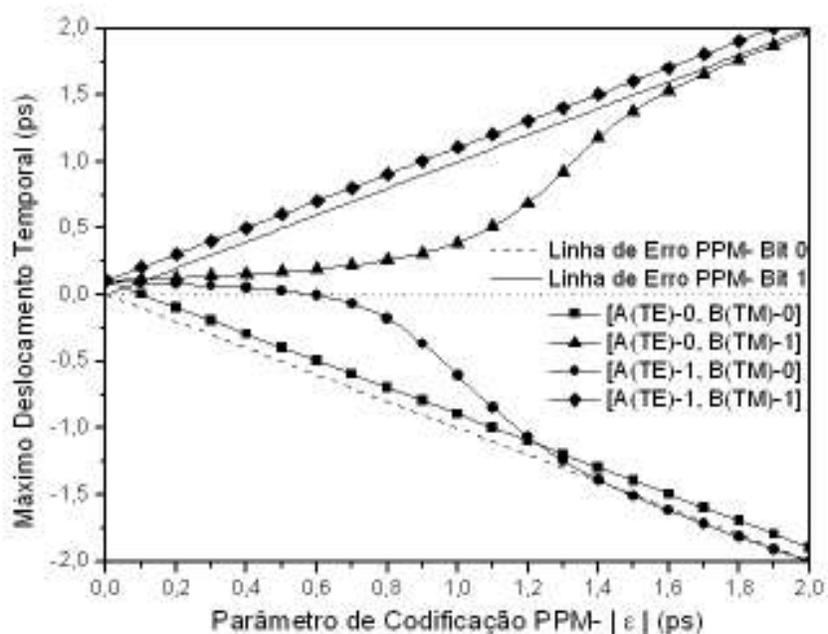


Figura (6.22)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF}/10$.

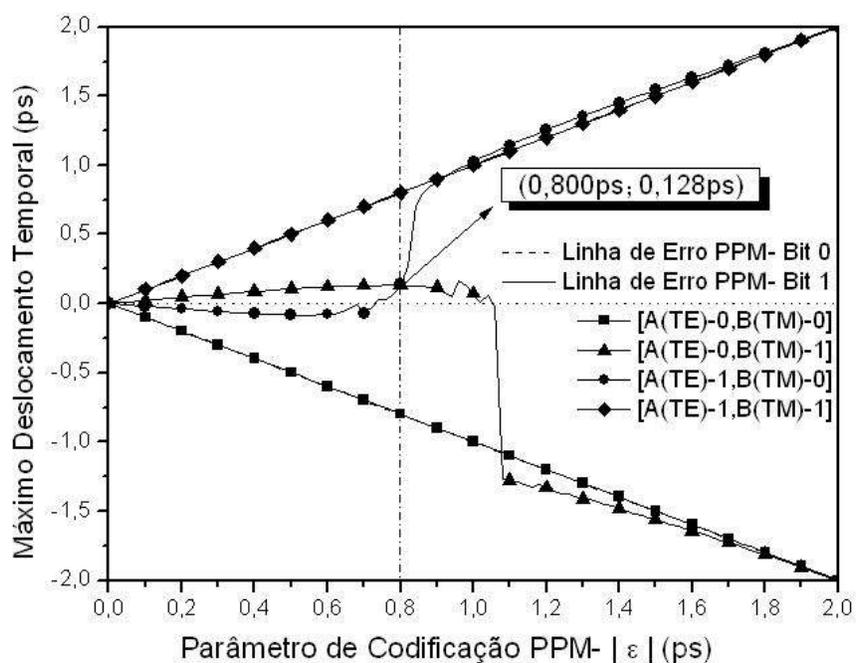


Figura (6.23)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $\zeta_L = L_{AOTF}/10$.

Analisando as figuras (6.22 e 6.23), tem-se: na figura (6.22), o defasamento fixo em $\Delta\phi = 0,178\pi$ e a variação temporal aplicados aos pulsos na entrada da porta não surtiram efeito, pois nenhuma porta é obtida no modo TE, uma vez que, no caso A(TE)-1 e B(TM)-1, todas as respectivas saídas encontram-se na região de erro PPM Bit 1 (acima da linha contínua). Contudo, na figura (6.23), algo peculiar aconteceu. Relembrando que, para obter uma porta OU, observaríamos o pulso na saída da porta no modo TE. Observando com atenção a figura (6.23), pode-se verificar que para um defasamento de $\Delta\phi = 0,178\pi$ e um deslocamento de $|\varepsilon| = 0,800\text{ps}$ (ponto assinalado na figura), obtém-se uma **porta OU no modo TM** (todas as situações da tabela verdade encontram-se nas respectivas regiões de acerto PPM). Este fenômeno é decorrente da inclusão do efeito XPM no AOTF que integra a estrutura das portas. Continuando com as surpresas, vai-se agora fixar o defasamento em $\Delta\phi = 1,822\pi$ e ver o que acontece para os modos TE e TM na saída da porta.

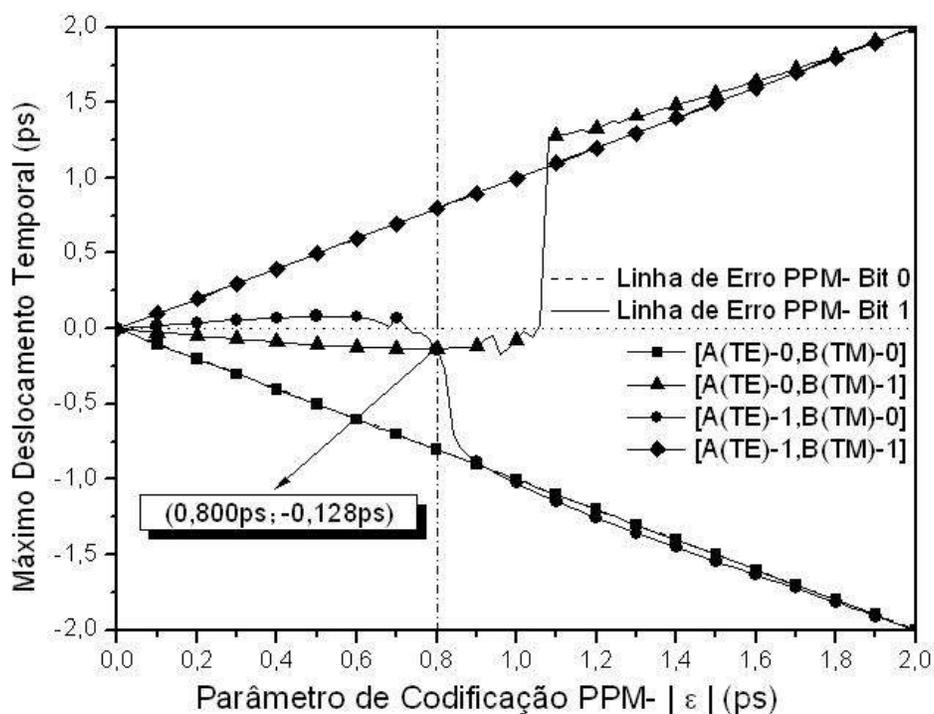


Figura (6.24)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

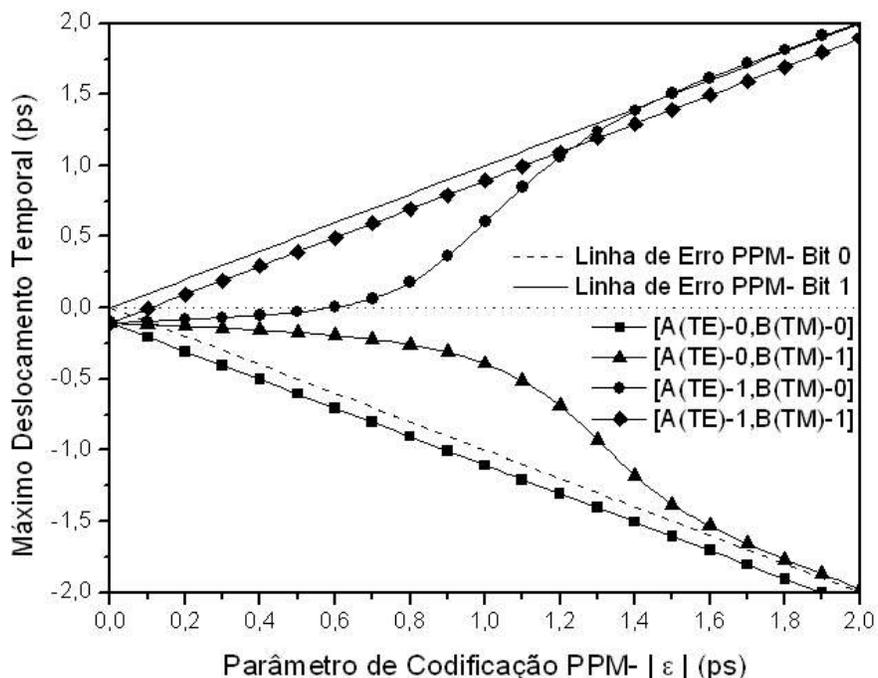


Figura (6.25)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

Veja agora o que revelam as figuras (6.24 e 6.25): na figura (6.24), pode-se verificar que para um defasamento de $\Delta\phi = 1,822\pi$ e um deslocamento de $|\epsilon| = 0,800\text{ps}$ (ponto assinalado na figura), obtém-se uma **porta E no modo TE** (lembre-se que, para obter uma porta E, observaríamos o pulso na saída da porta no modo TM). Todas as saídas para as situações referentes à tabela verdade da porta E (A-0 e B-0, A-0 e B-1, A-1 e B-0 e A-1, B-1) encontram-se nas respectivas regiões de acerto PPM, caracterizando uma porta lógica E. Novamente, este acontecimento é decorrente da inclusão do efeito XPM no AOTF que integra a estrutura das portas. Agora, olhando para a figura (6.25), o defasamento fixo em $\Delta\phi = 1,822\pi$ e a variação temporal aplicados aos pulsos na entrada da porta não obtiveram como fruto, portas no modo TM, uma vez que, no caso A(TE)-0 e B(TM)-0, todas as respectivas saídas encontram-se na região de erro PPM Bit 0 (abaixo da linha tracejada). Vai-se agora fixar o defasamento em $\Delta\phi = \pi$ e ver se mais deslumbramentos irão acontecer para os modos TE e TM.

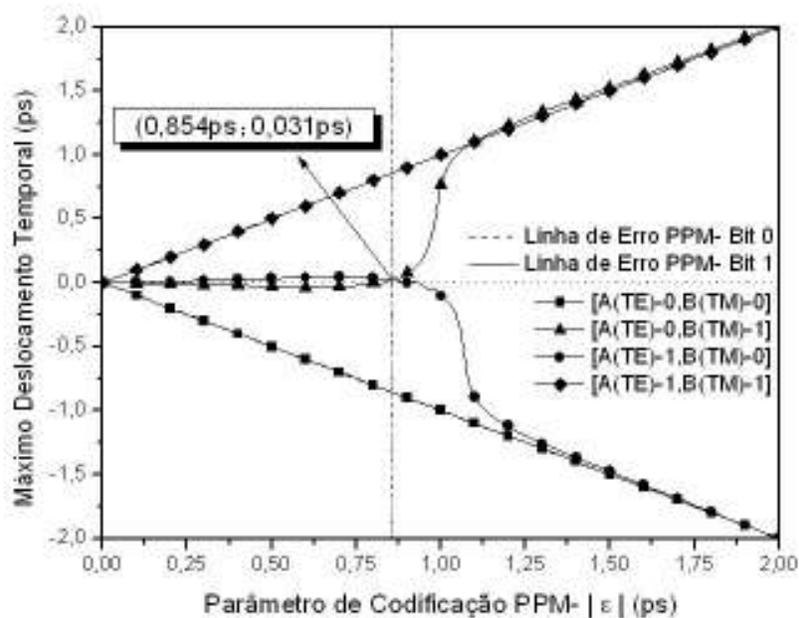


Figura (6.26)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TE para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = \pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

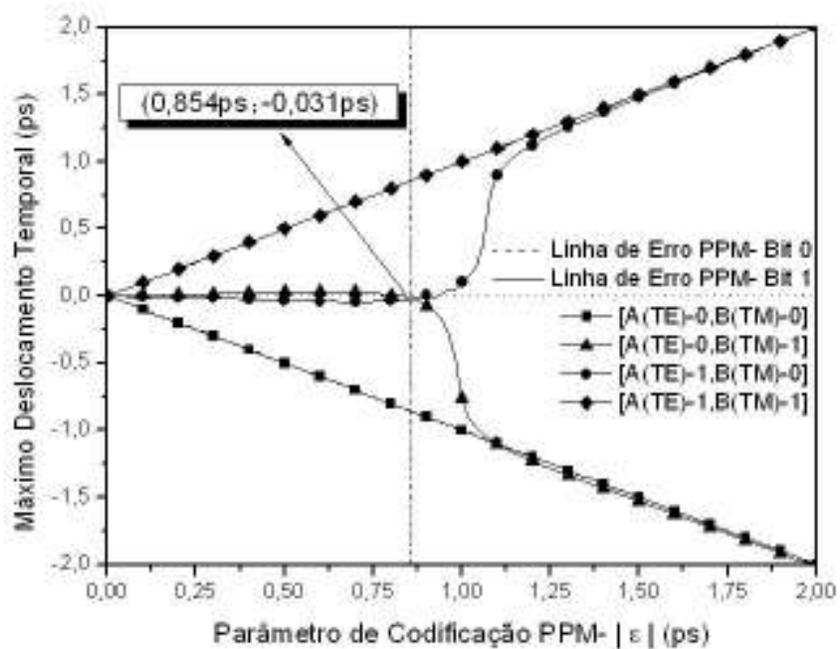


Figura (6.27)- Máximo deslocamento temporal medido na saída da porta no modo TM para uma variação temporal de 0 a 2ps, aplicada nos pulsos A e B, com a fase entre os pulsos fixada em $\Delta\phi = \pi$ e $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

Nas figuras (6.26 e 6.27), algo mais inusitado ocorreu: obteve-se **simultaneamente** uma porta OU no modo TE e uma porta E no modo TM. Na figura (6.26), pode-se observar que, todas as saídas para a tabela verdade da lógica OU, encontram-se nas respectivas regiões de acerto PPM (para $\Delta\phi = \pi$ e $|\varepsilon| = 0,854\text{ps}$), ou seja: para o caso A(TE)-0 e B(TM)-0, a saída é 0 (sobreposta à linha de erro PPM Bit 0, o que não deixa de ser acerto na tabela verdade). Os casos A(TE)-0, B(TM)-1 e A(TE)-1, B(TM)-0 encontram-se acima da linha $y = 0$ e abaixo da linha PPM Bit 1 (saída 1), caracterizando acerto na tabela verdade para a lógica OU. Para o caso A(TE)-1 e B(TM)-1, a saída da porta encontra-se sobreposta à linha de erro PPM Bit 1, caracterizando acerto na tabela verdade. Logo, tem-se uma porta OU no modo TE com $\Delta\phi = \pi$ e $|\varepsilon| = 0,854\text{ps}$. A mesma análise pode ser feita para a figura (6.27): os casos A(TE)-0, B(TM)-1 e A(TE)-1, B(TM)-0 encontram-se abaixo da linha $y = 0$ e acima da linha PPM Bit 0 (saída 0). No caso A(TE)-0 e B(TM)-0, a saída é 0 (sobreposta à linha de erro PPM Bit 0). Para o caso A(TE)-1 e B(TM)-1, a saída 1 encontra-se sobreposta à linha de erro PPM Bit 1, caracterizando acerto na tabela verdade. Logo, tem-se uma porta E no modo TM com $\Delta\phi = \pi$ e $|\varepsilon| = 0,854\text{ps}$.

Há algo mais nas figuras (6.26 e 6.27) que precisa ser explicitado: é diminuto o deslocamento temporal na saída de ambas as portas para os casos A(TE)-0, B(TM)-1 e A(TE)-1, B(TM)-0 (0,031ps para a porta OU e -0,031ps para a porta E). As duas saídas encontram-se muito próximas da região de erro para as duas portas (quase cruzando a linha $y = 0$). Esta peculiaridade vai exigir um controle muito refinado por parte da modulação PPM na detecção dos pulsos de saída e na obtenção das respectivas tabelas verdade.

Vão-se agora observar (nas próximas figuras) os pulsos na saída de cada porta obtida neste capítulo.

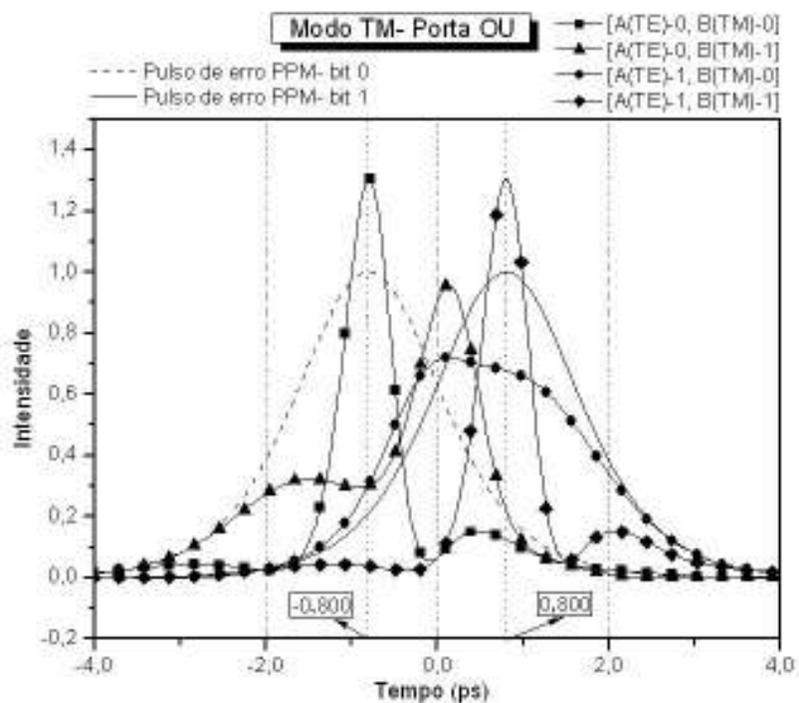


Figura (6.28)- Pulsos na saída da porta OU no modo TM para $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $|\epsilon| = 0,800\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOT}/10$.

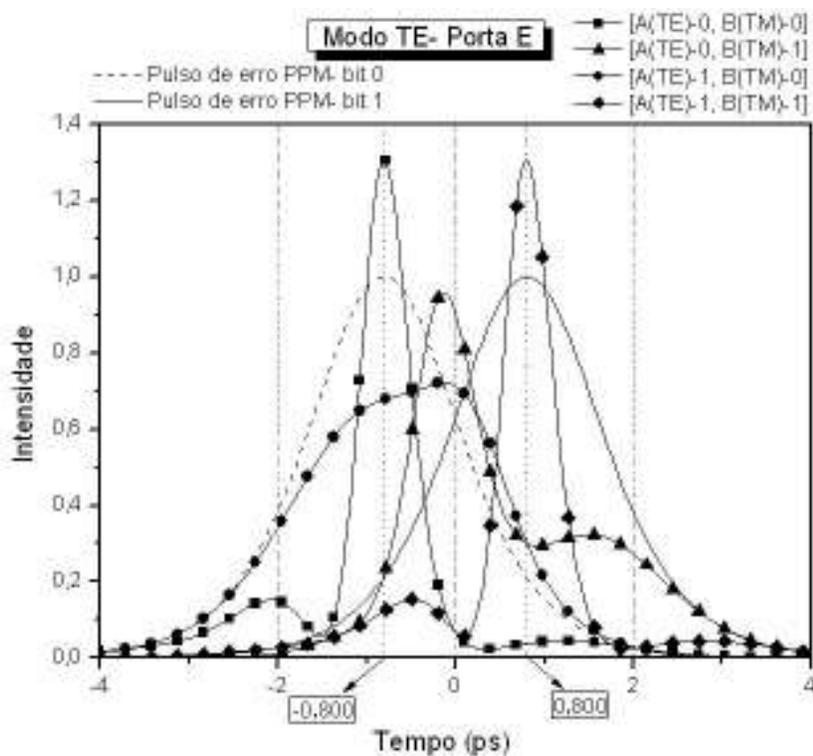


Figura (6.29)- Pulsos na saída da porta E no modo TE para $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $|\epsilon| = 0,800\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOT}/10$.

A figura (6.28) mostra os pulsos na saída da porta lógica OU no modo TM quando são fixados os moduladores PPM em $|\varepsilon|= 0,800\text{ps}$ e o defasador em $\Delta\phi=0,178\pi$. Nesta figura, os pulsos de erro PPM Bit 0 e PPM Bit 1 retratam o deslocamento temporal limite que os pulsos de saída podem atingir afim de garantir o acerto na aplicação da modulação PPM. Estes pulsos correspondem as já conhecidas linhas de erro PPM Bit 0 e Bit 1, respectivamente. Note que, para os valores setados de ε e $\Delta\phi$, houve distorção nos pulsos de saída, mais acentuada, como pode ser visto, no caso A(TE)-1 e B(TM)-0. Entretanto, esta distorção não inviabilizou a utilização da modulação PPM, haja visto que, o pulso apresenta apenas um pico de intensidade. O que foi dito para a figura (6.28) é válido para a figura (6.29). É claro, salvaguardadas as devidas alterações, já que o parâmetro $\Delta\phi$, a porta e o modo são diferentes.

Vão-se agora observar os pulsos de saída para as portas obtidas com $\Delta\phi= \pi$ e $|\varepsilon|= 0,854\text{ps}$.

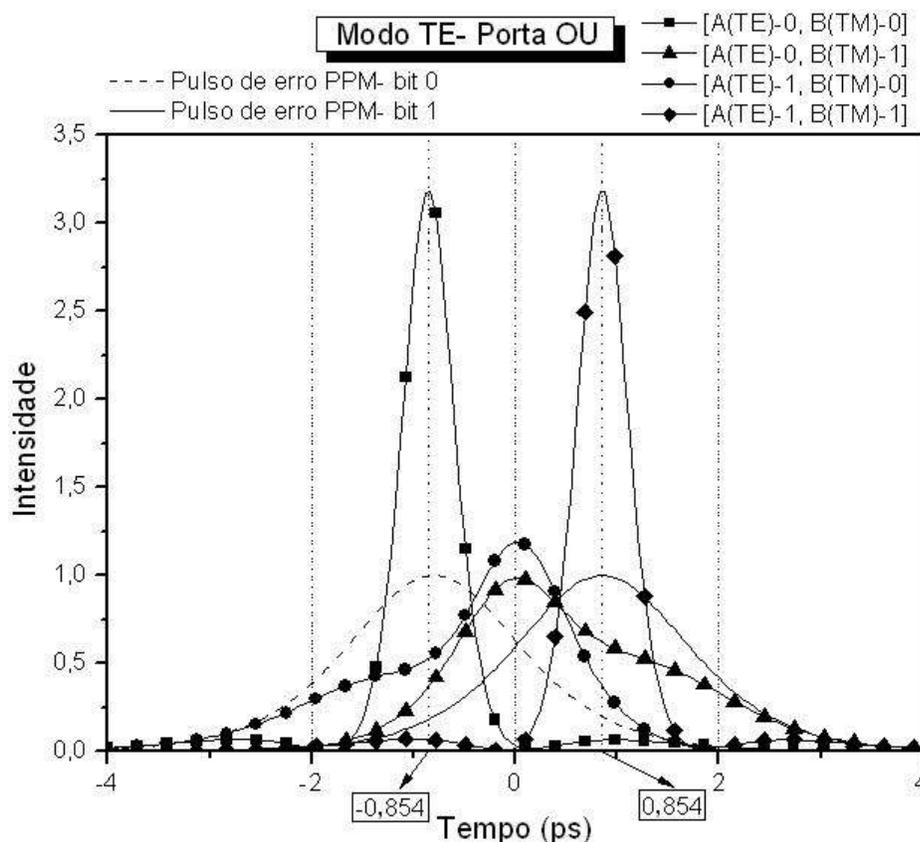


Figura (6.30)- Pulsos na saída da porta OU no modo TE para $\Delta\phi= \pi$ e $|\varepsilon|= 0,854\text{ps}$, com

$$\xi_L = L_{AOTF}/10.$$

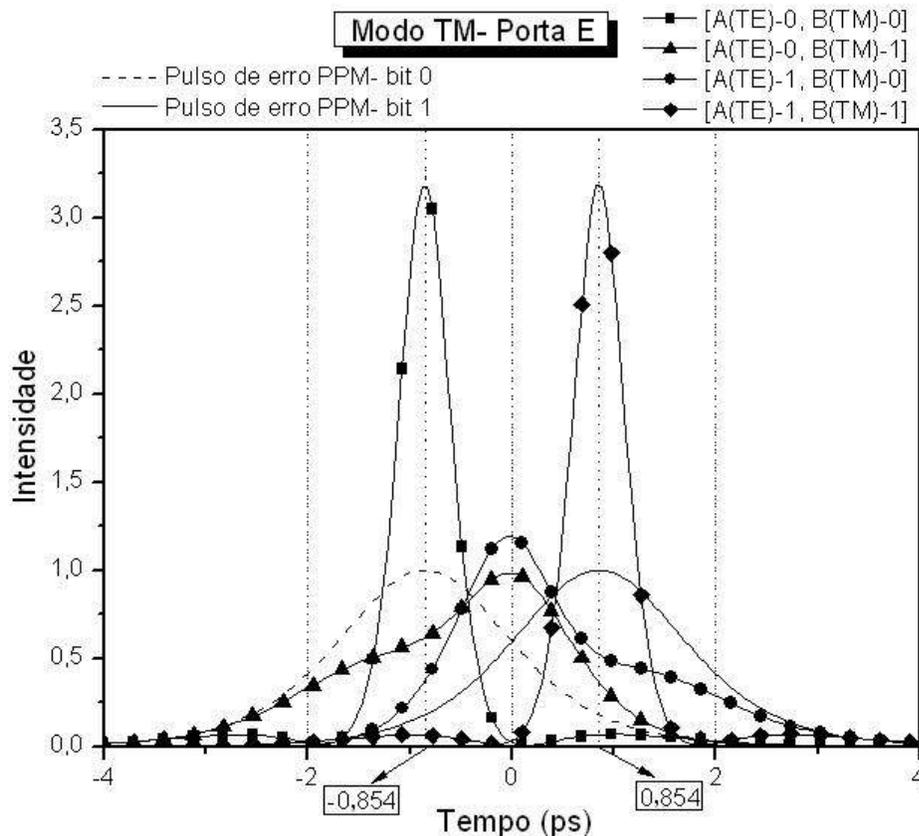


Figura (6.31)- Pulsos na saída da porta E no modo TM para $\Delta\phi = \pi$ e $|\epsilon| = 0,854\text{ps}$, com $\xi_L = L_{AOTF}/10$.

Pode-se observar nas figuras (6.30 e 6.31), quão intensos são os pulsos na saída das portas para os casos em que se tem sobreposição temporal. Este fato decorre da sobreposição temporal dos pulsos intensificando o efeito do XPM. Como se pode verificar, a modulação PPM não foi inviabilizada pelas distorções que ocorreram nos pulsos de saída para A(TE)-1, B(TM)-0 e A(TE)-0, B(TM)-1. É quase imperceptível verificar-se nas situações retratadas nas figuras (6.30 e 6.31), a validação das tabelas verdades para as referidas portas. Lembre-se que os deslocamentos temporais experimentados pelos pulsos de saída são bastante diminutos (**0,031ps para a porta OU e -0,031ps para a porta E**).

Então, do que foi exposto, para se obter as tabelas verdade para as portas OU e E, deve-se fixar os moduladores PPM e o defasamento entre os pulso TE e TM, de acordo com as situações retratadas nas tabelas (6.1 a 6.4), respectivamente.

Entrada A(TE)	Entrada B(TM)	Saída Porta OU (TM)	Modulador PPM $ \varepsilon $ (ps)	Defasamento $\Delta\phi$
0	0	0	0,800	$0,178\pi$
0	1	1	0,800	$0,178\pi$
1	0	1	0,800	$0,178\pi$
1	1	1	0,800	$0,178\pi$

Tabela (6.1) - Tabela verdade para a porta lógica OU no modo TM para valores fixos de $|\varepsilon|$ e $\Delta\phi$.

Entrada A(TE)	Entrada B(TM)	Saída Porta E (TE)	Modulador PPM $ \varepsilon $ (ps)	Defasamento $\Delta\phi$
0	0	0	0,800	$1,822\pi$
0	1	0	0,800	$1,822\pi$
1	0	0	0,800	$1,822\pi$
1	1	1	0,800	$1,822\pi$

Tabela (6.2) - Tabela verdade para a porta lógica E no modo TE para valores fixos de $|\varepsilon|$ e $\Delta\phi$.

Entrada A(TE)	Entrada B(TM)	Saída Porta OU (TE)	Modulador PPM $ \varepsilon $ (ps)	Defasamento $\Delta\phi$
0	0	0	0,854	π
0	1	1	0,854	π
1	0	1	0,854	π
1	1	1	0,854	π

Tabela (6.3) - Tabela verdade para a porta lógica OU no modo TE para valores fixos de $|\varepsilon|$ e $\Delta\phi$.

Entrada A(TE)	Entrada B(TM)	Saída Porta E (TM)	Modulador PPM ε (ps)	Defasamento $\Delta\phi$
0	0	0	0,854	π
0	1	0	0,854	π
1	0	0	0,854	π
1	1	1	0,854	π

Tabela (6.4) - Tabela verdade para a porta lógica E no modo TM para valores fixos de ε e $\Delta\phi$.

6.5- Referências

- 8- Akhmanov, S., A., Khokhlov, R., V. e Sukhorukov, A. P. "Laser Handbook". Vol. 2, F. T. Arecchi e E. O. Schulz-Dubois, Eds. North-Holland, Amsterdam. Cap. E3. 1972.

- 9- Ramaswami, R. e Sivarajan, K., N. "Optical Networks: A practical perspective". The M. K. Series in networking. Capítulo 2, 2002.
- 10- Agrawal, G., P. "Nonlinear Fiber Optics". Series in Optics and Photonics. Academic Press. Capítulo 7, 2001.
- 11- Agrawal, G., P. "Applications of Nonlinear Fiber Optics". Series in Optics and Photonics. Academic Press. Capítulo 6, 2001.
- 12- Agrawal, G., P., Baldeck, P., L. e Alfano, R., R. "Opt. Lett.". Vol. 14, p. 137, 1989.
- 13- Agrawal, G., P., Baldeck, P., L. e Alfano, R., R. "Phys. Vev. A". Vol. 39, p. 5063, 1989.
- 14- Wang, Q., Z., Ho, P., P. e Alfano, R., R. "Opt. Lett.". Vol. 15, p. 1023, 1990.
- 15- Wang, Q., Z., Ho, P., P. e Alfano, R., R. "Opt. Lett.". Vol. 16, p. 496, 1991.
- 16- Rothenberg, J., D. "Opt. Lett.". Vol. 15, p. 495, 1990.
- 17- Jaskorzynska, B. e Schadt, D. "IEEE Quantum Electron.". Vol. 24, p. 2117, 1988.
- 18- Blow, K., J., Doran, N., J., Nayar, B., K. e Nelson, B., P. "Opt. Lett.". Vol. 15, p. 248, 1990.
- 19- Moores, J., D., Bergman, K., Haus, H., A. e Ippen, E., P. "Opt. Lett.". Vol. 16, p. 138, 1991.
- 20- Moores, J., D., Bergman, K., Haus, H., A. e Ippen, E., P. "J. Opt. Soc. Am. B". Vol. 8, p. 594, 1991.
- 21- Bergh, R., Lefevre, A., H., C. e Shaw, H., J. "Opt. Lett.". Vol. 7, p. 282, 1982.
- 22- Crosignani, B. e Yariv, A. "J. Lightwave Technology.". Vol. LT-3, p. 708, 1985.
- 23- Bergh, R., A., Lefevre, H., C. e Shaw, H., J. "J. Lightwave Technology.". Vol. LT-2, p. 91, 1984.
- 24- Gibbs, H., M. "Optical Bistability: Controlling Light with Light". Academic Press, Orlando, 1985.
- 25- Nakatsuka, H., Asaka, S., Itoh, H., Ikeda, K. e Matsuoka, M. "Phys. Rev. Lett.". Vol. 50, p. 109, 1983.

CAPÍTULO

7

Considerações Finais

O objetivo principal desta dissertação foi o de promover a implementação numérica de portas lógicas OU e E ópticas, operando com pulsos tipo sóliton ultracurtos (2ps), utilizando-se de Filtros Acústico-Ópticos Sintonizáveis (AOTF), sem perdas, com Automodulação de Fase (SPM) e Modulação de Fase Cruzada (XPM) em regime dispersivo; e, a partir disso, estabelecer os parâmetros mais adequados de operação destas portas.

Para satisfazer uma parte deste objetivo, empreendeu-se, inicialmente, uma construção acerca dos aspectos teóricos e materiais que se mostram imprescindíveis para o entendimento do funcionamento dos dispositivos que ora utilizamos nesta dissertação.

Neste momento, demarcado nos Capítulos 2, 3 e 4, se trouxe ao leitor a sistematização de alguns fundamentos das portas lógicas, tais como: Sólitons Ópticos e Modulação de Pulsos por Posição; apresentaram-se as propriedades básicas de um Filtro Acústico-Óptico Sintonizável (AOTF); e, finalmente, discorreu-se um pouco sobre as chaves roteadoras e portas lógicas, em especial OU e E. Feito este percurso, e já munidos de um cabedal de conhecimentos mais consistente, enveredou-se para um segundo momento da dissertação.

Esse segundo momento constituiu na implementação de duas situações, donde buscou-se obter, numa delas, os efeitos relativos ao SPM e ao GVD; enquanto que, na segunda situação, consideraram-se os efeitos do GVD, SPM e XPM interagindo juntos, processos estes apresentados nos Capítulos 5 e 6, respectivamente.

Inicialmente considerou-se o desempenho do dispositivo, com vários comprimentos, operando em regime dispersivo, não linear e sem perdas. Observou-se que os efeitos da dispersão, da não linearidade e da modulação de fase cruzada têm forte influência na propagação do pulso quando se aumenta o comprimento do AOTF, provocando a quebra do pulso na saída da porta. Para comprimentos menores do AOTF, o pulso chaveado apresentou alterações (compressão e alargamento) temporais e espectrais, mesmo em regime de propagação de sóliton fundamental. Considerando um AOTF com comprimento de 1,648mm ($\xi_L = L_{AOTF}/10$), pode-se operar o AOTF de forma que a quebra do pulso é evitada.

Para a implementação das portas lógicas OU e E, determinados procedimentos devem ser tomados.

Considerando os efeitos do SPM e GVD, verificou-se que a lógica OU para o modo de polarização TE é obtida somente quando são fixados os moduladores PPM em $|\varepsilon| = 0,180\text{ps}$ e o defasamento em $0,980\pi \leq \Delta\phi \leq 1,835\pi$, apenas para a situação de erro PPM representada pelo caso A(TE)-1 e B(TM)-1. Já a lógica E (modo de polarização TM) é obtida somente quando são fixados os moduladores PPM em $|\varepsilon| = 0,180\text{ps}$ e o defasamento em $0,165\pi \leq \Delta\phi \leq 1,019\pi$, exclusivamente para a situação de erro PPM representada pelo caso A(TE)-0 e B(TM)-0. Ao se aplicar um defasamento não dependente do tempo nos pulsos, deslocar-se-á sua frequência, de forma que, a velocidade de grupo do pulso é alterada ($V_{\text{pulso}} = c/n(\omega)$). Logo, o defasamento provoca um deslocamento temporal no pulso, deslocando-o da região de erro para a região de acerto PPM, acontecendo também o inverso.

Para um dispositivo onde se consideram os efeitos conjuntos do SPM, XPM e GVD, as mesmas configurações adotadas para o AOTF com SPM e GVD são avaliadas, ou seja: os pulsos de entrada são sólitons de 1ª ordem com largura de 2ps e o comprimento do AOTF é de 1,648mm (para evitar a quebra do pulso).

A obtenção das tabelas verdade para as portas OU e E em dispositivos com SPM, GVD e XPM têm algumas peculiaridades:

O ponto de partida era implementar portas OU para o modo de polarização TE e portas E para a polarização TM. Mas para determinados valores de defasamento e deslocamento temporal, ocorreu o oposto: ao se aplicar um defasamento $\Delta\phi = 1,822\pi$ com um deslocamento temporal de $|\varepsilon| = 0,800\text{ps}$, obteve-se no modo TE uma porta E, e para $\Delta\phi = 0,178\pi$ com $|\varepsilon| = 0,800\text{ps}$, obteve-se no modo TM uma porta OU. Quando se aplicou um defasamento $\Delta\phi = \pi$ para $|\varepsilon| = 0,854\text{ps}$, obteve-se simultaneamente uma porta OU no modo TE e uma porta E no modo TM.

Estas particularidades levantam uma questão, se não crucial, extremamente importante. Quais os melhores parâmetros de deslocamento temporal e fase a serem aplicados nos moduladores PPM no defasador para se obter portas lógicas a partir de AOTFs com SPM, GVD e XPM?

Os parâmetros mais adequados são:

- $\Delta\phi = 1,822\pi$ e $|\varepsilon| = 0,800\text{ps}$ (Porta E no modo TE);
- $\Delta\phi = 0,178\pi$ e $|\varepsilon| = 0,800\text{ps}$ (Porta OU no modo TM);

Isto se deve ao fato de que, nas portas obtidas com $\Delta\phi = \pi$, o deslocamento na saída da porta encontra-se muito próximo da região de erro para os dois modos, exigindo um controle mais refinado para a obtenção das tabelas verdade.

As portas obtidas quando se consideram os efeitos do GVD e do SPM são mais complexas de se implementar, pois, além dos moduladores e do defasador, será necessário um sistema de monitoramento e atuação que além de identificar os casos A(TE)-1, B(TM)-1 e A(TE)-0, B(TM)-0, deve atuar no defasador para garantir o defasamento entre os pulsos TE e TM somente nas situações expostas acima. Ao passo que, para implementar as portas com SPM, GVD e XPM, somente os moduladores e o defasador fazem-se necessários, pois basta que os parâmetros já estabelecidos sejam setados, para que as portas operem obtendo as tabelas verdade para as lógicas OU e E.

Resta ainda uma pergunta a ser respondida: Qual a taxa que de operação das portas?

Bem, lembrando que o pulso só poderá ocupar 20% do *time slot* e que a largura do pulso é de 2ps, o *time slot* deve ter uma largura temporal de 10ps. Resultando em uma taxa de operação de 100GBits/s.

Por fim, a principal perspectiva para trabalhos futuros consiste em fazer um estudo das portas lógicas quando se consideram as perdas inerentes do material (α); analisando o nível de *crosstalk* da configuração sugerida para a porta, além da utilização de modelos predefinidos de não linearidade crescente utilizados na confecção do substrato do AOTF, objetivando a compensação das perdas.

APÊNDICE A

Onda Eletromagnética Transversal (TEM), Transversal Elétrica (TE) e Transversal Magnética (TM)

A ondas eletromagnéticas são representadas por senóides, uma para cada campo associado (Campo Elétrico \mathbf{E} e Campo Magnético \mathbf{H}), possuindo os parâmetros amplitude, frequência e comprimento de onda dependendo das características da fonte ou do fenômeno que as produz. Possuem velocidade de propagação independente da fonte, relacionada à frequência (f) e ao comprimento de onda (λ). As ondas eletromagnéticas se propagam também no espaço vazio (vácuo), onde para quaisquer f e λ , a velocidade é constante e igual a $3,0 \times 10^8 \text{ m/s}$. Fora do vácuo, as velocidades de propagação dependem das substâncias presentes no meio onde a onda se propaga. A figura (A.1) mostra uma onda eletromagnética se propagando e observa-se que os campos estão em fase no tempo, mas defasados de 90° no espaço, pois são perpendiculares entre si.

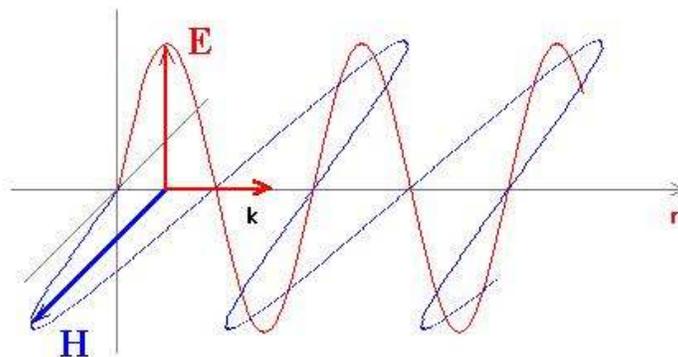


Figura (A.1)- Onda Eletromagnética Transversal

Enquanto as variações de pressão na onda se verificam na própria direção de propagação, as variações dos campos se verificam perpendicularmente ao deslocamento da onda eletromagnética; por isto estas ondas são denominadas ondas eletromagnéticas TRANSVERSAIS. Nas ondas eletromagnéticas transversais, os campos \mathbf{E} e \mathbf{H} possuem componentes nos três eixos do sistema cartesiano ($\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$, $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$).

As ondas Transversais Elétricas (modo TE) são ondas cuja única componente longitudinal (na direção de propagação) de campo é dada pelo campo magnético, ou seja, $E_z = 0$ ($\mathbf{E} = (E_x, E_y, 0)$ e $\mathbf{H} = (H_x, H_y, H_z)$). Sua representação pode ser vista na figura (A.2).

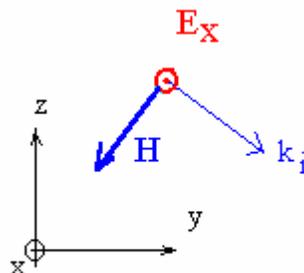


Figura (A.2)- Onda Transversal Elétrica (Modo TE)

As ondas Transversais Magnéticas (modo TM) são ondas cuja única componente longitudinal de campo é dada pelo campo elétrico, ou seja, $H_z = 0$ ($\mathbf{E} = (E_x, E_y, E_z)$ e $\mathbf{H} = (H_x, H_y, 0)$). Sua representação pode ser vista na figura (A.3).

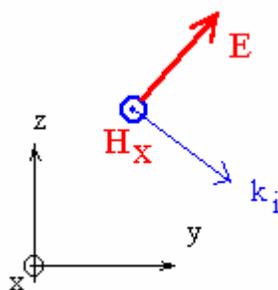


Figura (A.3)- Onda Transversal Magnética (Modo TM)

APÊNDICE B**Metodo de Runge-Kutta de 4ª ordem**

Um método que é relativamente simples e também bastante exato, de utilidade ampla, é o método de Runge-Kutta. O método alcança a precisão da série de Taylor sem requerer o cálculo de altas derivadas. Possui um erro de fórmula local proporcional a h^5 (h representa o incremento do método). Assim, é duas ordens de grandeza mais exato que o método de Euler Aprimorado e que o método de Taylor com três termos, e é três ordens de grandeza mais exato que o método de Euler simples. A forma geral é dada por:

$$Y_{i+1} = y_i + \phi(x_i, y_i, h) \cdot h, \quad (\text{B.1})$$

onde $\phi(x_i, y_i, h)$ é chamada de função incremento. A função incremento pode ser escrita como:

$$\phi = a_1 K_1 + a_2 K_2 + a_3 K_3 + \dots + a_N K_N, \quad (\text{B.2})$$

onde os a 's são constantes e os K 's são dados por:

$$K_1 = f(x_i, y_i), \quad (\text{B.3})$$

$$K_2 = f(x_i + p_1 \cdot h, y_i + q_{11} K_1 \cdot h), \quad (\text{B.4})$$

$$K_3 = f(x_i + p_2 \cdot h, y_i + q_{21} K_1 \cdot h + q_{22} K_2 \cdot h), \quad (\text{B.5})$$

•
•
•

$$K_N = f(x_i + p_{N-1} \cdot h, y_i + q_{N-1,1} K_1 \cdot h + q_{N-1,2} K_2 \cdot h + \dots + q_{N-1,N-1} K_{N-1} \cdot h). \quad (\text{B.6})$$

Note que os K 's são relações de recorrência. K_1 aparece na equação para K_2 , o qual aparece na equação para K_3 e assim por diante. Esta recorrência faz do método RK eficiente para cálculos computacionais.

Vários tipos de métodos RK podem ser derivados pelo emprego de diferentes números de termos na função incremento especificado por N, como por exemplo: Método RK de 1ª ordem (N=1), Método de RK de 2ª ordem (N=2), e assim sucessivamente. Quanto maior a ordem, mais preciso é o método. Embora, à medida que se acresce a ordem, aumenta-se o esforço computacional necessário. Vale salientar que o ganho em precisão a partir do RK de 4ª ordem é contrabalançado pelo esforço computacional e complexidade. O método RK de 4ª ordem é algumas vezes chamado de método clássico de RK. Suas constantes e equação de saída são definidas abaixo:

$$Y_{i+1} = y_i + [1/6 (K_1 + K_2 + K_3 + K_4)] \cdot h, \quad (\text{B.7})$$

$$K_1 = f(x_i, y_i), \quad (\text{B.8})$$

$$K_2 = f(x_i + 1/2 \cdot h, y_i + 1/2 \cdot h \cdot K_1), \quad (\text{B.9})$$

$$K_3 = f(x_i + 1/2 \cdot h, y_i + 1/2 \cdot h \cdot K_2) \text{ e} \quad (\text{B.10})$$

$$K_4 = f(x_i + h, y_i + h \cdot K_3). \quad (\text{B.11})$$

Para utilizar o método, devem-se especificar as condições iniciais, ou seja: x_0 e y_0 ($i = 0$), e os K's são substituídos pela equação a ser resolvida.

Artigos Submetidos

Revista: Optical Communication

Data de envio: Julho de 2006

**INTEGRATED ACOUSTO-OPTICAL
LOGICAL GATE USING PPM CODING**

C.S.N.Rios^(a,b), C.S. Sobrinho^(a,b),

S. P. Marciano^(a,b), R.C.S. Costa^(a,b), J. M. da Silva Filho^(a,b)

and A.S.B.Sombra^(b)

**(a) Departamento de Engenharia de Teleinformática
Centro de Tecnologia, Universidade Federal do Ceará.
60455-760, Fortaleza – Ceará –BRAZIL.**

(b) Laboratório de Telecomunicações e Ciência dos Materiais LOCEM.

**Departamento de Física, Universidade Federal do Ceará.
Caixa Postal 6030, 60455-760, Fortaleza, Ceará, BRAZIL.
E-mail: sombra@ufc.br
www.locem.ufc.br**

Abstract

In this work we studied the application of an acousto-optical tunable filter (AOTF) with the pulse position modulation (PPM) coding to implement optical logical gates AND and OR operating with ultra-short optical pulses (2ps). Initially we evaluated the action of the device considering several lengths of the filter that integrates its intern structure, with the intention of obtaining the filter length more adapted for its operation in a lossless dispersive regime. It was observed that for soliton pulses, the effects of the dispersion and of the nonlinearity exercise strong influence in the propagation regime (leading to pulse break up at the exit of the device) depending on the device length. After the choice of an appropriate filter length, a PPM time displacement code was tested in the entrance pulses to obtain the truth tables of the referred gates. Soon after, we introduced phases in one of the entrance pulses (TM) leading to a phase displacement among the TM and TE pulses, reducing the error margin of the PPM operating gates. Finally, after analyzing the applied phases (0 to 2π), we defined the best phase angle so that the gate operates in the area of success of the PPM modulation.

Key-words: Acousto-optical Tunable Filter (AOTF), ultrashort pulse, logical optical gates AND and OR, pulse position modulation (PPM), soliton, temporary displacement, self-phase modulation (SPM), group-velocity dispersion (GVD), electric traverse polarization (TE) and magnetic traverse polarization (TM).