



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

**JOSÉ RUBENS RODRIGUES DE SOUSA**

**ESTUDO DO DESEMPENHO DO INTERFERÔMETRO DE MICHELSON  
DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO PARA APLICAÇÕES EM  
CIRCUITOS LÓGICOS NAS CONFIGURAÇÕES *ON-OFF* E PPM**

FORTALEZA  
2014

**JOSÉ RUBENS RODRIGUES DE SOUSA**

**ESTUDO DO DESEMPENHO DO INTERFERÔMETRO DE MICHELSON  
DE FIBRAS DE CRISTAL FOTÔNICO PARA APLICAÇÕES EM  
CIRCUITOS LÓGICOS NAS CONFIGURAÇÕES *ON-OFF* E PPM**

Tese apresentada à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da Universidade Federal do Ceará, como partes dos requisitos para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática. Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.

FORTALEZA

2014

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

- 
- S697e Sousa, José Rubens Rodrigues de.  
Estudo do desempenho do interferômetro de Michelson de fibras de cristal fotônico para aplicações em circuitos lógicos nas configurações on-off e ppm / José Rubens Rodrigues de Sousa. – 2014.  
142 f. : il. color. , enc. ; 30 cm.
- Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2014.  
Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.  
Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.  
Coorientação: Prof. Dr. Antônio Francisco Gomes Furtado Filho.
1. Teleinformática. 2. Modulação. 3. Eletromagnetismo. I. Título.

**JOSÉ RUBENS RODRIGUES DE SOUSA**


**Estudo do desempenho do intrferômetro de michelson de fibras de cristal fotônico para aplicações em circuitos lógicos nas configurações on-off e ppm**

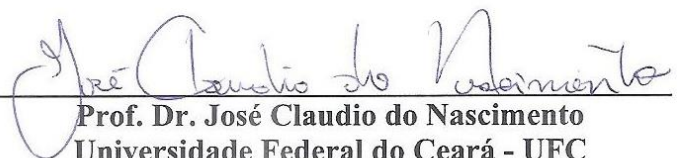
Tese submetida à Coordenação do Curso de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, da Universidade Federal do Ceará, como requisito parcial para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática, área de concentração Eletromagnetismo Aplicado.


Aprovada em 14/11/2014.

**BANCA EXAMINADORA**

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. Antonio Sergio Bezerra Sombra (Orientador)**  
Universidade Federal do Ceará - UFC

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. João Batista Rosa Silva (PPGETI/UFC)**  
Universidade Federal do Ceará - UFC

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. José Claudio do Nascimento**  
Universidade Federal do Ceará - UFC

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. Humberto César Chaves Fernandes**  
Universidade Federal do Rio Grande do Norte - UFRN

  
\_\_\_\_\_  
**Prof. Dr. Dmitriev Victor**  
Universidade Federal do Pará - UFPA

Dedico este trabalho a toda a minha família e a todas as pessoas que acreditaram no meu esforço.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus, por toda a sua bondade em conceder-me saúde, paz e serenidade para superar as dificuldades e vencer os desafios, sem ele nada disso seria possível. Gostaria de deixar os meus sinceros agradecimentos a todos que de alguma forma contribuíram para a conclusão deste trabalho. Agradeço aos colegas do grupo de simulação do LOCEM, alguns dos quais se tornaram grandes amigos, em especial o Dr. Henrique, Dr. Glendo e Dr. Antônio Filho, pelas discussões e dúvidas esclarecidas. Agradeço em especial ao Dr. Antônio Filho, por ter promovido minha vinda para este grupo de pesquisa, sempre me apoiando incondicional e irrestritamente, sendo um dos principais idealizadores deste trabalho. Agradeço aos demais amigos, Dr. Wilton, Dr. Wally, Dr. Alisson (pelas orações), Dr. José, Ms. Miranda, Dr. Cícero, Dr. Marcos Costa, Ms. Graciliano, Ms. Juscelino, Ms. Múcio, Ms. Herbert, Ms. Guilherme e Ms. Marcus Vinícius e aos demais professores e funcionários da UFC (Universidade Federal do Ceará), pela amizade, apoio e incentivo.

Agradeço especialmente a Sybeli Siqueira, Zuleide Duarte e Zenilda, que sempre atenderam meus pedidos de organização de horários.

Ao Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra, pela orientação, apoio e pela compreensão nos momentos difíceis que passei durante o Doutorado. Agradeço também ao Prof. Dr. João Batista Rosa Silva, pelo acompanhamento e ajuda durante os Estudos Dirigidos no curso de Engenharia de Teleinformática noturno.

Agradeço aos meus professores da graduação, Antônio Caminha, Anchieta Delgado e também do ensino básico, em especial ao Macêdo, Flávio, Dedé Loiola e Arimatéia, pelos ensinamentos.

Agradeço à minha esposa Elisa e ao meu filho Tales pela compreensão durante o período de produção desta Tese.

Agradeço à FUNCAP (Fundação Cearense de amparo à pesquisa científica e tecnologia) e a CAPES (Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pelo suporte financeiro a este trabalho.

Agradeço principalmente à minha família, à minha amada mãe, Rita Maria e ao meu amado pai, Francisco (*in memoriam*) e aos meus irmãos que sempre me apoiaram, não só nos meus estudos, mas em todas as decisões que tomei na minha vida, sempre guiaram meus passos e estiveram do meu lado em tudo, sempre me ajudaram nos momentos difíceis e fizeram de tudo para que eu estudasse e conquistasse meus objetivos. É por eles que cheguei até aqui e é por eles que vou continuar em frente. A vocês, dedico meu eterno amor, respeito e gratidão.

Muito obrigado a todos.

“A verdadeira felicidade está na própria casa, entre as alegrias da família.”  
(Leon Tolstoi)



## RESUMO

Neste trabalho, apresentamos uma investigação numérica do desempenho de um dispositivo totalmente óptico, composto por um acoplador direcional duplo, seguido de duas grades de Bragg simetricamente iguais, gravadas nos seus braços de saída, configurando um Interferômetro de Michelson com características de um filtro add/drop. Consideramos a propagação de pulsos ultracurtos (ordem de femtossegundos) ao longo do sistema. Efeitos de alta ordem, como a dispersão de terceira ordem, espalhamento Raman intrapulso e auto-inclinação (*Self-steepening*) foram incluídos na equação não linear de Schrödinger generalizada que rege a propagação do pulso. A investigação é realizada, através de simulações numéricas, utilizando-se o método de Runge Kutta de quarta ordem. Trabalhamos com duas aplicações distintas. Em um primeiro momento, realizamos o estudo do dispositivo em um sistema *on-off*, em três regimes distintos de potência de bombeamento: potência abaixo da crítica ( $P_0=150$  kW), potência crítica ( $P_c=177$  kW) e potência acima da crítica ( $P_0=196$  kW). Determinamos várias quantidades relevantes para caracterizar o desempenho do sistema, tais como a transmissão, taxa de extinção, *crosstalk* e fator de compressão como uma função do desfasamento adicionado a uma das grades de Bragg do interferômetro de Michelson. Além disso, utilizamos o dispositivo como uma porta lógica de duas entradas, de acordo com as quatro possíveis combinações para dois pulsos, nas fibras um e dois, para obtenção das funções lógicas XOR, OR e NOT. Em um segundo momento, as quatro combinações possíveis de dois pulsos, nas entradas das fibras 1 e 2, modulados pela Posição Temporal do Pulso (PPM) nos níveis lógicos 0 ou 1, foram utilizados. Os efeitos de uma variação no parâmetro de ajuste de modulação ( $\epsilon$ ) (da modulação PPM), na posição inicial do pulso associada com a amplitude de referência ou a informação não modulada, têm sido investigados e com o surgimento de uma porta OR, tendo surgido. Através da análise dos pulsos de saída, fizemos um estudo da Relação Sinal Ruído (SNR) para a construção de uma figura de mérito, com o objetivo de compararmos o desempenho das portas lógicas obtidas.

Palavras-chave: Fibras de Cristal Fotônico. Interferômetro de Michelson, Modulação Por Posição de Pulsos (PPM), Portas Lógicas.

## ABSTRACT

In this work, we present a numerical investigation of the performance of a fully optical device, composed of a double directional coupler, followed by two symmetrically identical Bragg gratings, recorded in his arms out, setting up a Michelson interferometer with features a filter add / drop. We consider the propagation of ultrashort pulses (order of femtoseconds) over the entire length of the system. Higher order effects such as third-order dispersion, intrapulse Raman scattering and self-steepening were included in the generalized nonlinear Schrödinger equation governing the pulse propagation. The research is conducted through numerical simulations, using the method Runge Kutta fourth order. We work with two different applications. Firstly, we conduct the study of the device in an on-off system in three distinct regimes of pumping power: below the critical power ( $P_0 = 150$  kW), critical power ( $P_c=177$  kW) and power above the critical ( $P_0 = 196$  kW). We determine several relevant quantities to characterize system performance, such as transmission, extinction rate, crosstalk and compression factor as a function of dephasing added to one of the Bragg gratings Michelson interferometer. Furthermore, we use the device as a two input logic gate, according to the four possible combinations of two pulses, on the input fibers 1 and 2, to obtain the logic functions XOR, OR and NOT. In a second step, the four possible combinations for two pulses, on the input fibers 1 and 2, modulated by the Temporal Pulse Position (PPM) in the logical levels 0 or 1, were used. The effects of a variation in the coding parameter offset ( $\epsilon$ ) (of the PPM modulation), in the initial position of the pulse associated to the reference pulse or unmodulated information, have been investigated and an OR gate, has emerged. Through the analysis of output pulses, we studied the Signal to Noise Ratio (SNR) for the construction of a figure of merit, with the aim of comparing the performance of logic gates obtained.

Keywords: Photonic crystal fibers. Michelson interferometer, Pulse Position Modulation (PPM). Logic Gates.

## LISTA DE FIGURAS

- Figura 2.1 - Ilustração esquemática de cristais fotônicos: (a) 1D; (b) 2D; (c) 3D. Figura adaptada de ..... 29
- Figura 2.2 - Seção transversal de uma fibra ótica de cristal fotônico. Na maioria dos casos, a região em cinza é uma fibra de silício e as regiões em branco representam colunas de ar de alguns micrômetros de diâmetro. A luz se propaga pela cavidade central, praticamente sem perdas..... 30
- Figura 2.3 - Iridescência na borboleta *Morpho rhetenor*. (a) Imagem real do azul iridescente de uma asa da borboleta. (b) Imagem de microscopia eletrônica de transmissão (MET) mostrando as seções transversais na asa da *M. rhetenor*. (c) Imagem de MET de uma seção transversal da asa da espécie *M. didius* revela as multicamadas discretamente configuradas. A alta ocupação e o número elevado de camadas na asa da *M. rhetenor* em (b) cria uma refletividade intensa que contrasta com a aparência colorida mais difusa da *M. Didius*, em que as camadas se sobrepõem criando fortes efeitos de difração. Tamanho das escalas: (a) 1 cm; (b) 1,8  $\mu m$ ; (c) 1,3  $\mu m$  ..... 31
- Figura 2.4 - Fósseis de uma planta aquática diatomácea que apresentam uma estrutura de fibra de CF nano poroso. Acredita-se que esta estrutura favorece a captura de luz. A escala representa 10  $\mu m$  . ..... 31
- Figura 2.5 - Opalas, minerais constituídos por microestruturas esféricas de sílica responsáveis pelo efeito iridescente. .... 34
- Figura 3.1 - Configuração bastante utilizada para as fibras de cristal fotônico. Há um padrão triangular de cavidades de ar, onde a cavidade central está faltando. A área cinza é feita de vidro e os furos são as cavidades que geralmente possuem dimensão de alguns micrômetros ..... 35
- Figura 3.2 - Fibras óticas de elevada área modal (LMA - Large Mode Area). ..... 37
- Figura 3.3 - (a) Esquema do empilhamento da pré-forma (b) pré-forma empilhada. .... 38
- Figura 3.4 - Seção transversal de uma fibra monomodo de índice degrau..... 39
- Figura 3.5 - Diagrama esquemático de uma fibra ótica micro-estruturada. .... 41

Figura 3.6 - (a) Estrutura microscópica de uma PCF de núcleo sólido de guiamento por índice; (b) Simulação do modo guiado fundamental da mesma fibra. ....	42
Figura 4.1 - (a) Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. (b) Seção transversal do NLDC. ....	56
Figura 4.2 - Representação esquemática do princípio de operação de uma grade de Bragg, ilustrando a resposta espectral em Reflexão e Transmissão. ....	60
Figura 4.3 - Interferômetro de Michelson, em que $M_1$ e $M_2$ são os espelhos, D é o divisor de feixe. ....	66
Figura 4.4 - Esquema de um Interferômetro de Michelson em Fibras Ópticas.....	67
Figura 5.1 - Corte transversal de uma PCF de núcleo duplo, onde as áreas sombreadas são buracos de ar .....	70
Figura 5.2 - Modelo proposto para a investigação do desempenho do Interferômetro de Michelson . ....	72
Figura 5.3 - Curva de transmissão para um acoplador direcional duplo de fibras ópticas, de comprimento LC. Nesta condição $P_C=177$ kW e $kL_C=\pi/2$ . ....	79
Figura 5.4 - Taxa de Transmissão em função da fase analisada no canal de saída 2 considerando as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ , $P_C = 177$ , $P_0=196$ )kW.....	80
Figura 5.5 - Taxa de crosstalk em função da fase analisado no canal 1, considerando as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ , $P_C = 177$ , $P_0=196$ )kW.....	81
Figura 5.6 - Taxa de extinção em função da fase analisada no canal de saída 2 considerando as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ , $P_C = 177$ , $P_0=196$ )kW.....	82
Figura 5.7 - Fator de compressão em função da fase analisado no canal de saída 2, considerando as as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ , $P_C = 177$ , $P_0=196$ )kW. ....	83

Figura 5.8 - Perfil temporal do pulso para: (a) $\phi = 0,55\pi$ e $P_0 = 150kW$ ; (b) $\phi = 0,56\pi$ e $P_c = 177 kW$ ; (c) $\phi = 0,59\pi$ e $P_0 = 196kW$ .	84
Figura 5.9 - Taxa de extinção (XR2) como função da fase analisada no canal de saída 2 considerando $P_0 = 150kW$ e entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$ . Obtêm-se as operações lógicas XOR e OR nos intervalos de fase $\phi = [0,5\pi; 0,6\pi]$ e $\phi = [0,95\pi, 1,9\pi]$ , respectivamente.	88
Figura 5.10 - Transmissão ( $T_2$ ) como função da fase, analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 150kW$ e entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$ . Obtêm-se as operações lógicas XOR e OR nos intervalos de fase $\phi = [0,5\pi; 0,6\pi]$ e $\phi = [0,95\pi, 1,9\pi]$ , respectivamente.	89
Figura 5.11 - Taxa de extinção (XR2) como função da fase analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 177kW$ e entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$ . Obtêm-se a operação lógica OR no intervalo de fase $\phi = [0,87\pi; 1,98\pi]$ .	91
Figura 5.12 - Transmissão ( $T_2$ ) como função da fase, analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 177kW$ e entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$ . Obtêm-se a operação lógica OR no intervalo de fase $\phi = [0,87\pi; 1,98\pi]$ .	92
Figura 5.13 - Taxa de extinção (XR2) como função da fase analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 196kW$ e entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$ . Obtêm-se as operações lógicas NOT e OR nos intervalos de fase $\phi = [0,54\pi; 0,62\pi]$ e $\phi = [0,76\pi; 2\pi]$ , respectivamente.	94
Figura 5.14 - Transmissão ( $T_2$ ) como função da fase, analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 196kW$ e entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$ . Obtêm-se as operações lógicas NOT e OR nos intervalos de fase $\phi = [0,54\pi; 0,62\pi]$ e $\phi = [0,76\pi; 2\pi]$ , respectivamente.	95
Figura 6.1 - Modulação pela posição temporal de pulsos .	99

Figura 6.2 - (a) Pulsos sem modulação; (b) Pulsos modulados, na sequencia de níveis lógicos 110010, pela posição temporal dentro de cada <i>time slot</i> .....	100
Figura 6.3 - Modelo proposto para a investigação do desempenho do Interferômetro de Michelson, realizando operações lógicas, utilizando modulação PPM .....	102
Figura 6.4 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2s}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2s}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste de modulação $\varepsilon$ no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 245$ fs, com $L_C = 1,8$ cm e $P_o = 60$ kW. ....	109
Figura 6.5 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 60$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 37$ fs ... ..	110
Figura 6.6 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 60$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 45$ fs ... ..	110
Figura 6.7 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2s}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2s}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $\varepsilon$ no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 245$ fs, com $L_C = 1,8$ cm e $P_o = 80$ kW. ....	112
Figura 6.8 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 80$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 40$ fs .....	113
Figura 6.9 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 80$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 60$ fs ... ..	113
Figura 6.10 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2s}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2s}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $\varepsilon$ no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 245$ fs, com $L_C = 1,8$ cm e $P_o = 100$ kW. ....	116
Figura 6.11 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 100$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 47$ fs. ....	117

Figura 6.12 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 80$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 59$ fs ...	117
Figura 6.13 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2s}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2s}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $\varepsilon$ no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 245$ fs, com $L_C = 1,8$ cm e $P_o = 120$ kW. ....	119
Figura 6.14 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 120$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 16$ fs. ....	120
Figura 6.15 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 120$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 84$ fs. ....	120
Figura 6.16 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2s}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2s}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação $\varepsilon$ no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 245$ fs, com $L_C = 1,8$ cm e $P_o = 150$ kW. ....	123
Figura 6.17 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 150$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 43$ fs. ....	124
Figura 6.18 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 150$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 86$ fs. ....	124
Figura 6.19 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $ A_{2s} ^2$ ) realizando lógica OU, considerando $P_o = 150$ kW, $L_C = 1,8$ cm e $\varepsilon = 220$ fs. ....	125

## LISTA DE TABELAS

Tabela 5.1 - Tabela verdade para as operações lógicas XOR e OR, com potência de bombeamento abaixo da potência crítica, $P_0 = 150$ kW. ....	90
Tabela 5.2 - Tabela verdade para a operação lógica OR, com potência crítica de chaveamento, $P_0 = 177$ kW. ....	93
Tabela 5.3 - Tabela verdade para as operações lógicas NOT e OR, com potência de bombeamento acima da potência crítica, $P_0 = 196$ kW. ....	96
Tabela 5.4 - FOMELG (dB) para o Interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos. ....	96
Tabela 6.1 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento $P_0 = 60$ kW. ....	111
Tabela 6.2 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento $P_0 = 80$ kW. ....	114
Tabela 6.3 – Valores de entrada para cálculo da relação sinal ruído, equação 6.11, analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 60$ kW e parâmetros de ajuste de modulação $\varepsilon = 37$ fs e $\varepsilon = 45$ fs e $P_0 = 80$ kW e parâmetros de ajuste de modulação $\varepsilon = 40$ fs e $\varepsilon = 60$ fs e $L = 1,81$ cm. ....	115
Tabela 6.4 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento $P_0 = 100$ kW. ....	118
Tabela 6.5 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento $P_0 = 120$ kW. ....	121
Tabela 6.6 – Valores de entrada para cálculo da relação sinal ruído, equação 6.11, analisada no canal de saída 2, considerando $P_0 = 100$ kW e parâmetros de ajuste de modulação $\varepsilon = 47$ fs e $\varepsilon = 59$ fs e $P_0 = 120$ kW com parâmetros de ajuste de modulação $\varepsilon = 16$ fs e $\varepsilon = 84$ fs e $L = 1,81$ cm. ....	122
Tabela 6.7 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento $P_0 = 150$ kW. ....	125



Tabela 6.8 – Valores de entrada para cálculo da relação sinal ruído, equação 6.11, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 150 \text{ kW}$  e parâmetros de ajuste de modulação  $\varepsilon = 43 \text{ fs}$ ,  $\varepsilon = 86 \text{ fs}$ ,  $\varepsilon = 220 \text{ fs}$  e  $L = 1,81 \text{ cm}$ ..... 126

Tabela 6.9 – FOMELG/SNR (dB) para o Interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos operando portas lógicas sob modulação PPM..... 127

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AND	Porta lógica E.
Bit	Do inglês <i>Binary digit</i> - Simplificação para dígito binário.
CW	Onda contínua ( <i>continuous wave</i> ).
ENLS	Equação não-linear de <i>Schorödinger</i> .
ENLSG	Equação não-linear de <i>Schorödinger</i> Generalizada.
FWHM	Do inglês <i>full width at half maximum</i>
FOMELG	Do inglês <i>Figure of Merit of Logic Gates</i> .
FWM	Mistura de quatro ondas (Four-Wave Mixing).
GVD	Dispersão de velocidade de grupo (Group-Velocity Dispersion).
HNLF	Fibra de alta não linearidade ( Highly Non-Linear Fiber).
IRS	Do inglês <i>Intrapulse Raman Scattering</i> .
Laser	Do inglês <i>light amplification by stimulated emission of radiation</i> .
MATLAB	Matrix Laboratory, linguagem e o ambiente de programação.
LiNbO <sub>3</sub>	Niobato de Lítio.
NAND	Porta lógica não E.
NLDC	Acoplador Direcional Não-Linear.
NOR	Porta lógica Não OU.
NOT	Porta lógica Não ou Inversor.
NXOR	Porta lógica Não OU Exclusivo.
On-Off	Dentro do contexto, significa liga-desliga.
OR	Porta lógica OU.
PAM	Modulação por Amplitude do Pulso ( <i>Pulse Amplitude Modulation</i> ).
PBG	Do inglês <i>Photonic Band Gap</i> .
PCF	Do inglês <i>Photonic Crystal Fiber</i> .
PMD	Do inglês <i>Polarization Mode Dispersion</i> .
PPM	Modulação por Posição do Pulso ( <i>Pulse Position Modulation</i> ).
PWM	Do inglês <i>Pulse Width Modulation</i> .
SPM	Automodulação de fase ( <i>self phase modulation</i> ).
SiO <sub>2</sub>	Dióxido de silício, também conhecido como sílica.
SS	Do inglês <i>Self-Steepening</i> .
SMF	do inglês <i>Single-Mode optical Fiber</i> .

UFC	Universidade Federal do Ceará.
XOR	Porta OU Exclusivo.
XPM	Modulação de fase cruzada ( <i>cross phase modulation</i> ).
WDM	Multiplexação por Divisão de comprimento de onda.
TOD	Dispersão de Terceira Ordem.

## LISTA DE SÍMBOLOS

Neste trabalho, variáveis em negrito representam campos vetoriais ou vetores.

$E(x, y)$	Modos dos campos acoplados
$A_{eff}$	Área efetiva do núcleo da PCF
$\gamma$	Coefficiente de não linearidade da fibra
$\lambda$	Comprimento da onda
" $d$ "	Distância entre os núcleos do acoplador
$\rho$	Raios do buraco de ar
$d$	Diâmetro do buraco de ar
$\Lambda$	( <i>pitch</i> ) Espaçamento entre buracos de ar na PCF
$P_0$	Potência de entrada
$P_c$	Potência crítica
$\mu_0$	Permeabilidade no vácuo
$\epsilon_0$	Permissividade elétrica absoluta
$c$	Velocidade da luz
$\mathbf{P}$	Vetor polarização elétrica
$A$	Função do pulso que irá se propagar por toda a fibra
$\alpha$	Atenuação
$\beta_2$	Dispersão de segunda ordem
$\beta_3$	Dispersão de terceira ordem
$\omega_0$	Frequência angular da portadora
$T_R$	Tempo de resposta não linear para o meio
$T_r$	Tempo de referência do pulso
$z$	Comprimento ao longo da fibra

$t$	Tempo de referência para a propagação dos pulsos
$A_1$ e $A_2$	Pulsos de entrada nos dois núcleos do acoplador
$\eta$	Parâmetro de proporção relativa de XPM e SPM
$k_0$	Coefficiente de acoplamento
$k_1$	Coefficiente de dispersão de acoplamento
$I_1$ e $I_2$	Portas de entrada dos canais 1 e 2 do acoplador
$O_1$ e $O_2$	Portas de saída dos canais 1 e 2 do acoplador
$T_{FWHM}$	Largura máxima à meia altura da intensidade
$L_c$	Comprimento de acoplamento
$L$	Comprimento do Interferômetro de Michelson
$T_0$	Largura a meia altura ponto de intensidade do pulso
$fs$	Femtosegundos ( $10^{-15}s$ )
$ps$	Picossegundos ( $10^{-12}s$ )
$k$	Prefixo kilo ( $10^3$ )
$\mu$	Prefixo micro ( $10^{-6}$ )
$m$	Unidade básica de comprimento
$cm$	Unidade de comprimento
$mm$	Unidade de comprimento

## SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	25
2 CRISTAIS FOTÔNICOS .....	28
2.1 Definição .....	28
2.2 Cristais Fotônicos na Natureza.....	30
2.3 Um Pouco da História dos Cristais Fotônicos.....	31
2.4 Banda Fotônica Proibida - PBG .....	32
3 FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS – PCF’S .....	35
3.1 Propriedades Fundamentais.....	36
3.2 Materiais .....	37
3.3 Técnica de Fabricação .....	37
3.4 Fibra Óptica Monomodo .....	38
3.5 Mecanismos de Guiamento em PCF’s.....	40
3.5.1 Guiamento por Índice em PCF’s .....	41
3.6 Efeitos Lineares e Não Lineares em Fibras Ópticas.....	42
3.6.1 Perdas da Fibra .....	43
3.6.2 Dispersão em Fibras .....	44
3.6.3 Não Linearidades em Fibras Ópticas.....	45
3.6.4 Automodulação de Fase.....	46
3.6.5 Modulação de Fase Cruzada.....	48
3.6.6 Mistura de Quatro Ondas.....	48
3.6.7 Espalhamento Raman Estimulado.....	49

3.6.8 <i>Self-Steepening</i> (SS) e Efeito de Choque Óptico .....	50
3.7 Propagação da Luz em Fibras Ópticas .....	50
3.7.1 Equações de Maxwell.....	51
3.7.2 Equação Não Linear de Propagação do Pulso .....	52
4 DISPOSITIVOS DE FIBRAS ÓPTICAS .....	55
4.1 Acopladores de Fibras Ópticas .....	55
4.1.2 Equações de Modo Acoplado .....	58
4.2 Grades de Bragg em Fibras .....	59
4.2.1 Teoria dos Modos Acoplados Aplicados a Grades de Bragg.....	61
4.3 Interferômetros .....	64
4.3.1 Interferência.....	64
4.3.2 Interferometria.....	65
4.3.3 Interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas .....	66
5 GERAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS BASEADAS NA CONFIGURAÇÃO DE UM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS	69
5.1 Introdução.....	69
5.2 Modelo Proposto para o Interferômetro de Michelson: operação e porta lógica .	71
5.3 Ferramenta Teórica.....	72
5.5 Procedimento Numérico .....	75
5.6 Resultados e Discussões .....	79
5.6.1 Interferômetro de Michelson: operação.....	79
5.6.2 Interferômetro de Michelson: operações lógicas.....	85
5.7 Conclusões do Capítulo .....	97

6 ESTUDO DE OPERAÇÕES LÓGICAS E DA RELAÇÃO SINAL RUÍDO (SNR) POR UM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS OPERANDO COM MODULAÇÃO POR POSIÇÃO DE PULSO (PPM) .....	98
6.1 Modulação Por Posição Temporal de Pulsos - PPM.....	99
6.2 Interferômetro de Michelson Operando como uma Porta Lógica sob PPM.....	101
6.3 Ferramenta Teórica para o Estudo da Porta Lógica Interferômetro de Michelson sob Modulação PPM.....	103
6.4 Procedimento Numérico .....	105
6.5 Resultados e Discussões .....	107
6.5.1 Figura de Mérito - FOMELG/SNR (dB) .....	126
6.6 Conclusões do Capítulo .....	127
7 CONCLUSÕES GERAIS, SUGESTÕES E TRABALHOS DECORRENTES.....	129
7.1 Conclusões Gerais .....	129
7.2 Sugestões para estudos futuros .....	130
7.3 Contribuições Parcialmente ou não Relacionados à Tese (2010-2014) .....	131
7.3.1 Publicações em Periódicos Internacionais.....	131
7.3.2 Conferências Nacionais .....	132
REFERÊNCIAS .....	133



# 1

## 1 INTRODUÇÃO

O campo das comunicações ópticas teve um significativo desenvolvimento nos últimos anos devido principalmente a utilização de fibras ópticas, como consequência da grande demanda pelos serviços de comunicação em geral, o que pode ser explicado pela própria necessidade de comunicação entre as pessoas. Tais fibras são desenvolvidas a fim de suportar cada vez maiores larguras de banda, taxa de dados e distância de transmissão. Quando comparada a outros materiais, como o fio de cobre, encontramos várias vantagens na utilização das fibras ópticas, tais como elevada largura de banda, taxa de transmissão de dados numa velocidade maior, perdas reduzidas, baixo peso e volume, elevada imunidade às interferências eletromagnéticas e são de fácil instalação. Fibras ópticas hoje encontram extensivo uso dentro de várias áreas, tais como: telecomunicações, medicina, tecnologia de sensores e espectroscopia [1 - 5].

A disponibilidade de novos componentes, em termos do manifesto progresso da óptica integrada, aponta para redes totalmente ópticas (AON), responsáveis pela oferta de uma enorme capacidade de transporte para a transmissão simultânea de qualquer tipo de informação e a possibilidade de acesso a redes de telecomunicações de tecnologias distintas. Uma tecnologia amplamente utilizada, a fim de melhor aproveitar os recursos oferecidos pelas fibras, é a Multiplexação por Divisão em Comprimentos de Onda (WDM) [6-15]. Nessa tecnologia, cada canal é transmitido em um dado comprimento de onda, espaçado dos outros canais por certo valor que pode influenciar criticamente o desempenho do sistema [10, 11].

Um novo tipo de fibra, as Fibras de Cristais Fotônico (PCF's, do inglês *Photonic Crystal Fibers*), conhecida também como fibras microestruturadas ou *holey*; que representam uma classe especial de fibras ópticas que possuem uma estrutura regular de buracos de ar na sua seção transversal semelhante a um cristal fotônico, vem atraindo bastante atenção dos pesquisadores, pois além de aplicáveis aos dispositivos de fibras convencionais, como sensores, amplificadores e acopladores, apresentam vantagens inerentes a essas por causa da sua dimensão e estrutura de baixa perda. As PCF's constituem uma nova classe de fibras ópticas. Por combinarem as propriedades das

fibras ópticas com as dos cristais fotônicos, possuem uma série de propriedades únicas, impossíveis de serem conseguidas nas fibras convencionais. Há muita flexibilidade no projeto das PCF's devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades.

Nesse contexto e diante de muitas possibilidades que podem ser explorados tanto pelas fibras convencionais como pelas PCF's, esta tese visa o estudo de dispositivos bem conhecidos na literatura, as Grades de Bragg da Fibra (FBG) bem como os acopladores, na qual foram estudadas suas características de chaveamento ao longo do seu comprimento em um regime pulsado, configurando assim o Interferômetro de Michelson (MI), funcionando como uma porta lógica de duas entradas, em que foram analisadas suas características de chaveamento e a modulação por posição de pulsos (PPM), com o objetivo de obter operações lógicas, para aplicação em circuitos lógicos.

Esta tese está organizada em sete capítulos. No primeiro Capítulo, procuramos contextualizar nossa pesquisa em relação ao cenário histórico e atual dos sistemas de comunicações ópticas. No Capítulo dois abordaremos conceitos sobre cristais fotônicos, como propriedades, suas formas geométricas, aparição na natureza, histórico e guiamento de luz por *photonic band gap* – *PBG*. No Capítulo três, apresentaremos uma das principais aplicações dos cristais fotônicos, as fibras de cristais fotônicos, onde focamos em suas propriedades fundamentais, materiais de fabricação, técnicas de fabricação, fizemos ainda uma revisão das fibras ópticas de índice degrau, como requisito para entendermos as propriedades das PCFs. Estudamos ainda os mecanismos de guiamento, os efeitos lineares e não lineares em fibras ópticas. Ainda no Capítulo três, na seção 3.5, estudamos a propagação da luz em fibras ópticas, onde fizemos uma breve revisão da derivação da equação de onda, começando das equações de Maxwell, bem como a equação não linear de propagação do pulso.

No Capítulo quatro, abordamos, de forma rápida, os principais dispositivos de fibras ópticas, como os acopladores, grades de Bragg e o interferômetro que fazem parte do nosso objeto de estudo, configuração do interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos. Este material é bem conhecido em vários formatos, em inúmeros livros e artigos, o leitor com conhecimentos dos fenômenos que acontecem em fibras ópticas, acopladores e em grades de Bragg da fibra é remetido aos Capítulos cinco e seis. No Capítulo cinco, apresentamos uma investigação numérica de portas lógicas

totalmente ópticas baseadas na configuração de um interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos. Neste estudo são feitas análises da transmissão, coeficiente de extinção, *crosstalk* e fator de compressão, utilizando um sinal pulsado. Os efeitos de alta ordem, como a dispersão de terceira ordem, Espalhamento Intrapulso Raman e auto-inclinação (*Self-steepening*), estudados no capítulo 3, foram incluídos na equação não linear de Schrödinger generalizada que rege a propagação do pulso. Os estudos realizados no presente capítulo renderam a esta Tese a publicação de um artigo na revista *Optics Communications* (2014). No Capítulo seis, investigamos a construção de portas lógicas e a Relação Sinal Ruído (SNR) com o interferômetro de Michelson sob modulação PPM. Nesta nova aplicação, pulsos ultracurtos são modulados nos níveis lógicos 1 e 0, através da modulação por posição de pulsos (PPM). Para verificar a realização da operação lógica OU, pelo interferômetro de Michelson, utilizam-se as quatro combinações possíveis de dois bits, considerando as duas entradas. Em seguida, investiga-se uma variação no parâmetro de ajuste da modulação, ou seja, no deslocamento temporal do pulso inicial em relação ao tempo referencial de um pulso sóliton não modulado pelo PPM. Assim como no Capítulo cinco, levamos em conta os efeitos de alta ordem, como a dispersão de terceira ordem, espalhamento Raman intrapulso e auto-inclinação.

Finalmente no capítulo 7, apresentamos as conclusões gerais, as perspectivas e os trabalhos decorrentes desta tese.

# 2

## 2 CRISTAIS FOTÔNICOS

As primeiras fibras ópticas foram produzidas na década de 1920, baseadas no princípio de guiamento da luz a partir da reflexão interna total, em que a luz deve ser guiada sempre em um meio com índice de refração maior que o meio externo ao guia e foram responsáveis pelo desenvolvimento e revolução das comunicações. Entretanto, essas fibras não atendem completamente as demandas crescentes de velocidade do fluxo das redes. As fibras de cristais fotônicos, (PCFs), vêm atraindo bastante atenção dos pesquisadores, pois possuem uma série de propriedades únicas, impossíveis de serem conseguidas nas fibras convencionais, como por exemplo, dimensões reduzidas, estrutura de baixa perda, maior controle e a possibilidade de alterar suas propriedades.

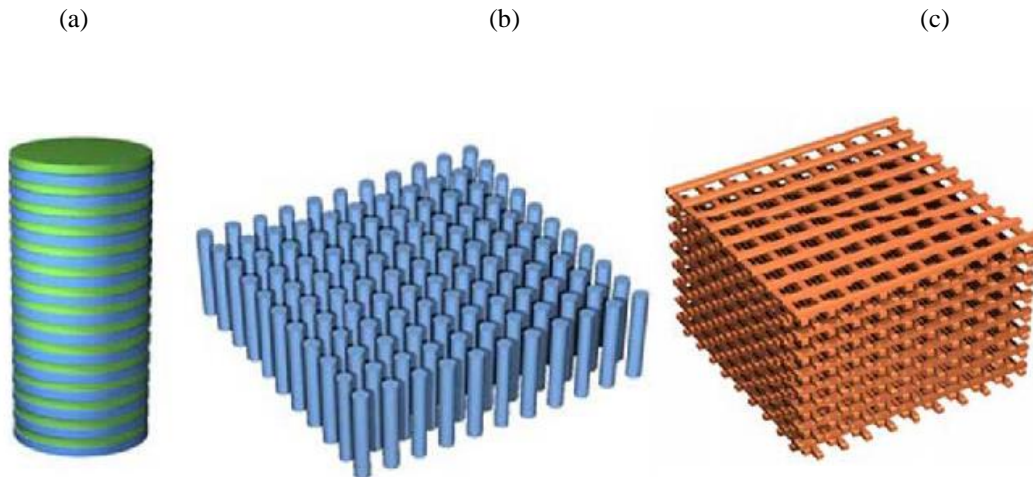
Nos últimos anos, as PCFs têm se firmado como um novo e excitante campo na tecnologia de fibras ópticas. Muitos tipos de PCFs têm sido propostas e fabricadas, resultando em interessantes propriedades, como por exemplo: operação monomodo em grandes intervalos de comprimento de onda, grande intervalo espectral de dispersão anômala, alta dispersão negativa para uso como elemento de compensação de dispersão e alta birrefringência, além de efeitos não-lineares, tais como a geração contínua no espectro do visível e regeneração óptica. As PCFs evoluíram rapidamente de curiosidade científica a produto confeccionado e comercializado no mundo todo. A melhoria contínua dos materiais e das técnicas de fabricação tem levado ao desenvolvimento de PCFs com menos imperfeições e com perdas cada vez menores.

### 2.1 Definição

Cristais fotônicos (CFs) são estruturas que apresentam variação periódica do índice de refração e são construídos de forma a permitir o controle sobre a propagação e confinamento das ondas eletromagnéticas em dadas direções e frequências [16]. Essa periodicidade pode ser em uma (1D), duas (2D) ou três (3D) dimensões, dependendo se a constante dielétrica é periódica ao longo de uma direção e homogênea nas demais (cristais fotônicos unidimensionais), periódica em um plano e homogênea na terceira direção (cristais fotônicos bidimensionais), ou periódica em todas as três direções

(cristais fotônicos tridimensionais). As ilustrações esquemáticas de 1DCFs, 2DCFs e 3DCFs, estão representadas na Figura 2.1 (a), (b) e (c), respectivamente.

Figura 2.1 - Ilustração esquemática de cristais fotônicos: (a) 1D; (b) 2D; (c) 3D.



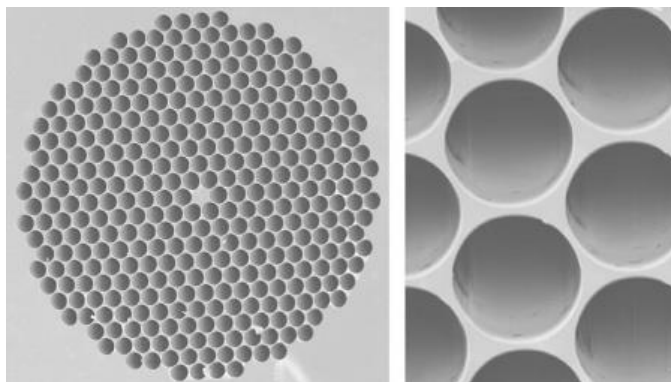
Fonte: [16].

Como resultado dessa periodicidade, a transmissão de luz é absolutamente zero em determinada faixa de frequência, o que caracteriza a banda fotônica proibida (*photonic band gap – PBG*). Basicamente, os cristais fotônicos têm regiões internas periódicas formadas por materiais de diferentes índices de refração que se intercalam de forma regular. Os fótons propagam-se através desta estrutura ou não, dependendo do seu comprimento de onda. Os comprimentos de onda aos quais é permitido atravessar o material são conhecidos por modos. Por sua vez, grupos de modos autorizados formam bandas. Os conjuntos de comprimentos de onda não autorizados são designados como bandas fotônicas proibidas. Os cristais fotônicos são materiais com elevada capacidade de controle e manipulação do fluxo de luz.

Cristais fotônicos de uma dimensão, que são conhecidos também como refletores de Bragg Distribuídos (Distributed Bragg reflectors - DBR), tem sido usados como espelhos, particularmente em laser de emissão de superfície de cavidade vertical. O uso mais atual de 2DFCs são as fibras de cristais fotônicos, Figura 2.2. No caso específico de fibras de cristais fotônicos, podemos considerá-las efetivamente como estruturas bidimensionais, uma vez que o comprimento é muito maior que as dimensões

transversais. Apesar de 3DFCs terem um completo PBG, sua fabricação é ainda relativamente difícil.

Figura 2.2 - Seção transversal de uma fibra ótica de cristal fotônico. Na maioria dos casos, a região em cinza é uma fibra de silício e as regiões em branco representam colunas de ar de alguns micrômetros de diâmetro. A luz se propaga pela cavidade central, praticamente sem perdas.

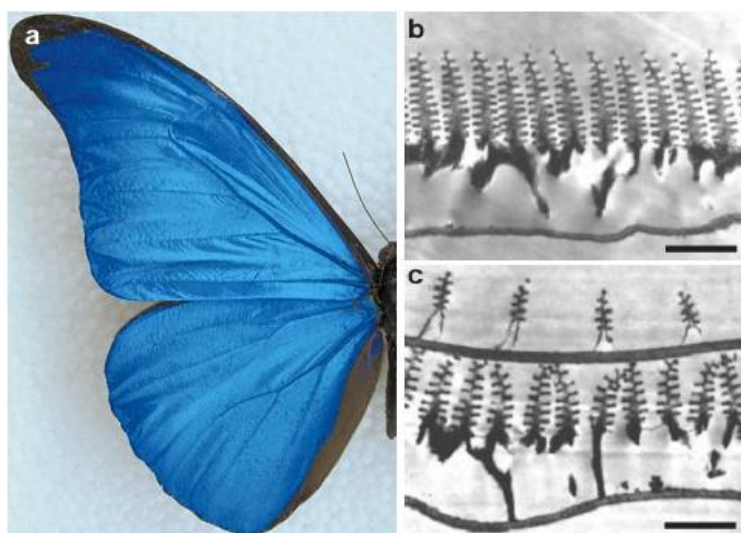


Fonte: [16].

## 2.2 Cristais Fotônicos na Natureza

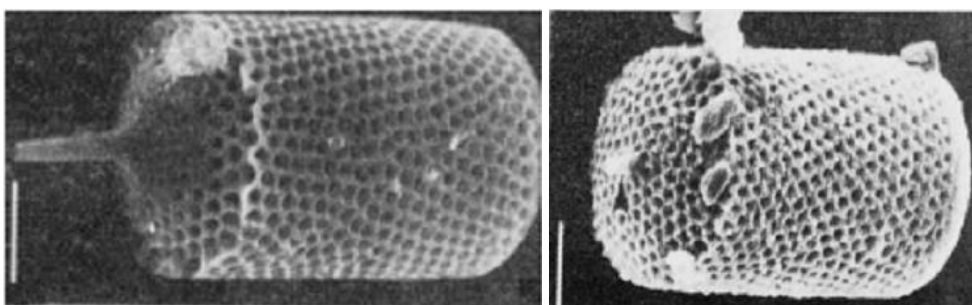
É possível encontrar exemplos de estruturas fotônicas em vários sistemas na natureza, como por exemplo, em sistemas aquáticos e sistemas terrestres. Tais sistemas tem atraído o interesse de pesquisas por conta de sua surpreendente complexidade. Por exemplo, certa espécie de estrela do mar usa elementos fotônicos compostos de calcita para coletar a luz, as borboletas Morpho, Figura 2.3, que em suas asas há várias camadas de revestimento e ar para produzir suas impressionantes cores azuis e alguns insetos que utilizam matrizes de elementos, com periodicidade em duas dimensões, para reduzir a refletividade em seus olhos compostos. Estruturas fotônicas naturais são fontes de inspiração para aplicações tecnológicas [17]. Outro exemplo é uma planta diatomácea que apareceu a mais de 500 milhões de anos mostrada na Figura 2.4. Pérolas e algumas gemas como a Opala (que tem a periodicidade em três dimensões) também são representantes naturais dos CFs [17].

Figura 2.3 - Iridescência na borboleta *Morpho Rhetenor*. (a) Imagem real do azul iridescente de uma asa da borboleta. (b) Imagem de microscopia eletrônica de transmissão (MET) mostrando as seções transversais na asa da *M. Rhetenor*. (c) Imagem de MET de uma seção transversal da asa da espécie *M. Didius* revela as multicamadas discretamente configuradas. A alta ocupação e o número elevado de camadas na asa da *M. Rhetenor* em (b) cria uma refletividade intensa que contrasta com a aparência colorida mais difusa da *M. Didius*, em que as camadas se sobrepõem criando fortes efeitos de difração. Tamanho das escalas: (a) 1 cm; (b)  $1,8 \mu\text{m}$ ; (c)  $1,3 \mu\text{m}$  [17].



Fonte: [17].

Figura 2.4 - Fósseis de uma planta aquática diatomácea que apresentam uma estrutura de fibra de CF nano poroso. Acredita-se que esta estrutura favorece a captura de luz. A escala representa  $10 \mu\text{m}$  [18].



Fonte: [17].

### 2.3 Um Pouco da História dos Cristais Fotônicos

O primeiro estudo sobre a propagação de ondas eletromagnéticas em meios periódicos foi feito por Lord Rayleigh em 1888, dando origem a fotônica. Cem anos mais tarde, após a publicação dos artigos de Yablonovitch e John em 1987 [19, 20], o termo cristal fotônico foi criado e essa estrutura recebeu maior atenção da comunidade

científica, passando por muitos desenvolvimentos em sua fabricação, teoria e aplicação. Ambas as propostas se preocupavam com estruturas ópticas periódica de altas dimensões (2D ou 3D). Esses trabalhos mostraram que as estruturas de materiais dielétricos compostos dão a possibilidade de um novo fenômeno denominado *photonic bandgap* (PBG – que em tradução direta significa banda fotônica proibida). Infelizmente, construir essas estruturas periódicas tem sido extremamente difícil. O primeiro material PBG foi criado em 1991, por Yablonovitch e seus colegas, por furos com um diâmetro de 1,0 *mm* em um bloco de material com um índice de refração de 3,6. A ideia era construir estruturas, para seletivamente bloquear a transmissão de fótons com determinados níveis de energia, e de comprimentos de onda, correspondente a PBGs, permitindo que outros comprimentos de onda passassem livremente. Além disso, pequenas variações da periodicidade do índice de refração iriam introduzir novos níveis de energia dentro da PBG, como acontece com a criação de níveis de energia dentro da faixa de semicondutores convencionais [21]. Em 1996, Thomas Krauss fez a primeira demonstração de um 2DCF, abrindo as portas para novas formas de fabricação de 2DCFs.

Cristais fotônicos são estruturas muito promissoras para o processamento de informação óptica, pois podem permitir dispositivos fotônicos compactos e eficientes. Cristais fotônicos 2D (2DCFs) têm encontrado uso comercial, na forma de fibra de cristais fotônicos e componentes ópticos. Desde 1998, os componentes ópticos baseados 2DCFs tal como filtros ópticos, multiplexadores, demultiplexadores, os *switches*, acopladores direcionais, divisores de potências e os sensores, são projetados para aplicações comerciais [22 - 30].

#### **2.4 Banda Fotônica Proibida - PBG**

O estudo de PBGs é muito útil em muitas aplicações, principalmente quando se fala em cristais fotônicos bi e tri-dimensionais. Por exemplo, um cristal com um *gap*, pode fazer um excelente filtro de banda estreita, ao rejeitar todas as frequências no *gap*. Uma cavidade ressonante, gravada fora de um cristal fotônico, teria paredes perfeitamente refletoras para frequências dentro do *gap*. Uma banda fotônico proibida é a faixa de frequências onde a luz não pode se propagar através da estrutura [16].

Podemos entender o comportamento da luz em um cristal fotônico, por analogia ao movimento dos elétrons e buracos em um semicondutor. Em um cristal de silício, os



átomos estão arrançados em uma estrutura de camada de diamante e os elétrons movendo-se através desta rede experimentam um potencial periódico quando interagem com os núcleos de silício pela força Coulomb. Essa interação resulta na formação de níveis de energia permitidos e proibidos. No entanto, para os materiais reais, os elétrons podem ter uma energia dentro da banda proibida, se a periodicidade da estrutura é dividida por um átomo de silício em falta ou por um átomo de impureza que ocupa um local de silício, ou se o material contém impurezas intersticiais.

Agora vamos considerar os fótons que se deslocam através de um bloco de material dielétrico transparente que contém uma série de buracos de ar minúsculos dispostos em um padrão reticulado. Os fótons passarão por regiões de alto índice de refração - o dielétrico - intercaladas com regiões de baixo índice de refração - os buracos de ar. Para um fóton, este contraste no índice de refração parece com um potencial periódico que um elétron experimenta quando viajam através de um cristal de silício. Na verdade, se não for grande o contraste no índice de refração entre as duas regiões, em seguida, a maior parte da luz será confinada, quer dentro do material dielétrico ou nos buracos de ar. Este confinamento resulta na formação de regiões de energia permitidas separadas por uma região proibida - a chamada banda fotônica proibida. Sob certas condições, o material dielétrico padronizado irá bloquear a luz com comprimentos de onda na banda fotônica proibida, permitindo que outros comprimentos de onda passem livremente.

É possível criar os níveis de energia na banda fotônica proibida mediante a introdução de uma forma especial de dopagem nos cristais fotônicos alterando o tamanho de alguns dos orifícios de ar no material. Esta é equivalente a quebrar a periodicidade perfeita da malha do cristal de silício. No caso fotônico, o diâmetro dos furos de ar e o contraste no índice de refração em todo o material são parâmetros críticos.

Estruturas com banda fotônica proibida também podem ser feitas a partir de uma estrutura de material de elevado índice de refração incorporado dentro de um meio com um índice de refração inferior. Um exemplo de tal material é a opala, Figura 2.5. Contudo, o contraste no índice de refração em opalas é bastante pequeno, o que resulta em um intervalo de banda relativamente pequena.

Figura 2.5 - Opalas, minerais constituídos por microestruturas esféricas de sílica responsáveis pelo efeito iridescente.



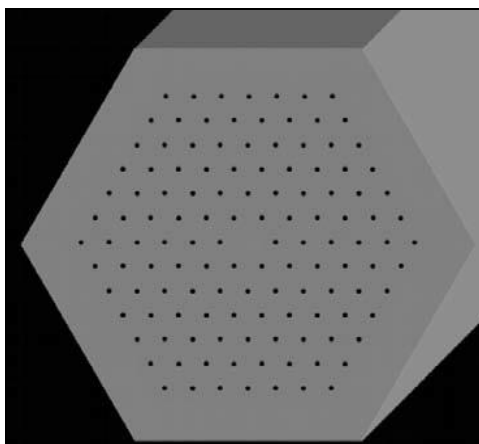
Fonte: [17].

# 3

## 3 FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS – PCF'S

*Photonic Crystal Fibers* (Em tradução direta - Fibras de cristal fotônico ou PCFs, da sigla em inglês), conhecida também como fibras microestruturadas ou *holey fibers*, no caso de possuírem furos de ar em sua seção transversal, são fibras ópticas especiais que possuem, em sua seção transversal, buracos de ar periodicamente arranjados e que percorrem todo seu comprimento [31, 33], Figura 3.1. Constituem uma nova classe de fibras ópticas e tem gerado grande interesse da comunidade científica principalmente pelas possibilidades que a mesma traz em relação às fibras ópticas convencionais. Por combinarem as propriedades das fibras ópticas com as dos cristais fotônicos, possuem uma série de propriedades únicas, impossíveis de serem conseguidas nas fibras convencionais. Há muita flexibilidade no projeto das PCFs devido aos vários parâmetros que podem ser manipulados, resultando em uma imensa gama de propriedades obteníveis. O guiamento de luz em PCFs é garantido por um arranjo periódico de furos, agindo como um revestimento, que está presente em todo o comprimento da fibra. Uma gama potencialmente ilimitada de arranjos geométricos (forma do furo, dimensão e posição), melhorando algumas das características em relação às fibras ópticas convencionais.

Figura 3.1 - Configuração bastante utilizada para as fibras de cristal fotônico. Há um padrão triangular de cavidades de ar, onde a cavidade central está faltando. A área cinza é feita de vidro e os furos são as cavidades que geralmente possuem dimensão de alguns micrômetros.



Fonte: [32]

Nos últimos anos, as PCFs têm se firmado como um novo e excitante campo da nanotecnologia de fibras ópticas. Muitos tipos de PCFs têm sido propostos e fabricados, resultando em interessantes propriedades, como por exemplo: operação monomodo em grandes intervalos de comprimento de onda, grande intervalo espectral de dispersão anômala, alta dispersão negativa para uso como elemento de compensação de dispersão e alta birrefringência, além de efeitos não lineares, tais como a geração contínua no espectro do visível e regeneração óptica. As PCFs evoluíram rapidamente da curiosidade científica ao produto confeccionado e comercializado no mundo todo. A melhoria contínua dos materiais e das técnicas de fabricação tem levado ao desenvolvimento de PCFs com menos imperfeições e com perdas cada vez menores.

São várias as vantagens das PCFs em relação às fibras ópticas convencionais. Destaca-se nas PCFs a resistência à perda por curvatura, isto devido aos buracos microestruturados na camada de revestimento que permite a flexibilidade por curvatura. A perda por curvatura na fibra óptica convencional aumenta drasticamente quando o raio de curvatura aproxima-se de  $20\text{ mm}$ . Por outro lado, as fibras de cristal fotônico tem perda de curvatura mínima e pode ser dobrada quase em ângulo reto. Outra vantagem destacada nas PCFs é a faixa de comprimentos de onda que podem ser transmitidos a um único modo. Enquanto as fibras convencionais usam ondas numa região próximo do infravermelho, com comprimentos de onda de  $1,3\mu\text{m}$  a  $1,7\mu\text{m}$ . As PCFs podem transmitir ondas de comprimento de até  $0,4\mu\text{m}$ , o que está na faixa da luz visível.

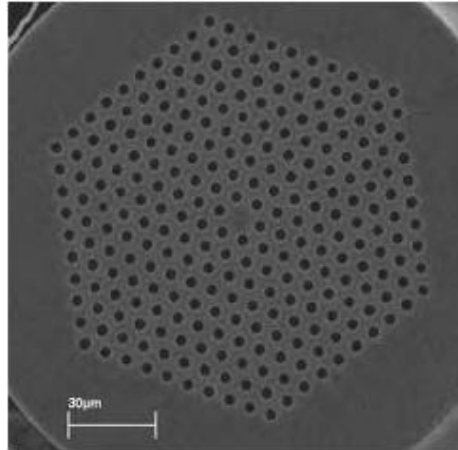
### 3.1 Propriedades Fundamentais

Uma propriedade importante em PCFs de índice guiado, é que elas podem, em certas circunstâncias, ser infinitamente monomodo [31, 34, 35].

Em complemento, devido à flexibilidade na sua concepção estrutural e o grande contraste do índice, para muitos parâmetros físicos, PCFs geralmente podem abranger um maior alcance do que as fibras convencionais [34, 36, 37]. É, portanto, possível, por exemplo, direcionar de forma mais eficiente, tanto para aplicações não lineares, empregando um projeto de núcleo pequeno, ou aplicações de alta entrega de energia, usando fibras ópticas de elevada área modal (LMA - do inglês Large Mode Area) [31, 34, 38], Figura 3.2. Além disso, as propriedades de dispersão são toleráveis, permitindo o achatamento da dispersão através de uma região espectral muito ampla, permitindo,

por exemplo, dispersão anômala até a região do visível ou dispersão normal, quer com valores muito baixos ou muito elevados.

Figura 3.2 - Fibras ópticas de elevada área modal (LMA - Large Mode Area).



Fonte: [32]

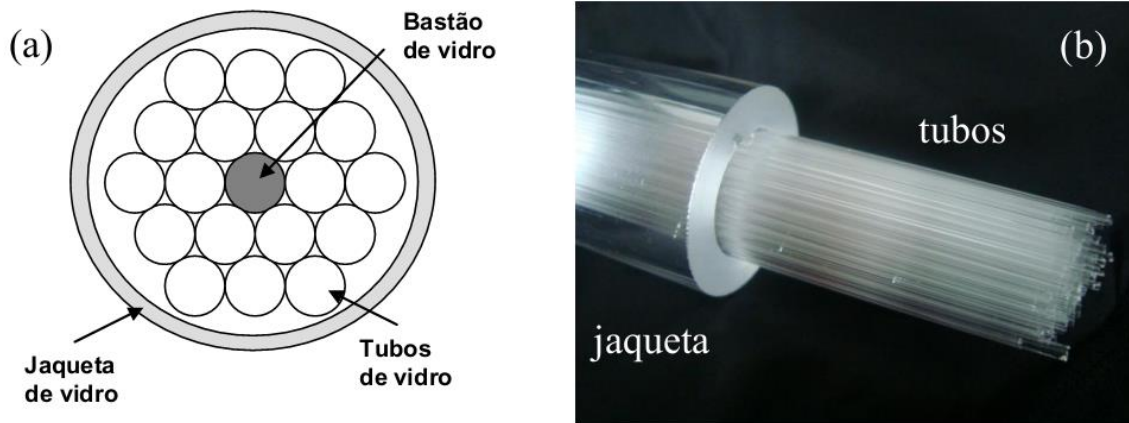
### 3.2 Materiais

Uma vantagem significativa de PCFs é que elas podem ser produzidas num único material, geralmente sílica pura, mas podem também ser feitas com materiais diferentes. Isto elimina o problema de dopagem de determinadas áreas para modificar o índice de refração, a fim de atingir a orientação da luz, e permite uma gama mais ampla de materiais de ser potencialmente utilizado. Sílica pura continua sendo o material de escolha para a maioria das aplicações próximas do comprimento de onda infravermelho, devido à baixa perda intrínseca. No entanto, para aplicações que requerem coeficientes não lineares extremamente altos, compostos de vidro têm sido empregados [31, 34].

### 3.3 Técnica de Fabricação

Uma vez que a primeira confecção de PCF em 1996 [39], uma variedade de técnicas de fabricação diferentes foram usadas. A primeira fase do processo é a fabricação de uma pré-forma (que é uma versão macroscópica da estrutura principal). A pré-forma é geralmente produzida pelo empilhamento de capilares circulares, como mostra a Figura 3.3.

Figura 3.3 - (a) Esquema do empilhamento da pré-forma (b) pré-forma empilhada.



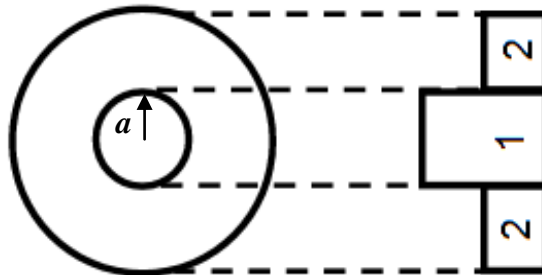
Fonte: Adaptada de [21]

Este é o método mais utilizado na fabricação de fibras de cristal fotônico justamente por não haver problemas de contaminação da pré-forma. Há ainda, maior controle dos parâmetros geométricos da fibra como, por exemplo, o tamanho e a distância entre os buracos. A desvantagem é que, nesta técnica, estamos limitados a geometrias hexagonais. Diferentes estruturas podem ser feitas através da variação da velocidade de puxar, ou pela temperatura de dopagem da haste central [34].

### 3.4 Fibra Óptica Monomodo

Neste tópico, faremos uma revisão das fibras ópticas de índice degrau, como requisito para entendermos as propriedades das PCFs. A geometria da fibra de índice degrau é usada em muitas fibras monomodos convencionais. A fibra de índice degrau, Figura 3.4, tem um núcleo central com um índice refrativo  $n_{core}$ , rodeado por uma camada de revestimento com índice de refração  $n_{clad}$ . A luz é guiada pelo princípio da reflexão interna total (RIT) no núcleo com alto índice refrativo, enquanto que o índice de refração do revestimento é reduzido ( $n_{core} > n_{clad}$ ).

Figura 3.4 - Seção transversal de uma fibra monomodo de índice degrau.



Fonte: Adaptada de [40]

Dois parâmetros importantes que caracterizam uma fibra de índice degrau são: a relativa diferença de índice núcleo-revestimento,  $\Delta$ , e a frequência normalizada  $V$ . A relativa diferença de índice núcleo-revestimento é [40]:

$$\Delta = \frac{n_{core}^2 - n_{clad}^2}{2n_{core}^2}. \quad (3.1)$$

Em fibras convencionais é a frequência normalizada,  $V$ , que determina o corte de segunda ordem entre o guiamento monomodo e multimodo [40], dada pela seguinte equação [40]:

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} a \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}, \quad (3.2)$$

onde  $a$  é o raio do núcleo.

De acordo com a análise óptica geométrica, a diferença de índice de refração dá origem a reflexão interna total na interface núcleo-revestimento, o que irá confinar a luz na região do núcleo. Alternativamente, as equações de Maxwell permitem encontrar um conjunto finito de modos guiados, cuja energia é concentrada no núcleo. O número de modos guiados é  $N \sim V^2/2$  e é determinado pelo comprimento de onda e os parâmetros estruturais da fibra. Tem sido mostrado em [40], que se reduzindo o raio do núcleo até  $V < 2,405$ , somente um modo é guiado pela fibra, isto é, o regime de propagação monomodo. Os modos guiados tem uma constante de propagação  $\beta$  o qual está relacionado com o índice efetivo  $n_{eff}$ , de acordo com a seguinte expressão [40]:

$$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}, \quad (3.3)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda óptico ( $k_0 = 2\pi/\lambda$  é o número de onda de luz no vácuo). Para uma fibra de índice degrau com a constante de propagação satisfazendo  $n_{clad} < \beta/k_0 < n_{core}$  dar modos estritamente guiados. Neste caso teórico, de ter um revestimento infinito,  $n_{eff}$  é real. No entanto, devido ao tamanho finito do revestimento, todos os modos estão em fuga por causa das perdas de confinamento [37]. Neste caso, a constante de propagação leva uma pequena parte imaginária, tal que estes modos satisfaçam a  $n_{clad} < \text{Re}(\beta)/k_0 < n_{core}$ . No entanto, podemos assumir que os modos de fuga mais bem confinados da fibra com revestimento finito são semelhantes aos modos guiados de uma fibra com os mesmos parâmetros, mas com um revestimento infinito [37]. O modo fundamental de uma fibra de índice degrau é o modo com maior  $\beta$ .

### 3.5 Mecanismos de Guiamento em PCF's

A diferença fundamental entre as fibras ópticas padrão e microestruturadas está associada com a dependência do comprimento de onda do índice efetivo do revestimento em PCFs [41, 42]. Embora fibras convencionais sejam extremamente independentes do comprimento de onda, em fibras ópticas microestruturadas o grande contraste do índice entre o ar e o vidro e estruturas de pequenas dimensões se combinam [41], assim, em PCFs existe uma pequena diferença de índice efetivo entre o núcleo e o revestimento em comprimentos de onda mais curtos e o contraste do índice efetivo é maior em comprimentos de onda mais longos. Este fenômeno conduz às propriedades ópticas não usuais em tais fibras. Em PCFs, desde que a orientação é devido ao número finito de camadas de furos, a fuga de luz a partir do núcleo para as camadas de furos é inevitável [37]. Portanto, em PCFs, todos os modos são modos de fuga e tanto  $\beta$  e  $n_{eff}$  são complexos e a parte imaginária de  $n_{eff}$  está relacionada com a perda por confinamento. O índice efetivo está associado com o maior valor possível da constante de propagação  $\beta$  para uma dada frequência.

Em contraste com as fibras ópticas convencionais, no entanto, PCFs podem confinar a luz no núcleo devido a uma série de diferentes mecanismos físicos.

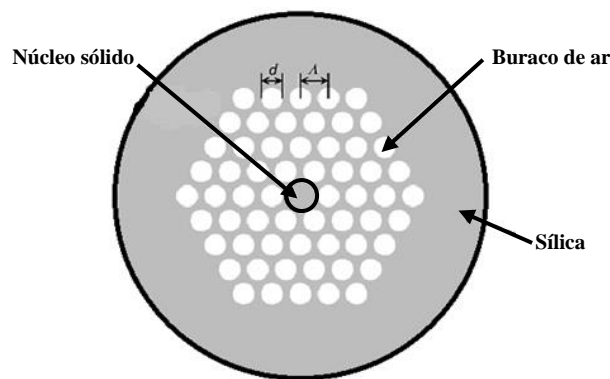


Mecanismos de guiamento mais comuns é o guiamento por banda fotônica proibida (PBG), que já comentamos no capítulo anterior, e o guiamento por índice (IG) [34], que discutiremos no próximo tópico.

### 3.5.1 Guiamento por Índice em PCF's

A seção transversal típica da estrutura PCF hexagonal com buracos de tamanhos iguais é mostrada na Figura 3.5. Há dois parâmetros,  $\Lambda$  e  $d/\Lambda$ , utilizados para definir a estrutura geometria, onde  $d$  é o diâmetro do furo, e  $\Lambda$  (pitch) é o espaçamento buraco-a-buraco. A omissão do orifício central é usada para definir o núcleo sólido (sílica) da fibra.

Figura 3.5 - Diagrama esquemático de uma fibra óptica micro-estruturada.



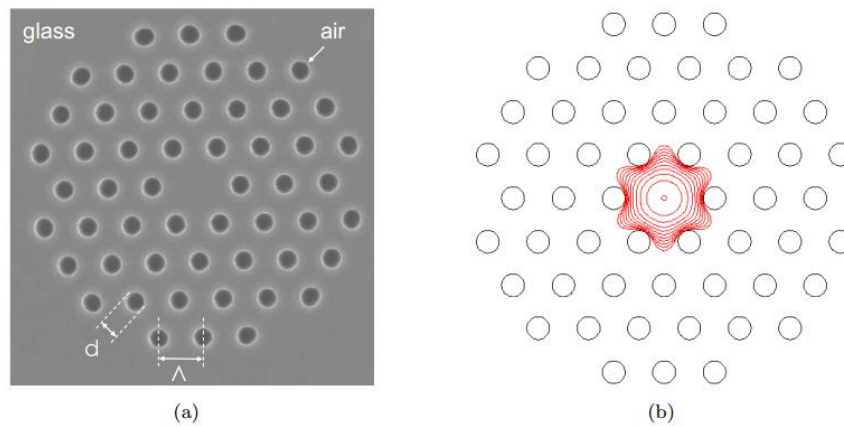
Fonte: Adaptada de [21]

O princípio do mecanismo de guiamento por índice em PCFs conta com a reflexão interna total modificada que confina a luz no núcleo da PCF, como mostrado na Figura 3.6. Da mesma forma que as fibras ópticas convencionais, o índice de refração efetivo do revestimento é menor do que do núcleo, devido à presença de furos de ar. Assim, o equivalente da fibra de índice degrau, com o índice de refração do núcleo,  $n_{core}$ , rodeada por um revestimento (índice de refração  $n_{clad}$ ), é criado. No caso de PCFs, o índice refrativo do núcleo é  $n_{core} = n_{sílica}$  e o índice efetivo  $n_{clad}$  da fibra é definido como o índice efetivo modal do modo do revestimento de baixa ordem (esta é uma boa aproximação do modo fundamental de uma estrutura infinitamente periódica, que é o modo fundamental do preenchimento do espaço (FSM - fundamental space filling mode), tal que  $n_{clad} \approx n_{FSM}$ . O FSM torna-se mais confinado para regiões de sílica onde o comprimento de onda diminui [43], e assim o índice de revestimento

efetivo aumenta até  $n_{FSM} \approx n_{sílica}$  para  $\lambda \ll \Lambda$ . No regime oposto quando  $\lambda \gg \Lambda$   $n_{FSM}$  é dado por [44]:

$$n_{FSM} = n_{ar}d/\Lambda + n_{sílica}(1 - d/\Lambda). \quad (3.4)$$

Figura 3.6 - (a) Estrutura microscópica de uma PCF de núcleo sólido de guiamento por índice; (b) Simulação do modo guiado fundamental da mesma fibra.



Fonte: [44].

Portanto, uma forte dependência do comprimento de onda do índice de refração do revestimento da estrutura pode ser observada [45], o que leva às propriedades únicas das PCFs, o mais importante, para um guia infinitamente monomodo. Isto foi relatado pela primeira vez por Birks et al. em 1997 [35] e eles mostraram que uma PCF pode ser monomodo em todos os comprimentos de onda. Analogamente ao conceito da frequência normalizada aplicada em fibras convencionais, o parâmetro -  $V$  de uma PCF foi proposto na seguinte forma [33]:

$$V_{PCF} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{FSM}^2}. \quad (3.5)$$

Com essa equação conclui-se que a condição para o corte é  $V_{PCF} \leq \pi$  [39, 43].

### 3.6 Efeitos Lineares e Não Lineares em Fibras Ópticas

Nesta seção, faremos uma breve explicação sobre os diferentes efeitos físicos que acontecem durante a propagação da luz em fibras ópticas.

### 3.6.1 Perdas da Fibra

Durante a propagação da luz na fibra óptica, o sinal óptico sofre processos básicos de degradação: a atenuação, que causa perda de potência do sinal transmitido; a dispersão, que causa o alargamento do pulso óptico, e efeitos não lineares que acontecem principalmente em sistemas *WDM*. A atenuação é responsável pela perda óptica, fazendo, assim, com que o sinal óptico transmitido perca intensidade, dificultando a sua detecção e limitando o comprimento dos enlaces ópticos. A atenuação em fibras ópticas varia com o comprimento de onda da luz propagante, tendo um mínimo de perdas em torno de  $1550\text{ nm}$  [46-49]. Se  $P_i$  é a potência do sinal na entrada da fibra, a potência transmitida,  $P_t$ , em uma distância  $L$  será dada por [40]

$$P_t = P_i \exp(-\alpha L). \quad (3.6)$$

Desta forma, a relação que expressa, em decibéis por quilômetro (dB/km), a atenuação, é dada por

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log_{10}(P_t/P_i) = 4,32\alpha, \quad (3.7)$$

em que a atenuação  $\alpha$  é a medida total das perdas na fibra.

Os principais mecanismos de perdas por atenuação em fibras ópticas são [46-48]: absorção intrínseca do material que compõe a fibra, que decorre da banda de absorção eletrônica, resultando de transições estimuladas de elétrons na região do ultravioleta e da banda de vibração atômica, na região do infravermelho; absorção pelos íons que são depositados durante o processo de fabricação da fibra, íons estes metálicos, ou radicais  $OH^-$  (água dissolvida no vidro); espalhamento Rayleigh, causado por variações de natureza aleatória na densidade do material da fibra. Através de processos mais sofisticados de fabricação têm-se diminuído em muito as perdas na fibra óptica com relação aos casos acima mencionados, chegando próximo a limites teóricos.

Em PCFs, os principais mecanismos de atenuação são: absorção, dispersão, perda de curvatura e perda de confinamento [31, 35, 50]. Desde que a sílica pura tenha uma menor perda de espalhamento Rayleigh do que as fibras padrão dopada com germânio, PCFs de sílica pura têm potencialmente mais baixa perda do que fibras padrão.

### 3.6.2 Dispersão em Fibras

Em qualquer material o índice de refração depende da frequência e isso é chamado de dispersão cromática. Em uma fibra óptica, há dois efeitos que são responsáveis pela dispersão cromática: a dispersão de material (intrínseco ao meio e causado pelo comprimento de onda dependente da interação entre luz e a matéria) e a dispersão de guia de onda (pode ser alterado para controlar a dispersão cromática). A dispersão do material está relacionada com a frequência de ressonância característica em que o material absorve radiação eletromagnética através das oscilações dos elétrons ligados [40].

Dispersão da fibra é de fundamental importância para a propagação de pulsos ultracurtos com diferentes componentes espectrais associados com a propagação dos pulsos em diferentes velocidades. Os efeitos de dispersão da fibra são expressos aplicando-se a expansão de Taylor para a constante de propagação sobre a frequência angular  $\omega_0$  [40]:

$$\beta(\omega) = n_{eff}(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 \dots \quad (3.8)$$

onde  $\beta_1 = 1/v_g$  ( $v_g$  é a velocidade de grupo), o que implica que o envelope do pulso move-se em velocidade de grupo,  $\beta_2$  representa a dispersão de velocidade de grupo (GVD - do inglês group velocity dispersion) e é responsável pelo alargamento do pulso (mostra como a velocidade de grupo de um pulso muda como uma função da frequência), enquanto que  $\beta_3$  é o coeficiente de dispersão de terceira ordem (TOD - do inglês third-order dispersion). Tal efeito dispersivo de alta ordem pode distorcer pulsos ópticos ultracurtos, tanto no regime linear e não linear. Uma vez que é mais comum trabalhar no comprimento de onda do que no domínio da frequência, a dispersão de velocidade de grupo,  $\beta_2$ , é geralmente relacionado ao parâmetro de dispersão  $D$ , pela equação [40]:

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2}{d\lambda^2} [\text{Re}(n_{eff})] = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (3.9)$$

O regime de dispersão é chamado de normal quando o parâmetro  $D$  é negativo, onde os componentes vermelhos do pulso viajam mais rápido do que os componentes

azuis, isto é,  $\beta_2 > 0$ . Se  $D$  é positivo, temos o chamado regime de dispersão anômalo, onde os componentes vermelhos do pulso viajam mais lentamente do que os componentes azuis, isto é,  $\beta_2 < 0$ . Quando  $D = 0$ , o qual corresponde ao comprimento de onda de dispersão zero ( $\lambda_D = 1,27 \mu m$ ), todos os componentes da frequência do pulso viajam nas mesmas velocidades e o pulso mantém a sua forma, enquanto que para  $D \neq 0$ , o pulso espalha-se no tempo.

Em PCFs, a contribuição de guia de onda para a dispersão cromática pode ser grande e é determinada pela escolha de  $d$  e  $\Lambda$ . Por exemplo, diminuindo-se o valor de *pitch* ( $\Lambda$ ), e aumentando-se a relação  $d / \Lambda$ ,  $\lambda_D$  pode ser deslocado abaixo da faixa visível [51, 52], que abre uma nova gama de aplicações, tais como geração de sólitons e propagação [34].

### 3.6.3 Não Linearidades em Fibras Ópticas

A resposta de qualquer dielétrico à luz torna-se não linear para campos eletromagnéticos intensos, e fibras ópticas não é exceção [40]. Mesmo que a sílica seja, intrinsecamente um material não tão altamente não linear, a geometria do guia de onda que confina luz em uma seção cruzada pequena, sobre longos comprimentos de fibra, faz os efeitos não lineares bastante importantes no projeto de sistemas de comunicação ópticos modernos [53, 54]. A origem da resposta não linear está relacionada com o movimento não harmônico de elétrons ligados sob a influência de um campo aplicado [40]. A polarização elétrica total  $\mathbf{P}$  induzida está relacionada ao campo elétrico  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \mathbf{t})$ , através da equação não linear [40]:

$$\mathbf{P}_i = \sum_j \varepsilon_0 \chi_{ij}^{(1)} E_j + \sum_{j,k} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)} E_j E_k + \sum_{j,k,l} \varepsilon_0 \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \mathbf{P}_3 \dots \quad (3.10)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a permissividade do vácuo e  $\chi^{(i)}$  ( $i=1,2,\dots$ ) define a ordem da suscetibilidade. Em geral, cada coeficiente  $\chi^{(i)}$  é um tensor de  $i+1$ . A suscetibilidade de primeira ordem,  $\chi^{(1)}$ , representa a contribuição dominante para  $\mathbf{P}$  e seus efeitos são levados em conta por meio do índice de refração  $n$  e do coeficiente de atenuação  $\alpha$  [10].  $\chi^{(2)}$  é a susceptibilidade óptica não linear de segunda ordem, a qual é zero em um material com inversão simétrica, como por exemplo a sílica, tal que  $\mathbf{P}_2$  é zero.  $\chi^{(3)}$  é a susceptibilidade óptica não linear de terceira ordem [40]. Os efeitos não lineares de

baixa ordem de fibras ópticas são originários da susceptibilidade de terceira ordem, tais como: refração não linear, geração de terceiro harmônico (THG - do inglês third-harmonic generation), mistura de quatro ondas (FWM - do inglês four-wave mixing). Processos como THG e FWM requerem casamento de fase, caso contrário eles não são eficientes e dessa forma podem ser ignorados. Efeitos não lineares surgem da dependência da intensidade do índice refrativo e é dado como [40]:

$$\tilde{n}(\omega, |\mathbf{E}|^2) = n(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2, \quad (3.11)$$

onde  $n(\omega)$  representa a parte linear,  $|\mathbf{E}|^2$  é a intensidade óptica dentro da fibra e  $n_2$  é a medida da não linearidade da fibra dada por:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re}(\chi_{ijkl}^{(3)}), \quad (3.12)$$

onde o campo óptico é assumido ser linearmente polarizado, tal que somente um componente  $\chi_{ijkl}^{(3)}$  do tensor de rank de quarta ordem contribui para o índice de refração. Note-se que a refração não linear é sempre acompanhada da fase e assim a maioria dos efeitos não lineares são provenientes da refração não linear.

A refração não linear leva a efeitos não lineares, como a auto-modulação de fase (SPM - do inglês Self-Phase Modulation) e modulação de fase cruzada (XPM - Cross-Phase Modulation). Esses efeitos não lineares são elásticos, o que implica que nenhuma energia é trocada entre o campo eletromagnético e o meio dielétrico. Efeitos não lineares que resultam da troca inelástica de energia entre o campo eletromagnético e o meio são o espalhamento Raman estimulado (SRS - do inglês Stimulated Raman Scattering) e o espalhamento de Brillouin estimulado (SBS - do inglês Stimulated Espalhamento de Brillouin).

### 3.6.4 Automodulação de Fase

O efeito mais simples devido à refração não linear é a Automodulação de Fase (SPM), em que o campo óptico modula sua própria fase. É devido à dependência da intensidade do índice de refração, em um meio óptico não linear (efeito óptico Kerr), em conformidade com (3.11) [40]. Para o campo elétrico dado por sua amplitude complexa  $E(t) = A_0 \exp(-i\phi(t))$ , onde  $A_0$  é a intensidade do pico, a fase de um campo óptico

muda por  $\phi = (n + n_2 |E|^2) k_0 L$ . A dependência da intensidade conduz ao deslocamento de fase não linear  $\phi_{NL}(t)$  dada por [40]:

$$\phi_{NL}(t) = \frac{2\pi}{\lambda} n_2 |E|^2 L, \quad (3.13)$$

onde  $L$  é distância de propagação. SPM cria novas frequências e podem conduzir ao alargamento espectral do pulso óptico, que surge devido à dependência do deslocamento de fase não linear  $\phi_{NL}$ , isto é, a frequência óptica instantânea muda ao longo do pulso. A diferença da frequência de seu valor central é dada por [40]:

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial t} \propto \frac{\partial|E|^2}{\partial t}. \quad (3.14)$$

A dependência no tempo de  $\delta\omega$  é denominada *chirp* (gorjeio). O gorjeio induzido pelo SPM aumenta em magnitude com a distância propagada. Em outras palavras, novas componentes de frequência são geradas continuamente com o pulso se propagando ao longo da fibra, tal que o deslocamento de fase não linear torna-se [40]:

$$\phi_{NL}(L, t) = \gamma P_0 L_{eff} |u(0, t)|^2, \quad (3.15)$$

onde o coeficiente de não linearidade  $\gamma = 2\pi n_2 / (\lambda A_{eff})$ ,  $u(L, t) = u(0, t) \exp(i\phi_{NL}(L, t))$  é um envelope normalizado lentamente variável do campo elétrico e  $A_{eff}$  é a área efetiva. A potência de pico do pulso de entrada é  $P_0$  e o comprimento efetivo da fibra é  $L_{eff} = \sqrt{a^2 + b^2} / \alpha$ , onde  $\alpha$  representa as perdas da fibra.

Estes novos componentes de frequência alargam o espectro de pulso. Geralmente, o gorjeio depende da forma do pulso de entrada. Para pulsos Gaussianos, a taxa de gorjeio é linear e positiva ao longo da região central do pulso, é negativa perto da borda principal e é positiva próximo da borda de fuga do pulso.

O gorjeio do pulso de entrada, em combinação com o efeito do SPM, desempenha um papel significativo na propagação do pulso. O parâmetro positivo de gorjeio do pulso de entrada causa o aumento do alargamento espectral, enquanto o

oposto ocorre no caso de um gorjeio negativo. Para pulsos curtos é necessário considerar os efeitos combinados da GVD e SPM [40]. No regime de dispersão normal, os componentes vermelhos viajam mais rápido do que os componentes azuis (gorjeio positivo). Em seguida, juntamente com o efeito do SPM, esta provoca aumento do alargamento temporal. O oposto ocorre no regime de dispersão anômalo, onde a interação entre a GVD e SPM leva à geração e propagação de sólitons ópticos. Neste caso, o gorjeio induzido por GVD é negativo, enquanto gorjeio induzida por SPM é positivo, de modo que a forma do pulso se ajusta durante a propagação. Portanto, um sóliton é formado, um pulso sem gorjeio que se propaga, mantendo tanto tempo de duração e espectro de frequência constante durante a propagação.

### 3.6.5 Modulação de Fase Cruzada

A Modulação de fase cruzada (XPM) é sempre acompanhada pela automodulação de fase (SPM), é mais um resultado da não linearidade Kerr em fibras ópticas, que surge a partir da dependência da intensidade do índice de refração  $n = n_0 + n_2 \left( |E_1|^2 + |E_2|^2 \right)$ . Em geral, interações dessa natureza podem gerar novas ondas sob condições apropriadas através de uma variedade de fenômenos não lineares tais como espalhamento Raman estimulado ou espalhamento Brillouin, geração de harmônicos, e mistura de quatro ondas [34]. A não linearidade da fibra pode, também, acoplar dois campos ópticos através da Modulação de Fase Cruzada sem induzir qualquer transferência de energia entre eles. XPM inicia diferentes efeitos não lineares em fibras ópticas. Por exemplo, em caso de fibra dispersiva, normalmente com o perfil de dispersão especialmente concebido, a instabilidade de modulação ocorre como consequência de XPM. As aplicações benéficas de modulação XPM incluem compressão de pulso induzido pelo XPM, chaveamento óptico, etc [40].

### 3.6.6 Mistura de Quatro Ondas

Mistura de quatro ondas (FWM - do inglês Four Wave Mixing) descreve um processo não linear, em que quatro ondas ópticas interagem umas com as outras como consequência da susceptibilidade de terceira ordem  $\chi^{(3)}$ . Tal processo caracteriza-se como um efeito paramétrico, uma vez que modula o índice de refração. A origem de FWM é na resposta não linear de elétrons ligados de um material para um campo eletromagnético [40].



O processo FWM envolve interação não linear entre quatro ondas ópticas oscilando nas frequências  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \omega_4$ . Geralmente existem dois processos de FWM. O primeiro corresponde ao caso em que três fótons transferem sua energia para um único fóton na frequência  $\omega_4 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$ . O segundo corresponde ao caso em que dois fótons na frequência  $\omega_1$  e  $\omega_2$  são eliminados, enquanto dois fótons nas frequências  $\omega_3$  e  $\omega_4$  são criados simultaneamente tal que  $\omega_3 + \omega_4 = \omega_1 + \omega_2$ . A eficiência de FWM depende fortemente do casamento de fase dos componentes da frequência e, por conseguinte, baseia-se em propriedades de dispersão da fibra. A condição do casamento de fase requer casamento dos vetores de onda, isto é,  $\Delta k = 0$ . O caso particularmente interessante é o degenerado, em que  $\omega_1 = \omega_2$ , tal que um único feixe de entrada é usado para iniciar FWM, isto é, para gerar um fóton Stokes e anti-Stokes [40]:

$$2\omega_{pump} = \omega_s + \omega_{as}. \quad (3.16)$$

Neste caso, a condição de casamento de fase é expressa como [40]:

$$\Delta k = \left( 2n_{pump}\omega_{pump} - n_s\omega_s - n_{as}\omega_{as} \right) / c = 0 \quad (3.17)$$

onde  $n_j$  é o índice efetivo do modo na frequência  $\omega_j$  e  $c$  é a velocidade da luz.

Da mesma forma que o SRS, o processo de FWM pode ser utilizado para converter a luz de entrada para a luz de uma ou mais frequências diferentes [55]. O coeficiente de ganho para FWM é maior do que para o Espalhamento Raman Estimulado [40] e pode-se esperar que o processo FWM sempre domina sobre o SRS quando a fase é casada.

### 3.6.7 Espalhamento Raman Estimulado

Espalhamento Raman é um fenômeno que resulta do espalhamento inelástico estimulado e é observado quando lasers de alta densidade de potência são incididos em meios materiais que exibem espalhamento Raman. Esse espalhamento ocorre da seguinte forma: o feixe incidente interage com o meio, promovendo as moléculas para níveis de energia vibracionais superiores, os fótons Stokes e anti-Stokes percorrem o meio simultaneamente ao feixe incidente, de modo que quando interagem com as moléculas em nível de energia virtual, promovem a sua não excitação, levando a

emissão de um segundo fóton Stokes idêntico ao incidente. Como consequência dessa interação, observa-se aumento exponencial do número de fótons Stokes [40]. Esse tipo de espalhamento é um evento no qual aproximadamente uma parte em um milhão, da radiação incidente, é espalhada via Raman e cuja intensidade Stokes é algumas ordens de grandeza superior à intensidade anti-Stokes.

O tempo de resposta de uma fibra de sílica fundida é extremamente curto, que ocorre em uma faixa de tempo de 60 - 70 fs. O efeito Raman de fibras ópticas pode ser usado para amplificar um sinal fraco se este sinal é lançado em conjunto com um forte bombeamento, de tal modo que a sua diferença de frequência fica dentro da largura de banda de espectro de ganho Raman [56].

### 3.6.8 *Self-Steepening* (SS) e Efeito de Choque Óptico

Auto-inclinação (SS - do inglês *Self-steepening*) é um efeito não linear de ordem superior, que resulta a partir da dependência de intensidade da velocidade de grupo. Auto-inclinação em conjunto com a SPM, provoca uma assimetria espectral e temporal de pulsos ultracurtos, uma vez que reduz a velocidade com a qual o pico do pulso se propaga e, portanto, conduz a um aumento da inclinação da parte descendente do pulso [40].

O SS será relevante quando os pulsos propagados forem ultracurtos ( $\sim 100$  fs) e/ou tiverem potência suficientemente elevada, como em nosso caso em que usamos fibras de cristal fotônico. Nos casos em que a dispersão pode ser desprezada, o SS pode imprimir a formação de uma frente óptica de choque aos pulsos que se propagam pela fibra. Ele também gera uma distorção espectral, deslocando o pico de amplitude para uma frequência inferior à central (*red shift*, causando um alargamento espectral) ou maior no sentido das frequências superiores (*blue shift*) [57]. Quando os termos de dispersão precisam ser considerados, como é o caso para pulsos ultracurtos, a formação da frente óptica de choque e a distorção espectral serão minimizadas.

## 3.7 Propagação da Luz em Fibras Ópticas

Na sequência para entender os efeitos relacionados às PCFs, faz-se necessário considerar a teoria da propagação de onda eletromagnética em fibras ópticas. Uma breve revisão da derivação da equação de onda, começando das equações de Maxwell, bem como a equação não linear de propagação do pulso será apresentada nesta seção.

### 3.7.1 Equações de Maxwell

Como todo fenômeno eletromagnético, a propagação de uma onda eletromagnética em uma fibra óptica é governada pelas equações de Maxwell. Estas equações fazem uma relação dos campos elétricos e magnéticos com as propriedades físicas do meio, formando bases para soluções de problemas eletrodinâmicos em meios materiais. Considerando um meio livre de cargas e corrente, como no caso das fibras ópticas, as equações de Maxwell são [40]:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (3.18)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}, \quad (3.19)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (3.20)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = 0. \quad (3.21)$$

Em que  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  são vetores de campo elétrico e magnético, respectivamente.  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{B}$  são a densidade de fluxo elétrico e magnético, respectivamente. Todos estes campos são funções do espaço e tempo. Para um meio isotrópico não magnético, tal como uma fibra óptica. As densidades de fluxo  $\mathbf{D}$  e  $\mathbf{B}$  são relacionados com  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{H}$  por meio das equações [40]:

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} + \mathbf{P}, \quad (3.22)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}, \quad (3.23)$$

onde  $\varepsilon$  é a permissividade elétrica,  $\mu$  é a permeabilidade magnética e  $\mathbf{P}$  é a polarização induzida.

Aplicando-se o rotacional na equação 3.18 e usando as equações 3.19, 3.22 e 3.23 no resultado, a seguinte equação de onda, que descreve a propagação da luz em fibras ópticas, para o campo elétrico pode ser obtida [40]:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t^2}. \quad (3.24)$$

Se incluirmos somente os efeitos não lineares de terceira ordem, que se originam de  $\chi^{(3)}$ , a polarização induzida  $\mathbf{P}$  consiste de duas partes, tal que [10]:

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) + \mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t), \quad (3.25)$$

em que  $\mathbf{P}_L$  é a parte linear e  $\mathbf{P}_{NL}$  é a parte não-linear.

### 3.7.2 Equação Não Linear de Propagação do Pulso

A Equação matemática que descreve a propagação de pacotes de luz em fibras ópticas é a Equação não linear de Schrödinger (NLSE) obtida através das equações de Maxwell considerando um meio de propagação livre de cargas como discutido na seção anterior. Na sua forma generalizada, temos a equação para a propagação [40]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{3!} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \dots + \frac{\alpha}{2} A \\ & = i\gamma \left( |A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial T} - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right), \end{aligned} \quad (3.26)$$

em que o coeficiente de não linearidade  $\gamma$  pode ser escrito como [40]:

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{eff}}, \quad (3.27)$$

em que  $A_{eff}$  é a área efetiva do núcleo introduzida para estimar a concentração de campo óptico no interior da fibra [58, 59].

Fibras monomodo de índice degrau convencionais tem  $A_{eff} \approx 80 \mu m^2$ , que corresponde a  $\gamma \approx 1 (Wkm)^{-1}$ . Valores menores de  $A_{eff}$  aumenta a não linearidade da fibra ( $\gamma$ ) significativamente, pelo forte confinamento de luz na região do núcleo da fibra. A equação 3.26 inclui os efeitos das perdas  $\alpha$  através da fibra, de dispersão cromática através  $\beta_1$  e  $\beta_2$ , não linearidade da fibra através  $\gamma$ ,  $\omega_0$  é a frequência angular da portadora,  $T_R$  é o tempo de resposta não linear para o meio e o quadro de referência em movimento com a velocidade de grupo ( $v_g$ ) do pulso é dado por

$T = t - z/v_g = t - \beta_1 z$ ,  $t$  é a medida temporal padrão e  $z$  é a posição de propagação na fibra. Quando os pulsos de luz propagados possuem largura temporal maior que 5 ps, os parâmetros  $T_R/T_0$  se tornam bem pequenos ( $< 0,001$ ) e os dois últimos termos da Equação 3.26 podem ser desprezados. Podemos também desprezar o termo referente à dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ). O termo que possui o tempo de resposta não linear para o meio ( $T_R$ ) está diretamente ligado ao efeito de espalhamento Raman (RA) e o termo que possui o inverso da frequência da portadora ( $\omega_0^{-1}$ ) está ligado ao efeito de auto inclinação (SS). Dessa forma, NLSE pode ser escrita como [40]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A. \quad (3.28)$$

Neste trabalho com fibras fotônica, foram utilizados pulsos da ordem de femtosegundos ( $10^{-15}$  segundos), onde se faz necessário o uso da equação não linear de Schrödinger descrita em (3.26) ao invés de (3.28). Ao trabalhar essa equação temos que analisar os efeitos não lineares de Auto-inclinação (*Self Steepening* - SS) e Espalhamento Raman Intrapulso (IRS) que não podem mais ser desprezados. Já para os efeitos dispersivos, temos que acrescentar os efeitos de dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ) e para alguns casos os efeitos de dispersão de quarta ordem (D4) [60].

A Equação (3.26) não aceita solução analítica, exceto para alguns casos específicos. Dessa forma uma aproximação numérica é necessária para o entendimento dos efeitos não lineares na fibra óptica. Essas aproximações numéricas podem ser feitas através de métodos de Diferenças Finitas ou métodos pseudoespectrais [40].

### 3.7.3 Diferentes Regimes de Propagação

Diferentes regimes de propagação podem ser distinguidos em fibras ópticas [40]. Dependendo da largura temporal do pulso inicial  $T_0$  e da potência de pico  $P_0$  ou do efeito não linear ou dispersivo podem dominar ao longo da fibra. Duas escalas de comprimento sobre o qual a dispersão ou efeitos não lineares se tornam importante para a propagação do pulso são o comprimento de dispersão,  $L_D$  ( $L_D = T_0^2 / |\beta^2|$ ) e comprimento não linear,  $L_{NL}$  ( $L_{NL} = 1/\gamma P_0$ ), em que  $\gamma$  é o comprimento de não linearidade definido pela Equação 3.27 e  $\beta_2$  é a GVD.

No caso em que o comprimento da fibra  $L$  é tal que  $L \ll L_D$  e  $L \ll L_{NL}$  então nem os efeitos dispersivos e nem os efeitos não lineares dominam evolução do pulso e o pulso se propaga mantendo a sua forma durante a propagação. Como os pulsos se tornam mais curtos e mais intensos, tanto  $L_D$  como  $L_{NL}$  tornam-se menores. Se  $L \ll L_D$  e  $L \sim L_{NL}$ , a evolução do pulso é dominada pelo SPM que alarga espectralmente o pulso. O oposto é verdade,  $L \ll L_{NL}$  e  $L \sim L_D$ , quando a evolução do pulso é governada pelos efeitos dispersivos (GVD). Por exemplo, em  $\lambda = 1.55 \mu m$ , parâmetros das fibras de telecomunicações padrão são  $|\beta_2| \approx 20 ps^2 / km$  e  $\gamma \approx 1 (Wkm)^{-1}$ . Para que se possa determinar  $T_0$  e  $P_0$  para obter o regime de propagação dominante. Para encontrar o regime de propagação dominante,  $P_0$  precisa ser  $\ll 1 W$  para pulso de  $1 ps$ , enquanto que para conseguir o regime dominante SPM, pulsos de larguras temporais  $T_0 > 100 ps$  precisam ser usados para potência de pico  $P_0 \sim 1 W$  [40].

# 4

## 4 DISPOSITIVOS DE FIBRAS ÓPTICAS

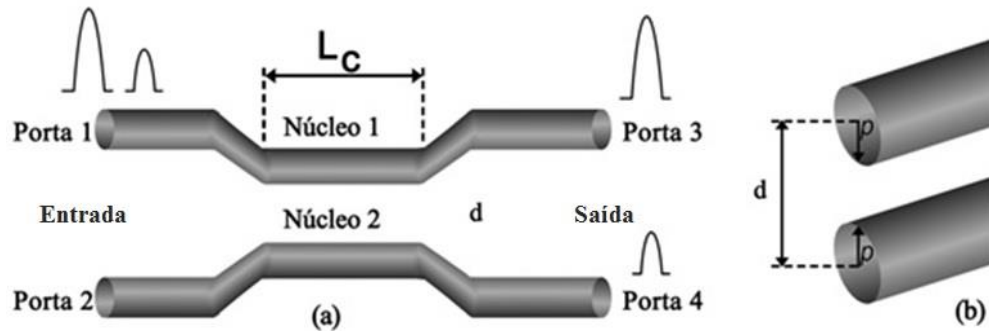
Neste capítulo abordaremos de forma rápida os principais dispositivos de fibras ópticas, os acopladores e o interferômetro que fazem parte do nosso objeto de estudo, configuração do interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônico.

### 4.1 Acopladores de Fibras Ópticas

Acopladores da fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância  $d$ , conforme mostram as Figuras 4.1a e 4.1b, e são regularmente usados em diversas aplicações relacionadas a fibras ópticas [49], [61-71]. Seus núcleos são bastante próximos de maneira que os modos fundamentais de propagação de cada núcleo sobrepõem-se parcialmente na região da casca entre os dois núcleos. Os acopladores construídos com fibras ópticas despertam grande interesse, por seu potencial em aplicações para o processamento ultrarrápido de sinais totalmente ópticos, especialmente para comutadores, multiplexadores e filtros ópticos.

Acoplamento direcional é um fenômeno de troca de energias entre ondas eletromagnéticas que propagam em diferentes estruturas de guiamento. O dispositivo que resulta da disposição desta estrutura de guiamento com objetivo de controlar a troca de energia é denominado acoplador direcional [61]. A troca de energia em um acoplador direcional a fibras ópticas ocorre quando os núcleos das fibras são aproximados, lado a lado o suficiente para que o campo evanescente de uma das fibras excite modos de propagação na outra fibra, permitindo assim transferência de energias entre elas. Esta transferência pode ser quantificada e dependerá da estrutura modal de cada fibra óptica e sua disposição geométrica no espaço. A Figura 4.1 mostra a representação de um acoplador direcional duplo na sua forma mais simples.

Figura 4.1 - (a) Acoplador Direcional Não Linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. (b) Seção transversal do NLDC.



Fonte: [61, 62]

Os acopladores direcionais duplos de fibras ópticas são dispositivos constituídos por quatro portas (duas portas de entrada e duas portas de saída), Figura 4.1, os quais possuem como principal função o chaveamento coerente de um campo óptico incidente em uma das suas portas de entrada e direcionar as duas partes do campo óptico dividido, para as suas portas de saída. Dependendo da potência aplicada às entradas do acoplador, um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saídas. A  $P_c$ , que é a potência que divide e transfere em 50% da energia para cada guia do acoplador é dada por [61]:

$$P_c = \frac{A_{eff} \lambda}{n_{NL} L_c}, \quad (4.1)$$

em que  $A_{eff}$  é a área efetiva do núcleo da fibra,  $\lambda$  é o comprimento de onda no vácuo,  $n_{NL}$  é o índice de refração não linear e  $L_c$  é o comprimento de acoplamento necessário para a transferência de um guia para outro.

Quando o sinal aplicado na entrada da porta (1) do acoplador, Figura 4.1 (a) está numa potência abaixo da potência crítica o dispositivo se comporta como um acoplador linear; ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal de baixa intensidade aplicado na entrada da porta (1) é completamente chaveado para a porta de saída (4). Se o sinal aplicado à porta (1) do acoplador apresentar uma intensidade acima da potência crítica, a potência de luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta-3).



Para o acoplador das Figuras 4.1 (a) e 4.2 (b), temos que  $d$  é a separação entre os centros dos núcleos das fibras,  $\rho$  o raio dos núcleos e  $L_C$  o comprimento de acoplamento necessário para transferência de potência de um guia para outro e para o acoplador da Figura. Este comprimento é definido como [61]:

$$L_C = \frac{\pi}{2K}, \quad (4.2)$$

em que  $K$  é o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes, para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador. Como podemos verificar pela equação (3.1), a potência crítica é inversamente proporcional ao comprimento de acoplamento.

A aproximação dos núcleos gera uma quebra de simetria induzida pela presença do segundo guia. Sendo essa quebra de simetria que dificulta a obtenção de uma expressão analítica simples para descrever o comportamento dos pulsos propagados nos acopladores. No intuito de manter o campo propagado nos núcleos do acoplador, fazemos com que o índice de refração dos núcleos  $n_1$  e  $n_2$  sejam maiores que o índice de refração do meio que os envolvem. A modelagem de um acoplador direcional não-linear (NLDC) é feita com base na equação não-linear de Schrödinger (NLSE). Esta equação descreve a propagação de pulsos em meios com não linearidade do tipo Kerr e de dispersão de velocidade de grupo (GVD). A modelagem do acoplador direcional com  $n$  fibras então é feita por um sistema de equações diferenciais acopladas baseadas na equação não-linear de Schrödinger (NLSE) que é dada por [72]:

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_j}{\partial T^2} + \gamma |A_j|^2 A_j + S_j (A_l, A_j, A_l^*, A_j^*) = 0, \quad (4.3)$$

em que  $j=1,2,3,\dots,n$  e  $l=j$ , sendo  $\beta_2$  a dispersão de velocidade de grupo,  $A_j$  o pulso propagado na fibra  $j$  e  $\gamma$  a automodulação de fase. Este sistema de equações para um acoplador com  $n$  fibras tem  $n$  equações diferenciais. O índice  $j$  refere-se ao pulso que se propaga na fibra  $j$ ,  $l$  as demais fibras, em que (\*) representa o complexo conjugado dos termos anteriores. O termo de acoplamento  $S_j$  depende do tipo de processo de acoplamento.

### 4.1.2 Equações de Modo Acoplado

A partir da equação não linear de Schorödinger (*NLSE*) podemos escrever as equações que descrevem a dinâmica de um acoplador duplo em que os efeitos de não linearidade do tipo Kerr, dispersão de velocidade de grupo e acoplamentos lineares são considerados. Assim para acopladores duplos, como o da figura 4.1 (a), temos [61]:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + CA_2 = 0, \quad (4.4)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + CA_1 = 0, \quad (4.5)$$

em que  $\gamma$  é o coeficiente de automodulação de fase que representa os efeitos de não linearidade,  $\beta_2$  é a dispersão de velocidade de grupo e  $C$  é o coeficiente de acoplamento linear.

No sistema de equações acima consideramos  $\beta_2$  negativo, o que corresponde a um regime de dispersão anômala (região que suporta sólitons). Ao normalizar este sistema de equações obtemos [61]:

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau^2} + |u_1|^2 u_1 + Cu_2 = 0, \quad (4.6)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau^2} + |u_2|^2 u_2 + Cu_1 = 0, \quad (4.7)$$

em que  $u_1$  e  $u_2$  são, respectivamente, as amplitudes modais do campo nos núcleos 1 e 2 e são dadas por:

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}}, \quad (4.8)$$

em que  $P_0$  é a potência de pico do pulso, com  $j = 1,2$ . Temos ainda que  $\xi$  e  $\tau$  são o comprimento e o tempo normalizados, dados por:

$$\xi = \frac{z}{L_D}, \quad (4.9)$$

$$\tau = \frac{t}{T_0}, \quad (4.10)$$

em que  $L_D$  é o comprimento de dispersão e  $T_0$  é a meia largura do pulso,  $K$  é a constante de acoplamento normalizada, dada por  $K = L_D C$ .

O comprimento de acoplamento  $L_C$  é aquele em que o pulso de baixa potência que se propaga em um dos guias é chaveado totalmente de um núcleo para outro, em que o comprimento de acoplamento para o acoplador duplo é dado pela Equação 4.2.

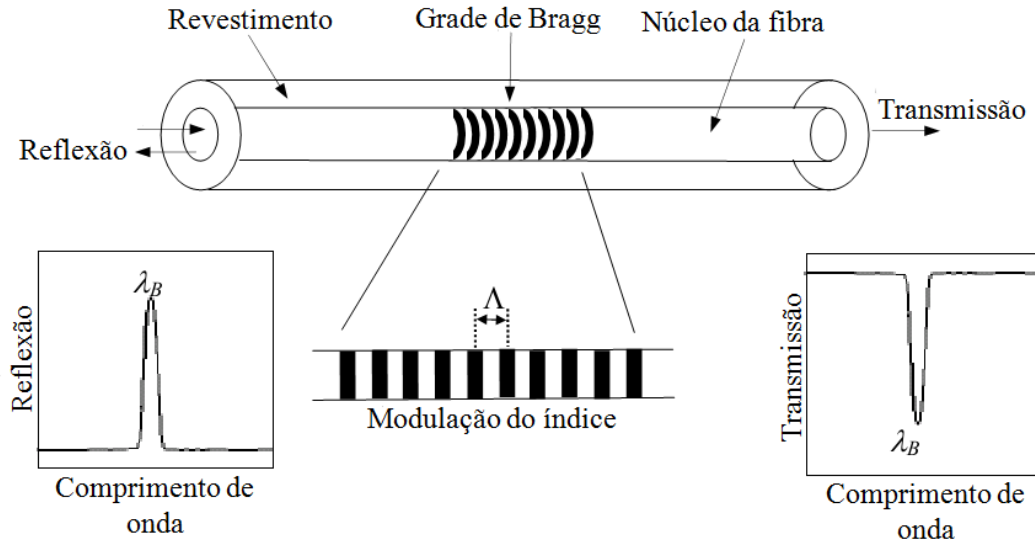
## 4.2 Grades de Bragg em Fibras

A grade de Bragg em fibras (FBG – do inglês fiber Bragg grating) consiste numa modulação periódica no índice de refração do núcleo de uma fibra monomodo, veja a Figura 4.2. A condição de Bragg, que rege o seu funcionamento, é simplesmente a exigência de que satisfaz tanto a conservação de energia e do momento [73]. Na forma mais simples, a perturbação resultante no índice de refração do núcleo  $n_{eff}$  dos modos guiados de interesse é definido como [74]:

$$\delta n_{eff}(z) = \bar{\delta} n_{eff}(z) \left[ 1 + v \cdot \cos \left( \frac{2\pi}{\Lambda} z + \varphi(z) \right) \right], \quad (4.11)$$

sendo  $\bar{\delta} n_{eff}$  a variação do índice de refração com média em um período da grade,  $\varphi(z)$  é a fase da grade,  $\Lambda$  é o período da grade e  $v$  é a visibilidade da franja.

Figura 4.2 - Representação esquemática do princípio de operação de uma grade de Bragg, ilustrando a resposta espectral em Reflexão e Transmissão.



Fonte: Adaptada de [61]

Em geral o comportamento de uma perturbação periódica do índice com extensão  $L$ , pode ser descrito com base na definição do coeficiente de acoplamento  $k$ , dado por [61]:

$$k = \frac{\pi \delta n}{\lambda_B} \eta, \quad (4.12)$$

Onde  $\eta$  é o confinamento do modo guiado. A refletividade desta estrutura pode ser calculada em função do defasamento  $\delta\beta = \beta - \frac{\pi}{\Lambda}$  entre a constante de propagação

$\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda}$  onde  $n_{eff}$  é o índice de refração do modo guiado e o vetor  $K$  da rede  $\frac{2\pi}{\Lambda}$  a partir da expressão [61]:

$$R = \frac{k^2 \sinh(SL)}{\delta\beta^2 \sinh^2(SL) + S^2 \cosh(SL)}, \quad (4.13)$$

onde  $S = (k^2 + \delta\beta^2)^{1/2}$  pode assumir valores imaginários (nesse caso as funções hiperbólicas são naturalmente substituídas pelas respectivas funções trigonométricas). O valor máximo da refletividade é facilmente observado que ocorre quando  $\delta\beta = 0$ . A constante de propagação encontra-se em fase com a modulação espacial do índice, estabelecendo a conhecida condição de Bragg:

$$\lambda_B = 2n_{eff}\Lambda, \quad (4.14)$$

onde  $\lambda_B$  é designado comprimento de onda Bragg. A equação (4.13) resulta na expressão para refletividade máxima [61].

$$R = \tanh^2(kL) \quad (4.15)$$

#### 4.2.1 Teoria dos Modos Acoplados Aplicados a Grades de Bragg

A teoria de modo acoplado é uma excelente ferramenta de análise para interação entre modos provocada por alterações periódicas. Em particular, esta teoria foi inicialmente utilizada para determinar de forma quantitativa, a eficiência de difração e a resposta espectral das grades de Bragg holográficas espessas. Nesta pesquisa vamos nos limitar a análise do formalismo da teoria de modos acoplados aplicado a grades de Bragg em fibras ópticas que foram inicialmente desenvolvidas por Lam e Garside [75].

A perturbação do índice de refração do núcleo de uma fibra óptica é uma estrutura periódica que age como um filtro rejeita-faixa. Assim, uma faixa espectral estreita de um campo óptico, incidente através de uma fibra, é refletida por espalhamentos sucessivos, coerentes, causados pelas variações do índice. A interação mais forte, ou seja, o acoplamento mais intenso entre modos ocorre no comprimento de onda de Bragg ( $\lambda_B$ ) na condição dita ‘de casamento de fase’, definida pela Equação 4.16 dada abaixo [61]:

$$\lambda_B = \frac{2\Lambda n_{eff}}{N}, \quad (4.16)$$

em que  $n_{eff}$  é o índice efetivo do núcleo da fibra (também conhecido como ‘índice modal’),  $\Lambda$  é o período da grade e  $N$  é um inteiro que indica a ordem de interação entre modos.

A chamada teoria de modo acoplado tem sido utilizada exaustivamente para estudar propagação de onda em meios periódicos lineares com um considerável sucesso. No caso de fibras ópticas os efeitos não lineares devem ser considerados de forma que o índice de refração deve ser escrito da forma dada por

$$\tilde{n}(\omega, z) = \bar{n}(\omega) + n_2 |\mathbf{E}|^2 + \delta n_g(z), \quad (4.17)$$

em que  $n_2$  é o parâmetro não linear e  $\delta n_g(z)$  quantifica as variações periódicas no índice de refração dentro da grade [61].

Utilizando as equações de Maxwell e considerando que os efeitos não lineares são pequenos, podemos trabalhar no domínio da frequência solucionando a Equação de Helmholtz dada por [40]:

$$\nabla^2 \tilde{E} + \tilde{n}^2(\omega, z) \frac{\omega}{c^2} \tilde{E} = 0, \quad (4.18)$$

em que  $\tilde{E}$  representa a transformada de Fourier do campo elétrico em relação ao tempo.

Incluindo as ondas copropagantes e contra-propagantes, expressamos  $\tilde{E}$  na forma [73, 76]:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega) = F(x, y) \left[ \tilde{A}_f(z, \omega) \exp(i\beta_B z) + \tilde{A}_b(z, \omega) \exp(-i\beta_B z) \right], \quad (4.19)$$

em que o número de onda de Bragg para uma grade primeira ordem é  $\beta_B = \pi/\Lambda$ .

Desta forma, as equações de modo acoplado no domínio da frequência, considerando as equações 4.17-4.19, em que  $\tilde{A}_f$  (amplitude do campo copropagante) e  $\tilde{A}_b$  (amplitude do campo contra-propagante) variam lentamente com  $z$  e mantendo apenas os termos de casamento de fase, obtém-se que [40, 61]:

$$\frac{\partial \tilde{A}_f}{\partial z} = i \left[ \delta(\omega) + \Delta\beta \right] \tilde{A}_f + ik \tilde{A}_b, \quad (4.20)$$

$$\frac{\partial \tilde{A}_b}{\partial z} = i \left[ \delta(\omega) + \Delta\beta \right] \tilde{A}_b + ik \tilde{A}_f, \quad (4.21)$$

em que  $\delta$  é a medida de dessintonização da frequência de Bragg, expressa por

$$\delta(\omega) = \left( \frac{\tilde{n}}{c} \right) (\omega - \omega_B), \quad (4.22)$$

e  $\Delta\beta$  inclui os efeitos não lineares definidos por [40, 61]:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}, \quad (4.23)$$

e o coeficiente de acoplamento é expresso por [40, 61]:

$$k = \frac{k_0 \int \int_{-\infty}^{\infty} \delta n_1 |F(x, y)|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy}, \quad (4.24)$$

Para expressar as equações dos campos copropagantes e contra-propagantes 4.20

e 4.21 no domínio do tempo escrevemos o campo elétrico na forma de [61]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} F(x, y) \left[ A_f(z, t) \exp(i\beta_B z) + A_b(z, \omega) \exp(-i\beta_B z) \exp(-i\omega_0 t) \right]. \quad (4.25)$$

Assim, expandindo  $\beta$  em séries de Taylor e considerando os termos de segunda ordem,

trocamos os termos  $\omega - \omega_0$  pelo operador  $i\partial/\partial t$  e obtemos [40, 61]:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_f}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_f}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_f}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_f \\ & = i\delta A_f + ikA_b + i\gamma \left( |A_f|^2 + 2|A_b|^2 \right) A_f, \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_b}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A_b}{\partial t} + \frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_b}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A_b \\ & = i\delta A_b + ikA_f + i\gamma \left( |A_b|^2 + 2|A_f|^2 \right) A_b, \end{aligned} \quad (4.27)$$

em que  $A_f$  e  $A_b$  são amplitudes copropagantes e contra-propagantes, respectivamente.

O tempo que o pulso se propaga pela FBG pode ser calculado pela Equação

$$\Delta t = \frac{2n_{eff} L}{c}, \quad (4.28)$$

em que  $L$  é o comprimento da grade,  $n_{eff}$  é o índice de refração efetivo e  $c$  corresponde ao valor da velocidade de propagação da luz que é de  $3,8 \times 10^8 \text{ m/s}$ .

### 4.3 Interferômetros

Nesta tese, realizamos um estudo numérico das características de transmissão de fontes de laser pulsado (pulsos ultracurtos) em acopladores duplos não lineares seguidos de grades de Bragg lineares, configurando um sistema conhecido como interferômetro de Michelson (MI) [77], que pode ser utilizado como multiplexador/demultiplexador add-drop em fibras ópticas.

#### 4.3.1 Interferência

Se dois feixes de luz se sobrepõem numa determinada região do espaço e nessa região a intensidade luminosa variar de ponto para ponto, entre máximos que excedem a soma das intensidades ópticas dos dois feixes e mínimos que podem ser zero, estamos perante um fenômeno denominado interferência [77].

Mas nem sempre a sobreposição de dois ou mais feixes de luz produzem fenômenos de interferência. Quando não existe interferência diz-se que os feixes são incoerentes, e quando existe interferência diz-se que os feixes são completa ou parcialmente coerentes. Luz proveniente de fontes diferentes ou de pontos diferentes da mesma fonte extensa é geralmente incoerente, e luz que viajou percursos diferentes pode também ser incoerente, dependendo da diferença de percursos e do grau de monocromaticidade da luz. O problema da coerência está intimamente relacionado com a interferência. Outra condição que tem que ser cumprida para que ocorra interferência está relacionada com o estado de polarização dos feixes envolvidos [78].

Interferômetros são sistemas ópticos que criam as condições geométricas para a interferência de ondas. Existem dois tipos de interferômetros: interferômetros de divisão de frente de onda, quando o feixe é dividido, ao passar por diferentes aberturas colocadas lado a lado e interferômetros de divisão de amplitude, quando o feixe é dividido em superfícies parcialmente refletoras. Os primeiros utilizam fontes pequenas, os segundos podem usar fontes extensas. Em ambos os casos é possível fazer outra classificação, que depende do número de feixes envolvidos: interferência de dois feixes e interferência de feixes múltiplos. O interferômetro de Michelson, é um caso de interferômetro de divisão de amplitude, esquematizado na Figura 4.2, em que as ondas



que se interferem são obtidas por transmissão/reflexão parcial da onda de entrada, utilizando espelhos semi-refletores [79].

### 4.3.2 Interferometria

A interferometria é um ramo da óptica que usa o fenômeno da interferência para determinar grandezas físicas. Desde o seu início, a interferometria tem-se prestado a múltiplas aplicações, nomeadamente: medição de comprimentos de onda e frequências ópticas, medição de pequenas distâncias e deslocamentos, teste de componentes ópticos, sensores interferométricos, medição de velocidades e deslocamentos pelo efeito Doppler, medições à escala estelar e espectroscopia, etc. O aparecimento dos lasers, e especialmente dos diodos laser, a substituição progressiva do olho humano pelos fotodetectores, o avanço do processamento de sinais digitais e até o desenvolvimento da óptica não linear têm vindo a desenvolver e a criar novas aplicações nesta área.

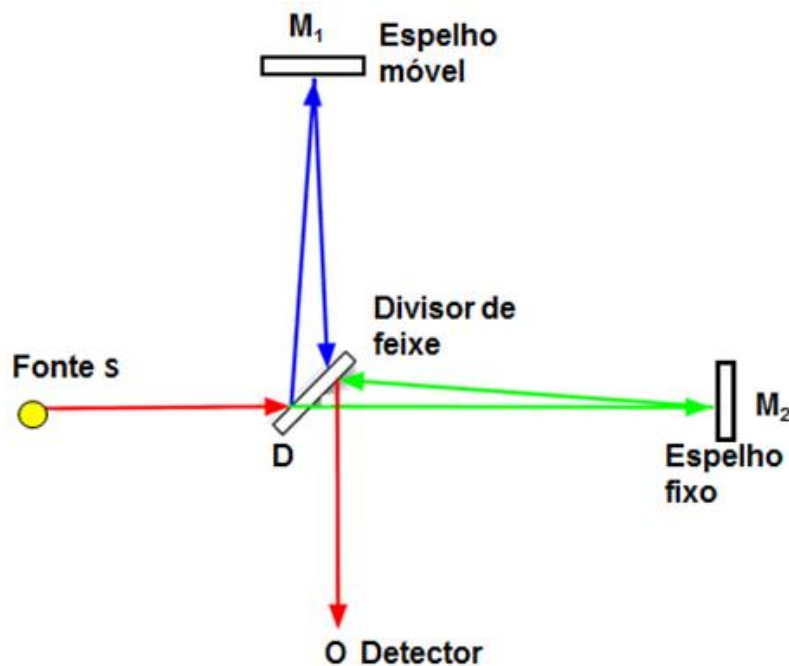
O Interferômetro de Michelson, Figura 4.3, é um interferômetro simples, que pode apresentar-se em diversas variantes, permitindo o estudo da interferência e a implementação de diversas aplicações. Este interferômetro é o mais simples e mais conhecido dos interferômetros de divisão de amplitude que usam espelhos e divisores de feixe. O uso destes componentes tem a vantagem de os feixes sobrepostos estarem claramente separados antes da recombinação, pelo que um deles pode sujeitar-se, isoladamente, a alterações ópticas controláveis.

A luz proveniente da fonte  $S$  chega a um divisor de feixe  $D$  onde é dividida em dois feixes, um dos feixes viaja até ao espelho móvel  $M_1$ , e o outro viaja até ao espelho fixo  $M_2$ . Ambos os feixes retornam ao divisor de feixe e porções destes dois feixes recombinam viajando até ao ponto de observação. A fonte  $S$  pode ser pontual ou extensa, opção que vai condicionar o tipo de franjas que vamos observar. As distâncias entre o divisor de feixe e os dois espelhos devem ser idênticas. Caso seja significativamente diferente a visibilidade das franjas diminui, chegando a não se observar, fato que depende da coerência da fonte utilizada.

Quando os dois componentes da luz são recombinados no detector, pode haver uma diferença de fase entre eles, já que eles podem ter percorrido caminhos diferentes. Eles interferem construtiva ou destrutivamente, dependendo da diferença de caminho. Se os dois caminhos percorridos forem iguais ou diferirem por um número inteiro de

comprimento de onda, ocorre uma interferência construtiva e é registrado um sinal forte no detector. Se, no entanto, a diferença for um número inteiro e mais meio comprimento de onda, ocorre uma interferência destrutiva e é registrado um sinal muito fraco no detector.

Figura 4.3 - Interferômetro de Michelson, em que  $M_1$  e  $M_2$  são os espelhos, D é o divisor de feixe.



Fonte: [76]

A importância do interferômetro de Michelson reside não só na sua simplicidade como também na sua origem histórica. Ele recebeu o nome do seu autor, Albert Abraham Michelson. Michelson deu uma grande contribuição à óptica, principalmente à interferometria, tendo recebido o prêmio Nobel da Física em 1907. Uma das suas mais conhecidas experiências, para a qual projetou o interferômetro batizado com o seu nome, é a experiência de Michelson-Morley para a medição do deslocamento do éter (experiência que, aliás, conduziu à rejeição da hipótese da existência de tal meio). O mesmo interferômetro foi por ele usado no estudo da estrutura de linhas espectrais da luz de várias lâmpadas, usando uma técnica semelhante à conhecida, atualmente, por espectroscopia de Fourier [80].

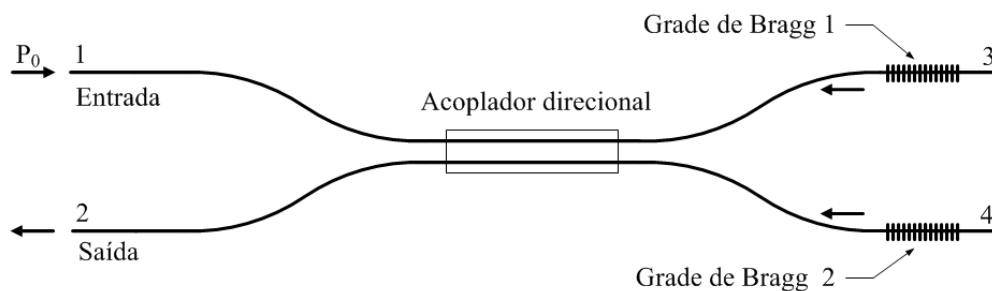
#### 4.3.3 Interferômetro de Michelson de Fibras Ópticas

Um interferômetro de Michelson de fibras ópticas é feito conectando-se dois pedaços de fibra separados nas portas de saída de um acoplador de fibra junto a

espelhos que refletem 100% ou grades de Bragg, veja na Figura 3, no outro final da fibra. O interferômetro de Michelson tem seu funcionamento muito parecido com um interferômetro de Mach-Zehnder, com uma diferença decisiva, no qual o sinal propagando em seus dois braços é forçado a interferir no mesmo acoplador onde foi dividido. Por causa desta característica, o interferômetro de Michelson age como um espelho não linear, similar ao interferômetro de Sagnac, com a importante diferença de que o campo óptico que interfere não compartilha a mesma parte física. Interferômetros de Michelson não lineares podem também ser feitos usando materiais ópticos com um longo pedaço de fibra em um braço, agindo como um meio não linear [61].

O princípio básico de um interferômetro de Michelson dar-se devido ao fenômeno de interferência entre dois feixes, esse fenômeno gera uma intensidade de radiação na qual depende de frequência, polarização, fase e intensidade dos feixes que causam interferência, podendo-se verificar na saída do mesmo o resultado da interferência. Em fibras ópticas a configuração do interferômetro de Michelson é obtida a partir da associação em cascata de dois componentes ópticos – Um acoplador direcional duplo e grades de Bragg lineares 100% refletivas como mostra a Figura 4.4.

Figura 4.4 - Esquema de um Interferômetro de Michelson em Fibras Ópticas



Fonte: [76]

A primeira demonstração de tal dispositivo em fibras ópticas foi relatada por Morey [80] utilizado com um filtro de banda passante. Morley examinou que uma pequena diferença entre as grades que compõe o componente, como o comprimento, temperatura, amplitudes de reflexão, podem limitar a sintonia do dispositivo, não havendo dados disponíveis sobre a estabilidade do filtro. Outra observação interessante é que, como as alterações na temperatura ambiente entre os braços podem desafinar o filtro, é essencial que os braços permaneçam em proximidades e que os caminhos ópticos para as grades sejam minimizados. O interferômetro de Michelson tem sido

amplamente utilizado para aplicações de banda larga como filtro para selecionar comprimento de onda. Devido a esta característica, um interferômetro de Michelson age como um espelho não linear, semelhante a um interferômetro de Sagnac, com a importante diferença de que os campos de interferência óptica não compartilham o mesmo caminho físico. Os efeitos não lineares no interferômetro de Michelson foram inicialmente estudados e continuaram a ser de interesse em [76].

# 5

## 5 GERAÇÃO DE PORTAS LÓGICAS BASEADAS NA CONFIGURAÇÃO DE UM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS

Neste capítulo, apresentamos uma investigação numérica de portas lógicas totalmente ópticas baseadas na configuração de um interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos em um chaveamento *on-off*. Consideramos a propagação de pulsos ultracurtos (ordem de femtossegundos) ao longo do sistema em três regimes distintos de potência de bombeamento, potência abaixo da crítica ( $P_0=150$  kW), potência crítica ( $P_C = 177$  kW) e potência acima da crítica ( $P_0=196$  kW). Determinamos várias quantidades relevantes para caracterizar o desempenho do sistema, tais como a transmissão, taxa de extinção, *crosstalk* e fator de compressão como uma função do desfasamento adicionado a uma das grades de Bragg do interferômetro de Michelson. Efeitos de alta ordem, como a dispersão de terceira ordem, espalhamento Raman intrapulso e auto-inclinação (Self-steepening) foram incluídos na equação de Schrödinger generalizada não linear que rege a propagação do pulso. Os nossos resultados mostram que o dispositivo proposto pode ser utilizado para se obter as funções lógicas XOR, OR e NOT

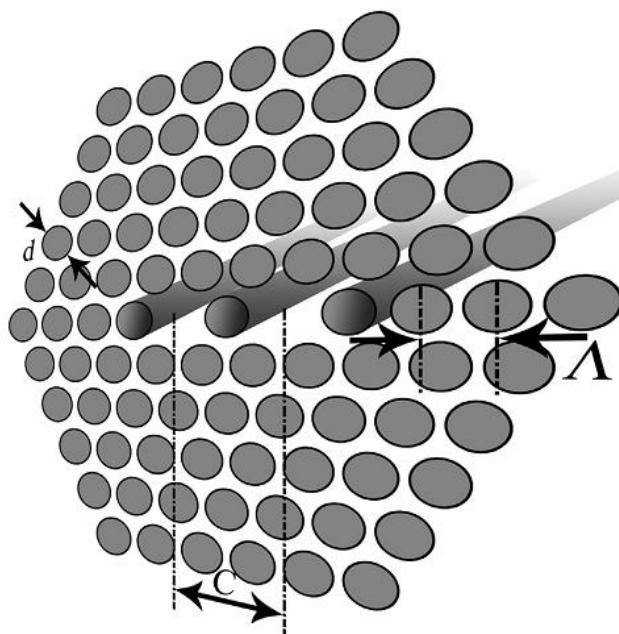
### 5.1 Introdução

Nas últimas décadas, o cenário da fotônica tem experimentado avanços substanciais, tanto na pesquisa básica como no desenvolvimento de novos dispositivos. O futuro das redes fotônicas exigem chaveadores ultrarrápidos e portas lógicas totalmente ópticas, não apenas para realizar o processamento de sinal de alta velocidade, mas também para reverter às limitações de velocidade eletrônica [81-85]. Estes estudos destinam-se a combater muitos problemas que limitam a largura de banda das comunicações ópticas. Muitos desses esforços estão focados na busca de novos dispositivos totalmente ópticos com potencial para melhorar a campo da fotônica e tecnologias ópticas [21], [86-118].

Hoje em dia, fibras de cristais fotônicos (PCF) estão surgindo como uma tecnologia alternativa. PCFs, as quais foram desenvolvidas inicialmente em 1995, são

fibras ópticas com um arranjo periódico de um material de baixo índice em um meio de maior índice de refração. Sílica não dopada é geralmente considerada como um típico material de alto índice de refração, enquanto furos de ar distribuído periodicamente desempenham o papel do meio com baixo índice de refração [21]. A estrutura de um PCF de núcleo duplo é mostrada na Fig. 5.1, onde  $d$  é o diâmetro do buraco de ar,  $\Lambda$  é a distância de furo-a-furo, e  $C$  é a separação dos núcleos [119].

Figura 5.1 - Corte transversal de uma PCF de núcleo duplo, onde as áreas sombreadas são buracos de ar.



Fonte: [119]

Neste trabalho, apresentamos uma investigação numérica de uma porta lógica de duas entradas totalmente óptica baseada na configuração de um interferômetro de Michelson (MI) de fibras de cristais fotônicos (PCFs). Vamos considerar um arranjo de duas grades de Bragg idênticas inseridas em cada braço de um Interferômetro de Michelson, atuando como um filtro *add-drop* [120]. A utilização de fibras de cristais fotônicos na configuração de um Interferômetro de Michelson com reduzidas dimensões é atraente porque é uma estrutura de baixa perda, evita assimetria, uma vez que os dispositivos simétricos são simples de fabricar, além de permitir selecionar os comprimentos de onda das grades. Vamos avaliar o potencial de tal dispositivo para

executar operações lógicas totalmente ópticas usando pulsos ópticos ultracurtos (100 fs) para três diferentes regimes de potência de bombeamento.

## **5.2 Modelo Proposto para o Interferômetro de Michelson: operação e porta lógica**

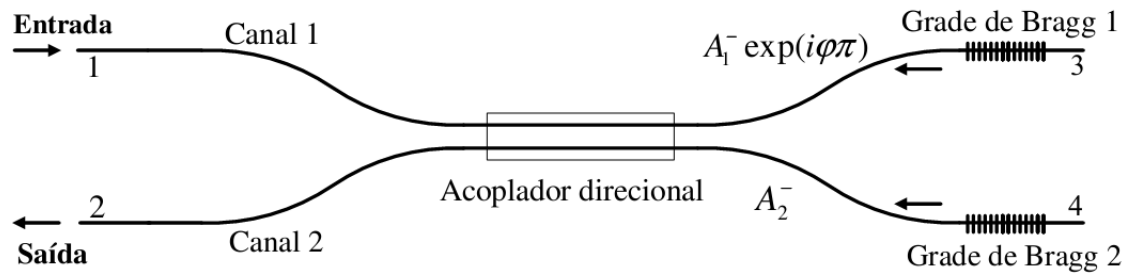
Interferômetros de Michelson de fibras podem ser configurados usando-se dois pedaços de fibras separadas nas portas de saída de um acoplador, com espelhos ou redes de Bragg refletindo 100% do sinal de entrada atuando como um espelho não linear [121]. Interferômetros de Michelson têm sido utilizados intensamente em pesquisa e desenvolvimento nos últimos tempos [107-118]. Devido à sua flexibilidade e versatilidade, espera-se que este dispositivo tenha um importante papel na pesquisa de tecnologia óptica e fotônica. Interferômetros de fibras ópticas têm sido amplamente utilizados em metrologia devido às suas vantagens proeminentes, tais como modo de medição sem contato, peso leve, imunidade à interferência eletromagnética, maior largura de banda, capacidade de multiplexação, alta resolução e baixo custo.

Há grande interesse na exploração de interferômetros de Michelson de fibras ópticas para a medição de uma grande variedade de parâmetros, tais como o deslocamento, vibração, aceleração, velocidade, tensão, índice de refração (RI), e temperatura [107-114, 117]. Por exemplo, um interferômetro de Michelson de fibra óptica tem sido utilizado recentemente para determinar o índice de refração de um líquido de alta precisão, com uma precisão limitada apenas pelas variáveis aleatórias normais encontradas nas medições de interferometria e, finalmente, pela precisão com que o comprimento de onda da luz de laser é conhecido [108].

Os interferômetros Michelson e Mach-Zehnder com grades idênticas nos braços de saída formam importantes componentes totalmente ópticos, tal como multiplexadores *add/drop* [122, 123]. As grades de Bragg podem atuar como filtros de reflexão e desempenhar o papel de selecionar os comprimentos de onda enquanto o acoplador diferencia os canais. As características de transferência foram recentemente descritas e foi demonstrado que a integridade dos comprimentos de onda de Bragg das duas grades é de primordial importância para a reflexão contra-propagante [124, 125]. O filtro de Bragg, demonstrado recentemente por Orlov [126], é um dispositivo atraente devido à sua simplicidade, exigindo uma rede única na altura da cintura de um acoplador direcional.

Inicialmente, assumimos que o pulso é lançado apenas no núcleo “1” da PCF, de acordo com a arquitetura apresentada na Figura 5.2, e para caracterizar as principais propriedades, analisaremos o sinal no canal de saída 2.

Figura 5.2 - Modelo proposto para a investigação do desempenho do Interferômetro de Michelson.



Fonte: [120]

O modelo proposto para a investigação do desempenho do Interferômetro de Michelson, realizando operações lógicas, possui arquitetura mostrada na Figura 5.2. A diferença é que, nesta situação, o sinal pode ser inserido nos dois canais, ou seja, o canal 2 também funciona como entrada. A possível realização das operações lógicas é tarefa do Interferômetro de Michelson, devido ao chaveamento simultâneo de energia dos pulsos entre os braços 1 e 2 do acoplador. Na região de interação do Interferômetro de Michelson, ocorrerá o possível chaveamento de energia entre os braços. As redes de Bragg refletirão os sinais que visam cair no canal 2. Por último, os pulsos de saída, nas fibras 1 e 2, do referido acoplador são disponibilizadas.

### 5.3 Ferramenta Teórica

As equações que expressam a evolução de um campo eletromagnético de um acoplador não linear com os efeitos de dispersão de alta ordem são apresentadas nas seguintes equações conhecidas como as equações não lineares de modo acoplado, [127, 128]:



$$\begin{aligned}
& i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \gamma \left( |A_1|^2 + \eta |A_2|^2 \right) A_1 \\
& + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial \left( |A_1|^2 A_1 \right)}{\partial t} - \gamma A_1 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + k_0 A_2 + i k_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0,
\end{aligned} \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned}
& i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \gamma \left( |A_2|^2 + \eta |A_1|^2 \right) A_2 \\
& + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial \left( |A_2|^2 A_2 \right)}{\partial t} - \gamma A_2 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} + k_0 A_1 + i k_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} = 0.
\end{aligned} \tag{5.2}$$

Nas equações acima,  $A_1$  e  $A_2$  são, respectivamente, as amplitudes modais dos núcleos do campo 1 e 2,  $z$  é a distância ao longo da fibra;  $t$  é o tempo de referência para a propagação dos pulsos;  $\beta_2$  e  $\beta_3$ , são, respectivamente, a dispersão de velocidade de grupo (GVD) e a dispersão de terceira ordem;  $\gamma$  é o parâmetro não linear que representa a auto-modulação de fase (SPM),  $\eta$  é um pequeno parâmetro que mede a importância relativa de modulação de fase cruzada (XPM) no que diz respeito ao SPM, o termo variando com o tempo ao lado dos termos SPM e XPM representa o *self-steepening* (onde  $\omega$  é a frequência óptica angular);  $T_R$  é o coeficiente espalhamento Raman;  $\kappa_0$  é o coeficiente de acoplamento ( $\kappa_0 = 87.266 \text{ m}^{-1}$  para nossas simulações) e  $\kappa_1$  é o coeficiente de dispersão de acoplamento ( $\kappa_1 = 4,1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-1}$  para nossas simulações) dado por  $\kappa_1 = \partial \kappa_0 / \partial \omega$ .

O perfil espectral de uma estrutura de rede de Bragg pode ser simulado resolvendo as equações de modo acoplado, o qual é também baseada na (NLSE). Para esta análise, duas ondas planas contra-propagantes são consideradas confinadas no núcleo de uma fibra óptica na qual uma grade de Bragg uniforme intra-núcleo de comprimento  $z=e$  ( $e=1$  mm para nossas simulações) centrada em  $1,55 \mu\text{m}$  e período uniforme  $\Lambda$ . O campo elétrico de uma onda contra-propagante e propagante pode ser expresso, respectivamente por [129]:

$$E_A^-(z, t) = A^- \exp \left[ i(\omega t - \beta z) \right], \tag{5.3}$$

e

$$E_A^+(z, t) = A^+ \exp \left[ i(\omega t + \beta z) \right], \tag{5.4}$$

em que  $\beta$  é a constante de propagação da onda.

Da mesma maneira como o acoplador direccional, pode-se escrever a equações de modo acoplado que descrevem a dinâmica da evolução das grades de Bragg como:

$$\frac{dA^-}{dz} = ikA^+ \exp(-i2\Delta\beta z) \quad (5.5)$$

$$\frac{dA^+}{dz} = -ikA^- \exp(i2\Delta\beta z) \quad (5.6)$$

em que  $k$  ( $k=5 \times 10^3 \text{ m}^{-1}$  para nossas simulações) é o coeficiente de acoplamento entre os modos propagantes,  $A^+$ , e contra-propagantes,  $A^-$ ,  $\Delta\beta$  é o casamento de fase dado por:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} - \frac{(1)\pi}{\Lambda} \quad (5.7)$$

em que  $n_{eff}$  é o índice efetivo do núcleo da fibra,  $\Lambda$  é o período de modulação da grade de Bragg e  $\lambda_B$  é o comprimento de onda de Bragg. Como tal, a amplitude do campo do pulso refletida pode ser obtida multiplicando-se a frequência de resposta da grade apropriada, que pode ser obtida resolvendo-se numericamente (5.5) e (5.6), juntamente com as condições de fronteira  $A_+(0)=1$  e  $A_-(L_B)=0$ , em que  $L_B$  é o comprimento da grade ( $L_B = 1 \times 10^{-3} \text{ m}$  para nossas simulações), com o espectro do pulso de entrada. As formas de onda de tempo correspondentes podem então ser recuperadas fazendo-se a transformada inversa de Fourier [130].

Analizamos uma PCF de núcleo duplo considerada em [119], a qual tem um diâmetro de furo de ar  $d=2,0 \text{ }\mu\text{m}$ , uma distância entre os furos  $A=d/0,9$ , uma separação dos núcleos  $C=2A$  e um comprimento de acoplamento  $L_C=1,8 \text{ cm}$ . Os parâmetros correspondentes para (1 e 2) são  $\beta_2=-47 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\beta_3=0,1 \text{ ps}^3/\text{km}$ ,  $\eta=0$ ,  $\gamma=3,2 \times 10^{-3} (\text{Wm}^{-1})$  [119] e  $\gamma/\omega=2,6 \times 10^{-18} \text{ s}/(\text{Wm})$ . O comprimento de onda da portadora é  $\lambda=1,55 \text{ }\mu\text{m}$ .

## 5.5 Procedimento Numérico

Nós excitamos o dispositivo usando um sinal pulsado ultra-curto com largura temporal  $\Delta t_{pulso} = 100 fs$  (femtosssegundos) [119], com um perfil secante hiperbólico. Inicialmente, para caracterizar as principais propriedades do sinal de saída, assumimos que o pulso é lançado no núcleo da PCF de acordo com as condições iniciais descritas pelas seguintes equações:

$$A_1(0, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\Delta t_0} \right), \quad (5.8)$$

$$A_2(0, t) = 0. \quad (5.9)$$

Para pulsos com um perfil secante hiperbólico temos que  $\Delta t_{pulso} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) \Delta t_0$  [2], então  $\Delta t_{pulso} \approx 1,763 \Delta t_0 \Rightarrow \Delta t_0 = 56,72 fs$ .

Para o estudo da porta lógica proposta, as condições iniciais passam a serem as seguintes:

$$A_{jE}(0, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\Delta t_0} \right), \quad (5.10)$$

onde ( $A_{jE}$ ) representa os pulsos de entrada e o índice  $j=1, 2$  faz referência às fibras 1 ou 2, uma vez que podemos inserir o sinal nos dois guias, diferente da situação anterior.

O sistema de equações não lineares de Schrödinger (NLSEs) [equações (5.1) e (5.2)] é resolvido numericamente usando o método de Runge-Kutta de quarta ordem [53, 54], levando em consideração as condições iniciais dadas pelas equações (5.8) e (5.9). As redes de Bragg refletirão os sinais que visam cair no canal 2, sendo necessário que haja uma fase do tipo  $\exp(i\phi)$  (ver Fig. 2.) adicionado a uma das amplitudes de reflexão das redes de Bragg. No retorno para o acoplador, foi realizada uma variação na fase adicionada à amplitude reflexão da grade de Bragg do braço 3, com a intenção de obter a melhor fase, de modo que uma grande concentração de energia seja transferida para a saída observada. Este comportamento é semelhante ao da linha de atraso totalmente óptica utilizada na literatura [81, 88, 90, 94, 96, 97, 131] e que chegam na mesma finalidade, com o mesmo objetivo e que também favorece o contraste necessário

para obtenção das portas lógicas. A partir deste ponto, vários parâmetros são analisados, na saída do dispositivo, para obtenção das curvas necessárias e obter inicialmente as características fundamentais da operação do Interferômetro de Michelson, fornecendo o comportamento das curvas dos níveis de Transmissão, “*Crosstalk*” e “*Extinction Ratio*” em função da fase.

Definimos a transmissão na fibra  $i$  ( $T_i$ ), em função das energias do sinal como a razão entre a energia no final do acoplador na fibra  $i$  pela energia incidente na fibra “1”, como mostra a equação [(5.8 e 5.9)]:

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(0)|^2 dt}, \quad (5.11)$$

em que  $i = 1, 2$  e  $L_M$  é o comprimento do interferômetro de Michelson com  $L_M = L_C + L_B$ , sendo  $L_C$  o comprimento do acoplador e  $L_B$  o comprimento da grade de Bragg.

O termo Taxa de extinção (*Extinction Ratio* - do Inglês) está associado à operação de chaves ópticas ou mecânicas e indica a intensidade do sinal, em dB. É a razão entre a potência de saída quando a chave está ligada (*on*), e a potência de saída quando a chave está desligada (*off*), ou vice-versa. Esta razão pode ser tão grande (ou tão pequena) quanto possível, dependendo da magnitude das energias nas saídas do dispositivo. Para o dispositivo, neste estudo, é expressa como:

$$Extinction - ratio = XR = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_2(L_C)|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L_C)|^2 dt}, \quad (5.12)$$

A qual é usualmente medida em decibéis como:

$$XR_{Ratio}[dB] = 10 \text{Log}_{10}(XR). \quad (5.13)$$

O *crosstalk* (XT) é a presença de sinal indesejado devido ao mecanismo de acoplamento entre os canais perturbados e perturbadores. Esta deve ser mantida a um mínimo para uma operação adequada do dispositivo.

Expresso em unidades de dB, o *crosstalk* é dado por:

$$Crosstalk[dB] = Xtalk_i = 10 \cdot \log_{10}(XT). \quad (5.14)$$

O fator de compressão (FC) é também um parâmetro numérico importante para monitorar o comportamento dos pulsos ópticos durante sua propagação no dispositivo. Fisicamente, o fator de compressão determina o quanto o pulso alargou ou comprimiu ao longo do Interferômetro de Michelson. O fator de compressão é definido como sendo a relação entre a largura temporal do pulso de entrada (guia 1) e a largura temporal do pulso de saída (guia 2) ou vice-versa, de acordo com a relação:

$$FC = \frac{T(L)}{T(0)} = \frac{\tau_{SAÍDA}}{\tau_{INCIDENTE}}. \quad (5.15)$$

O fator de compressão, o *crosstalk*, a transmissão e a taxa de extinção (XR) são imprescindíveis para se verificar as características operacionais relacionadas ao pulso no dispositivo, tais como perdas, quebras, compressão, alargamento ou deformação ao longo do interferômetro de Michelson e mostrar se o mesmo pode funcionar como uma porta lógica.

Com o objetivo de compararmos o desempenho das portas lógicas, utilizamos uma figura de mérito definida em função dos módulos dos coeficientes de extinção para cada saída das portas lógicas. Dessa forma, a figura de mérito para portas lógicas FOMELG (dB) (do inglês *Figure of Merit of Logic Gates*) [132-135], para as combinações  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$  é dada por:

$$FOMELG(dB) = |XR(0,1)| + |XR(1,0)| + |XR(1,1)|, \quad (5.16)$$

a ausência do termo para  $|XR(0,0)|$  deve-se ao fato de que a combinação  $[I_1; I_2] = [0; 0]$  significa que, nesta condição, nenhum sinal é inserido no dispositivo.

A seguir, estudamos o desempenho do dispositivo proposto considerando três diferentes regimes de potência de bombeamento, tendo como referência a potência

crítica de bombeamento para o chaveamento,  $P_c = 177 \text{ kW}$ . Inicialmente usamos uma potência de excitação  $P_0 = 150 \text{ kW}$  abaixo da valor crítico para chaveamento. Em um segundo caso, usamos uma potência de excitação igual ao valor crítico e finalmente, analisamos o caso em que a potência de bombeamento é maior do que crítica,  $P_0 = 196 \text{ kW}$ . A potência crítica é aquela em que o componente divide a energia em 50% para os guias de saída e pode ser obtida a partir da equação [82]:

$$P_0 = \frac{1}{L_{NL}\gamma}, \quad (5.17)$$

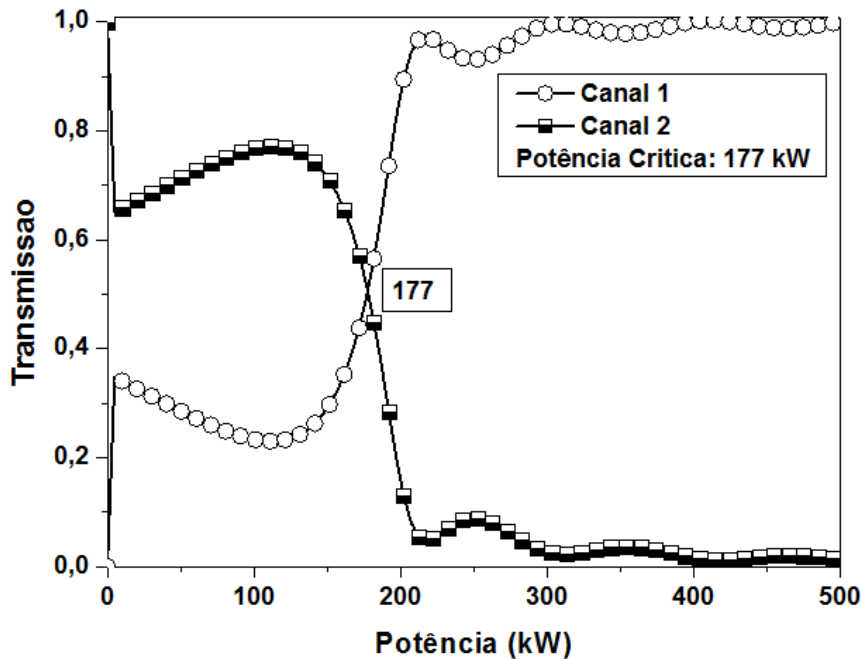
em que  $P_0$  é a potência de entrada,  $L_{NL}$  é o comprimento de não-linearidade e  $\gamma$  é o coeficiente de não linearidade. Para visualizar os efeitos não lineares em um dispositivo de 1,8 cm, devemos usar  $L_{NL}$  muito menor do que 1,8 cm. Mudando o comprimento de não linearidade, a potência de chaveamento também muda de forma inversamente proporcional, tal que se  $L_{NL} = 2,08 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $L_{NL} = 1,76 \times 10^{-3} \text{ m}$ ,  $L_{NL} = 1,59 \times 10^{-3}$  e  $\gamma = 3,2 \times 10^{-3} (\text{Wm})^{-1}$ , encontramos  $P_0 < P_c = 150 \text{ kW}$ ,  $P_0 = P_c = 177 \text{ kW}$  e  $P_0 > P_c = 196 \text{ kW}$ , respectivamente, de acordo com nossas simulações. Dessa forma, podemos analisar a dinâmica do componente em diversas potências: crítica, abaixo da crítica e acima da crítica.

Para obter as características de transmissão de energia entre os núcleos em função da potência de entrada para o interferômetro de Michelson, consideramos a utilização de um único canal de entrada com o sinal aplicado ao guia “1”, ou seja, a condição inicial será  $A_1(0,t) = \sqrt{P_0} \text{ sech}(t/\Delta t_0)$  e  $A_2(0,t) = 0$ , sendo  $A_1$  e  $A_2$  e as amplitudes dos pulsos que se propagam nos guias 1 e 2, respectivamente. Logo, nestas condições, o guia “1” é o canal ativo do Interferômetro de Michelson.

A Figura 5.3, mostra as características de transmissão para um acoplador direcional duplo simétrico, de comprimento  $L_c$ , operando com um sinal de 100 fs, onde verificamos que a potência crítica de chaveamento é  $P_c = 177 \text{ kW}$ . As curvas de transmissão nos informa que para baixa potência (potências abaixo de  $P_c$ ), a maior parte do sinal é chaveado para o guia “2”. Com a continuação, há o acoplamento na potência crítica, onde logo após o sinal começa a retornar para o guia “1”. Com o crescimento da potência incidente, para valores maiores que o da potência crítica, acabam-se as

possibilidades de ocorrer um acoplamento total e as interações entre os guias enfraquecem até que passam a não mais existir.

Figura 5.3 - Curva de transmissão para um acoplador direcional duplo de fibras ópticas, de comprimento  $L_c$ . Nesta condição  $PC=177$  kW e  $kL_c = \pi/2$ .



Fonte: próprio autor.

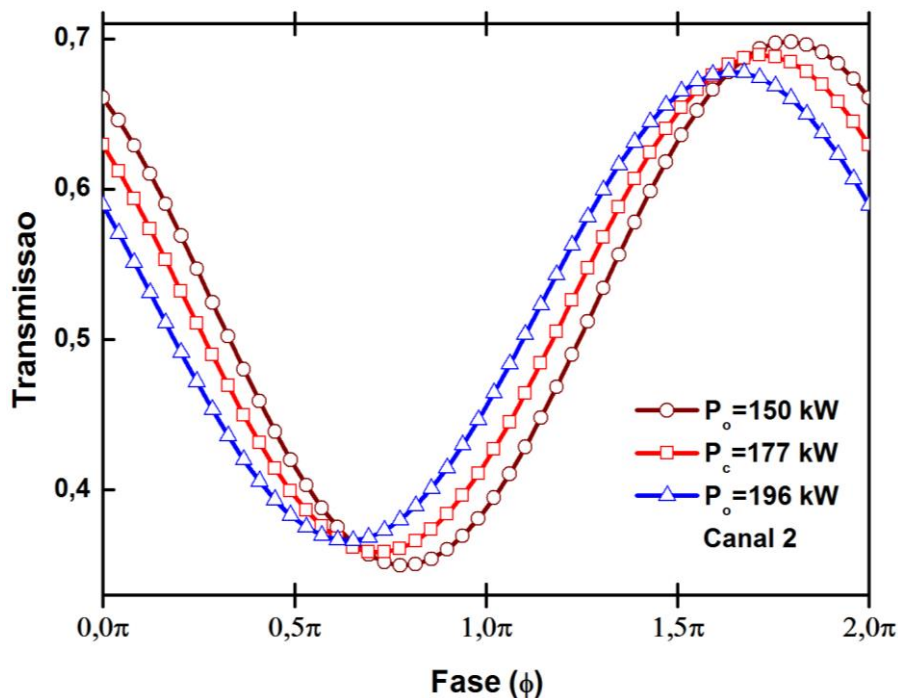
## 5.6 Resultados e Discussões

### 5.6.1 Interferômetro de Michelson: operação

Inicialmente analisamos a transmissão, taxa de extinção, crosstalk e fator de compressão de acordo com a condição a condição inicial  $A_1(0,t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech}(t/\Delta t_0)$  e  $A_2(0,t) = 0$ . A Figura 5.4, mostra a taxa de transmissão ( $T_2$ ), em função da fase, analisada no canal de saída 2 ( $O_2$ ), considerando as três potências de bombeamento. Com o aumento da fase até  $\phi = 0,6\pi$ , as curvas de transmissão decrescem rapidamente até chegar a seus valores mínimos. Percebemos que no intervalo de fase  $0,5\pi \leq \phi \leq 1\pi$ , independente da potência de bombeio, a maior parte da energia encontra-se no guia “1”. A partir da fase  $\phi = 0,6\pi$ , temos o crescimento das curvas de transmissão para as três potências de bombeamento e podemos verificar que no intervalo  $1,5\pi \leq \phi \leq 2\pi$ , independente da potência de bombeio, a maior parte da energia encontra-se no guia “2”. Os valores mínimos das transmissões,  $T_{2-\min} = (36,8; 35,8; 35)\%$  e máximos

$T_{2-máx} = (67,7; 68,8; 69,7)\%$ , ocorrem nas fases  $\phi_{mín} = (0,6; 0,7; 0,8)\pi$  e  $\phi_{máx} = (1,63; 1,72; 1,8)\pi$ , respectivamente, para as potências de bombeio ( $P_0=196$ ,  $P_C = 177$ ,  $P_0=150$ )kW, nessa ordem. Isso mostra que a fase que permite menos interferência é  $\phi = 1,8\pi$  com o valor de  $T_{2-máx} = 69,7\%$  na potência  $P_0 = 150$  kW.

Figura 5.4 - Taxa de Transmissão em função da fase analisada no canal de saída 2 considerando as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ ,  $P_C = 177$ ,  $P_0=196$ )kW.



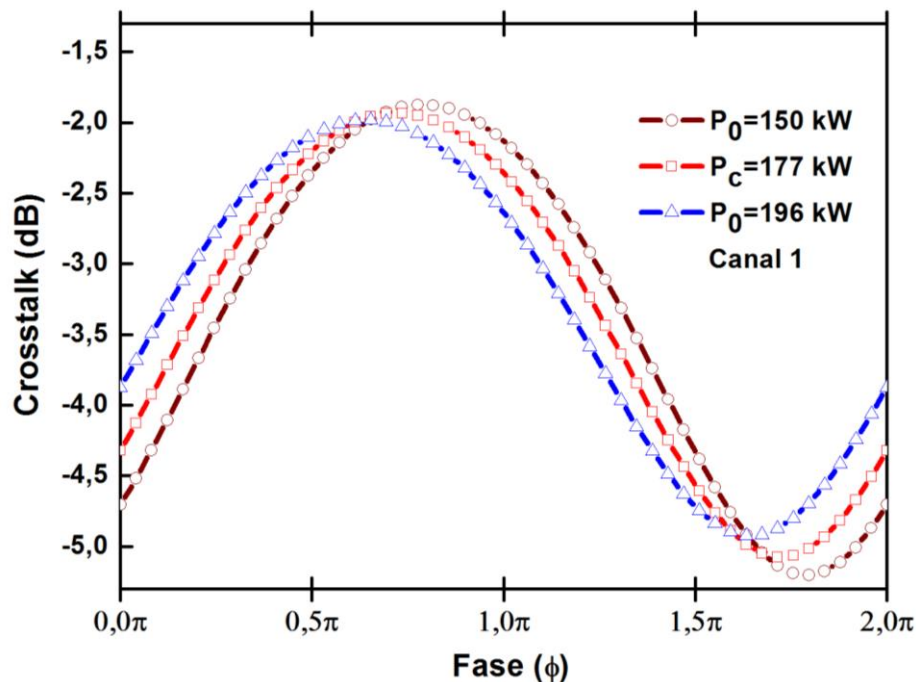
Fonte: próprio autor.

A Figura 5.5, fornece o *crosstalk*, em função da fase  $\phi$ , analisada no canal de saída 1 ( $XT_1$ ), considerando as três potências de bombeamento. Com o aumento da fase, no intervalo  $0 \leq \phi \leq 0,6\pi$ , há um crescimento do *crosstalk*, independente da potência de bombeio, até chegar a seus valores máximos, indicando, neste intervalo, que a maior parte da interferência está no canal 1. A partir daí, no intervalo  $0,8\pi \leq \phi \leq 1,6\pi$ , as curvas de *crosstalk* decrescem, independente da potência de bombeio, até chegar a seus valores mínimos, indicando que há pouca interferência no canal 1, neste intervalo. Os valores de *crosstalk* máximos,  $XT_{1-máx} = (-2; -1,92; -1,87)dB$  e mínimos,  $XT_{1-mín} = (-4,91; -5,06; -5,2)dB$ , ocorrem nas fases  $\phi_{máx} = (0,64; 0,74; 0,8)\pi$  e  $\phi_{mín} = (1,64; 1,73; 1,8)\pi$ , respectivamente, para as potências de bombeio ( $P_0=196$ ,  $P_C =$



177,  $P_0=150$ ) kW, nessa ordem. Isso mostra que a fase que permite menos interferência é  $\phi=1,8\pi$  com o valor de  $XT_{1-min} = -5,2dB$  na potência  $P_0 = 150$  kW, indicando que na fase  $\phi=1,8\pi$ , mais energia é convertida para o canal 2. Enquanto que a fase  $\phi=0,8\pi$ , fornece mais interferência, com  $XT_{1-max} = -1,87dB$ , também na potência  $P_0 = 150$  kW, indicando que neste ponto, menos energia é convertida para o canal “2”.

Figura 5.5 - Taxa de crosstalk em função da fase analisado no canal 1, considerando as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ ,  $P_C = 177$ ,  $P_0=196$ )kW.

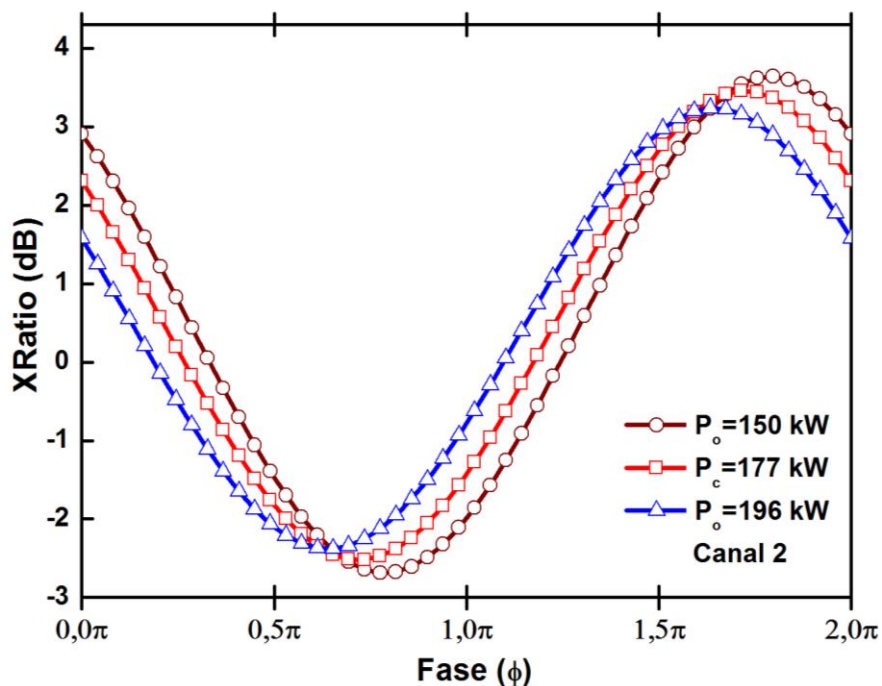


Fonte: próprio autor.

A Figura 5.6, fornece a Taxa de Extinção ( $XR_2$ ), em função da fase  $\phi$ , analisada no canal de saída 2, considerando ( $P_0=150$ ,  $P_C = 177$ ,  $P_0=196$ )kW, operando com pulsos de entrada de acordo com as condições iniciais dadas pelas equações 5.8 e 5.9. É possível verificar as regiões onde a energia de saída no canal de saída 2 é menor, igual ou maior do que a energia de saída no canal 1, nas três configurações de potência. As curvas que representam a taxa de extinção possuem um comportamento semelhante aos das curvas de transmissão, mas com valores diferentes. Com o aumento da fase, no intervalo  $0 \leq \phi \leq 0,65\pi$ , as curvas de  $XR_2$  decrescem rapidamente até chegar a seus valores mínimos. Essa queda indica que a energia está sendo convertida para o canal de saída “1”, de modo que no intervalo de fase  $0,5\pi \leq \phi \leq 1\pi$ , independente da potência de bombeio, a maior parte da energia encontra-se no canal “1”. A partir da fase

$\phi = 0,65\pi$ , temos o crescimento das curvas de  $XR$ , indicando que a maior parte da energia está sendo convertida para o canal de saída “2”, para as três potências de bombeamento, de modo que no intervalo  $1,5\pi \leq \phi \leq 2\pi$ , independente da potência de bombeio, a maior parte da energia encontra-se no guia de saída “2”. Os valores de  $XR_2$  máximos,  $XR_{2-máx} = (3,2; 3,45; 3,64)dB$  e mínimos,  $XR_{2-mín} = (-2,37; -2,5; -2,7)dB$ , ocorrem nas fases  $\phi_{máx} = (1,62; 1,74; 1,8)\pi$  e  $\phi_{mín} = (0,6; 0,72; 0,8)\pi$ , respectivamente, para as potências de bombeio ( $P_0=196, P_C = 177, P_0=150$ ), nessa ordem. Isso mostra que a fase que permite melhor  $XR_2$  é  $\phi = 1,8\pi$  com o valor de  $XR_{2-máx} = 3,64dB$  na potência  $P_0 = 150$  kW, indicando, que na fase  $\phi = 1,8\pi$ , mais energia é convertida para o canal 2. Já a fase que fornece menor  $XR_2$  é  $\phi = 0,6\pi$  com o valor de  $XR_{2-mín} = -2,37dB$ , também na potência  $P_0 = 150$  kW.

Figura 5.6 - Taxa de extinção em função da fase analisada no canal de saída 2 considerando as três potências de bombeamento ( $P_0=150, P_C = 177, P_0=196$ )kW.

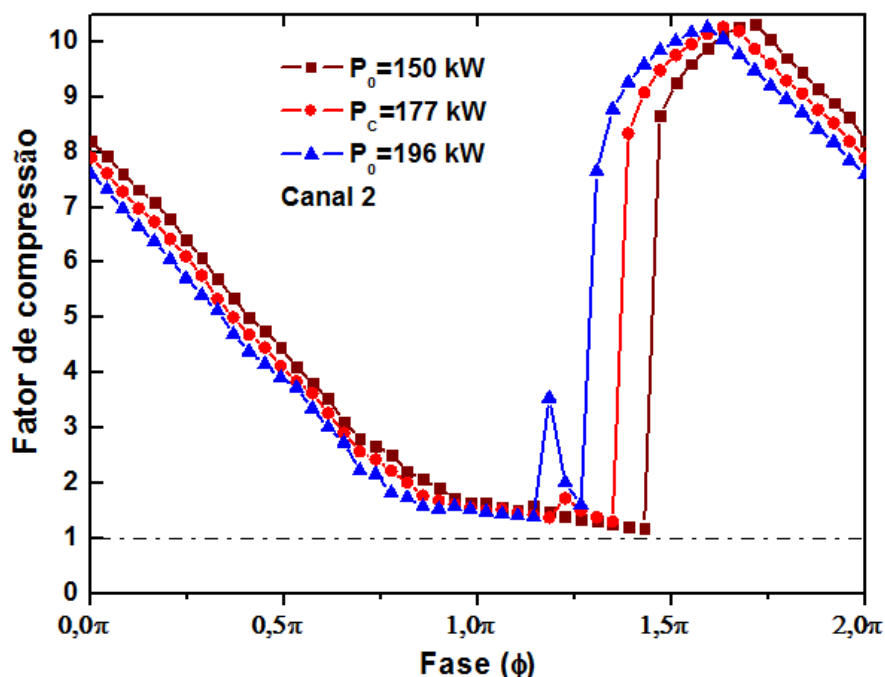


Fonte: próprio autor.

A Fig. 5.7 mostra o fator de compressão (FC) em função da fase para os três casos de potência de bombeamento. Nas curvas do Fator de Compressão, quando  $F_c < 1$ , implica em dizer que o pulso chaveado apresenta uma compressão. Por outro lado, quando  $F_c > 1$ , implica em dizer que o pulso chaveado apresenta um alargamento

temporal e se  $F_C = 1$  o pulso mantém sua forma original, de acordo com a definição previa em 5.15. Observou-se que em toda a gama de fase o Interferômetro de Michelson provoca mudança na largura temporal do pulso de entrada, aumentando consideravelmente sua extensão temporal na saída, esse comportamento é semelhante para os três casos de potências, com um máximo de  $CF = 10,26$  na fase  $\phi = 1,62\pi$ . Entretanto, o aumento na largura temporal do pulso de saída não é interessante, uma vez que diminui a taxa de transmissão e aumenta a taxa de *crosstalk* do dispositivo. É possível notar um intervalo na fase,  $1,13\pi \leq \phi \leq 1,26\pi$ , onde o fator de compressão (FC) apresenta uma variação quase descontínua em seus valores. Este comportamento evidencia a quebra do pulso de saída nessa região. Além disso, observou-se que as curvas de transmissão, taxa de extinção, *crosstalk* e fator de compressão mostram um comportamento não linear em função da defasagem.

Figura 5.7 - Fator de compressão em função da fase analisado no canal de saída 2, considerando as as três potências de bombeamento ( $P_0=150$ ,  $P_c = 177$ ,  $P_0=196$ )kW.

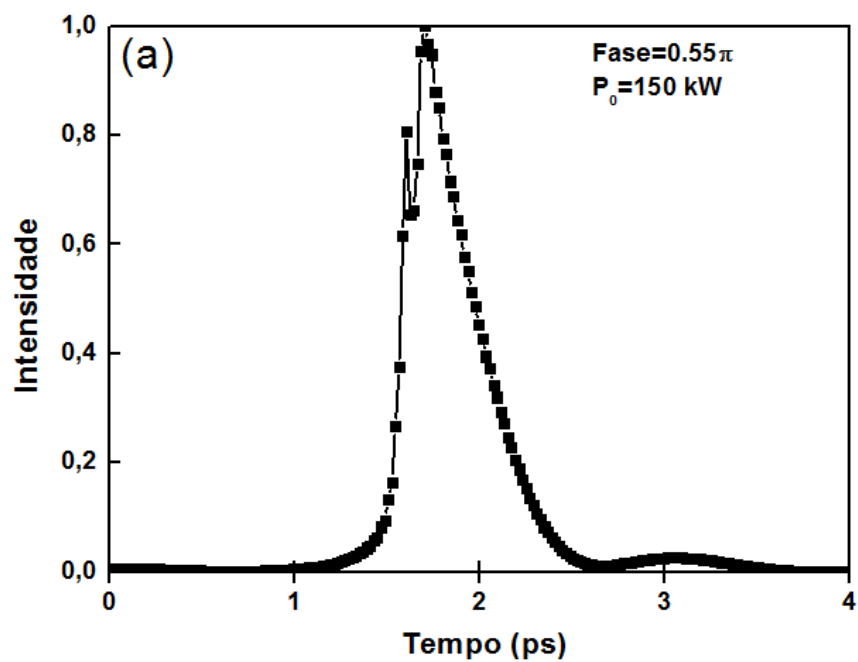


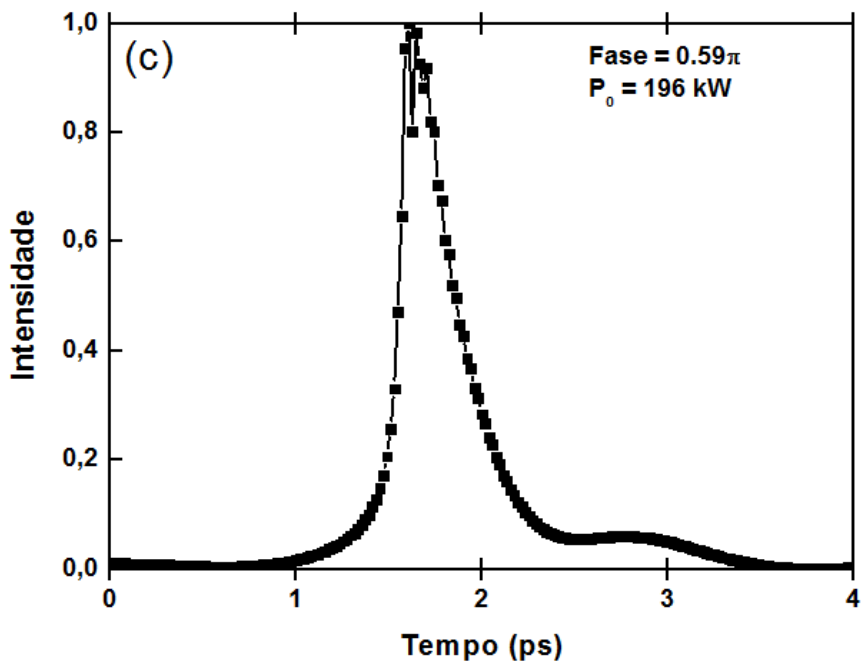
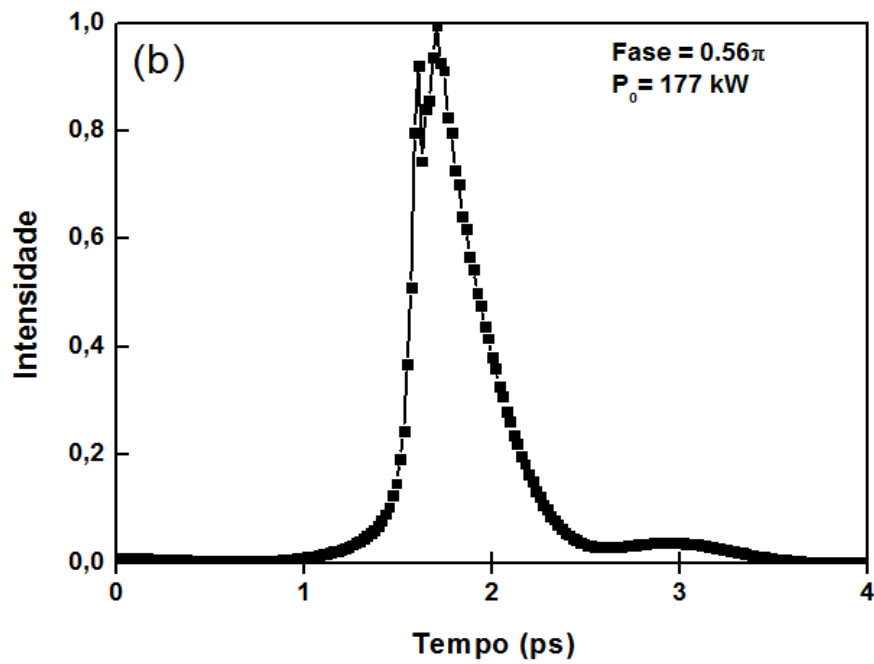
Fonte: próprio autor.

Nas Figuras 5.8 (a-c) fixamos algumas fases escolhidas em cada uma das potências de bombeamento para analisarmos o perfil do pulso. Analisando a Fig. 5.8 (a), o que corresponde a uma potência de bombeamento abaixo da potência crítica (150 kW) e fase  $\phi = 0,55\pi$ , observamos que a extensão temporal do pulso é de 380 fs. A Figura

5.7 (b) corresponde ao caso de uma potência crítica de bombeamento (177 kW) e fase  $\phi = 0,56\pi$ . O pulso de saída tem extensão temporal de 350 fs. Finalmente, a Figura 5.7 (c) mostra o caso de uma potência de bombeamento acima da crítica (196 kW) e fase  $\phi = 0,59\pi$ , para os quais se tem um pulso de saída com extensão temporal de 290 fs. Nas Figuras 5.8 (a-c), foi possível constatar o alargamento temporal do pulso conforme já evidenciado pela Figura 5.7. Além disso, o pulso é consideravelmente deformado, com pequenas quebras próximas à região do pico, no entanto isso não representa problema para a porta porta lógica proposta, pois as operações lógicas são baseadas no nível de energia, como veremos na próxima seção.

Figura 5.8 - Perfil temporal do pulso para: (a)  $\phi = 0,55\pi$  e  $P_0 = 150kW$ ; (b)  $\phi = 0,56\pi$  e  $P_C = 177 kW$ ; (c)  $\phi = 0,59\pi$  e  $P_0 = 196kW$ .





Fonte: próprio autor.

### 5.6.2 Interferômetro de Michelson: operações lógicas

Dispositivos de processamento de dados totalmente ópticos são componentes chaves para o futuro de circuitos fotônicos integrados. Uma categoria de tais dispositivos são as portas lógicas. Portas totalmente ópticas capazes de realizar

operações lógicas básicas ainda estão em estágio inicial de desenvolvimento e muitas das obras relatadas são baseadas em óptica não linear [63, 136-139].

Nesta seção, iremos avaliar o desempenho do presente dispositivo para executar operações lógicas, de acordo com a condição inicial dada por (5.10). Para a análise numérica, consideraram-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada de uma porta lógica de duas entradas. Considerando que os sinais na entrada,  $[(I_1, I_2)]$ , são introduzidas de acordo com a seguinte sequência de combinações  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$ . A configuração (0,0) corresponde à ausência de luz em ambos os guias, enquanto que (0, 1) na ausência de luz no guia de entrada 1, (1, 0) indica a ausência de luz no guia de entrada 2, e finalmente, (1, 1) indica que a luz é inserida em ambos as guias. O desempenho do Interferômetro de Michelson realizando funções lógicas em duas entradas é investigado através da arquitetura proposta mostrada na Figura 5.2, permitindo uma variação na fase, na faixa de 0 a  $2\pi$ .

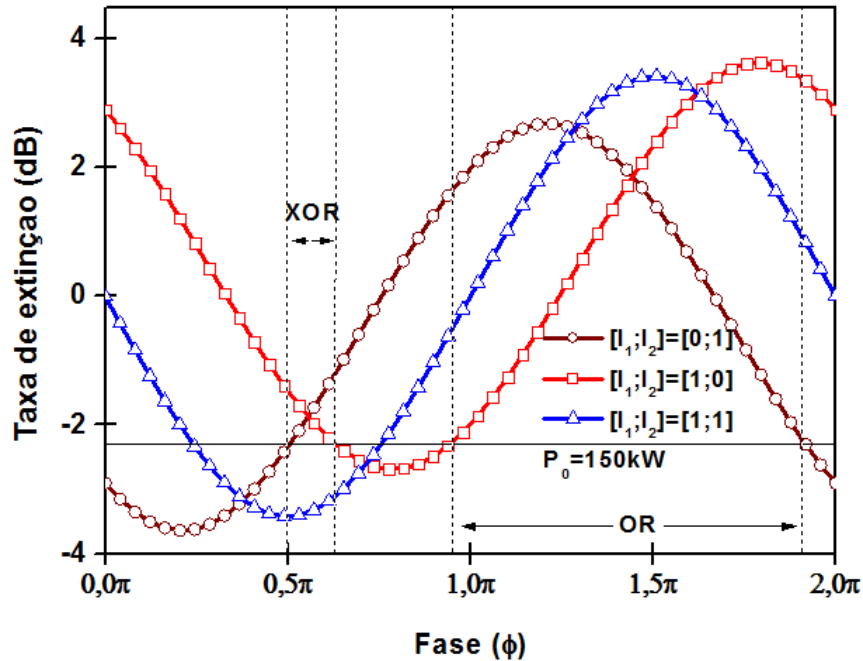
Para análise do funcionamento do Interferômetro de Michelson realizando operações lógicas, levamos em consideração as curvas de transmissão e taxa de extinção. Nesta seção, faremos a análise da transmissão de acordo com as sequências de combinações de bits de entrada, mas para fins de realização das operações lógicas, usaremos as curvas da taxa de extinção, representada por  $XR_2$ , analisadas no canal de saída 2, uma vez que oferecem melhor contraste para visualização das mesmas. Para observar a presença de operações lógicas, temos como referência a linha contínua em  $XR_2 = -2,31$ , que servirá para relacionarmos as intensidades de  $XR_2$ , que se positivas (acima da linha) indicam nível lógico alto (bit “1”), se negativas (abaixo da linha) indicam nível lógico baixo (bit “0”).

As Figuras 5.9 e 5.10, apresentam as curvas de taxa de extinção e transmissão em função da fase  $\phi$ , obtidas a partir das soluções numéricas das equações 5.1 e 5.2, analisado no canal de saída 2, considerando a potência de bombeamento de  $P_0=150$  kW, menor do que a potência crítica. Consideraram-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada da porta lógica, de acordo com a sequência de combinações de entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$ . A configuração (0, 0) corresponde à ausência de luz em ambos os guias, enquanto que (0, 1) na ausência de luz no guia de

entrada 1, (1, 0) indica a ausência de luz no guia de entrada 2, e finalmente, (1, 1) indica que a luz é inserida em ambos as guias com os sinais pulsados de 100 fs.

A Figura 5.9, apresenta as curvas da taxa de extinção  $XR_2$ . Analisando as combinações de entrada, os valores de  $XR_2$  mostram-se oscilantes e se alternam entre positivos e negativos seguindo a mesma orientação. Este comportamento é bastante importante, pois nos permitirá uma maior flexibilidade em termos de se obter bits “0” ou “1”, de acordo com a lógica booleana e com a definição de linha de referência para bits “0” ou “1”. Nesta análise, destacamos dois intervalos onde obtemos operações lógicas, o primeiro em  $0,5\pi \leq \phi \leq 0,6\pi$ , em que as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$  fornecem as saídas  $[(O_2)] = [(0),(1),(1),(0)]$ , que de acordo com a tabela verdade de operações lógicas, fornece a lógica OU exclusivo (XOR), como pode ser observado na Tabela 5.1, e o segundo intervalo  $0,95\pi \leq \phi \leq 1,9\pi$ , em que as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$  fornecem as saídas  $[(O_2)] = [(0),(1),(1),(1)]$  que de acordo com a tabela verdade de operações lógicas, fornece a lógica OU (OR), como pode ser observado na Tabela 5.1. Destacamos ainda as fases  $\phi_{\min} = (0,2;0,5;0,8)\pi$  e  $\phi_{\max} = (1,2;1,5;1,8)\pi$ , onde encontramos os valores mínimos  $XR_{2-\min} = (-3,7; -3,4; -2,7)dB$  e máximos  $XR_{2-\max} = (2,7; 3,4; 3,7)dB$  da taxa de extinção, para as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$  nessa ordem. Isso mostra que a maior taxa de extinção encontra-se na fase  $\phi = 1,8\pi$  com o valor de  $XR_{2-\max} = 3,7dB$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1,0)]$  e a menor taxa de extinção encontra-se na fase  $\phi = 0,2\pi$  com o valor de  $XR_{2-\min} = -3,7dB$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0,1)]$ .

Figura 5.9 - Taxa de extinção ( $XR_2$ ) como função da fase analisada no canal de saída 2 considerando  $P_0 = 150kW$  e entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$ . Obtêm-se as operações lógicas XOR e OR nos intervalos de fase  $\phi = [0,5\pi; 0,6\pi]$  e  $\phi = [0,95\pi, 1,9\pi]$ , respectivamente.



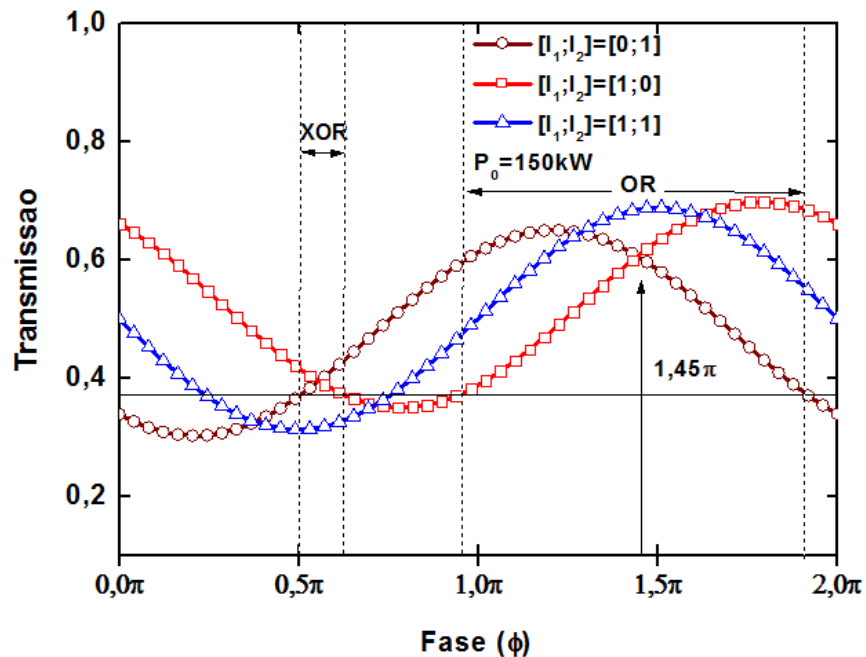
Fonte: próprio autor.

Na Figura 5.10, as curvas de transmissão apresentam comportamentos oscilantes, semelhantes aos estudados na seção anterior, independente dos seus valores de entrada, com seus valores máximos e mínimos e intervalos de crescimento e decrescimento. Nas fases  $\phi_{mín} = (0,2; 0,5; 0,8)\pi$  encontramos os valores mínimos de transmissão  $T_{2-mín} = (20; 31,24; 35)\%$  e nas fases  $\phi_{máx} = (1,2; 1,5; 1,8)\pi$  encontramos os valores máximos da transmissão  $T_{2-máx} = (64,9; 68,5; 69,8)\%$ , para as respectivas entradas  $[(0,1);(1,1);(1,0)]$  nessa ordem. Os valores mínimos de transmissão indicam que a maior parte da energia foi convertida para o canal “1” e os valores máximos da transmissão indicam que a maior parte da energia encontra-se no canal “2”. Isso mostra que a fase que permite melhor transmissão é  $\phi = 1,8\pi$  com o valor de  $T_{2-máx} = 69,8\%$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1,0)]$  e menor valor de transmissão na fase  $\phi = 0,2\pi$  com o valor de  $T_{2-mín} = 20\%$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0,1)]$ . Foi possível verificar a



presença das operações lógicas XOR e OR nos intervalos de fase  $\phi = [0,55\pi, 0,62\pi]$  e  $\phi = [0,95\pi, 1,90\pi]$ , respectivamente, de acordo com a Tabela verdade 5.1.

Figura 5.10 - Transmissão ( $T_2$ ) como função da fase, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 150kW$  e entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,0); (1,1)]$ . Obtêm-se as operações lógicas XOR e OR nos intervalos de fase  $\phi = [0,5\pi; 0,6\pi]$  e  $\phi = [0,95\pi, 1,9\pi]$ , respectivamente.



Fonte: próprio autor.

A Tabela verdade 5.1 resume os resultados numéricos para o interferômetro de Michelson, apresentando as entradas  $I_1$  e  $I_2$ , potência  $P_0 = 150kW$ , os valores da taxa de extinção ( $XR_2$ ) em função dos pontos que fornecem a melhor fase para obtenção das operações lógicas XOR e OR, nos canais de saída ( $O_2$ ), a figura de mérito FOMELG (dB), além do intervalo de fase para obtenção das operações lógicas. Tomando como exemplo na Tabela 5.1, para a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0,1)]$ , temos  $XR_2 = -1,86$  dB, bit “1” na saída  $O_2$ , na fase  $\phi = 0,55\pi$ . Assim procederemos para todas as tabelas verdades apresentadas.

Tabela 5.1 - Tabela verdade para as operações lógicas XOR e OR, com potência de bombeamento abaixo da potência crítica,  $P_0 = 150$  kW.

Entradas		$P_0 < P_c = 150$ kW			
$I_1$	$I_2$	$XR_2$ (dB)	$O_2$	$XR_2$ (dB)	$O_2$
0	0	-	0	-	0
0	1	-1.86	1	1.84	1
1	0	-1.86	1	1.84	1
1	1	-3.32	0	3.33	1
Fase		$\phi = 0,55\pi$	$\phi = 1,44\pi$		
Função lógica		XOR	OR		
FOMELG (dB)		7,04	7,01		
Intervalo		$\phi = [0,5\pi; 0,6\pi]$	$\phi = [0,95\pi, 1,9\pi]$		

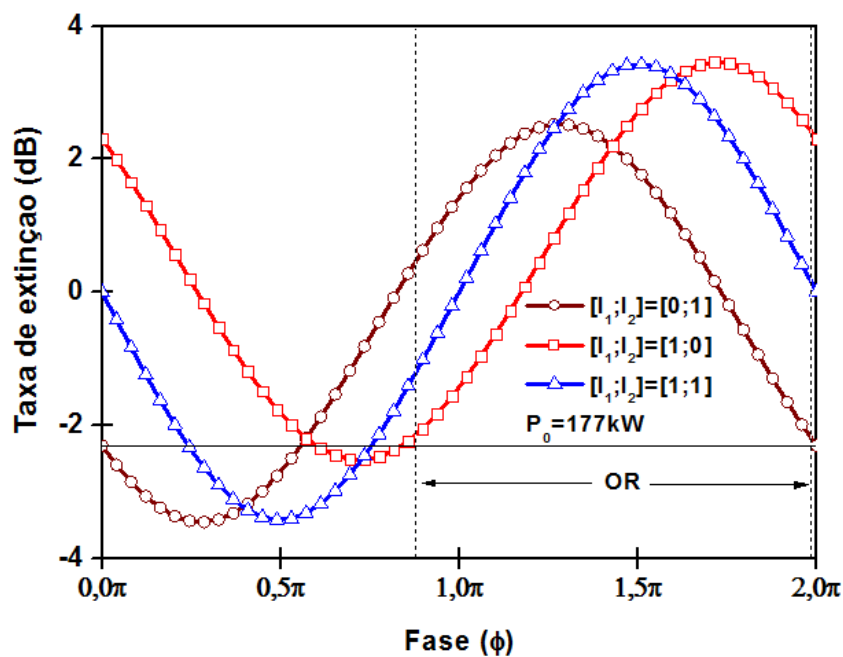
Fonte: próprio autor.

Nas Figuras seguintes, tanto para transmissão como para taxa de extinção, o comportamento destes gráficos são bastante semelhantes aos das Figuras 5.9 e 5.10, dessa forma, daremos destaque apenas para seus os valores máximos e mínimos e aos intervalos de obtenção de operações lógicas.

A Figura 5.11, apresenta as curvas da taxa de extinção  $XR_2$ . Nesta análise, destacamos apenas o intervalo  $0,87\pi \leq \phi \leq 1,98\pi$ , em que as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,0); (1,1)]$  fornecem as saídas  $[(O_2)] = [(0), (1), (1), (1)]$ , que de acordo com a tabela verdade de operações lógicas, fornece a lógica OU (OR), como pode ser observado na Tabela 5.2. Destacamos ainda as fases  $\phi_{mín} = (0,27; 0,5; 0,7)\pi$  e  $\phi_{máx} = (1,2; 1,5; 1,7)\pi$ , onde encontramos os valores mínimos  $XR_{2-mín} = (-3,5; -3,4; -2,5)dB$  e máximos  $XR_{2-máx} = (2,5; 3,4; 3,5)dB$  da taxa de extinção, para as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,1); (1,1); (1,0)]$  nessa ordem. Isso mostra que a

maior taxa de extinção encontra-se na fase  $\phi = 1,7\pi$  com o valor de  $XR_{2-m\acute{a}x} = 3,5dB$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1, 0)]$  e a menor taxa de extinção encontra-se na fase  $\phi = 0,27\pi$  com o valor de  $XR_{2-m\acute{i}n} = -3,5dB$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0, 1)]$ .

Figura 5.11 - Taxa de extinção ( $XR_2$ ) como função da fase analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 177kW$  e entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0, 0); (0, 1); (1, 0); (1, 1)]$ . Obtém-se a operação lógica OR no intervalo de fase  $\phi = [0,87\pi; 1,98\pi]$ .

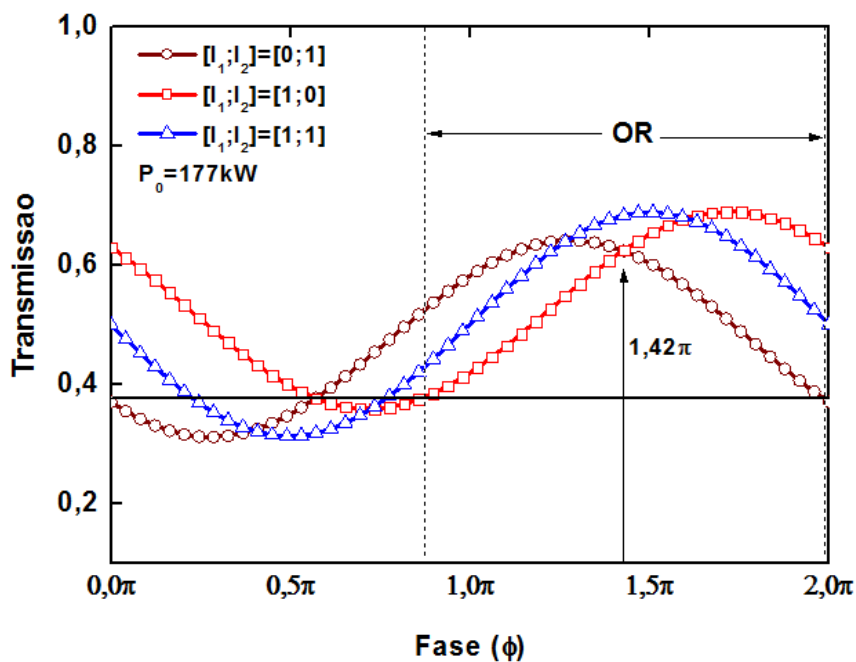


Fonte: próprio autor.

A Figura 5.12, apresenta as curvas de transmissão. Nesta análise, destacamos as fases  $\phi_{m\acute{i}n} = (0,27; 0,5; 0,72)\pi$  encontramos os valores mínimos de transmissão  $T_{2-m\acute{i}n} = (31; 31,24; 36)\%$  e nas fases  $\phi_{m\acute{a}x} = (1,3; 1,5; 1,73)\pi$  encontramos os valores máximos da transmissão  $T_{2-m\acute{a}x} = (64; 68,5; 68,9)\%$ , para as entradas  $[(0, 1); (1, 1); (1, 0)]$  nessa ordem. Os valores mínimos de transmissão indicam que a maior parte da energia foi convertida para o canal “1” e os valores máximos da transmissão indicam que a maior parte da energia encontra-se no canal “2”. Isso mostra que a fase que permite melhor transmissão é  $\phi = 1,73\pi$  com o valor de  $T_{2-m\acute{a}x} = 68,9\%$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1, 0)]$  e menor valor de transmissão na fase  $\phi = 0,27\pi$  com o valor de

$T_{2-min} = 31\%$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0,1)]$ . Foi possível verificar a presença da operação lógica OR no intervalo de fase  $0,87\pi \leq \phi \leq 1,98\pi$ , de acordo com a Tabela verdade 5.2.

Figura 5.12 - Transmissão ( $T_2$ ) como função da fase, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 177kW$  e entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$ . Obtém-se a operação lógica OR no intervalo de fase  $\phi = [0,87\pi; 1,98\pi]$ .



Fonte: próprio autor.

Tabela 5.2 - Tabela verdade para a operação lógica OR, com potência crítica de chaveamento,  $P_0 = 177$  kW.

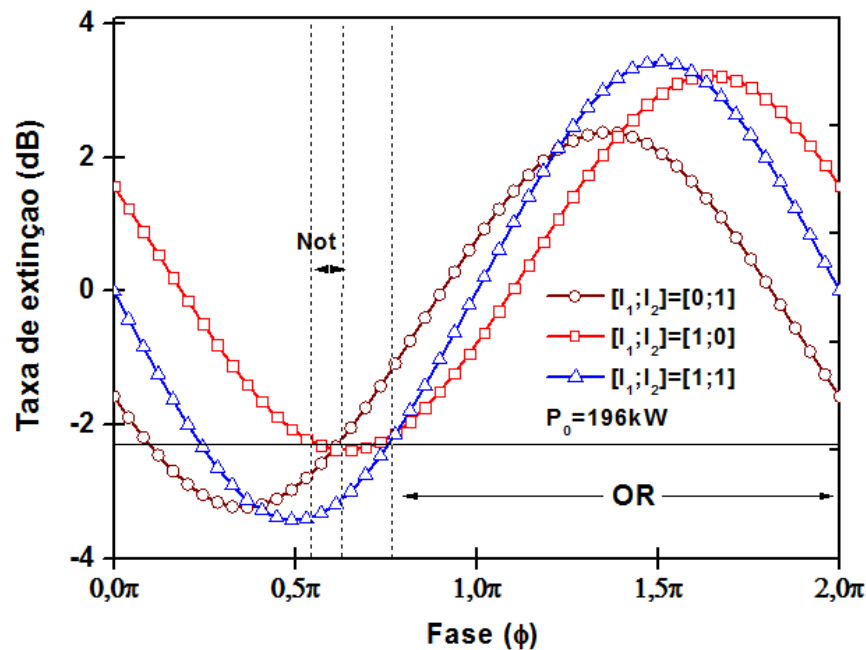
Entrada		$P_c = 177$ kW	
$I_1$	$I_2$	$XR_2$ (dB)	$O_2$
0	0	-	0
0	1	2,16	1
1	0	2,16	1
1	1	3,33	1
Fase		$\phi = 1,42\pi$	
Função lógica		OR	
FOMELG (dB)		7,65	
Intervalo		$0,88\pi \leq \phi \leq 1,98\pi$	

Fonte: próprio autor.

A Figura 5.13, apresenta as curvas da taxa de extinção  $XR_2$ . Nesta análise, destacamos dois intervalos onde obtemos operações lógicas. O primeiro em  $0,54\pi \leq \phi \leq 0,62\pi$ , em que as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$  fornecem as saídas,  $[(O_2)] = [(0),(0),(0)]$ , configurando a lógica NÃO (NOT), e o segundo em  $0,72\pi \leq \phi \leq 2\pi$ , em que as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$  fornecem as saídas  $[(O_2)] = [(0),(1),(1),(1)]$ , configurando a lógica OU (OR), veja a tabela a Tabela 5.3. Destacamos ainda as fases  $\phi_{mín} = (0,34;0,5;0,63)\pi$  e  $\phi_{máx} = (1,36;1,5;1,66)\pi$ , onde encontramos os valores mínimos  $XR_{2-mín} = (-3,22;-3,4;-2,4)dB$  e máximos  $XR_{2-máx} = (2,3;3,4;3,2)dB$  da taxa de extinção, para as entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,1);(1,1);(1,0)]$  nessa ordem. Isso mostra que a maior taxa de extinção encontra-se na fase  $\phi = 1,5\pi$  com o valor de  $XR_{2-máx} = 3,4dB$

com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1, 1)]$  e a menor taxa de extinção encontra-se na fase  $\phi = 0,5\pi$  com o valor de  $XR_{2-\min} = -3,4dB$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1, 1)]$ .

Figura 5.13 - Taxa de extinção ( $XR_2$ ) como função da fase analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 196kW$  e entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0, 0); (0, 1); (1, 0); (1, 1)]$ . Obtêm-se as operações lógicas NOT e OR nos intervalos de fase  $\phi = [0,54\pi; 0,62\pi]$  e  $\phi = [0,76\pi; 2\pi]$ , respectivamente.

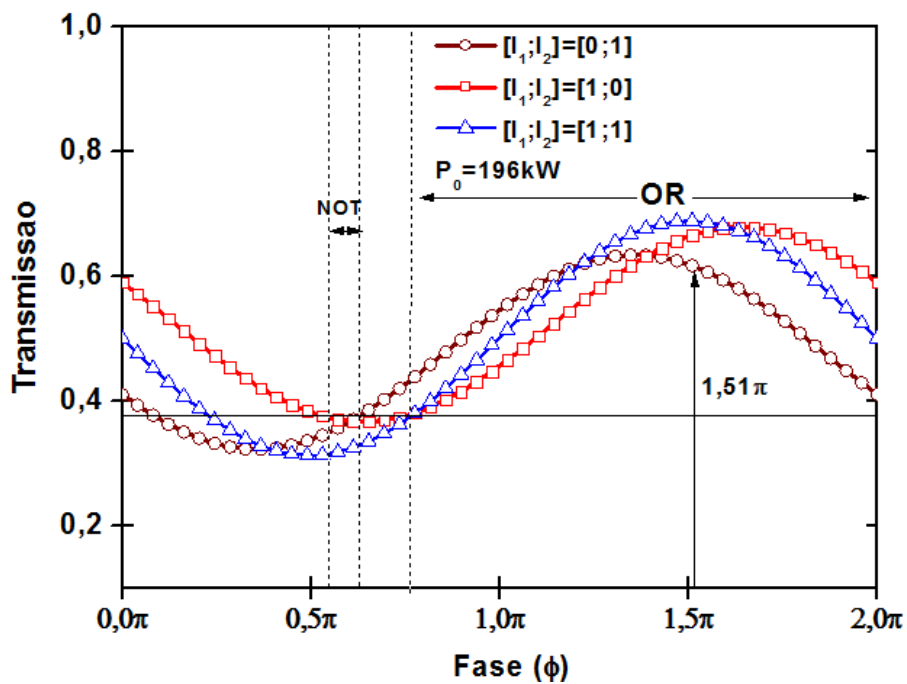


Fonte: próprio autor.

A Figura 5.14, apresenta as curvas de transmissão. Nesta análise, destacamos as fases  $\phi_{\min} = (0,34; 0,5; 0,64)\pi$  encontramos os valores mínimos de transmissão  $T_{2-\min} = (32,2; 31,4; 36,6)\%$  e nas fases  $\phi_{\max} = (1,4; 1,5; 1,6)\pi$  encontramos os valores máximos da transmissão  $T_{2-\max} = (63; 68,7; 67,6)\%$ , para as entradas  $[(0,1); (1,1); (1,0)]$  nessa ordem. Os valores mínimos de transmissão indicam que a maior parte da energia foi convertida para o canal “1” e os valores máximos da transmissão indicam que a maior parte da energia encontra-se no canal “2”. Isso mostra que a fase que permite melhor transmissão é  $\phi = 1,5\pi$  com o valor de  $T_{2-\max} = 68,7\%$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(1, 1)]$  e menor valor de transmissão na fase  $\phi = 0,5\pi$  com o

valor de  $T_{2-min} = 31,4\%$  com a entrada  $[(I_1, I_2)] = [(0,1)]$ . Foi possível verificar a presença da operação lógica NOT e OR no intervalos de fase  $\phi = [0,54\pi; 0,62\pi]$  e  $\phi = [0,76\pi; 2\pi]$ , respectivamente, de acordo com a Tabela verdade 5.3.

Figura 5.14 - Transmissão ( $T_2$ ) como função da fase, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 196kW$  e entradas  $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,0); (1,1)]$ . Obtêm-se as operações lógicas NOT e OR nos intervalos de fase  $\phi = [0,54\pi; 0,62\pi]$  e  $\phi = [0,76\pi; 2\pi]$ , respectivamente.



Fonte: próprio autor.

Tabela 5.3 - Tabela verdade para as operações lógicas NOT e OR, com potência de bombeamento acima da potência crítica,  $P_0 = 196 \text{ kW}$ .

Entradas		$P_0 > P_c = 196 \text{ kW}$			
$I_1$	$I_2$	$XR_2 \text{ (dB)}$	$O_2$	$XR_2 \text{ (dB)}$	$O_2$
0	0	-	0	-	0
0	1	2,31	1	-2,34	0
1	0	2,31	1	-2,34	0
1	1	3,27	1	-3,26	0
Fase		$\phi = 1,4\pi$	$\phi = 0,6\pi$		
Função lógica		OR	NOT		
FOMELG (dB)		7,89	7,94		
Intervalo		$\phi = [0,76\pi; 2\pi]$	$\phi = [0,54\pi, 0,62\pi]$		

Fonte: próprio autor.

A tabela 5.4 mostra a aplicação da equação (5.16) das tabelas das portas ópticas obtidas nessa pesquisa. De forma que a FOMELG (dB) resume as portas de melhor desempenho encontradas nesse estudo.

Tabela 5.4 - FOMELG (dB) para o Interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos.

Portas Lógicas	Canal	Potência ( $P_0$ )	Fase $\phi$	FOMELG (dB)
XOR	$O_2$	$1,5 \cdot 10^5 \text{ W}$	$\phi = 0,55\pi$	7,04
OR	$O_2$	$1,5 \cdot 10^5 \text{ W}$	$\phi = 1,44\pi$	7,01
OR	$O_2$	$1,77 \cdot 10^5 \text{ W}$	$\phi = 1,42\pi$	7,65
OR	$O_2$	$1,96 \cdot 10^5 \text{ W}$	$\phi = 1,4\pi$	7,89
NOT	$O_2$	$1,96 \cdot 10^5 \text{ W}$	$\phi = 0,6\pi$	7,94

Fonte: próprio autor.



## 5.7 Conclusões do Capítulo

Neste capítulo, realizamos um estudo numérico da propagação e chaveamento de sinais pulsados em um acoplador duplo simétrico não linear, seguido de duas grades de Bragg lineares simetricamente localizadas em seus guias de saída, configurando um Interferômetro de Michelson de fibras micro-estruturadas, agindo como um filtro add/drop, quando um defasamento é aplicado na reflexão de uma das grades.

Exploramos o potencial de tal dispositivo para atuar como portas lógicas totalmente ópticas quando excitado com um pulso ultracurto de 100 fs. Estudamos as características de transmissão, taxa de extinção, o crosstalk e o factor de compressão em função do defasamento não linear adicionado a uma das redes de Bragg de interferômetro de Michelson. Consideramos a propagação do pulso sob a influência dos efeitos dos parâmetros de alta ordem, como: dispersão de terceira ordem, espalhamento intrapulso Raman e auto-inclinação. Analisando três configurações diferentes, ou seja, excitando o dispositivo com potências de bombeamento abaixo, igual e acima da potência crítica de chaveamento.

Foi possível identificar vários intervalos de fase em que operações lógicas ópticas foram realizadas, tais como OR, XOR e NOT. Portanto, a configuração do interferômetro de Michelson com base em fibras fotônicas parece ser um candidato potencial para o desenvolvimento de portas lógicas ultrarrápidas totalmente ópticas. Seria útil para explorar configurações alternativas capazes de realizar um conjunto mais amplo de operações lógicas. Os desenvolvimentos futuros ao longo desta linha contribuiriam para construir um cenário mais completo das aplicações potenciais do interferômetro de Michelson estruturado como dispositivos totalmente ópticos.

# 6

## **6 ESTUDO DE OPERAÇÕES LÓGICAS E DA RELAÇÃO SINAL RUÍDO (SNR) POR UM INTERFERÔMETRO DE MICHELSON DE FIBRAS DE CRISTAIS FOTÔNICOS OPERANDO COM MODULAÇÃO POR POSIÇÃO DE PULSO (PPM)**

No capítulo anterior, estudamos a implementação de portas lógicas através do Interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos em um chaveador *on-off*. Neste capítulo, é analisada a possibilidade da realização de operações lógicas pelo Interferômetro de Michelson operando com modulação por posição de pulso (PPM).

Inicialmente, considerando portas lógicas de duas entradas, utilizam-se as quatro possíveis combinações para dois pulsos, com informação modulada nos níveis lógicos 0 ou 1 para se verificar a realização de operações lógicas pelo Interferômetro de Michelson. Os dois pulsos, que serão introduzidos nas entradas (1) – fibra 1 e (2) – fibra 2 do Interferômetro de Michelson, podem ser provenientes de um sistema de comunicação digital, operando com PPM. Na análise desta aplicação, tal sistema é substituído por um modulador PPM, onde é possível controlar o valor e o sentido do deslocamento temporal, aplicado ao pulso de entrada, permitindo estabelecer a análise das quatro possíveis combinações a serem estudadas através dos efeitos de uma variação no parâmetro de ajuste da modulação PPM,  $\varepsilon$ , ou seja, no deslocamento inicial do pulso em relação ao pulso referencial ou informação não modulada. Deslocamentos para esquerda do referencial representam nível lógico zero, e para direita, nível lógico um.

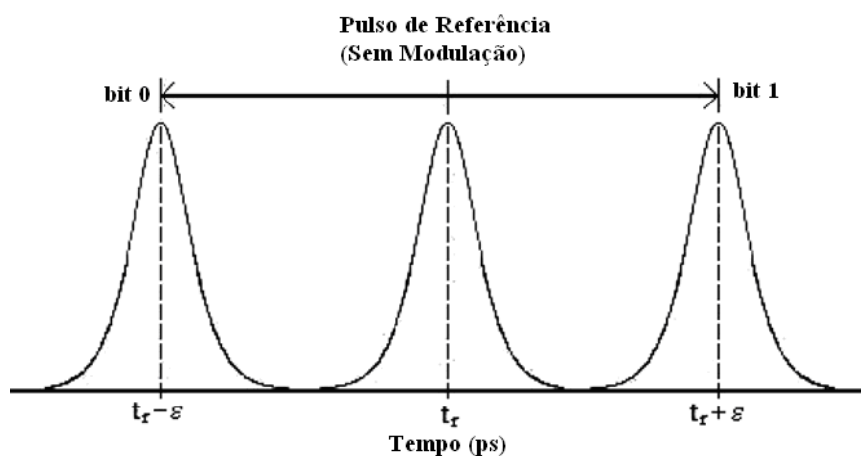
O estudo deste capítulo leva em conta uma análise que considera os efeitos de dispersão de segunda ordem ( $\beta_2$ ), a dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ) e efeitos não-lineares, tais como: SPM (Self Phase Modulation), SS (Self-Steepening) e IRS (Intrapulse Raman Scattering) em uma configuração sem perdas. O objetivo é estabelecer situações, para o parâmetro de ajuste da modulação PPM, onde seja possível montar as tabelas verdades correspondentes à realização de operações lógicas.

## 6.1 Modulação Por Posição Temporal de Pulsos - PPM

Dentro do contexto desta tese, modulação é o processo pelo qual, dados digitais, na forma eletrônica, são convertidos para sinais ópticos, que podem ser transportados através da fibra óptica. A principal motivação para o estudo de pulsos ultracurtos, modulados pela posição temporal, surge do fato de que o PPM aplicado em pulsos curtos permite uma maior taxa de transmissão do que a mesma modulação aplicada em pulsos largos, e pulsos intensos exibem uma relação sinal/ruído maior do que os pulsos fracos [140]. Conseqüentemente, pulsos intensos e curtos são desejáveis para a aplicação do PPM. Dessa forma, na modulação por posição, a estabilidade do pulso durante a propagação é um fator de crucial importância. Simulações computacionais demonstraram que pulsos ultracurtos possuem alta estabilidade sobre modulação PPM [141].

Portanto, a modulação por posição de pulso que é abordada nesta tese, consiste no deslocamento, da posição temporal original do pulso óptico, por pequenos valores quantificados por  $\varepsilon$ . Para deslocamentos com incremento temporal positivo ( $+\varepsilon$ ), a modulação representa o nível lógico 1 ou, simplesmente, bit 1, e para deslocamentos com incremento temporal negativo ( $-\varepsilon$ ), em relação ao mesmo tempo referencial  $T_r$ , a modulação representa o nível lógico 0, ou simplesmente, bit 0 (veja Figura 6.1).

Figura 6.1 - Modulação pela posição temporal de pulsos.

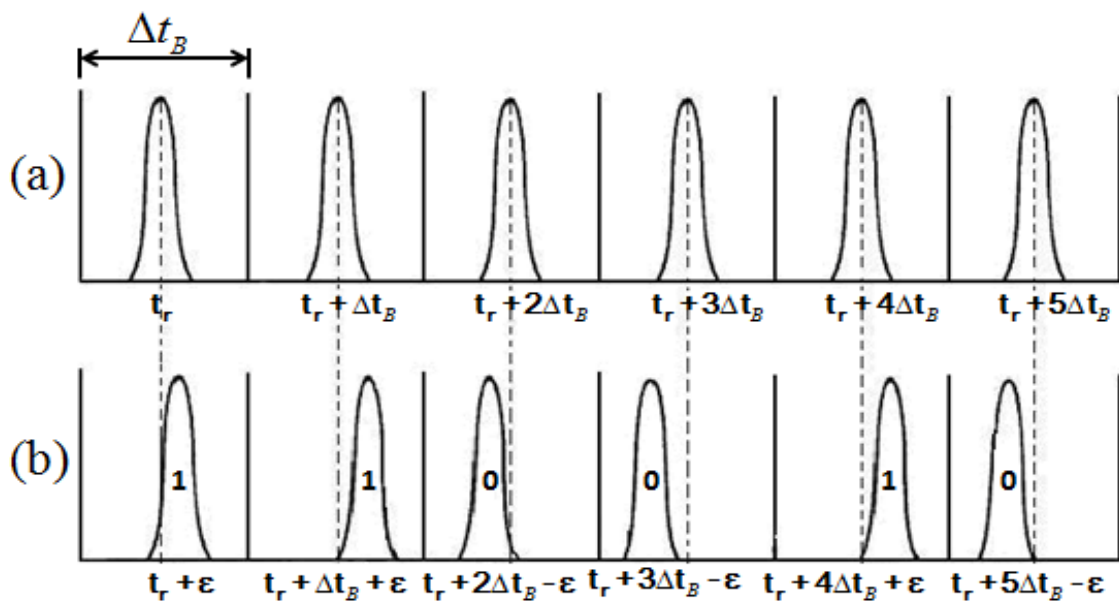


Fonte: [142]

A Figura 6.2 (a) mostra o exemplo de uma sequência de pulsos não modulados, onde cada pulso está, exatamente, no centro de um intervalo de tempo ( $\Delta t_B$ )

predefinido (*time slot*). Em seguida, na saída de um modulador PPM [143], os pulsos são deslocados temporalmente de  $\pm\varepsilon$ , de acordo com a modulação da informação, na sequência de bits 110010 [veja Figura 6.2 (b)]. Observe que em (a) temos uma sequência de seis pulsos sem modulação por posição e em (b) pode-se contemplar a modulação desses pulsos pelo deslocamento temporal a partir de um tempo  $T_r$  de referência (são as linhas tracejadas em cada espaço destinado ao pulso).

Figura 6.2 - (a) Pulsos sem modulação; (b) Pulsos modulados, na sequência de níveis lógicos 110010, pela posição temporal dentro de cada *time slot*.



Fonte: [142]

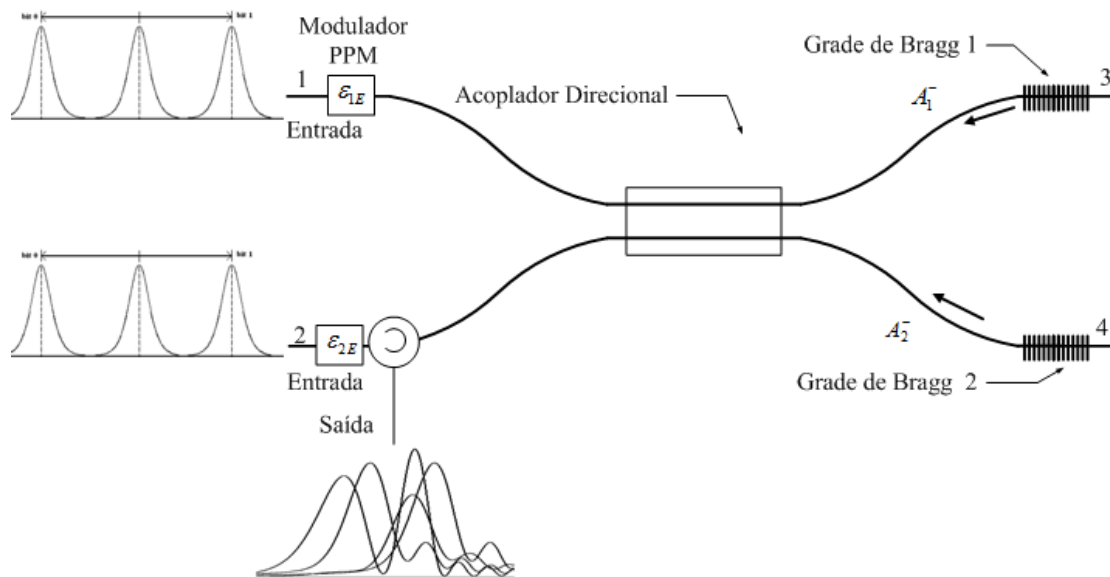
Caso o pulso, modulado como nível lógico 1, seja colocado fora da sua posição, em qualquer fase do processo de transmissão da informação, por um deslocamento superior a  $+\varepsilon$ , então o bit 1, em questão, corresponderá, neste momento, ao nível lógico 0, se o deslocamento for com decréscimo de tempo. Se o deslocamento, superior a  $+\varepsilon$ , for com acréscimo de tempo, o bit 1 pode ainda permanecer dentro do seu *time slot*, ou até mesmo, dependendo do tamanho do deslocamento, ser interpretado como bit 0 no *time slot* consecutivo. Por este motivo, torna-se importante estabelecer que o máximo deslocamento do pulso modulado, em qualquer fase do processo de transmissão, seja menor do que  $|\varepsilon|$  (parâmetro de ajuste da modulação), mantendo os efeitos resultantes da interação entre pulsos vizinhos, em níveis aceitáveis, de forma a garantir a manutenção da taxa de transmissão do sistema. O mesmo raciocínio é aplicado à

modulação do nível lógico 0. Devido a estes fatos, na modulação por posição de pulso (PPM), a estabilidade do pulso durante a propagação, torna-se um fator muito significativo. Uma alta estabilidade foi demonstrada, pela propagação simultânea de duas sequências infinitas e periódicas de pulsos intercaladas nos regimes de dispersão normal e anômalo, sob modulação PPM na faixa de  $|\varepsilon| \leq 0,3 \text{ ps}$ , em uma fibra óptica monomodo, permitindo velocidades de transmissão em torno de 300 Gbits/s [144].

## 6.2 Interferômetro de Michelson Operando como uma Porta Lógica sob PPM

As portas lógicas são componentes básicos e necessários a muitos circuitos digitais e, até mesmo, em circuitos integrados complexos como, por exemplo, os processadores e microcontroladores. O comportamento de cada tipo porta lógica, dentro da álgebra Booleana, está estabelecido pela sua tabela verdade, que apresenta os estados, ou níveis, lógicos das entradas e das saídas. O modelo proposto para a investigação do desempenho do Interferômetro de Michelson, realizando operações lógicas, possui arquitetura mostrada na Figura 6.3. A possível realização das operações lógicas é tarefa do Interferômetro de Michelson, devido ao chaveamento simultâneo de energia dos pulsos entre os braços 1 e 2 do acoplador. Dessa forma, o modulador PPM é um artifício controlável utilizado nesta investigação, podendo ter seus valores como característicos dos pulsos dentro do sistema de transmissão. Na Figura 6.3, as entradas  $E_1$  e  $E_2$  representam os pulsos ópticos sem a devida modulação PPM, como mostrado na Figura 6.2 (a). Após passar pelo modulador PPM, os dois pulsos ópticos,  $A_1$  (fibra 1) e  $A_2$  (fibra 2), nas entradas  $E_1$  e  $E_2$ , respectivamente, são deslocados temporalmente, para direita ( $T = T_r + \varepsilon$  - bit 1) ou esquerda ( $T = T_r - \varepsilon$  - bit 0), em relação ao tempo referencial ( $T_r$ ), de acordo com cada uma das quatro possíveis combinações de dois bits. Na região de interação do Interferômetro de Michelson, ocorrerá o possível chaveamento de energia entre os braços. Por último, os pulsos de saída, nas fibras 1 e 2, do referido acoplador são disponibilizadas, onde a máxima posição temporal ( $\varepsilon_s$ ), dos pulsos correspondentes, é calculada em relação ao mesmo tempo referencial ( $T_r$ ), considerando o devido sincronismo entre o pulso de entrada e saída.

Figura 6.3 - Modelo proposto para a investigação do desempenho do Interferômetro de Michelson, realizando operações lógicas, utilizando modulação PPM.



Fonte: Adaptada de [120].

A realização de operações lógicas, pelo Interferômetro de Michelson, é analisada no canal de saída da segunda fibra, observando que o máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_s$ ), apresentado pelo pulso de saída correspondente. Logicamente, na análise da porta lógica proposta, é esperado que exista mudança de nível lógico, durante o chaveamento de energia intrínseco ao acoplador, do pulso de entrada em relação ao de saída na mesma fibra. Tendo sempre em vista que, o pulso de saída representará um bit 1, quando sua posição temporal estiver no intervalo  $0 < \varepsilon_s \leq \varepsilon$  e bit 0 quando  $-\varepsilon \leq \varepsilon_s < 0$ . De acordo com a tabela verdade das portas lógicas E e OU, para as combinações onde os pulsos da fibra 1 e fibra 2 representam bits diferentes, ou seja,  $(L_1 = 0, L_2 = 1)$  e  $(L_1 = 1, L_2 = 0)$ , o pulso de saída (1) ou (2), deve estar, simultaneamente, no intervalo para bit 1 ( $0 < \varepsilon_s \leq \varepsilon$ ) - caso se deseje obter um operação lógica OU - ou bit 0 ( $-\varepsilon \leq \varepsilon_s < 0$ ) - se a operação lógica desejada for E. Para o caso onde os pulsos de entrada (1) e (2) representam, respectivamente, os bits  $(L_1 = 0, L_2 = 0)$ , o pulso de saída, (1) ou (2), deve sempre estar no intervalo para bit 0 ( $-\varepsilon \leq \varepsilon_s < 0$ ). Por outro lado, quando os pulsos de entrada (1) e (2) representam, respectivamente, os bits

( $L_1 = 1, L_2 = 1$ ), o pulso de saída, (1) ou (2), deve estar sempre no intervalo para bit 1 ( $0 < \varepsilon_s \leq \varepsilon$ ).

### 6.3 Ferramenta Teórica para o Estudo da Porta Lógica Interferômetro de Michelson sob Modulação PPM

A porta lógica proposta, neste capítulo, é baseada em um Interferômetro de Michelson, processando a informação modulada pela posição temporal de pulsos (PPM) secante hiperbólicos. As equações que expressam a evolução de um campo eletromagnético de um acoplador não linear com os efeitos de dispersão de alta ordem são apresentadas nas seguintes equações conhecidas como as equações não lineares de modo acoplado, [127, 128]:

$$\begin{aligned} & i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \gamma \left( |A_1|^2 + \eta |A_2|^2 \right) A_1 \\ & + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial \left( |A_1|^2 A_1 \right)}{\partial t} - \gamma A_1 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + k_0 A_2 + i \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0, \end{aligned} \quad (6.1)$$

$$\begin{aligned} & i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \gamma \left( |A_2|^2 + \eta |A_1|^2 \right) A_2 \\ & + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial \left( |A_2|^2 A_2 \right)}{\partial t} - \gamma A_2 T_R \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} + k_0 A_2 + i \kappa_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0. \end{aligned} \quad (6.2)$$

Nas equações acima,  $A_1$  e  $A_2$  são, respectivamente, as amplitudes modais dos núcleos do campo 1 e 2,  $z$  é a distância ao longo da fibra;  $t$  é a coordenada do tempo, com referência ao tempo de trânsito dos pulsos;  $A_1$  e  $A_2$  são os envelopes de amplitude dos pulsos transportados pelos dois núcleos;  $\beta_2$  e  $\beta_3$ , são, respectivamente, a dispersão de velocidade de grupo (GVD) e a dispersão de terceira ordem;  $\gamma$  é o parâmetro não linear que representa a auto-modulação de fase (SPM),  $\eta$  é um pequeno parâmetro que mede a importância relativa de modulação de fase cruzada (XPM) no que diz respeito ao SPM, o termo variando com o tempo ao lado dos termos SPM e XPM representa o *self-steepening* (onde  $\omega$  é a frequência óptica angular);  $T_R$  é o coeficiente espalhamento Raman;  $\kappa_0$  é o coeficiente de acoplamento ( $\kappa_0 = 87.266 \text{ m}^{-1}$  para nossas simulações) e  $\kappa_1$  é o coeficiente de dispersão de acoplamento ( $\kappa_1 = 4,1 \times 10^{-13} \text{ m}^{-1}$  para nossas simulações) dado por  $\kappa_1 = \partial \kappa_0 / \partial \omega$  (avaliada na frequência da portadora do pulso).

O perfil espectral de uma estrutura de rede de Bragg pode ser simulado resolvendo as equações de modo acoplado, o qual é também baseada na (NLSE). Para esta análise, duas ondas planas contra-propagantes são consideradas confinadas no núcleo de uma fibra óptica na qual uma grade de Bragg uniforme intra-núcleo de comprimento  $z=e$  ( $e=1$  mm para nossas simulações) centrada em  $1,55 \mu m$  e período uniforme  $\Lambda$ . O campo elétrico de uma onda propagante e contra propagante pode ser expresso, respectivamente por [129]:

$$E_A^-(z,t) = A^- \exp[i(\omega t - \beta z)], \quad (6.3)$$

e

$$E_A^+(z,t) = A^+ \exp[i(\omega t + \beta z)], \quad (6.4)$$

em que  $\beta$  é a constante de propagação da onda.

Da mesma maneira como o acoplador direccional, pode-se escrever a equações de modo acoplado que descrevem a dinâmica da evolução das as grades de Bragg como:

$$\frac{dA^-}{dz} = ikA^+ \exp(-i2\Delta\beta z), \quad (6.5)$$

$$\frac{dA^+}{dz} = -ikA^- \exp(i2\Delta\beta z), \quad (6.6)$$

em que  $k$  ( $k=5 \times 10^3 m^{-1}$  para nossas simulações) é o coeficiente de acoplamento entre os modos propagantes,  $A^+$ , e contra-propagantes,  $A^-$ ,  $\Delta\beta$  é o casamento de fase dado por:

$$\Delta\beta = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda_B} - \frac{(1)\pi}{\Lambda}, \quad (6.7)$$

em que  $n_{eff}$  é o índice efetivo do núcleo da fibra,  $\Lambda$  é o período de modulação da grade de Bragg e  $\lambda_B$  é o comprimento de onda de Bragg. Como tal, a amplitude do campo do pulso refletida pode ser obtida multiplicando-se a frequência de resposta da grade apropriada, que pode ser obtida resolvendo-se numericamente (6.6), juntamente com as



condições de fronteira  $A_+(0) = 1$  e  $A_-(L_B) = 0$ , em que  $L_B$  é o comprimento da grade ( $L_B = 1 \times 10^{-3}$  m para nossas simulações), com o espectro do pulso de entrada. As formas de onda de tempo correspondentes podem então ser recuperadas fazendo-se a transformada inversa de Fourier [130].

Analizamos uma PCF de núcleo duplo considerada em [119], a qual tem um diâmetro de furo de ar  $d = 2.0 \mu\text{m}$ , uma distância entre os furos  $A = d/0.9$ , uma separação dos núcleos  $C = 2A$  e um comprimento de acoplamento  $L_C = 1.8$  cm. Os parâmetros correspondentes para (1 e 2) são  $\beta_2 = -47$  ps<sup>2</sup>/km,  $\beta_3 = 0.1$  ps<sup>3</sup>/km,  $\eta = 0$ ,  $\gamma = 3.2 \times 10^{-3} (\text{Wm})^{-1}$  [119] e  $\gamma/\omega = 1.44 \times 10^{-2}$  s/(Wm). O comprimento de onda da portadora é  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ .

#### 6.4 Procedimento Numérico

O desempenho do Interferômetro de Michelson realizando funções lógicas em duas entradas é investigado através da arquitetura proposta mostrada na Figura 6.3. Para a análise numérica, consideraram-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada de uma porta lógica de duas entradas, permitindo uma variação, na faixa de 0 a 245 fs, no parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$  dos pulsos de entrada modulados pela posição temporal. Em nosso esquemático, esta tarefa é realizada pelo modulador PPM. Na saída do Interferômetro de Michelson, o máximo deslocamento temporal alcançado por cada pulso em seu respectivo núcleo é calculado, considerando a sincronização com o pulso de entrada pelo tempo de referência ( $T_r$ ). Considera-se que a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade dos pulsos de entrada é  $T_{\text{PULSO}} = 100$  fs [119], com um perfil secante hiperbólico. Inicialmente, para caracterizar as principais propriedades do sinal de saída, assumimos que o pulso lançado no núcleo da PCF é tal que:

$$A_{jE}(0, t) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{t}{\Delta t_0} \right). \quad (6.8)$$

Após o modulador PPM, a forma dos pulsos iniciais na entrada do Interferômetro de Michelson é dado por

$$A_{jE}(0, T) = \sqrt{P_0} \operatorname{sech} \left( \frac{t - (t_r + t_d)}{\Delta t_0} \right), \quad (6.9)$$

onde os índices  $j = 1, 2$  fazem referência às fibras 1 ou 2 e  $T_d$  é o deslocamento temporal, o qual representa o parâmetro de ajuste da modulação PPM ( $T_d = +\varepsilon$ , para bit 1 e  $T_d = -\varepsilon$ , para bit 0) para os pulsos iniciais. Em toda análise, será admitido que o deslocamento temporal dos pulsos de entrada ( $\varepsilon$ ) e saída ( $\varepsilon_s$ ), serão calculados na posição temporal de máxima intensidade, tomando como tempo de referência ( $T_r = 0$ ), correspondendo à metade da região de comprimento temporal (*time slot*). Para nossa análise numérica,  $L_{jE}$  e  $L_{jS}$  representam os níveis lógicos para os pulsos de entrada ( $A_{jE}$ ) e saída ( $A_{jS}$ ), respectivamente, justamente após o modulador PPM, em que  $j=1, 2$  fazem referência às fibras 1 ou 2.

Resolvemos as equações de propagação numericamente usando um método de Runge-Kutta de quarta ordem [83, 84] com 4096 pontos na janela de tempo levando em consideração as condições iniciais dadas pelas equações 6.8 e 6.9, na situação sem perda ( $\alpha = 0$ ). As redes de Bragg tem o papel de refletir os sinais que devem cair no canal 2.

Se a função lógica procurada é OU, em concordância com a tabela verdade das portas lógicas OU, nos casos quando os pulsos de entrada 1 e 2 representam diferentes bits, que é ( $L_{1E}=0, L_{2E}=1$ ) ou ( $L_{1E}=1, L_{2E}=0$ ), em que  $L_{jE}$  e  $L_{jS}$  representam os níveis lógicos para os pulsos de entrada, onde os índices  $j = 1, 2$  fazem referência às fibras 1 ou 2, o respectivo pulso de saída deve estar no intervalo para bit 1 ( $0 < \varepsilon_{jS} \leq \varepsilon$ ). Além disso, para a realização da função lógica OU, os pulsos de saída 1 ou 2 devem sempre estar no intervalo para bit 0 ( $-\varepsilon \leq \varepsilon_{jS} < 0$ ) e bit 1 ( $0 < \varepsilon_{jS} \leq \varepsilon$ ), quando os pulsos de entrada 1 e 2 representam os bits ( $L_{1E}=0, L_{2E}=0$ ) e ( $L_{1E}=1, L_{2E}=1$ ), respectivamente.

Outro parâmetro importante analisado neste trabalho é a relação sinal ruído (SNR – Signal-to-noise ratio), que é um termo para a razão entre as potências de um sinal contendo algum tipo de informação e o ruído e tem por objetivo comparar e analisar o desempenho da porta lógica estudada. Tal parâmetro pode ser calculado da seguinte forma:

$$SNR = \frac{P_{sinal}}{P_{ruído}} = \left( \frac{A_{sinal}}{A_{ruído}} \right)^2, \quad (6.10)$$

ou em unidades de dB

$$SNR_{dB} = 10 \times \log_{10} \left( \frac{P_{\text{signal}}}{P_{\text{ruído}}} \right), \quad (6.11)$$

em que  $P$  é a potência e  $A$  a amplitude.

Nosso estudo visa avaliar o desempenho do presente dispositivo para executar operações lógicas, sob modulação por posição de pulsos, considerando alguns regimes diferentes de potência de bombeamento,  $60 \text{ kW}$ ,  $80 \text{ kW}$ ,  $100 \text{ kW}$ ,  $120 \text{ kW}$  e  $150 \text{ kW}$ , e a partir daí realizar um estudo sobre a SNR que servirá de base para construção de uma figura de mérito para a porta lógica estudada. A figura de mérito visa verificar o desempenho da porta lógica analisando a relação sinal ruído comparando o perfil do pulso de saída no canal 2 com o perfil de um sinal Gaussiano. Dessa forma, calculamos a SNR através de 6.11. O estudo deste capítulo leva em conta uma análise que considera os efeitos de dispersão de segunda ordem ( $\beta_2$ ), a dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ) e efeitos não-lineares, tais como: SPM (Self Phase Modulation) e SS (Self-Steeptening) e IRS (Intrapulse Raman Scattering) em uma configuração sem perdas. O objetivo é estabelecer situações, para o parâmetro de ajuste da modulação PPM, onde seja possível montar as tabelas verdades correspondentes à realização de operações lógicas. Nesse estudo numérico, o valor e o sinal de ( $\varepsilon$ ), é atribuído, a cada pulso, de acordo com as quatro possíveis combinações de dois bits, na entrada de uma porta lógica de duas entradas ( $L_1, L_2$ ), ou seja  $[(0,0);(0,1);(1,0);(1,1)]$ .

## 6.5 Resultados e Discussões

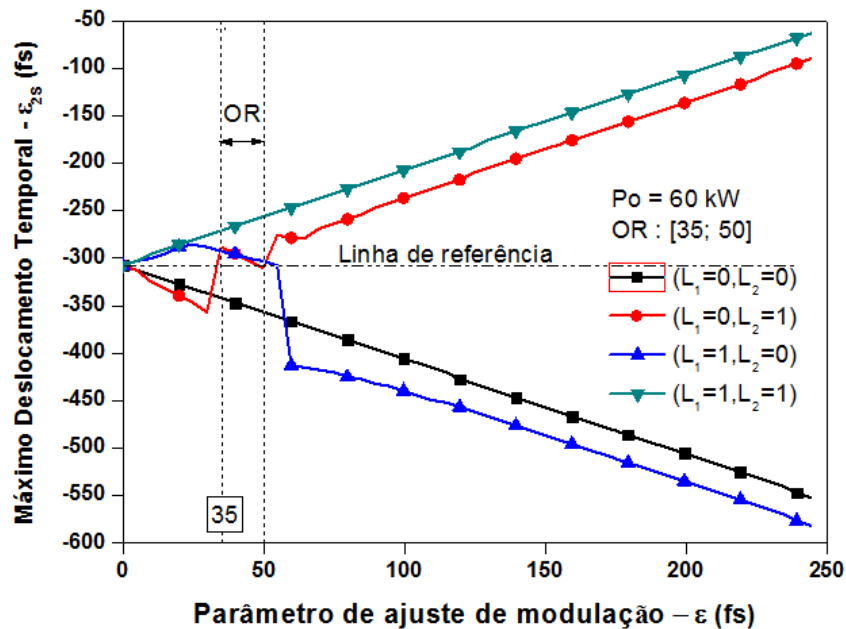
Neste capítulo, analisamos o desempenho de um Interferômetro de Michelson de fibras de cristal fotônico, observando a posição temporal e o perfil dos pulsos de saída como função do parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$ , configurando uma porta lógica de duas entradas realizando a operação lógica OU, considerando a propagação de dois pulsos de entrada modulados em concordância com os quatro casos possíveis para a porta lógica de duas entradas e permitindo uma variação, na faixa de 0 a 245 fs, no parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$ , observando as operações lógicas apenas na fibra 2. Além disso, para verificar o desempenho da porta lógica estudada, analisamos a

relação sinal ruído, para isso, comparamos o perfil dos pulsos de saída no canal 2 com o perfil de um sinal Gaussiano e calculamos a SNR através de 6.11.

Considerando o sinal refletido pelas grades de Bragg no canal de saída 2, observa-se o deslocamento temporal,  $\varepsilon_{2s}$ , em função do parâmetro de ajuste de modulação, para observar a presença de operações lógicas em cada uma das Figuras 6.4, 6.7, 6.10, 6.13 e 6.16, considerando uma linha de referência (nível de decisão lógico), localizada em  $\varepsilon_{2s}$ , conforme seja a potência de excitação considerada.

Nas Figuras 6.4, 6.7, 6.10, 6.13 e 6.16, observamos o deslocamento temporal,  $\varepsilon_{2s}$ , em função do parâmetro do ajuste de modulação,  $\varepsilon$ , e consideramos uma linha de fronteira ou linha de decisão (linha traço ponto horizontal), que representa a mudança de nível lógico e servirá para relacionarmos os máximos deslocamentos temporais, que se positivas (acima da linha) indicam nível lógico alto (bit “1”), se negativas (abaixo da linha) indicam nível lógico baixo (bit “0”). Na Figura 6.4, temos uma potência de excitação de  $P_o = 60 \text{ kW}$  e o zero ou linha de referência em  $\varepsilon_{2s} = -307 \text{ fs}$  que será considerado nosso tempo de referência,  $T_r$ , para esta situação. Esse valor significa que existe o deslocamento do pulso durante a propagação antes de inserir o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$ . Esse deslocamento inicial é ocasionado devido a complexidade do sistema e mais especificamente devido às grades de Bragg que refletem o sinal para o canal de saída “2”, além da influência dos efeitos não lineares de alta ordem. Esse comportamento se repetirá nas demais figuras. É possível observar, no intervalo de  $35 \leq \varepsilon \leq 50 \text{ fs}$ , que as entradas  $[(0, 1), (1, 0), (1, 1)]$  estão na região para bit 1, enquanto que a entrada  $[(0, 0)]$  está na região de bit 0, configurando assim a realização da operação lógica OU.

Figura 6.4 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2S}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2S}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$  no intervalo  $0 \leq \varepsilon \leq 245$  fs, com  $L = 1,81$  cm e  $P_o = 60$  kW.

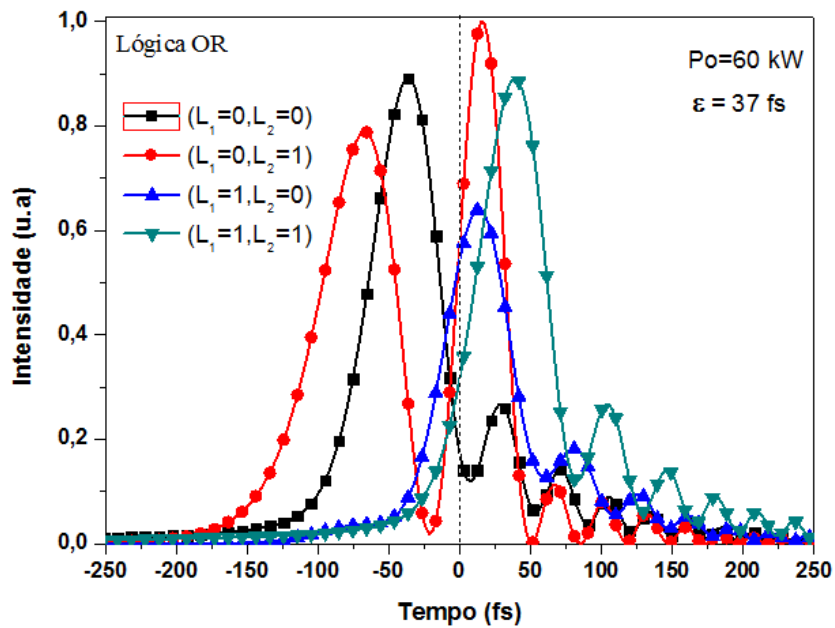


Fonte: próprio autor.

Nas Figuras 6.5, 6.6, 6.8, 6.9, 6.11, 6.12, 6.14, 6.15, 6.17, 6.18, 6.19, fixamos o parâmetro de ajuste da modulação ( $\varepsilon$ ), que representa os deslocamentos aplicados aos pulsos de entrada, a linha tracejada vertical, centrada em zero, é a linha de referência PPM. Nas Figuras 6.5 e 6.6, fixando os valores de  $\varepsilon$  em  $\varepsilon = 37$  fs e  $\varepsilon = 45$  fs, respectivamente, que se encontram dentro do intervalo  $35 \leq \varepsilon \leq 50$  fs de acordo com a Figura 6.4, temos os perfis da intensidade temporal dos pulsos de saída analisados no canal de saída 2 com potência de excitação de  $P_o = 60$  kW. Assim como ocorreu em 6.4, pode-se verificar a realização da operação lógica OU, como já era esperado, visto que apenas o caso (0, 0) encontra-se no intervalo  $[-245, 0[$  (região para bit 0) e os demais casos encontram-se no intervalo  $]0, 245]$  (região para bit 1), de acordo com a tabela verdade para portas lógicas OU. É importante destacar a necessidade de se observar o pico de maior intensidade de cada caso, uma vez que a realização de operações lógicas sob PPM baseiam-se na posição do pulso. Podemos verificar que há um ponto de quebra que divide o pulso de saída do caso (0, 1) em duas partes, uma na região  $[-245, 0[$  e outra na região  $]0, 245]$ . A parte mais intensa e mais estreita é a que nos interessa nesta análise, o restante será considerado ruído. Para melhor entendimento

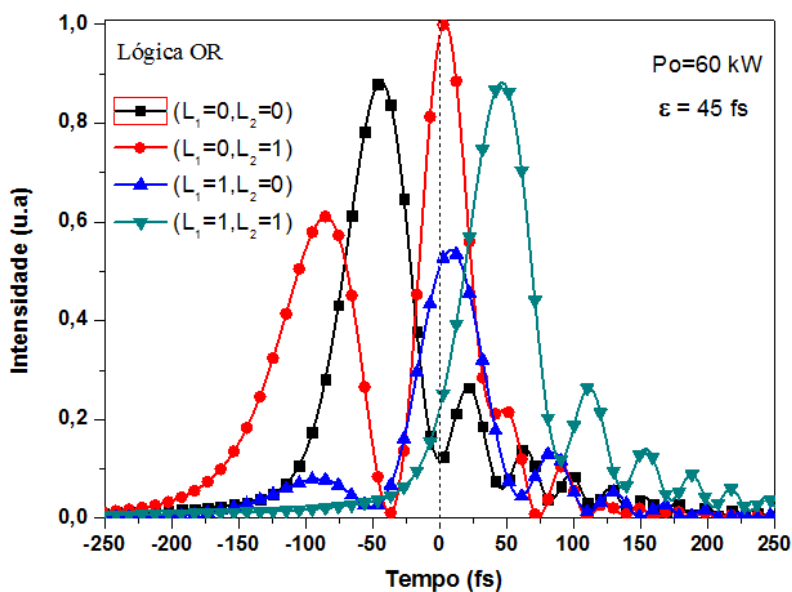
do leitor, fizemos o nosso zero de referência,  $T_r$ , corresponder ao zero no eixo das abscissas nas Figuras 6.5 e 6.6.

Figura 6.5 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 60$  kW,  $L = 1,81$  cm e  $\varepsilon = 37$  fs.



Fonte: próprio autor.

Figura 6.6 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 60$  kW,  $L = 1,81$  cm e  $\varepsilon = 45$  fs.



Fonte: próprio autor.

A Tabela verdade 6.1, mostra realização da lógica OU, considerando  $P_0 = 60$  kW para cada  $\varepsilon$  escolhido. A tabela fornece também os valores para a FOMELG/SNR para cada  $\varepsilon$  escolhido, além da localização da intensidade do pico do pulso considerado.

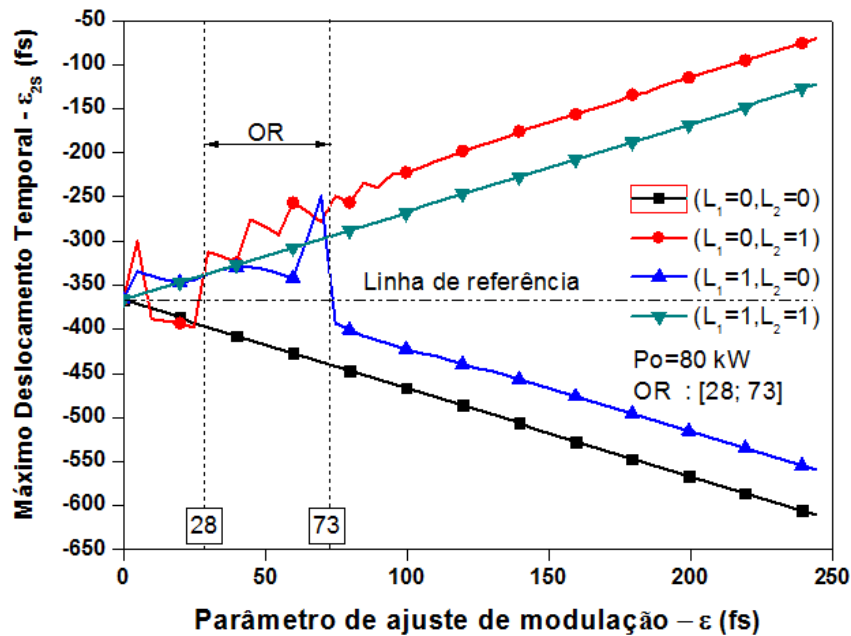
Tabela 6.1 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento  $P_0 = 60$  kW.

Entradas		$P_0 = 60$ kW		Saídas Lógicas	
$L_{1E}$	$L_{2E}$	$\varepsilon_1 = 37$ fs	$\varepsilon_2 = 45$ fs	$L_{2S}(\varepsilon_1)$	$L_{2S}(\varepsilon_2)$
		Localização da intensidade do pico(fs)		SNR(dB)	SNR(dB)
0	0	-36,35	-44,9	0 4,8	0 4,71
0	1	16,5	4,1	1 -1,58	1 -0,8
1	0	13,6	9,9	1 4,53	1 4,32
1	1	39,6	45,5	1 4,82	1 4,89
FUNÇÃO LÓGICA				OU	OU
FOMELG/SNR (dB)				12,57	13,12

Fonte: Próprio autor

Na Figura 6.7, temos uma potência de excitação de  $P_0 = 80$  kW e o zero ou linha de referência em  $\varepsilon_{2S} = -366$ fs que será considerado nosso tempo de referência  $T_r$  para esta situação. Esse valor significa que existe o deslocamento do pulso durante a propagação antes de inserir o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$ , assim como ocorreu na situação anterior. É possível observar, no intervalo de  $28 \leq \varepsilon \leq 73$ fs, que os casos  $[(0, 1), (1, 0), (1, 1)]$  estão na região para bit 1, enquanto que o caso  $[(0, 0)]$ , está na região de bit 0, configurando assim a realização da operação lógica OU. Assim como ocorreu na Figura 6.4, temos apenas um intervalo de realização da lógica OU, mas desta vez a mesma ocorre em um intervalo maior. Podemos observar que com o aumento da potência, os casos  $[(0, 1), (1, 0)]$ , suas curvas apresentam-se de forma mais não linear em comparação com a situação anterior.

Figura 6.7 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2S}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2S}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$  no intervalo  $0 \leq \varepsilon \leq 245$  fs, com  $L = 1,81$  cm e  $P_o = 80$  kW.

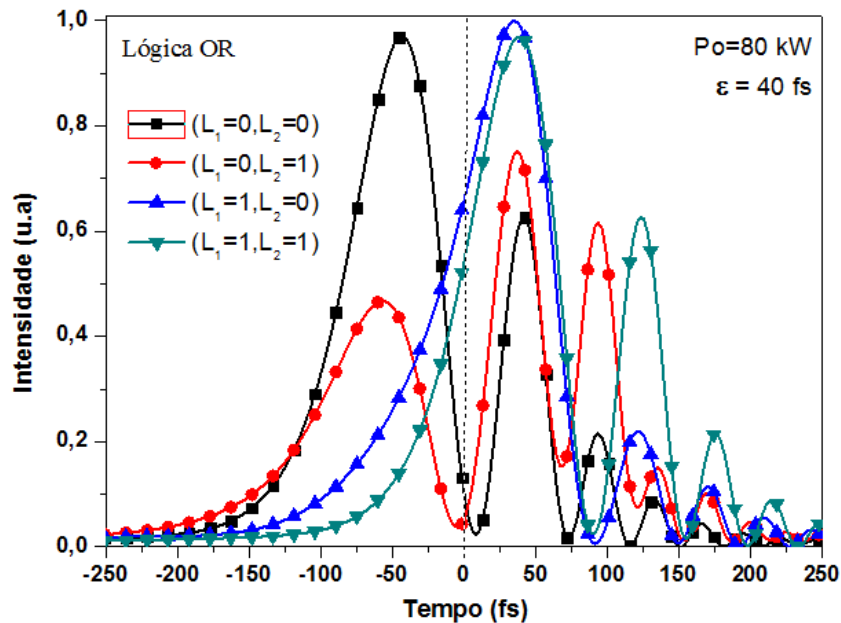


Nas Figuras 6.8, 6.9, fixando os valores de  $\varepsilon$  em  $\varepsilon = 40$  fs e  $\varepsilon = 60$  fs, respectivamente, que se encontram dentro do intervalo  $28 \leq \varepsilon \leq 73$  fs de acordo com a Figura 6.7, temos os perfis da intensidade temporal dos pulsos de saída analisados no canal de saída 2 com potência de excitação de  $P_o = 80$  kW. Assim como ocorreu em 6.7, pode-se verificar a realização da operação lógica OU, como já era esperado, visto que apenas o caso (0, 0) encontra-se no intervalo  $[-245, 0[$  (região para bit 0) e os demais casos encontram-se no intervalo  $]0, 245]$  (região para bit 1), de acordo com a tabela verdade para portas lógicas OU. É importante destacar a necessidade de se observar o pico de maior intensidade de cada caso, uma vez que a realização de operações lógicas sob PPM baseia-se na posição do pulso. Podemos verificar que há vários pontos de quebra nos pulsos de saída em todos os casos com  $\varepsilon = 40$  fs, da mesma forma ocorre com  $\varepsilon = 60$  fs. Da mesma forma que antes, o que vai nos interessar é o pico mais intenso, o restante será considerado ruído. Outro fato importante é o aumento da duração temporal do caso (1, 0) com  $\varepsilon = 60$  fs, representando alargamento do pulso.



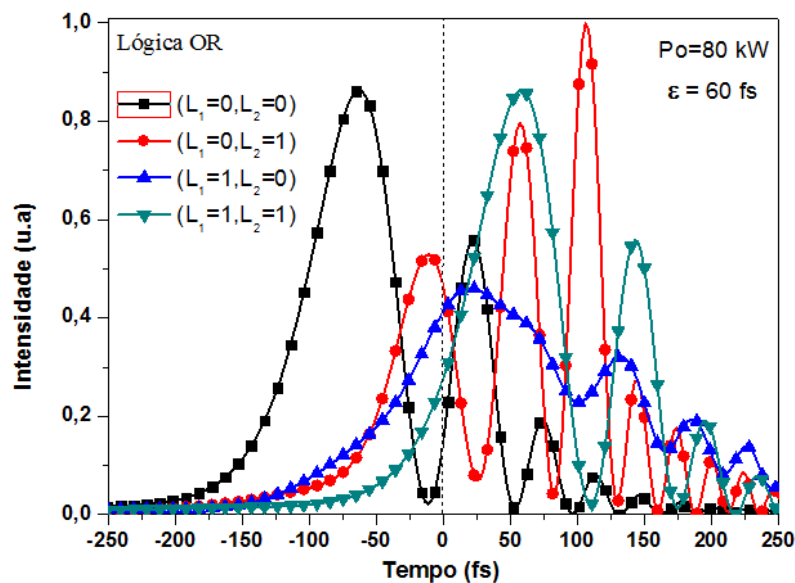
A Tabela verdade 6.2, mostra realização da lógica OU, considerando  $P_o = 80$  kW para cada  $\varepsilon$  escolhido. A tabela fornece também os valores da FOMELG/SNR para cada  $\varepsilon$  escolhido, além da localização da intensidade do pico do pulso considerado.

Figura 6.8 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2s}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 80$  kW,  $L = 1,81$  cm e  $\varepsilon = 40$  fs.



Fonte: próprio autor

Figura 6.9 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2s}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 80$  kW,  $L = 1,81$  cm e  $\varepsilon = 60$  fs.



Fonte: próprio autor

Tabela 6.2 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento  $P_0 = 80 \text{ kW}$ .

Entradas		$P_0 = 80 \text{ kW}$		Saídas Lógicas	
$L_{1E}$	$L_{2E}$	$\varepsilon_1 = 40\text{fs}$	$\varepsilon_2 = 60\text{fs}$	$L_{2S}(\varepsilon_1)$	$L_{2S}(\varepsilon_2)$
		Localização da intensidade do pico(fs)		SNR(dB)	SNR(dB)
0	0	-42,9	-64,1	0 3,71	0 3,75
0	1	36,9	106,9	1 -3,53	1 -4,23
1	0	34,9	22,4	1 6,27	1 3,44
1	1	40,7	57,8	1 -4,67	1 3,63
FUNÇÃO LÓGICA				OU	OU
FOMELG/SNR (dB)				1,78	6,59

Fonte: Próprio autor

A Tabela 6.3 fornece os valores utilizados na equação (6.11) para se obter a SNR dos pulsos de saída no canal 2, para cada uma das quatro possibilidades, considerando  $P_0 = 60 \text{ kW}$ ,  $\varepsilon_1 = 37 \text{ fs}$  e  $\varepsilon_2 = 45 \text{ fs}$ , ambos no intervalo  $35 \leq \varepsilon \leq 50 \text{ fs}$  e  $P_0 = 80 \text{ kW}$ ,  $\varepsilon_1 = 40 \text{ fs}$  e  $\varepsilon_2 = 60 \text{ fs}$ , respectivamente, ambos no intervalo  $28 \leq \varepsilon \leq 73 \text{ fs}$ . É possível verificar que os pulsos de saída possuem duração temporal sempre menor que 60 fs, menor do que a do pulso de entrada, ou seja, houve compressão temporal do pulso de saída para  $P_0 = 60 \text{ kW}$ . Podemos verificar que o  $\varepsilon$  que nos fornece a melhor SNR é o  $\varepsilon_2 = 45 \text{ fs}$  com o valor de 4,89 dB na condição (1, 1) com  $P_0 = 60 \text{ kW}$ . Para  $P_0 = 80 \text{ kW}$ , observamos no caso (1, 1) com  $\varepsilon_1 = 40 \text{ fs}$  e no caso (1,0) com  $\varepsilon_2 = 60 \text{ fs}$ , que a duração temporal é de 110,7 fs e 130,4 fs, respectivamente, representando um alargamento temporal do pulso de saída. Podemos verificar que o  $\varepsilon$  que nos dá a melhor SNR é o  $\varepsilon_1 = 40 \text{ fs}$  com o valor de 6,27 dB no caso (1, 0), com  $P_0 = 80 \text{ kW}$ .

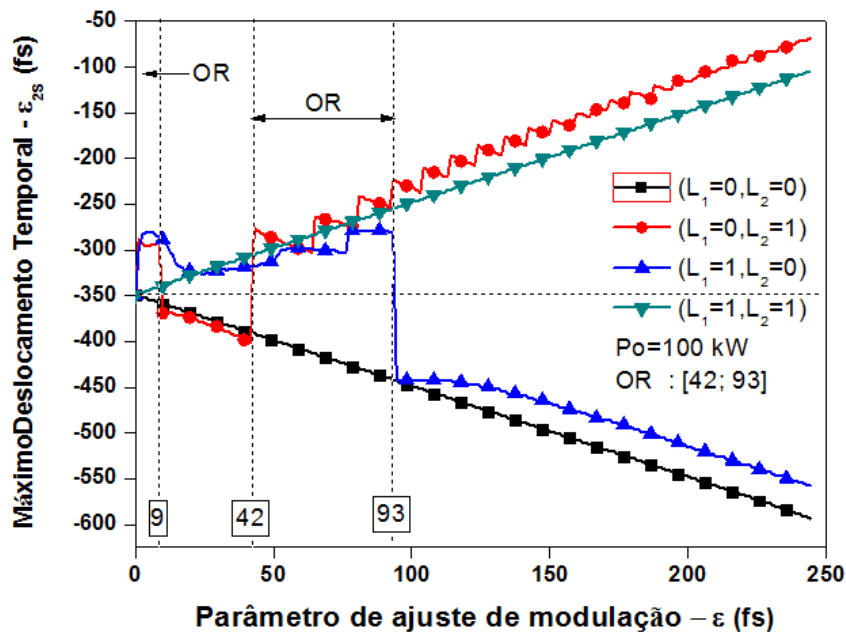
Tabela 6.3 – Valores de entrada para cálculo da relação sinal ruído, equação 6.11, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 60$  kW e parâmetros de ajuste de modulação  $\varepsilon = 37$  fs e  $\varepsilon = 45$  fs e  $P_0 = 80$  kW e parâmetros de ajuste de modulação  $\varepsilon = 40$  fs e  $\varepsilon = 60$  fs e  $L=1,81$  cm.

Po = 60 kW						
Entradas	$\varepsilon$ (fs)	Tfwhm (fs)	Energia do sinal (nJ)	Energia de saída (nJ)	Energia do ruído (nJ)	SNR (dB)
caso (0,0)	37	55,60	2,660	3,540	0,88	4,80
caso (0,1)		34,50	1,850	4,510	2,66	- 1,58
caso (1,0)		54	1,847	2,498	0,651	4,53
caso (1,1)		55,8	2,663	3,540	0,877	4,82
caso (0,0)	45	55,46	2,645	3,540	0,895	4,71
caso (0,1)		39,47	2,138	4,711	2,57	- 0,80
caso (1,0)		53,70	1,572	2,154	0,582	4,32
caso (1,1)		55,97	2,673	3,540	0,867	4,89
Po = 80 kW						
caso (0,0)	40	71,64	3,382	4,823	1,44	3,71
caso (0,1)		38,90	1,425	4,636	3,21	-3,53
caso (1,0)		79,49	3,871	4,785	0,914	6,27
caso (1,1)		110,7	1,227	4,823	3,60	-4,67
caso (0,0)	60	71,81	3,392	4,823	1,43	3,75
caso (0,1)		23,38	1,277	4,653	3,38	-4,23
caso (1,0)		130,4	3,291	4,784	1,49	3,44
caso (1,1)		71,18	3,364	4,823	1,46	3,63

Fonte: próprio autor

Na Figura 6.10, temos uma potência de excitação de  $P_0 = 100$  kW e o zero ou linha de referência em  $\varepsilon_{2s} = -349$  fs que será considerado nosso tempo de referência,  $T_r$ , para esta situação. Esse valor significa que existe o deslocamento do pulso durante a propagação antes de inserir o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$ . É possível observar a realização da operação lógica OU em dois intervalos, primeiro  $0 \leq \varepsilon \leq 9$  fs e segundo  $42 \leq \varepsilon \leq 93$  fs, já que os casos [(0, 1), (1, 0), (1, 1)] estão na região para bit 1, enquanto que o caso (0, 0) está na região de bit 0, diferente do que aconteceu nas duas primeiras análises, em que ocorreu apenas um intervalo de realização da lógica OU, com o segundo intervalo de realização da lógica OU maior do que o intervalo das duas últimas análises.

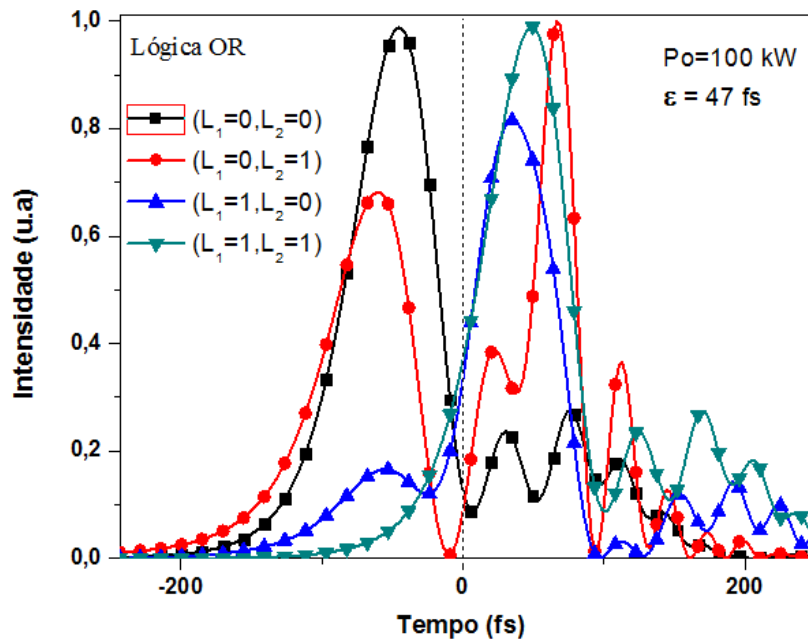
Figura 6.10 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2S}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2S}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$  no intervalo  $0 \leq \varepsilon \leq 245$  fs, com  $L = 1,81$  cm e  $P_o = 100$  kW.



Fonte: Próprio autor

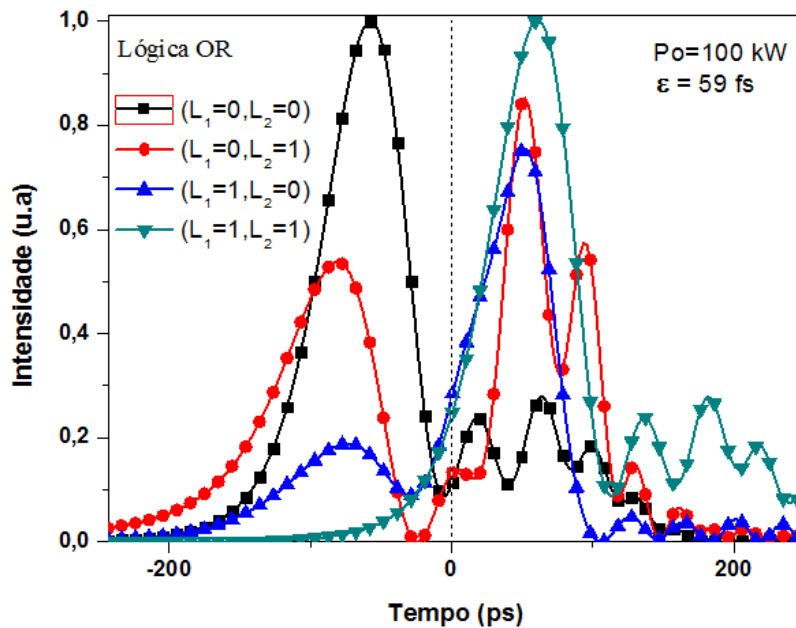
Nas Figuras 6.11 e 6.12, o parâmetro de ajuste da modulação ( $\varepsilon$ ) representa os deslocamentos aplicados aos pulsos de entrada. Fixando os valores de  $\varepsilon$  em  $\varepsilon = 47$  fs e  $\varepsilon = 59$  fs, respectivamente, que se encontram dentro do intervalo  $42 \leq \varepsilon \leq 93$  fs de acordo com a Figura 6.10, temos os perfis da intensidade temporal dos pulsos de saída analisados no canal de saída 2 com potência de excitação de  $P_o = 100$  kW. Assim como ocorreu em 6.10, pode-se verificar a realização da operação lógica OU, como já era esperado, visto que apenas o caso (0, 0) encontra-se no intervalo  $[-245, 0[$  (região para bit 0) e os demais casos encontram-se no intervalo  $]0, 245]$  (região para bit 1), de acordo com a tabela verdade para portas lógicas OU. É importante destacar a necessidade de se observar o pico de maior intensidade de cada caso, uma vez que a realização de operações lógicas sob PPM baseia-se na posição do pulso. Podemos verificar que há vários pontos de quebra nos pulsos de saída, em especial no caso (0, 1) que foi dividido em até três picos, com alguns lóbulos laterais. Mais uma vez, consideraremos apenas o pico mais intenso e os demais serão considerados ruídos. Para melhor entendimento do leitor, fizemos o nosso zero de referência,  $T_r$ , corresponder ao zero no eixo das abscissas nas Figuras 6.11 e 6.12.

Figura 6.11 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 100$  kW,  $L = 1,81$  cm e  $\varepsilon = 47$  fs.



Fonte: Próprio autor

Figura 6.12 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 100$  kW,  $L = 1,81$  cm e  $\varepsilon = 59$  fs.



Fonte: Próprio autor

A Tabela verdade 6.4, mostra realização da lógica OU, considerando  $P_0 = 100$  kW para cada  $\varepsilon$  escolhido. A tabela fornece também os valores da FOMELG/SNR para cada  $\varepsilon$  escolhido, além da localização da intensidade do pico do pulso considerado.

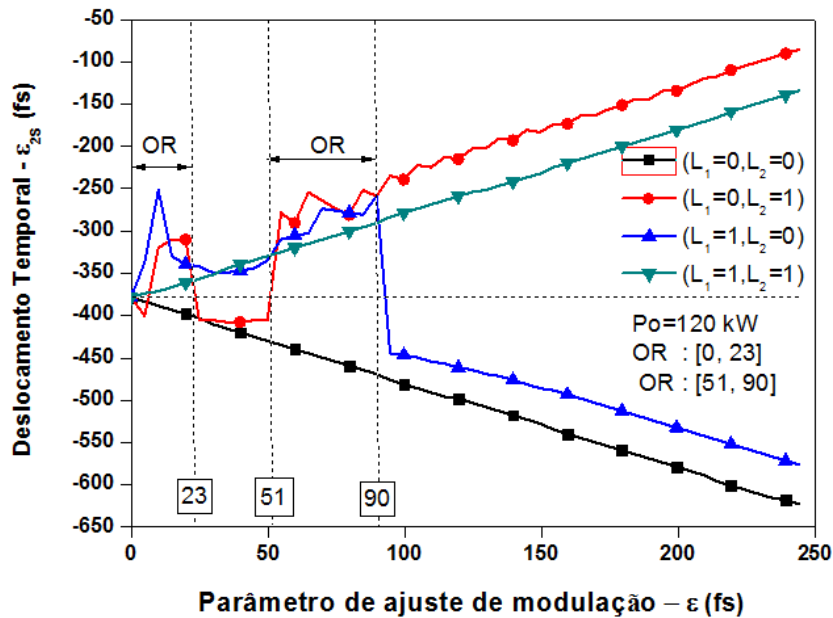
Tabela 6.4 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento  $P_0 = 100$  kW.

Entradas		$P_0 = 100$ kW		Saídas Lógicas	
$L_{1E}$	$L_{2E}$	$\varepsilon_1 = 47$ fs	$\varepsilon_2 = 59$ fs	$L_{2S}(\varepsilon_1)$	$L_{2S}(\varepsilon_2)$
		Localização da intensidade do pico(fs)		SNR(dB)	SNR(dB)
0	0	-46,3	-56,9	0 5,23	0 5,39
0	1	66,9	52,4	1 -3,39	1 -3,55
1	0	35,9	52,4	1 5,16	1 4,57
1	1	48,5	60	1 -0,28	1 5,43
FUNÇÃO LÓGICA				OU	OU
FOMELG/SNR (dB)				7,28	11,84

Fonte: próprio autor

Na Figura 6.13, temos uma potência de excitação de  $P_0 = 120$  kW e o zero ou linha de referência em  $\varepsilon_{2S} = -378$ fs que será considerado nosso tempo de referência  $T_r$  para esta situação. Esse valor significa que existe o deslocamento do pulso durante a propagação antes de inserir o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$ . É possível observar a realização da operação lógica OU em dois intervalos, primeiro  $0 \leq \varepsilon \leq 23$ fs e segundo  $51 \leq \varepsilon \leq 90$ fs, já que os casos [(0, 1), (1, 0), (1, 1)] estão na região para bit 1, enquanto que o caso (0, 0) está na região de bit 0, semelhante ao que ocorreu na última análise.

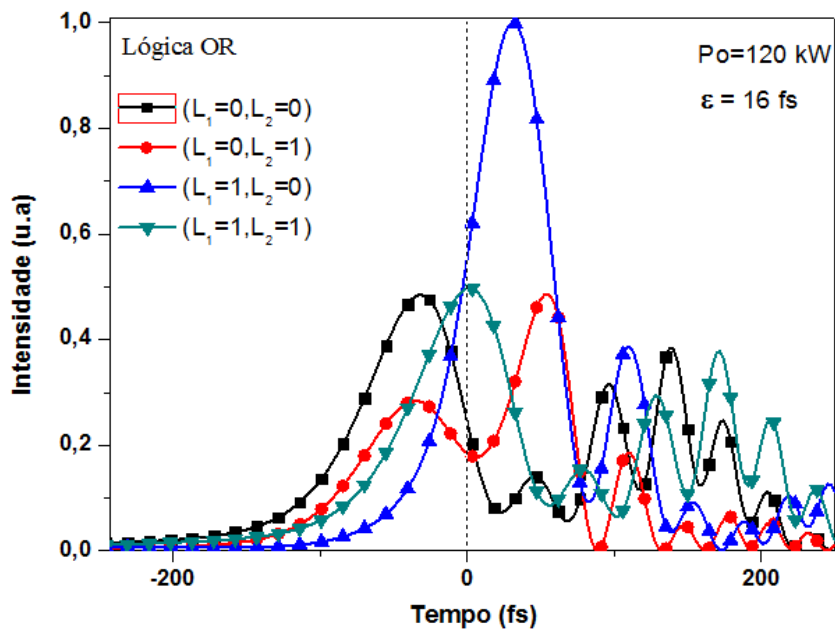
Figura 6.13 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2S}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2S}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$  no intervalo  $0 \leq \varepsilon \leq 245$  fs, com  $L = 1,81$  cm e  $P_o = 120$  kW.



Fonte: próprio autor

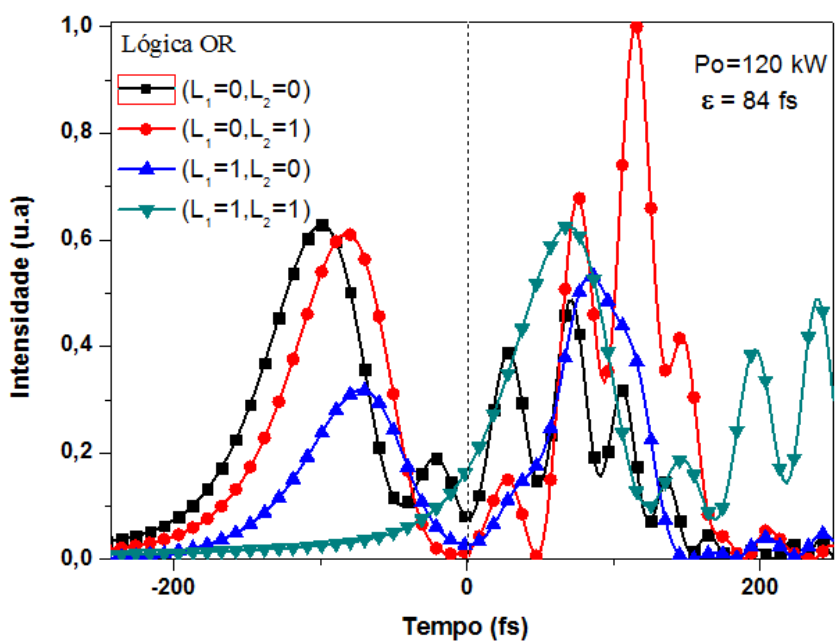
Nas Figuras 6.14 e 6.15, fixando os valores de  $\varepsilon$  em  $\varepsilon = 16$  fs e  $\varepsilon = 84$  fs, respectivamente, que se encontram dentro do intervalo  $51 \leq \varepsilon \leq 90$  fs de acordo com a Figura 6.13, temos os perfis da intensidade temporal dos pulsos de saída analisados no canal de saída 2 com potência de excitação de  $P_o = 120$  kW. Assim como ocorreu em 6.13, pode-se verificar a realização da operação lógica OU, como já era esperado, visto que apenas o caso (0, 0) encontra-se no intervalo  $[-245, 0[$  (região para bit 0) e os demais casos encontram-se no intervalo  $]0, 245]$  (região para bit 1), de acordo com a tabela verdade para portas lógicas OU. É importante destacar a necessidade de se observar o pico de maior intensidade de cada caso, uma vez que a realização de operações lógicas sob PPM baseia-se na posição do pulso. Mais uma vez os pulsos de saída quebram-se, sendo divididos em vários picos e apresentam-se de forma instáveis com bastante ruído em todos os casos. Para melhor entendimento do leitor, fizemos o nosso zero de referência,  $T_r$ , corresponder ao zero no eixo das abscissas nas Figuras 6.14 e 6.15.

Figura 6.14 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_0 = 120$  kW,  $L_C = 1,8$  cm e  $\varepsilon = 16$  fs.



Fonte: próprio autor

Figura 6.15 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_0 = 120$  kW,  $L_C = 1,8$  cm e  $\varepsilon = 84$  fs.



Fonte: próprio autor



A Tabela verdade 6.5, mostra realização da lógica OU, considerando  $P_0 = 120$  kW para cada  $\varepsilon$  escolhido. A tabela fornece também os valores da FOMELG/SNR para cada  $\varepsilon$  escolhido, além da localização da intensidade do pico do pulso considerado.

Tabela 6.5 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento  $P_0 = 120$  kW.

Entradas		$P_0 = 120$ kW		Saídas Lógicas	
$L_{1E}$	$L_{2E}$	$\varepsilon_1 = 16$ fs	$\varepsilon_2 = 84$ fs	$L_{2S}(\varepsilon_1)$	$L_{2S}(\varepsilon_2)$
		Localização da intensidade do pico(fs)		SNR(dB)	SNR(dB)
0	0	-30,4	-98,7	0 0,28	0 0,46
0	1	53,9	115,6	1 -0,76	1 - 5,36
1	0	30,2	87,1	1 4,61	1 0,89
1	1	2,7	69,1	1 0,61	1 0,53
FUNÇÃO LÓGICA				OU	OU
FOMELG/SNR (dB)				4,74	-3,48

Fonte: próprio autor

A Tabela 6.6 fornece os valores utilizados na equação (6.11) para se obter a SNR dos pulsos de saída no canal 2, para cada uma das quatro possibilidades, considerando  $P_0 = 100$  kW,  $\varepsilon_1 = 47$  fs e  $\varepsilon_2 = 59$  fs, ambos no intervalo  $42 \leq \varepsilon \leq 93$  fs e  $P_0 = 120$  kW,  $\varepsilon_1 = 16$  fs e  $\varepsilon_2 = 84$  fs, respectivamente, ambos no intervalo  $51 \leq \varepsilon \leq 90$  fs. É possível verificar que os pulsos de saída possuem duração temporal sempre menor que 60 fs, menor do que a do pulso de entrada, ou seja, houve compressão temporal do pulso de saída para  $P_0 = 100$  kW. Podemos verificar que o  $\varepsilon$  que nos dá a melhor SNR é o  $\varepsilon_2 = 59$  fs com o valor de 5,43 dB para o caso (1, 1) com  $P_0 = 100$  kW. Para  $P_0 = 120$  kW, é possível verificar que os pulsos de saída possuem duração temporal sempre menor do que 80 fs, ou seja, menor do que a do pulso de entrada que é de 100 fs, representando uma forte compressão temporal em todos os

casos para os pulsos de saída. Podemos verificar que o  $\varepsilon$  que nos dá a melhor SNR é o  $\varepsilon = 16 fs$  com o valor de 4,61 dB no caso (1, 0) com  $P_0 = 120 kW$ .

Tabela 6.6 – Valores de entrada para cálculo da relação sinal ruído, equação 6.11, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 100 kW$  e parâmetros de ajuste de modulação  $\varepsilon = 47 fs$  e  $\varepsilon = 59 fs$  e  $P_0 = 120 kW$  com parâmetros de ajuste de modulação  $\varepsilon = 16 fs$  e  $\varepsilon = 84 fs$  e  $L = 1,81 cm$ .

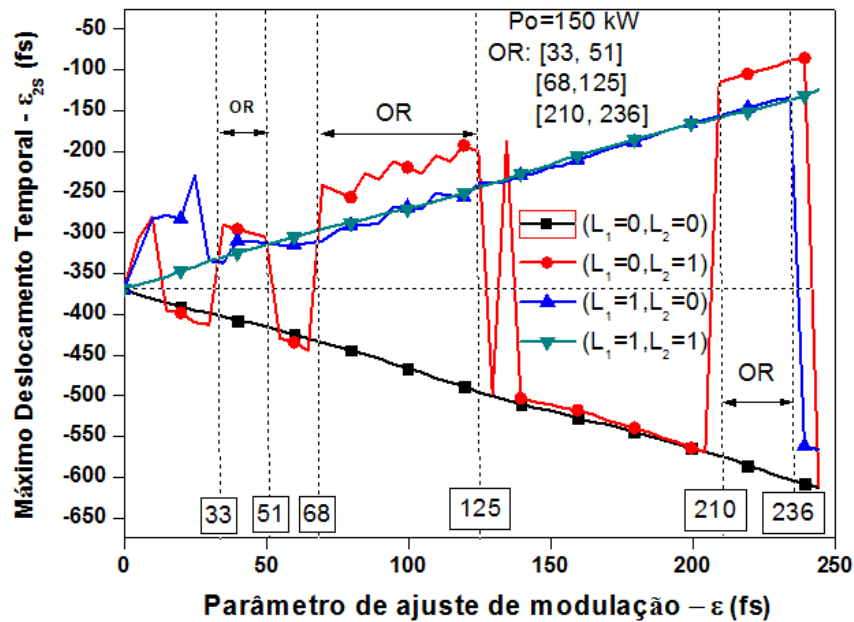
Po = 100 kW						
Entradas	$\varepsilon$ (fs)	Tfwhm (fs)	Energia do Sinal (nJ)	Energia de saída (nJ)	Energia do ruído (nJ)	SNR (dB)
caso (0,0)	47	67,76	4,937	6,413	1,48	5,23
caso (0,1)		30,86	2,274	7,235	4,96	-3,39
caso (1,0)		65,82	3,97	5,182	1,21	5,16
caso (1,1)		68,13	4,968	6,642	1,67	0,28
caso (0,0)	59	68,21	4,980	6,418	1,44	5,39
caso (0,1)		34,55	2,147	7,011	4,86	-3,55
caso (1,0)		65,04	3,584	4,83	1,25	4,57
caso (1,1)		68,39	4,992	6,422	1,43	5,43
Po = 120 kW						
caso (0,0)	16	77,26	4,070	7,891	3,82	0,28
caso (0,1)		48,66	2,591	5,676	3,09	-0,76
caso (1,0)		58,06	6,818	9,178	2,36	4,61
caso (1,1)		78,23	4,251	7,937	3,69	0,61
caso (0,0)	84	77,66	4,190	7,958	3,77	0,46
caso (0,1)		28,60	2,241	9,939	7,70	-5,36
caso (1,0)		64,23	2,933	5,324	2,39	0,89
caso (1,1)		77,71	4,177	7,873	3,70	0,53

Fonte: próprio autor

Na Figura 6.16, temos uma potência de excitação de  $P_0 = 150 kW$  e o zero ou linha de referência em  $\varepsilon_{2s} = -368 fs$  que será considerado nosso tempo de referência,  $T_r$ , para esta situação. Esse valor significa que existe o deslocamento do pulso durante a propagação antes de inserir o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon$ . Este é o caso em que observamos uma maior não linearidade dos casos  $[(0, 1), (1, 0)]$ . É possível observar a realização da operação lógica OU em três intervalos, o primeiro em  $33 \leq \varepsilon \leq 51 fs$ , o segundo em  $68 \leq \varepsilon \leq 125 fs$  e terceiro em  $210 \leq \varepsilon \leq 236 fs$ , já que os casos  $[(0, 1), (1, 0), (1, 1)]$  estão na região para bit 1, enquanto que o caso (0, 0) está na região de bit 0. Este é o caso em que obtivemos mais intervalos de realização de

operações lógicas, situação que coincide com a maior potência de excitação do dispositivo.

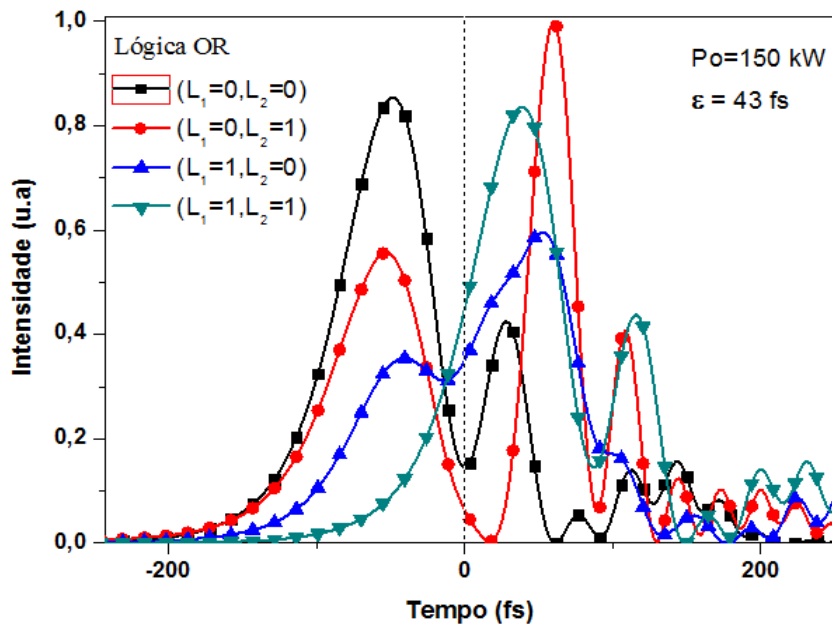
Figura 6.16 - Máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{2s}$ ), calculado no pulso de saída da fibra 2 ( $A_{2s}$ ), como uma função do parâmetro de ajuste da modulação  $\varepsilon$  no intervalo  $0 \leq \varepsilon \leq 245$  fs, com  $L_C = 1,8$  cm e  $P_o = 150$  kW.



Para as Figuras 6.17, 6.18 e 6.19, analisamos três valores para ( $\varepsilon$ ), escolhidos nos intervalos onde se verifica operação lógica. Fixando os valores de  $\varepsilon$  em  $\varepsilon = 43$  fs,  $\varepsilon = 86$  fs e  $\varepsilon = 86$  fs respectivamente, que se encontram dentro do intervalo  $33 \leq \varepsilon \leq 51$  fs,  $68 \leq \varepsilon \leq 125$  fs e  $210 \leq \varepsilon \leq 236$  fs, respectivamente, de acordo com a Figura 6.16, temos os perfis da intensidade temporal dos pulsos de saída analisados no canal de saída 2 com potência de excitação de  $P_o = 150$  kW. Assim como ocorreu em 6.16, pode-se verificar a realização da operação lógica OU, como já era esperado, visto que apenas o caso (0, 0) encontra-se no intervalo  $[-245, 0[$  (região para bit 0) e os demais casos encontram-se no intervalo  $]0, 245]$  (região para bit 1), de acordo com a tabela verdade para portas lógicas OU. É importante destacar a necessidade de se observar o pico de maior intensidade de cada caso, uma vez que a realização de operações lógicas sob PPM baseia-se na posição do pulso. Podemos verificar que para todos de  $\varepsilon$  considerados, os pulsos de saída tendem a ter várias quebras em todos os casos analisados, como ocorrera nas análises anteriores, consideramos apenas os pulsos

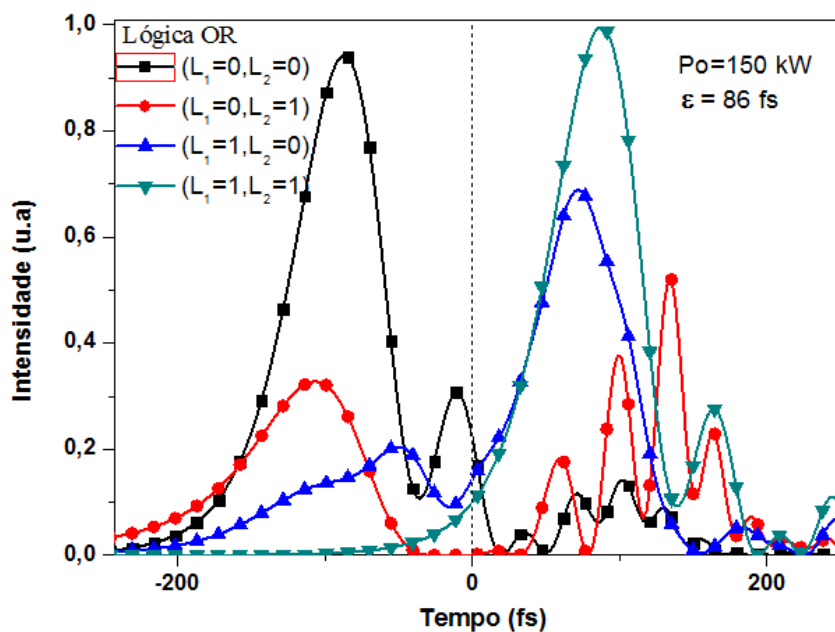
com pico mais intenso. Para melhor entendimento do leitor, fizemos o nosso zero de referência,  $T_r$ , corresponder ao zero no eixo das abscissas nas Figuras 6.17, 6.18 e 6.19.

Figura 6.17 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 150$  kW,  $L_C = 1,8$  cm e  $\varepsilon = 43$  fs.



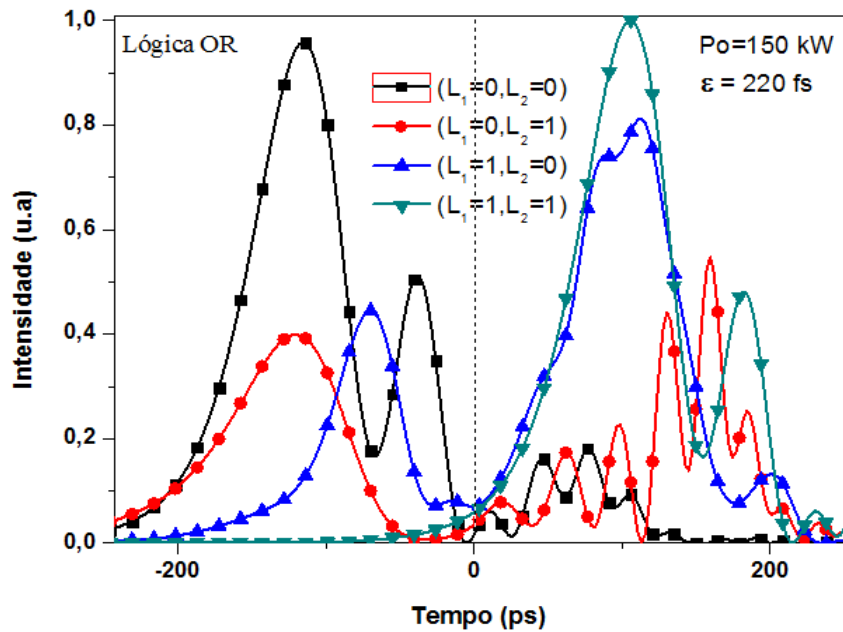
Fonte: próprio autor

Figura 6.18 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_o = 150$  kW,  $L_C = 1,8$  cm e  $\varepsilon = 86$  fs.



Fonte: próprio autor

Figura 6.19 - Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 ( $|A_{2S}|^2$ ) realizando lógica OU, considerando  $P_0 = 150$  kW,  $L_C = 1,8$  cm e  $\varepsilon = 220$  fs.



Fonte: próprio autor

A Tabela verdade 6.7, mostra realização da lógica OU, considerando  $P_0 = 150$  kW para cada  $\varepsilon$  escolhido. A tabela fornece também os valores da FOMELG/SNR para cada  $\varepsilon$  escolhido, além da localização da intensidade do pico do pulso considerado.

Tabela 6.7 - Tabela verdade para as operações lógicas OR, com potência de bombeamento  $P_0 = 150$  kW.

Entradas		$P_0 = 150$ kW			Saídas Lógicas		
$L_{1E}$	$L_{2E}$	$\varepsilon_1 = 43$ fs	$\varepsilon_2 = 86$ fs	$\varepsilon_2 = 220$ fs	$L_{2S}(\varepsilon_1)$	$L_{2S}(\varepsilon_2)$	$L_{2S}(\varepsilon_2)$
		Localização da intensidade do pico(fs)			SNR(dB)	SNR(dB)	SNR(dB)
0	0	-48,4	-87,2	-115,7	0 11,07	0 9,38	0 6,3
0	1	60,6	134,4	160,1	1 -0,56	1 -6,93	1 1,99
1	0	53	72,9	110,8	1 10,21	1 3,11	1 -1,94
1	1	37,9	87,1	105	1 9,24	1 7,78	1 8,57
FUNÇÃO LÓGICA					OU	OU	OU
FOMELG/SNR (dB)					29,96	13,34	14,92

Fonte: próprio autor

A Tabela 6.8 fornece os valores utilizados na equação (6.11) para se obter a SNR dos pulsos de saída no canal 2, para cada uma das quatro possibilidades, considerando  $P_0 = 150 \text{ kW}$ ,  $\varepsilon_1 = 43 \text{ fs}$ ,  $\varepsilon_2 = 86 \text{ fs}$  e  $\varepsilon_3 = 220 \text{ fs}$ , nos intervalos  $33 \leq \varepsilon \leq 51 \text{ fs}$ ,  $68 \leq \varepsilon \leq 125 \text{ fs}$  e  $210 \leq \varepsilon \leq 236 \text{ fs}$ . É possível verificar nas três tabelas que os pulsos de saída possuem duração temporal sempre menor do que 100 fs, ou seja, menor do que a do pulso de entrada, representando uma forte compressão temporal em todos os casos para os pulsos de saída. Podemos verificar que o  $\varepsilon$  que nos dá a melhor SNR é o  $\varepsilon = 43 \text{ fs}$  com o valor de 29,96 dB.

Tabela 6.8 – Valores de entrada para cálculo da relação sinal ruído, equação 6.11, analisada no canal de saída 2, considerando  $P_0 = 150 \text{ kW}$  e parâmetros de ajuste de modulação  $\varepsilon = 43 \text{ fs}$ ,  $\varepsilon = 86 \text{ fs}$ ,  $\varepsilon = 220 \text{ fs}$  e  $L = 1,81 \text{ cm}$ .

Po = 150 kW						
Entradas	$\varepsilon$ (fs)	Tfwhm (fs)	Energia do sinal (nJ)	Energia de saída (nJ)	Energia do ruído (nJ)	SNR (dB)
caso (0,0)	43	70,89	7,30	7,871	0,571	11,07
caso (0,1)		33,75	4,065	8,68	0,462	-0,56
caso (1,0)		93,27	6,713	7,352	0,639	10,21
caso (1,1)		70,56	7,11	7,961	0,847	9,24
caso (0,0)	86	69,89	8,847	9,866E	1,02	9,38
caso (0,1)		19,90	1,333	7,913	6,58	-6,93
caso (1,0)		76,96	6,810	1,014	3,33	3,11
caso (1,1)		69,62	8,933	1,042	1,49	7,78
caso (0,0)	220	70	7,852	9,692	1,84	6,30
caso (0,1)		82,40	5,421	8,852	3,43	1,99
caso (1,0)		56,70	3,531	9,053	5,52	-1,94
caso (1,1)		69,7	8,783	1,000	1,22	8,57

Fonte: próprio autor

### 6.5.1 Figura de Mérito - FOMELG/SNR (dB)

Com o objetivo de compararmos o desempenho das portas lógicas, criamos uma figura de mérito para a relação sinal ruído definida em função da SNR para cada saída das portas lógicas. Dessa forma, a figura de mérito para portas lógicas FOMELG/SNR

(dB) (do inglês *Figure of Merit of Logic Gates*) [132-135], para as combinações  $[(L_1, L_2)] = [(0,0), (0,1), (1,0), (1,1)]$  é dada por:

$$FOMELG / SNR(dB) = SNR(0,0) + SNR(0,1) + SNR(1,0) + SNR(1,1) \quad (6.12)$$

A tabela 6.9 mostra a aplicação da equação (6.12) das tabelas das operações lógicas obtidas nessa pesquisa. De forma que a FOMELG/SNR resume as portas de melhor desempenho encontradas nesse estudo.

Tabela 6.9 – FOMELG/SNR (dB) para o Interferômetro de Michelson de fibras de cristais fotônicos operando portas lógicas sob modulação PPM.

Funções lógicas	Canal	Potência(kW)	Épsilon (fs)	FOMELG/SNR (dB)
OR	$L_{2S}$	$P_0 = 60$	37	12,57
			45	13,12
OR	$L_{2S}$	$P_0 = 80$	40	1,78
			60	6,59
OR	$L_{2S}$	$P_0 = 100$	47	7,28
			59	11,84
OR	$L_{2S}$	$P_0 = 120$	16	4,74
			84	<b>-3,48</b>
OR	$L_{2S}$	$P_0 = 150$	43	<b>29,96</b>
			86	13,34
			220	14,92

Fonte: próprio autor

## 6.6 Conclusões do Capítulo

Neste capítulo, estudou-se a implementação do Interferômetro de Michelson explorando o potencial de tal dispositivo para atuar como portas lógicas totalmente ópticas quando excitado com pulsos ultracurtos de 100 fs. Os níveis lógicos 1 e 0, na entrada da porta lógica, são estabelecidos de acordo com a técnica de modulação por posição de pulsos (PPM), em regimes distintos de potência de bombeamento. Consideramos a propagação do pulso sob a influência dos efeitos dispersivos, como dispersão de segunda ordem ( $\beta_2$ ) e dispersão de terceira ordem ( $\beta_3$ ), bem como dos efeitos não lineares de auto-inclinação (SS), auto-modulação de fase (SPM) e Espalhamento Intrapulso Raman (IRS), simultaneamente, no regime de propagação sem perda para os pulsos de entrada nas fibras 1 e 2, analisou-se as quatro situações

possíveis para a porta lógica de duas entradas, observando o máximo deslocamento temporal ( $\varepsilon_{js}$ ) como função do parâmetro de ajuste da modulação ( $\varepsilon$ ).

Com o modelo proposto para o dispositivo, foi possível implementar a operação lógica OU em pelo menos um intervalo do parâmetro de ajuste de modulação em cada um dos regimes distintos de potência de bombeamento, sendo um total de nove intervalos de ocorrência da lógica OU. Verificamos que à medida que se aumenta a potência, aumenta-se a não linearidade das curvas dos casos  $[(0,1)]$  e  $[(1,0)]$ , facilitando dessa forma o aumento de intervalos onde observa-se a geração da operação lógica OU. Com relação aos pulsos de saída, considerando a complexidade do sistema, observamos na saída do dispositivo, pulsos bastante instáveis que apresentaram uma forte compressão, com várias quebras e bastantes ruidosos, apresentando vários lóbulos laterais. Para estudo da modulação PPM consideramos apenas o pulso de maior intensidade e consideramos as quebras ou lóbulos laterais como ruído e realizamos um estudo da relação sinal ruído, através da figura de mérito FOMELG/SNR (dB). A situação com melhor relação sinal ruído,  $SNR = 29,96 \text{ dB}$ , para a operação da porta lógica sugerida, foi encontrada na potência  $P_0=150 \text{ kW}$  com o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon = 43 \text{ fs}$ , de acordo com a Tabela 6.12.



# 7

## 7 CONCLUSÕES GERAIS, SUGESTÕES E TRABALHOS DECORRENTES

### 7.1 Conclusões Gerais

Neste trabalho apresentamos uma investigação numérica da propagação e chaveamento de sinais pulsados em um acoplador duplo simétrico não linear, seguido de duas grades de Bragg lineares simetricamente localizadas em seus guias de saída, configurando um Interferômetro de Michelson de fibras de cristal fotônico. Os efeitos de alta ordem, como a dispersão de terceira ordem, Espalhamento Raman Intrapulso e auto-inclinação, foram incluídos na equação não linear de Schrödinger generalizada que rege a propagação do pulso. Este dispositivo serviu de base para dois estudos.

No capítulo 5, fizemos o estudo do Interferômetro de Michelson agindo como um filtro *add/drop*, quando um defasamento é aplicado na reflexão de uma das grades de Bragg, explorando o potencial de tal dispositivo para atuar como portas lógicas totalmente ópticas. Foram feitas análises da transmissão, coeficiente de extinção, crosstalk e fator de compressão. Foi possível identificar vários intervalos de fase em que operações lógicas ópticas foram realizadas, tais como OR, XOR e NOT. Portanto, a configuração do interferômetro de Michelson com base em fibras fotônicas parece ser um candidato potencial para o desenvolvimento de portas lógicas ultrarrápidas totalmente ópticas. Seria útil para explorar configurações alternativas capazes de realizar um conjunto mais amplo de operações lógicas. Os desenvolvimentos futuros ao longo desta linha contribuiriam para construir um cenário mais completo das aplicações potenciais do interferômetro de Michelson estruturado como dispositivos totalmente ópticos.

No capítulo 6, investigamos a construção de portas lógicas e a Relação Sinal Ruído (SNR) com o interferômetro de Michelson sob modulação PPM. Nesta nova aplicação, pulsos ultracurtos foram modulados nos níveis lógicos 1 e 0, através da modulação por posição de pulsos (PPM). Para verificar a realização da operação lógica OU, pelo interferômetro de Michelson, utilizamos as quatro combinações possíveis de dois bits, considerando as duas entradas. Em seguida, investigamos uma variação no parâmetro de ajuste da modulação, ou seja, no deslocamento temporal do pulso inicial

em relação ao tempo referencial de um pulso não modulado pelo PPM. Verificamos que à medida que se aumenta a potência, aumenta-se a não linearidade das curvas dos casos  $[(0,1)]$  e  $[(1,0)]$ , facilitando dessa forma o aumento de intervalos onde se observa a geração da operação lógica OU. Com relação aos pulsos de saída, considerando a complexidade do sistema, observamos na saída do dispositivo, pulsos bastante instáveis que apresentaram uma forte compressão, com várias quebras e bastantes ruidosos, apresentando vários lóbulos laterais. Para estudo da modulação PPM consideramos apenas o pulso de maior intensidade e consideramos as quebras ou lóbulos laterais como ruído e realizamos um estudo da relação sinal ruído, através da figura de mérito FOMELG/SNR (dB). A situação com melhor relação sinal ruído,  $SNR = 29,96 \text{ dB}$ , para a operação da porta lógica sugerida, foi encontrada na potência  $P_0=150 \text{ kW}$  com o parâmetro de ajuste de modulação  $\varepsilon = 43 \text{ fs}$ .

## 7.2 Sugestões para estudos futuros

Nesta seção, apresentaremos algumas perspectivas para continuação do estudo, como por exemplo:

- Acrescentar nos efeitos não lineares, modulação de fase cruzada;
- Estudar o interferômetro de Michelson com modulação PAM para obter portas lógicas;
- Analisar a propagação e chaveamento do dispositivo com pulsos solitônicos;
- Estudo simultâneo da modulação de pulsos ultracurtos por PPM e PAM.

O interesse nestas extensões se justifica pelo fato de haver uma grande demanda do interferômetro de Michelson para aplicações em redes de comunicações, pois é um componente de fácil implementação, baixo custo e muito aplicado.

### **7.3 Contribuições Parcialmente ou não Relacionados à Tese (2010-2014)**

#### **7.3.1 Publicações em Periódicos Internacionais**

Sousa, J.R.R.; Filho, A.F.G.F. ; Ferreira, A.C. ; Batista, G.S. ; Sobrinho, C.S. ; Bastos, A.M. ; Lyra, M.L. ; Sombra, A.S.B. . Generation of logic gates based on a photonic crystal fiber Michelson interferometer. *Optics Communications (Print)*, v. 322, p. 143, 2014. DOI: 10.1016/j.optcom.2014.02.023.

Guimarães, G. F.; BASTOS, A. M.; Ferreira, A. C. ; Queiroz, A. S. B. ; Menezes, J. W. M.; Sousa, J. R. R.; Sombra, A. S. B.. Analysis of the Performance of Optical Code-Division Multiple-Access System (OCDMA), Operating with Gold Codes under Nonlinear Effects. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, v. 05, p. 49-57, 2013. DOI: 10.4236/jemaa.2013.52008.

Filho, Antonio Francisco Gomes Furtado; J. R. R. Sousa. Periodic Modulation of Nonlinearity in a Fiber Bragg Grating: A Numerical Investigation. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, v. 04, p. 53-59, 2012. DOI: 10.4236/jemaa.2012.42007.

Menezes, J. W. M.; Sousa, J. R. R.; Costa, M. B. C.; Ferreira, A. C.; Lima, F. T.; Sobrinho, C. S.; Lyra, M. L.; Sombra, A. S. B.; Sombra, A. S. B. Numerical analysis of the instantaneous and relaxed kerr model for generation of the all-optical logic gates with triangular fiber coupler (TFC). *Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials*, v. 21, p. 1250037-1250037-23, 2012. DOI: 10.1142/S0218863512500373.

Filho, A. F. G. F.; Sousa, J. R. R.; Guimaraes, G. F.; Rocha, H. H. B.; Ferreira, A. C.; Lima, F. T.; Sombra, A. S. B. Add-Drop Demultiplexer Operating in an Optical Michelson Interferometer Based in Fiber Bragg Gratings for Time Division Multiple Access Systems. *Fiber and Integrated Optics (Print)*, v. 29, p. 239-253, 2010. DOI: 10.1080/01468030.2010.485292.

Menezes, J. W. M.; Sousa, J. R. R.; FRAGA, W. B.; Lopes, V. C. M.; Lima, F. T.; Sobrinho, C. S.; Sombra, A. S. B. Spatiotemporal optical solitons in planar waveguide with periodically modulated cubic-quintic nonlinearity. *Optical and Quantum Electronics*, v. 42, p. 179-192, 2010. DOI: 10.1007/s11082-011-9446.

### 7.3.2 Conferências Nacionais

J. R. R. Sousa, G. S. Batista, A. M. Bastos, A. F. G. F. Filho, A. S. B. Sombra. Numerical study of configuration Michelson interferometer of photonic crystal fiber for application in logic circuits. XXXVII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Costa do Sauipe, 2014.

G. S. Batista, A.G.L.S.O. Mendes, J. R. R. Sousa, A. F. G. F. Filho, A. S. B. Sombra. Generation optical logic gates based on nonlinear asymmetric two-core photonic crystal fiber couplers. XXXVII Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Costa do Sauipe, 2014.

BATISTA, G.; GARDENIA, A.; A.F.G.F. Filho; J. R. R. Sousa; QUEIROZ, A. S. B.; SOMBRA, A. S. B. Estudo do Desempenho do Acoplador Direcional não Linear Duplo Assimétrico de Fibras de Cristais Fotônicos. In: XXXI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2013, Campina Grande. XXXI Encontro de Físicos do Norte e Nordeste, 2013.

Lopes, M.V.P; J. R. R. Sousa. Photonic crystals couplers and optical code division multiple access (OCDMA) with optical ultra-short pulses in linear fiber Bragg gratings. In: XXXV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, Águas de Lindóia, 2012.

## REFERÊNCIAS

- [1] A. Bjarklev. Optical Fiber Amplifiers. Design and System Application. Boston-London: Artech House, August 1993.
- [2] J. Dakin and B. Culshaw. Optical Fiber Sensors, volume 4 of applications, analyses and future trends. Boston: Artech House 1997.
- [3] S. Takahashi, M. Futamata, and I. Kojima. Spectroscopy with scanning near-field optical microscopy using tunneling mode. *Jornal of Microscopy*, 194(2-3): 519-22, 1999.
- [4] Biomedical sensors, fibers and optical delivery systems.
- [5] Abraham. Katzir. Lasers and optical fibers in medicine. Academic press, inc, 1993.
- [6] A.R. Chraplyvy, R.W. Tkach, Arrowband tunable optical filter for channel selection in densely packed WDM systems, *Electron. Lett.*, vol. 22, no 20, pp. 1084-1085, Sep. 1986.
- [7] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, F. Forghieri, A.H. Gnauck, R.M. Derosier, "Four photon mixing and high-speed WDM systems," *J. Lightwave Technol.*, vol. 13, no 5, pp. 841-849, May. 1995.
- [8] W. Zeiler, F. Di Pasquale, P. Bayvel, J.E. Midwinter, Modeling of four-wavemixing and gain peaking in amplified WDM optical communication systems and networks, *J. Lightwave Technol.*, vol. 14, no 9, pp. 1933-1942, Sep. 1996.
- [9] M. Jinno, M. Fukui, T. Sakamoto, S. Aisawa, J-I. Kani, WDM transmission technologies for dispersion-shifted fibers, *IEICE Trans. Electron.*, vol. E81-C, no 8, pp. 1264-1275, Aug. 1998.
- [10] M. Shtauf, M. Eiselt, R.W. Tkach, R.H. Stolen, A.H. Gnauck, Crosstalk in WDM systems caused by cross-phase modulation in erbium-doped fiber amplifiers, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 10, no 12, pp. 1796-1798, Dec. 1998.
- [11] R.A. Saunders, A. Robinson, D. Garthe, R. Hui, M. O'Sullivan, Compensation of crossphase modulation in 10-Gbit/s WDM systems by interfering channel prechirp, *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 390-392, 1998.
- [12] S.T. Cundiff, L. Boivin, M.C. Nuss, W.H. Knox, S.G. Evangelides, Effect of fiber nonlinearity on the propagation of highly chirped pulses in a WDM system, *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 397-398, 1998.
- [13] T. Ito, Y. Yano, T. Ono, K. Emura, Pre-chirp assisted normal dispersion region transmission for highly marginal dense WDM transoceanic system, *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 367-368, 1998.
- [14] A. Bertaina, S. Bigo, C. Francia, S. Gauchard, J.-P. Hamaide, M.W. Chbat, Experimental investigation of dispersion management for an 8 X 10-Gb/s WDM

transmission system over nonzero dispersion-shifted fiber, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 8, pp. 1045-1047, Aug. 1999.

[15] M. Murakami, H. Maeda, T. Imai, Long haul 16 X 10 Gb/s WDM transition experiment using higher order fiber dispersion management technique, *IEEE Photon. Technol. Lett.*, vol. 11, no 7, pp. 898-900, Jul. 1999.

[16] - Joannopoulos, J. D.; Johnson, S. G.; Winn, J. N.; Meade, R. D. *Photonic Crystals: Molding the Flow of Light*. 2 ed. Princeton: Princeton University Press, 2008.

[17] Vursik, P.; Sambles, J. Photonic structures in biology. *Nature*, v. 424, p. 852-855. 2003.

[18] Nikolaev, V. A.; Harwood, D. M.; Samsonov, N. I. *Early Cretaceous Diatoms*. St-Petersburg: Nauka, 2001.

[19] E. Yablonovitch and T. J. Gmitter, "Donor and acceptor modes in photonic band structures", *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, No 24, pp. 3380-3383, 1991.

[20] S. John, "Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices", *Physical Review Letters*, vol. 58, No 23, pp. 2486-2489, 1987.

[21] - Poli, F.; Cucinotta, A.; Selleri, S. *Photonic Crystal Fibers*, Springer, 2007.

[22] Ma, Z., & Ogusu, K. (2011). "Channel drop filters using photonic crystal fabry-perot resonators", *Optics Communications*, 284(5), 1192-1196.

[23] Mohmoud, M. Y, Bassou, Z. M, Taalbi, A, & Chekroun, Z. M. (2012). "Optical channel drop filters based on photonic crystal ring resonators", *Optics Communications*, 285(1), 368-372.

[24] Rawal, S, & Sinha, R. K. (2009). "Design, analysis and optimization of silicon-on-insulator photonic crystal dual band wavelength demultiplexer", *Optics Communications*, 282(19), 3889-3894.

[25] Benisty, H, Cambournac, C, Laere, F. V, & Thourhout, D. V. (2010). "Photonic crystal demultiplexer with improved crosstalk by second-order cavity filtering", *Journal of Lightwave Technology*, 28(8), 1201-1208.

[26] Wang, Q, Cui, Y, Zhang, H, Yan, C, & Zhang, L. (2010). "The position independence of heterostructure coupled waveguides in photonic-crystal switch", *Optik*, 121(8), 684-688.

[27] Moghaddam, M. K, Attari, A. R, & Mirsalehi, M. M. (2010). "Improved photonic crystal directional coupler with short length", *Photonics and Nanostructures-Fundamentals and Applications*, 8(1), 47-53.

[28] Gannat, G. A, Pinto, D, & Obayya, S. S. A. (2009). "New configuration for optical waveguide power splitters", *IET Optoelectronics*, 3(2), 105-111.

[29] Abdel Malek F ((2011). "Design of a novel left-handed photonic crystal sensor operating in aqueous environment", *IEEE Photonics Technology Letters*, 23(3), 188-190.

- [30] Olyaei, S, & Dehghani, A. A. (2012). High resolution and wide dynamic range pressure sensor based on two-dimensional photonic crystal”, *Photonic Sensors*, 2(1), 92-96.
- [31] P. Russell, “Photonic crystal fibers”, *Science* 299, 358-362 (2003).
- [32] P. St. J. Russell and R. Dettmer, “A neat idea [photonic crystal fibre]”. *IEE Review*, vol. 47, pp. 19–23, Sept. 2001.
- [33] J. C. Knight, “Photonic crystal fibres”, *Nature* 424, 847-851 (2003).
- [34] P. St. J. Russell, “Photonic-Crystal Fibers”, *Journal of Lightwave Technology*, vol. 24, no. 12, pp. 4729-4749, 2006.
- [35] T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell, *Endlessly Single-Mode Photonic Crystal*.
- [36] K. Saitoh, M. Koshiba, “Unique Dispersion Properties of Photonic Crystal Fibers”, *Conference Proceedings, ICICS-PCM, 1A7.3*, pp. 171-175, 2003.
- [37] F. Zolla, G. Renversez, A. Nicolet, B. Kuhlmei, S. Guenneau and D. Felbacq, “Photonic Crystal Fibres, London, Imperial College Press, 2005. Fiber”, *Optics Letters*, vol. 22, no. 13, pp. 961 - 963, 1997.
- [38] J. C. Baggett, M. N. Petrovich, J. R. Hayes, V. Finazzi, F. Poletti, R. Amezcua, N. G. R. Broderick, D. J. Richardson, T. M. Monro, P. L. Salter, G. Proudley, E. J. O’Driscoll, “Microstructured Fibers for High Power Applications”, *SPIE Proceedings, Nanophotonics for Communication: Materials and Devices II*, Boston, 2005.
- [39] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell, D. M. Atkin, ”All-silica Single-mode Optical Fiber with Photonic Crystal Cladding”, *Optics Letters*, vol. 21, pp. 1547 - 1549, 1996.
- [40] G. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Fourth Edition, Academic Press, San Francisco, 2007.
- [41] D. J. Richardson, F. Poletti, J. Y. . Leong, X. Feng, H. Ebendorff Heidepreim, V. Finazzi, K. E. Frampton, S. Asimakis, R. C. Moore, J. C. Baggett, J. R. Hayes, M. N. Petrovich, M. L. Tse, R. Amezcua, J. H. V. Price, N. G. R. Broderick, P. Petropoulos, T. M. Monro, ”Advances in Microstructured Fiber Technology”, *Conference Proceedings, WFOPC 2005, Palermo, 22-24 June 2005*.
- [42] J. C. Baggett, T. M. Monro, K. Furusawa, D. J. Richardson, “Comparative Study of Large-Mode Hole and Conventional Fibers”, *Optics Letters*, vol. 26, no. 14, pp. 1045 - 1047, 2001.
- [43] J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. Russell, J. P. de Sandro, “Properties of Photonic Crystal Fibre and Effective Index Model”, *Journal of Optical Society of America B*, vol. 15, pp. 748-752, 1998.
- [44] F. Poletti, “Direct and Inverse Design of Microstructured Optical Fibres”, Ph.D. thesis, 2007.

- [45] H. Ebendorff - Heidepriem, K. Furusawa, D. R. Richardson, T. M. Monro, "Fundamentals and Applications of Silica and Non-Silica Holey Fibers", SPIE Proceedings 5350-06, Photonics West, San Jose, pp. 359, 2004.
- [46] William F. Giazza, Evandro Conforti, and Hélio Waldman. *Fibras Ópticas: Tecnologia e Projeto de Sistemas*. Makron Books, 1991.
- [47] Agrawal, G. P., *Fiber Optics Communication Systems*. A John Wiley & sons, 3rd edition, 2002.
- [48] J. M. Senior. *Optical Fiber Communications Principles and Practice*. Prentice Hall International, 1985.
- [49] A. Ghatak and K. Thygarajan. *Introduction to Fiber Optics*. Cambridge University Press, 1998.
- [50] J. C. Baggett, T. M. Monro, J. R. Hayes, V. Finazzi, D. J. Richardson, "Improving Bending Losses in Holey Fibres", Conference Proceedings, OFC 2005, Anaheim, March 2005.
- [51] T. A. Birks, P. J. Roberts, P. St, J. Russell, D. M. Atkin, T. J. Shepherd, "Full 2-D Photonic Bandgaps in Silica/Air Structures", *Electronics Letters*, vol. 31, pp. 1941 - 1943, 1995.
- [52] A. Kudlinski, A. K. George, J. C. Knight, J. C. Travers, A. B. Rulkov, S. V. Popov, J. R. Taylor, "Zero-dispersion Wavelength Decreasing Photonic Crystal Fiber for Ultraviolet-extended Supercontinuum Generation", *Optics Express*, vol. 14, no. 12, pp. 5715-5722, 2006.
- [53] E.A.M. Fagotto, M.L.F. Abbade, "All-optical demultiplexing of 4-ASK optical signals with four-wave mixing optical gates", *Optics Communications* 283 (2010) 1102–1109.
- [54] E. Topkara, D. Milovic, A. K. Sarma, E. Zerrad and A. Biswas, "Optical soliton perturbation with full nonlinearity in non-Kerr lawmedia", *Journal of Optical and Fiber Communications Research*, 7 (1-4) (2010) 43-59.
- [55] R. H. Stolen, J. P. Gordon, W. J. Tomlinson, H. A. Haus, "Raman Response Function of Silica-core Fibers", *Journal of Optical Society of America B*, vol. 6, no. 6, pp. 1159-1166, 1989.
- [56] K. J. Blow and D. Wood, "Theoretical Description of Transient Stimulated Raman Scattering in Optical Fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. 25, pp. 2665–2673, 1989.
- [57] J. P. Gordon, "Theory of the soliton self-frequency shift," *Opt. Lett.*, vol. 11, no 10, pp. 662-664, Oct. 1986.
- [58] N. G. R. Broderick, P. Bennett, D. Hewak, T. M. Monro, D. J. Richardson, Y. D. West, "Nonlinearity in Holey Optical Fibres", Conference Proceedings, LEOS 2000, Puerto Rico, 13-16 November 2000.



- [59] V. Finazzi, T. M. Monro, D. J. Richardson, "Small Core Silica Holey Fibers: Non-linearity and Confinement Loss Trade-off", *Journal of Optical Society of America B*, vol.20, no. 7, pp. 1427-1436, 2003.
- [60] M. Liu and K. S. Chiang, "Propagation of ultrashort pulses in a nonlinear two-core photonic crystal fiber," *Appl. Phys. B* 98(4), 815–820 (2010).
- [61] G. P. Agrawal (2001). *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York.
- [62] J. W. M. Menezes e A. S. B. Sombra, "Implementação de Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não-Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas", *Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Universidade Federal do Ceará*, Fevereiro de 2006.
- [63] C. C. Yang, A. J. S. Wang. "Asymmetric nonlinear and its applications to logic functions", *IEEE J. Quantum Electron.* (1992), 28, 479–487.
- [64] M. N. Islam (1992). *Ultrafast fiber switching devices and systems*, Cambridge University Press, AT&T Bell, Laboratories Division.
- [65] Prasanta Mandal e Swati Midda, "All optical method of developing OR and NAND logic system based on nonlinear optical fiber couplers", *Optik* 122 (20) (2011) 1795–1798.
- [66] Q. Li; Y. Xie; Y. Zhu; S. Qian, "Soliton switching and propagation in two-core nonlinear fiber coupler with high order coupling coefficient". *Optics Communications*, 281 (2008), 2811–2818.
- [67] Qiliang Li, Yuyong Xie, Yinfang Zhu, Yongmin Qi e Zhijing Zhao, "Effects of Second-Order Coupling Coefficient Dispersion on Short-Pulse Propagation and Switching in an Active Two-Core Nonlinear Fiber Coupler", *Journal of Lightwave Technology*, 27 (15) (2009) 2933-2940.
- [68] V. J. Tekippe, "Passive fiber-optic components made by the fused biconical taper process", (1990). *Fiber Integ. Opt.* 9 (2), 97-123.
- [69] P. E. Grenn (1993). *Fiber-Optic Networks*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap.3.
- [70] J. Hecht (1999). *Understanding Fiber Optics*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap. 15.
- [71] K. S. Chiang, "Intermodal dispersion in two-core optical fibers" (1995). *Opt. Lett.* 20 (9), 997-999.
- [72] G. D. Peng e A. Ankiewicz, (1992). "Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fiber coupler", *International Journal of Nonlinear Opt. Phys.* 1 (1), 135-150 (1992).
- [73] A. Othonos and K. Kalli, "Fiber Bragg Gratings: Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing", Artech House Inc., 1999.

- [74] V. Mizrahi and J. E. Sipe. Optical properties of photosensitive fiber phase gratings, *J. Lightwave Technol.*, 11(10):1513-1517, 1993.
- [75] Lam, D. K. M. and Garside, B. K. Characterization of single mode optical fiber filter *Appl. Opt.* 20 440-445.
- [76] A. F. G. F. Filho, Estudo do desempenho do Multiplexador/Demultiplexador add/drop baseado na configuração do Interferômetro de Michelson de fibras ópticas para aplicações em sistemas OTDMA e OCDMA. Dissertação de mestrado. DETI-UFC, Março 2012.
- [77] Born, M., and Wolf, E., *Principles of optics*, Sixth Edition, Cambridge University Press.
- [78] Luís, M. B., *História da luz e das cores*, vol. 2, Universidade do Porto, 2007.
- [79] P. Hariharan, Ed., *Selected papers on interferometry*. Washington: SPIE Optical Engineering Press, 1991.
- [80] W.W. Morey, Tuneable narrow-line bandpass filter using fibre gratings, in: *Proc. Conference on Optical Fiber Communications, OFC '91*, paper PD20-1.
- [81] J. W. M. Menezes, J.R.R. Sousa, M.B.C. Costa, A.C. Ferreira, F. T. Lima, C.S. Sobrinho, M.L. Lyra and A.S.B. Sombra, Numerical Analysis of the Instantaneous and Relaxed Kerr Model for Generation of the All-Optical Logic Gates with Triangular Fiber Coupler (TFC), *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, 21, 1250037-1250037-23, 2012.
- [82] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, San Diego, 1989.
- [83] Gear, C.W. 1971, *Numerical Initial Value Problems in Ordinary Differential Equations* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall).
- [84] Acton, F.S. 1970, *Numerical Methods That Work*; 1990, corrected edition (Washington: Mathematical Association of America), Chapter 5.
- [85] A. Ghadi, S. Mirzanejhad, "All-optical logic gates using semiconductor-based three-coupled waveguides nonlinear directional coupler", *Optics Communications* 284 (2011) 432–435.
- [86] X. He, K. Xie, A. Xiang, "Optical solitons switching in asymmetric dual-core nonlinear fiber couplers", *Optik - International Journal for Light and Electron Optics*, Volume 122, issue 14 (July, 2011), p. 1222-1224.
- [87] K. Mukherjee, "Method of implementation of frequency encoded all optical half adder, half subtractor and full adder based on semiconductor optical amplifiers and add drop multiplexers", *Optik*, Volume 122, Issue 13, July 2011, Pages 1188–1194.
- [88] A. G. Coelho Jr., M. B. C. Costa, A. C. Ferreira, M. G. da Silva, M. L. Lyra, and A. S. B. Sombra, "Realization of All-Optical Logic Gates in a Triangular Triple-Core Photonic Crystal Fiber," *J. Lightwave Technol.* 31 (5), 731-739 (2013).
- [89] A.C. Ferreira, M.B.C. Costa, A.G. Coêlho Jr., C.S. Sobrinho, J.L.S. Lima, J.W.M. Menezes, M.L. Lyra, A.S.B. Sombra, "Analysis of the nonlinear optical switching in a

Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect”, *Optics Communications*, 285 (6) (2012), 1408–1417.

[90] A. C. Ferreira, C.S. Sobrinho, J.W.M. Menezes, W.B. Fraga, H.H.B. Rocha, A. Wirth L. Jr, K.D.A. Sabóia, G.F. Guimarães, J.M.S. Filho and A.S.B. Sombra, “A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK”, *Journal of Modern Optics* 56 (8) 1004-1013 (2009).

[91] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, C. S. Sobrinho and A. S. B. Sombra. “All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’”. *Fiber and Integrated Optics* , 29 (4) (2010) 254 – 271.

[92] A. W. Lima Júnior, M. G. da Silva, A. C. Ferreira and A. S. B. Sombra, “All-Optical Nonlinear Switching Cell Made Of Photonic Crystal”, *Journal of the Optical Society of America A*, 26 (7) 1661-1667, (2009).

[93] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, F. T. Lima, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Study of the Performance of an All-Optical Half Adder Based on Three-Core Nonlinear Directional Fiber Coupler Under Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response”, *Fiber and Integrated Optics*, 30 (3) (2011), 201-230.

[94] C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, W. B. Fraga, A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, S. P. Marciano, K. D. A. Sabóia, A. S. B. Sombra. *Analysys of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM)*. *Optics Communications* 281 (5), 1056–1064 (2008).

[95] K. D. A. Sabóia, A. C. Ferreira. C. S. Sobrinho, W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Optical Cryptography Under PPM-PAM Modulation Based in Short Optical Pulses in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF)” *Optical and Quantum Electronics* 41 (14-15) 963-980 (2009).

[96] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha and A. S. B. Sombra. “*Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers*”. *Optical and Quantum Electronics*, 39 (14) (2007) 1191-1206.

[97] Menezes, J. W. M. ; Fraga, W. B.; Guimarães, G. F.; Ferreira, A. C.; Rocha, H. H. B. ; Silva, M. G. ; Sombra, A. S. B. . “Optical Switches and All-Fiber Logical Devices Based on Triangular and Planar Three-Core Nonlinear Optical Fiber Couplers”, *Optics Communications*, v. 276, (1) p. 107-115, (2007).

[98] W. B. Fraga; J. W. M. Menezes; C. S. Sobrinho; A.C. Ferreira; G. F. Guimarães; A. Wirth L. Jr.; A.F.G. Furtado Filho; H. H. B. Rocha; K.D.A. Sabóia; F. T. Lima ; J.M.S. Filho and A.S.B. Sombra, “Numerical analysis of the stability of Optical bullets (2+1) in a planar waveguide with cubic-quintic nonlinearity”, *Optical and Quantum Electronics* 41 (2) 121-130 (2009).

[99] A. F.G. Furtado Filho, J. R. R. de Sousa, A. F. de Moraes Neto, J. W. M. Menezes, A. S. B. Sombra, “Periodic Modulation of Nonlinearity in a Fiber Bragg Grating: A Numerical Investigation”, *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 2012, 4, 53-59.

- [100] Sabóia, K. D. A.; Queiroz, A. S. B. ; F. T. de Lima ; Sobrinho, C.S. ; J. W. M. Menezes ; A. S. B. Sombra . Optical Bistability in an Acousto-Optic Tunable Filter (AOTF) Operating with Short Optical Pulses. *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, v. 04, p. 112-117, (2012).
- [101] A. Srivastava, S. Medhekar, “Switching behavior of a nonlinear Mach–Zehnder interferometer: Saturating nonlinearity”, *Optics & Laser Technology* 43 (2011) 1208–1211.
- [102] G.A. Mourou, N.J. Fisch , V.M. Malkin, Z. Toroker, E.A. Khazanov, A.M. Sergeev, T. Tajima, B. Le Garrec, “Exawatt-Zettawatt pulse generation and applications”, *Optics Communications* 285 (2012) 720–724.
- [103] M. S. Aziz, S. Daud, M. Bahadoran, J. ALI, and P. P. Yupapin, “Light Pulse in a modified add-drop optical filter for Optical tweezers generation”, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials* ,Vol. 21, No. 4 (2012) 1250047.
- [104] M. Hatami , R. Attarzadeh, A. Gharaati, “Design of an ultra-fast all-optical dark soliton switch in a three-core nonlinear directional coupler (tnldc) made of chalcogenide glasses”, *Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials*, Vol. 21, No. 3 (2012) 1250038.
- [105] T. Uthayakumar, R.V.J. Raja, K. Porsezian, “Realization of all-optical logic gates through three core photonic crystal fiber”, *Optics Communications*, 296 (2013) 124–131.
- [106] Surendra Prasad, Vivek Singh, Abhay Kumar Singh, “Enhancement of Phase Matching Ability in One-Dimensional Photonic Crystal through Plasma Material”, *Journal of Electromagnetic Analysis and Applications*, 2011, 3, 255-260.
- [107] F. Xie, Z. Chen, J. Ren, “Stabilisation of an optical fiber Michelson interferometer measurement system using a simple feedback circuit”, *Measurement* (9) 42 (2009) 1335–1340.
- [108] Satya R. Kachiraju, Don A. Gregory, “Determining the refractive index of liquids using a modified Michelson interferometer”, *Optics & Laser Technology* 44 (2012) 2361–2365.
- [109] Suhadolnik A. “An optical fiber interferometric refractometer”. *Measurement Science and Technology* (2007);18:1205.
- [110] Ai Zhou, Yanhui Zhang, Guangping Li, Jun Yang, Yuzhuo Wang, Fengjun Tian, and Libo Yuan, “Optical refractometer based on an asymmetrical twin-core fiber Michelson interferometer”, *Optics Letters* 36, (16) (2011) , 3221-3223.
- [111] J. Zhang, J.Q.Xu, Ch.Y.Gao, Sh. Ch. Si “Modified Michelson interferometer for probing refractive index of birefringent crystal CSBN50”, *Optics and Lasers in Engineering* 47 (11) (2009) 1212–1215.
- [112] Glen D. Gillen, Guha Shekhar. “Refractive-index measurements of zinc germanium diphosphide at 300 and 77K by use of a modified Michelson interferometer”. *Appl Opt* (2004) (10);43:2054–2058.

- [113] H. M. Shabana, "Determination of film thickness and refractive index by interferometer". *Polym Testing* (2004) (6); 23: 695–702.
- [114] A.S. Andrushchak, B.V. Tybinka, I.P. Ostrovskij, W. Schranz, A.V. Kityk., Automated interferometric technique for express analysis of the refractive indices isotropic and anisotropic optical materials. *Opt Laser Eng* (2008) (2); 46:162–167.
- [115] K. Arai, M. Ando, S. Moriwaki, K. Kawabe, "New signal extraction scheme with harmonic demodulation for power-recycled Fabry–Perot–Michelson interferometers", *Physics Letters A* 273 (1-2) (2000) 15–24.
- [116] X. Wan and J. Ge, "Dispersed single-phase-step Michelson interferometer for Doppler imaging using sunlight", *Optics Letters* Vol. 37, (18) (2012) 3912-3914.
- [117] D. Wu, T. Zhu, M. Liu, "A high temperature sensor based on a peanut-shape structure Michelson interferometer", *Optics Communications* 285 (2012) 5085–5088.
- [118] Nan-Kuang Chen, Kuan-Yi Lu, Jow-Tsong Shy, and Chinlon Lin, "Broadband micro-Michelson interferometer with multi-optical- path beating using a sphered-end hollow fiber", *Optics Letters* 3 (11) (2011), 2074-2076.
- [119] M. Liu, K.S. Chiang, *Appl Phys B*. 815, 98 (2010).
- [120] A. F. G. F. Filho, J. R. R. Sousa, F. T. Lima, W. B. Fraga, G. F. Guimarães, J. W. M. Mendonça, A. S. B. Sombra, A performance Study of a Nonlinear all Fibre Michelson Interferometer, add-drop multiplexer, based in Fibre Bragg Grating Mirrors, *Opt. Quant. Electron* 40, 525 (2008).
- [121] S.T. Cundiff, L. Boivin, M.C. Nuss, W.H. Knox, S.G. Evangelides, Effect of fiber nonlinearity on the propagation of highly chirped pulses in a WDM system, *OFC '98 Technical Digest*, vol. , pp. 397-398, 1998.
- [122] BILODEAU, F, Malo B, Johnson D C, Albert J and Hill K 0, "High return loss narrowband all fiber bandpass Bragg transmission filter", *IEEE Photonics Technol. Lett.* 6 (1), 80, 1994.
- [123] Kashyap, R, Maxwell G D and Ainslie B J, "Four-port bandpass filters fabricated in singlemode photo-sensitive Ge-doped planar waveguides", *Proc. Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO '93*, paper CTuA6, pp66,1993.
- [124] Kashyap, R, "A new class of fibre grating based band-pass filters: The asymmetric interferometer", *Opt. Commun.* 153, 14-18, 1998.
- [125] Ortega B, Capmany J, Pastor D, Tallone L and Boschis, "Analysis of the back reflected signal in an all fiber Bandpass Bragg transmission filter", *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 10(8), 1124-1 126, 1998.
- [126] S.S. Orlov, A. Yariv and S. van Essen, "Coupled mode analysis of fiber optic add-drop filters for dense wavelength division multiplexing," *Opt. Lett.*, vol. 22, no. 10, pp. 688-690, May 1997.
- [127] K.R. Khan, T.X. Wu, D.N. Christodoulides, G.I. Stegeman, *Opt. Express* 16, 9417, 2008.

- [128] K.S. Chiang, Opt. Soc. Am. B 14, 1437 (1997).
- [129] Othonos, A.: Fibre Bragg gratings. Rev. Sci. Instrum.68(12), 4309–4341 (1997).
- [130] L. R. Chen, S. D. Benjamin, and P. W. E. Smith. Ultrashort Pulse Reflection from Fiber Gratings: A Numerical Investigation, Journal of Lightwave Technology. 15 (1997) 1503 - 1512.
- [131] R. Ramaswami, K.N. Sivarajan, Optical Networks – A Practical Perspective, Academic Press, San Francisco, 2002.
- [132] T. Pacitti, C. P. Atkinson. Programação e métodos computacionais. Editora Livros Técnicos e científicos S. A, volume 2, 2ª edição.
- [133] ISLAM, M. N., and et al., J. Appl. Phys. 71, 1927, 1992.
- [134] José Wally Mendonça Meneses. Implementação de Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas. 2006. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Ceará.
- [135] Wilton Bezerra de Fraga. Estudo do Desempenho de Acoplador Direcional Não Linear Duplo Assimétrico de Fibras Ópticas Operando Portas Lógicas. 2006. Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal do Ceará.
- [136] N. T. Vukovic and B. Milovanovic, 5th International Conference on Telecommunications in Modern Satellite, Cable and Broadcasting Service, TELSIC2(2001) 500–503.
- [137] N. T. Vukovic, Realization of all-optical ultrafast logic gates using triple core asym-metric nonlinear directional coupler, J. Opt. Commun.22(2) (2001) 59–63.
- [138] F. M. Castro, M. I. Molina and W. D. Deering, Controlling all-optical in multicore nonlinear couplers, Opt. Commun.226(2003) 199–204.
- [139] H. Hatami-Hanza and P. L. Chu, Logic operations in dispersion-mismatched nonlinear fiber couplers, Opt. Commun.124(1996) 90–94.
- [140] J. M. Arnold (1993). “*Soliton pulse-position modulation*”. IEE proceedings - J, Vol. 140, Nº 6, páginas 359 – 366.
- [141] Sobrinho, C. S., et al. Analysis of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM). Optics Communications, n. 281, p. 1056-1064, 2008.
- [142] Karlo David Alves Sabóia. Estudo do desempenho de filtros acústico-ópticos sintonizáveis como componentes biestáveis e sua utilização na criptografia em redes ópticas. 2009. Tese (Doutorado em Física) - Universidade Federal do Ceará.
- [143] C. Mazzali e H. L. Fragnito (1998). “*Optical PPM generator by direct-frequency shifting*”. OFC’98 Technical Digest, WM13, páginas 191 – 192.
- [144] J. I. Silva e A. S. B. Sombra (1998). “*Pulse position modulation (PPM) of ultrashort pulse trains in optical fibers*”. Optics Communications, Vol. 152, 59 – 64.