



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

JUSCELINO CHAVES SALES

ESTUDO DOS INTERFERÔMETROS DE MACH- ZEHNDER E DE SAGNAC DE
FIBRAS ÓPTICAS TRADICIONAIS E DE CRISTAL FOTÔNICO NA GERAÇÃO DE
PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS

FORTALEZA

2017

JUSCELINO CHAVES SALES

ESTUDO DOS INTERFERÔMETROS DE MACH- ZEHNDER E DE SAGNAC DE
FIBRAS ÓPTICAS TRADICIONAIS E DE CRISTAL FOTÔNICO NA GERAÇÃO DE
PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS

Tese apresentada à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática como requisito final para a obtenção do grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática. Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra

FORTALEZA

2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca Universitária
Gerada automaticamente pelo módulo Catalog, mediante os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

S155e Sales, Juscelino Chaves.

Estudo dos interferômetros de Mach- Zehnder e de Sagnac de fibras ópticas tradicionais e de cristal fotônico na geração de portas lógicas ópticas / Juscelino Chaves Sales. – 2017.
161 f. : il. color.

Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2017.

Orientação: Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra.

1. Interferômetro de Mach-Zehnder. 2. Interferômetro de Sagnac. 3. Portas Lógicas. 4. Fibras de Cristal Fotônico. 5. Fibras Tradicional. I. Título.

CDD 621.38

JUSCELINO CHAVES SALES

ESTUDO DOS INTERFERÔMETROS DE MACH- ZEHNDER E DE SAGNAC DE
FIBRAS ÓPTICAS TRADICIONAIS E DE CRISTAL FOTÔNICO NA GERAÇÃO DE
PORTAS LÓGICAS ÓPTICAS

Tese apresentada à Coordenação do Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Engenharia de Teleinformática. Área de concentração: Eletromagnetismo Aplicado.

Aprovada em: 05 / 12 / 2017.

BANCA EXAMINADORA

Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra (Orientador)
Universidade Federal do Ceará – UFC

Prof. Dr. João Batista Rosa Silva
Universidade Federal do Ceará – UFC

Prof. Dr. João Cesar Moura Mota
Universidade Federal do Ceará – UFC

Prof. Dr. Eudes Borges de Araújo
Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita FILHO – UNESP

Prof. Dr. Carlos Jacinto da Silva
Universidade Federal de Alagoas – UFAL

AGRADECIMENTOS

Primeiramente agradeço a Deus. À Santíssima Virgem Maria, ao Papa São João Paulo II o Grande (*in memoriam*), São Marcelino Champagnat e São José Maria Escrivá.

A minha amada esposa Inês Sales e aos meus amados filhos, Jeová Neto e Joana Maria.

Ao meu pai, Manoel Jeová Farias Sales (*in memoriam*), minha mãe, Francisca Temis de Farias Chaves Sales, aos meus irmãos Jane Maria, Jeová Filho, Themis Eucária (*in memoriam*), José Roberto e Paulo Chaves pelo total apoio e na ajuda em minha formação acadêmica.

Ao meu orientador prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra pela sua paciência comigo e sem ele essa Tese não seria concluída.

A todos os professores do Departamento de Teleinformática da UFC em especial ao Prof. Dr. Daniel Benevides Costa, como também ao Coordenador do DETI, na pessoa do Prof. Dr. Andre Lima Ferrer de Almeida e ao Prof. Dr. João Cesar Moura Mota.

Aos professores e amigos Dr. Antônio Francisco Gomes Furtado Filho e Dr. Alisson da Conceição Ferreira que deram excelente contribuição para a realização dessa Tese.

Ao Laboratório de Fotônica do IFCE - Instituto Federal de Ciência e Tecnologia do Ceará, na pessoa do professor e amigo Dr. Glendo de Freitas Guimarães que deu excelente contribuição para a realização dessa Tese.

À Universidade Estadual Vale do Acaraú-UVA.

A todos os amigos de curso, que contribuíram de alguma forma para que pudesse possuir o grau de Doutor em Engenharia de Teleinformática: José Wally, Eduardo, João Paulo, Rubens, Ronaldo, Marcelo Silva, Graciliano, Cícero, Djalma, Agliberto, Marcus Vinicius, Marcos Lopes, Herbert, Cauby, Mauricio, Marcelo Façanha, Felipe Felix, José Silva, Miranda, Emmanuelle, Mucio, Júlio Goes e todos os tantos amigos do LOCEM.

RESUMO

Neste trabalho de Tese, foram investigadas características de operação de dois dispositivos ópticos, o interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) e o interferômetro de Sagnac (NOLM). São apresentados estudos de simulação numérica de propagação e chaveamento de pulsos ultracurtos em um MZI constituído de acopladores e fibra de cristal fotônico, como também em um NOLM constituído de acoplador e fibra tradicional (convencional). Na análise dos dispositivos investigamos as propriedades da propagação de pulsos de luz na forma de sólitons como também a geração de portas lógicas e funções lógicas. Baseado na óptica não-linear foram propagados pulsos ultracurtos, de duração de 100 fs no MZI e de 10 ps no NOLM. Investigamos primeiramente uma configuração do MZI onde fizemos uma análise física do dispositivo analisando a transmissão, taxa de extinção, crosstalk e fator de compressão colocando um perfil de não linearidade em um dos braços do MZI utilizando chaveamento On-Off, em que os efeitos não lineares de alta ordem (GVD, Self-Steepening, Raman, Dispersão do Acoplamento) foram considerados na Equação Nonlinear Generalizada de Schrödinger. Em segundo plano investigamos o interferômetro de Sagnac em fibra convencional sem utilizar os efeitos de alta ordem e utilizando modulação PAM-ASK. A investigação foi realizada, através de simulações numéricas computacionais através do software baseado em *MatLab*, utilizando-se do método de Runge Kutta de quarta ordem no MZI e o Split-Step no NOLM. Encontramos que os dispositivos propostos podem ser utilizados para obter as portas lógicas OU, E e OU-Exclusivo. Para o MZI as melhores portas lógicas para cada tipo de porta OU e OU-Exclusivo utilizando o FOMELG foram mostradas, também para o NOLM foram mostradas as portas lógicas de melhor qualidade E, OU e OU-Exclusivo utilizando a razão de precisão (PR). Os resultados fornecem suporte para aplicações em sistemas TDMA e redes totalmente ópticas.

Palavras-chave: Interferômetro de Mach-Zehnder. Interferômetro de Sagnac. Fibras de Cristal Fotônico. Fibra Tradicional. Chaveamento On-Off. PAM-ASK. Portas Lógicas. Taxa de Extinção. FOMELG. Razão de Precisão.

ABSTRACT

In this paper, we investigated the operational characteristics of two optical devices, Mach-Zehnder interferometer (MZI) and Sagnac interferometer (NOLM). Numerical simulation studies of ultrashort pulse propagation and simulation are presented in a MZI composed of couplers and photonic crystal fiber, as well as in a NOLM made up of coupler and (conventional) traditional fiber. In the analysis of the devices we investigated the properties of the propagation of light pulses in the form of solitons as well as the generation of logic gates and logic functions. Based on the nonlinear optics, ultrashort pulses were propagated, lasting 100 fs in the MZI and 10 ps in the NOLM. We first investigated a MZI configuration, where we performed a physical analysis of the device analyzing the transmission, extinction rate, crosstalk and factor compression by placing a nonlinearity profile on one of the arms of the MZI using On-Off switching where high order nonlinear effects (GVD, Self-Steepening, Raman, Coupling Dispersion) were considered in Schrödinger's Generalized Nonlinear Equation. We also investigated the Sagnac interferometer in traditional fiber without using high order effects and using PAM-ASK modulation, instead. The research was carried out through computational numerical simulations using the MatLab based software, using the fourth-order Runge Kutta method in the MZI and the Split-Step in the NOLM. We concluded that the proposed devices can be used to obtain the OR, AND and XOR logic gates. The best logical ports for each type of OR and XOR using FOMELG for the MZI were shown. Also, the logical gates of better quality AND, OR and XOR for the NOLM were presented according to the precision ratio (PR). The results provide support for applications in TDMA systems and fully optical networks.

Keywords: Mach-Zehnder Interferometer. Sagnac Interferometer. Crystal Photonic Fiber. Traditional Fiber. Switching On-Off. PAM-ASK. Gates Logical. Extinction Ratio. FOMELG. Accuracy Ratio.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 – Fibra óptica convencional (tradicional).....	31
Figura 2 – Cores metálicas existentes nas penas de algumas aves em redes periódicas de cristal fotônico.....	32
Figura 3 – (a) Geometria da PCF: núcleo e revestimento (b) Luz confinada na área central.....	33
Figura 4 – Esquema da fibra de cristal fotônico.	33
Figura 5 – Micrografia da seção transversal de uma (A) fibra óptica microestruturada com núcleo sólido e (B) fibra óptica fotônica com núcleo oco.	35
Figura 6 – Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice de refração.....	36
Figura 7 – Esquema da seção transversal de uma PCF de dois núcleos (acoplador) com suas dimensões.....	41
Figura 8 – Esquema da TPCF para configurações planar e triangular respectivamente.	41
Figura 9 – Esquema do acoplador triplo planar de fibra de cristal fotônico (TPCF), com o modulador (PAM-ASK).....	42
Figura 10 – Acoplador Simétrico.....	43
Figura 11 – Acoplador duplo direcional copropagante e simétrico utilizado para análise na configuração do interferômetro de Sagnac.....	43
Figura 12 – Configuração de um interferômetro óptico de Sagnac.....	45
Figura 13 – A configuração do interferômetro de Sagnac (NOLM) com a razão de divisão de energia ρ	45
Figura 14 – Configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder.....	47
Figura 15 – a) Interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico; b) Corte transversal de uma fibra de cristal fotônico de dois núcleos (Agrawal, 1989); c) Corte transversal de uma fibra de cristal fotônico de único núcleo.	59
Figura 16 – Resultados do primeiro cenário ($P_0 = P_c = 103,5$ kW), considerando os perfis constante, crescente e decrescente quanto a (a) transmissão; (b) taxa de extinção; (c) crosstalk e (d) fator de compressão.....	67
Figura 17 – Forma do pulso em 3D para $P_0 = 103,5$ kW, considerando o perfil (a) constante; (b) crescente e (c) decrescente.....	69

Figura 18 – Resultados do segundo cenário ($P_0 = 90$ kW) considerando os perfis constante, crescente e decrescente para (a) transmissão; (b) taxa de extinção e (c) crosstalk.	71
Figura 19 – Resultado do terceiro cenário ($P_0 = 110$ kW) considerando os perfis constante, crescente e decrescente para (a) transmissão; (b) taxa de extinção e (c) crosstalk.	72
Figura 20 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência inferior à potência crítica, perfil constante.	74
Figura 21 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência igual à potência crítica, perfil constante.	76
Figura 22 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência maior que a potência crítica, perfil constante.	77
Figura 23 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência menor que a potência crítica, perfil crescente.	79
Figura 24 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência igual à potência crítica, perfil crescente.	80
Figura 25 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência maior que a potência crítica, perfil crescente.	81
Figura 26 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência menor que a potência crítica, perfil decrescente.	83
Figura 27 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência igual à potência crítica, perfil decrescente.	84
Figura 28 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência maior que a potência crítica, perfil decrescente.	85
Figura 29 – Interferômetro Sagnac, gerando as portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo, bem como as funções lógicas ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$, com (a) esquema do modulador PAM-ASK e controle de fase e (b) esquema com o circulador óptico e o interferômetro Sagnac.	94
Figura 30 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($ \epsilon $) na faixa $0 \leq \epsilon \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,1$	97
Figura 31 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($ \epsilon $) no intervalo $0 \leq \epsilon \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,2$	98
Figura 32 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($ \epsilon $) no intervalo $0 \leq \epsilon \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,3$	99

Figura 33 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($ \varepsilon $) no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,4$.	100
Figura 34 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,2$ e $ \varepsilon = 0,070 W^{1/2}$.	101
Figura 35 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,4$ e $ \varepsilon = 0,070 W^{1/2}$.	102
Figura 36 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,028 W^{1/2}$.	103
Figura 37 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,045 W^{1/2}$.	104
Figura 38 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,059 W^{1/2}$.	105
Figura 39 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,059 W^{1/2}$.	106
Figura 40 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,1$ e $ \varepsilon = 0,028 W^{1/2}$.	107
Figura 41 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,2$ e $ \varepsilon = 0,028 W^{1/2}$.	108
Figura 42 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,059 W^{1/2}$.	109
Figura 43 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,4$ e $ \varepsilon = 0,070 W^{1/2}$.	110
Figura 44 – Perfil do pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($ A_{RS} ^2$), Porta lógica E, $\Delta\phi = 0,3110\pi$; $\rho = 0,1$ e $ \varepsilon = 0,068 W^{1/2}$.	111
Figura 45 – Perfil do pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($ A_{RS} ^2$), Porta lógica OU, $\Delta\phi = 1,1730\pi$; $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,059 W^{1/2}$.	111
Figura 46 – Perfil do pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($ A_{RS} ^2$), Porta lógica OU, $\Delta\phi = 1,1730\pi$; $\rho = 0,3$ e $ \varepsilon = 0,059 W^{1/2}$.	112
Figura 47 – Perfil de pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($ A_{RS} ^2$), Porta lógica OU-Exclusivo, $\Delta\phi = 0,2105\pi$; $\rho = 0,4$ e $ \varepsilon = 0,070 W^{1/2}$.	112
Figura 48 – PR em função do controle de fase para a porta E.	114
Figura 49 – PR em função do controle de fase para a porta OU.	114

Figura 50 – PR em função do controle de fase para a porta OU-Exclusivo.	115
Figura 51 – PR em função do controle de fase para a função lógica $A \cdot \bar{B}$	115
Figura 52 – PR em função do controle de fase para a porta E.	116
Figura 53 – PR em função do controle de fase para a porta OU.	116
Figura 54 – PR em função do controle de fase para a porta OU-Exclusivo.	117
Figura 55 – PR em função do controle de fase para a porta OU-Exclusivo.	118

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – FOMELG (dB) para o interferômetro de Mach-Zehnder.....	87
-------------------------------------------------------------------	----

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ASK	do inglês <i>Amplitude Shift Keying</i> .
bit	do inglês <i>Binary digiT</i> - Simplificação para dígito binário.
CW	do inglês <i>Continuous Wave</i> .
CF	do inglês <i>Compression Factor</i> .
CROW	do inglês <i>Coupled Resonator Optical Waveguides</i> .
dB	do inglês <i>decibel</i> .
DDF	do inglês <i>Decreasing Dispersion Fibers</i> .
DPSK	do inglês <i>Differential Phase-Shift Keying</i> .
EDFA	do inglês <i>Erbium Doped Fibre Amplifier</i>
FBG	do inglês <i>Fiber Bragg Grating</i> .
FFT	do inglês <i>Finite Fourier Transform</i> .
FOD	do inglês <i>Fourth-Order Dispersion</i> .
FOMELG	do inglês <i>Figure of Merit of Logic Gates</i> .
FWM	do inglês <i>Four Wave Mixing</i> .
FWHM	do inglês <i>Full Width at Half Maximum</i> .
GVD	do inglês <i>Group Velocity Dispersion</i> .
IG-PCF	do inglês <i>Index Guiding-Photonic Crystal Fiber</i> .
IRS	do inglês <i>Intrapulse Raman Scattering</i> .
JPTD	do inglês <i>Jaundice Photodynamic Therapy Device</i> .
<i>Laser</i>	do inglês <i>Light amplification by stimulated emission of radiation</i> .
LED	do inglês <i>Light Emission Diode</i> .
MI	do inglês <i>Michelson Interferometer</i> .
M-TIR	do inglês <i>Modified-Total Internal Reflexion</i>
MZI	do inglês <i>Mach-Zehnder Interferometer</i> .
NLDC	do inglês <i>Non-Linear Directional Coupler</i> .
NLO	do inglês <i>Non-Linear Optical</i> .
NLSE	do inglês <i>Non-Linear Schrödinger Equation</i> .
NOLM	do inglês <i>Non-Linear Optical Loop Mirror</i> .
NRZ	do inglês <i>Non Return to Zero</i> .
On-Off	<i>dentro do contexto, significa liga-desliga</i> .
OOK	do inglês <i>On-Off Keying</i> .
OTF	do inglês <i>Ordinary Telecommunication Fibers</i> .

PAM	do inglês <i>Pulse Amplitude Modulation</i> .
PBG	do inglês <i>Photonic Bandgap</i> .
PCF	do inglês <i>Photonic Cristal Fibers</i> .
PCWs	do inglês <i>Dispersion Engineered Silicon</i> .
PhC	do inglês <i>Photonic Crystal</i> .
PR	do inglês <i>Precision Ratio</i> .
PSS	do inglês <i>Polystyrene Sphere</i> .
QD-SOA	do inglês <i>Quantum Dots-Semiconductor Optical Amplifier</i> .
OTF	do inglês <i>Ordinary Telecommunication Fibers</i> .
RS	do inglês <i>Reset Set</i> .
RZ	do inglês <i>Return to Zero</i>
SBS	do inglês <i>Stimulated Brillouin Scattering</i>
SMTS	do inglês <i>Singlemode-Multimode-Thinned-Singlemode</i> .
SMZI	do inglês <i>Stages of Mach Zehnder Interferometer</i>
SOA	do inglês <i>Semiconductor Optical Amplifier</i> .
SOD	do inglês <i>Second Order Dispersion</i> .
SPM	do inglês <i>Self Phase Modulation</i> .
SS	do inglês <i>Self-Steepening</i> .
TDMA	do inglês <i>Time Division Multiple Access</i> .
TOAD	do inglês <i>Terahertz Optical Asymmetric Demultiplexing</i> .
TOD	do inglês <i>Third Order Dispersion</i> .
VOA	do inglês <i>Variable Optical Attenuator</i> .
UNI	do inglês <i>Ultrafast Non-Linear Interferometer</i> .
UFC	Universidade Federal do Ceará.
WDM	do inglês <i>Wavelength Division Multiplexing</i> .
WDMA	do inglês <i>Wavelength Division Multiple Access</i> .
XPM	do inglês <i>Cross Phase Modulation</i> .
XR	do inglês <i>Extinction Ratio</i> .
Xtalk	<i>Crosstalk</i> .

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	15
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	18
2.1	Propagação de Sólitons em Interferômetros Ópticos de Fibras Ópticas	18
2.1.1	<i>Equações de Maxwell</i>	19
2.1.1.1	<i>Polarização nos meios materiais</i>	20
2.1.1.2	<i>Modos de propagação</i>	21
2.1.2	<i>Equação Não-Linear de Schrödinger</i>	22
2.2	Pulsos Ópticos	24
2.3	Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas	25
2.4	Fibras Ópticas de Cristal Fotônico e Fibras Ópticas Convencionais	28
2.4.1	<i>Fibras Ópticas Convencionais</i>	28
2.4.2	<i>Fibras Ópticas de Cristal Fotônico</i>	31
2.4.2.1	<i>Cristais Fotônicos</i>	31
2.4.2.2	<i>Propriedades e Aplicações</i>	34
2.5	Interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac ópticos	36
2.5.1	<i>Acopladores de Fibras de Cristal Fotônico e de Fibra Convencional</i>	38
2.5.1.1	<i>Acopladores de Fibras de Cristal Fotônico</i>	38
2.5.1.1.1	Tipos de Acopladores	40
2.5.1.2	<i>Acopladores em Fibra Convencional</i>	42
2.5.2	<i>Interferômetro de Sagnac</i>	44
2.5.3	<i>Interferômetro de Mach-Zehnder</i>	47
3	PORTAS LÓGICAS COM O INTERFERÔMETRO DE MACH-ZEHNDER	53
3.1	Introdução	53
3.2	Fundamentação Teórica	56
3.3	O Interferômetro de Mach-Zehnder	58
3.4	Procedimento Numérico	61
3.5	Geração das portas lógicas OU (OR) e OU-Exclusivo (XOR) utilizando o interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico	64
3.5.1	<i>Interferômetro de Mach-Zehnder – Aplicação</i>	64
3.6	Resultados e Discussões	66
3.6.1	<i>Análise física</i>	66

3.6.2	<i>Portas lógicas</i>	73
3.7	<i>Conclusões do Capítulo</i>	88
4	PORTAS LÓGICAS COM O INTERFERÔMETRO DE SAGNAC	90
4.1	Alta qualidade de portas lógicas no braço da saída refletida de um interferômetro de Sagnac de fibra óptica convencional	90
4.1.1	<i>Introdução</i>	90
4.1.2	<i>Modelo Proposto</i>	92
4.1.3	<i>Resultados e Discussões</i>	96
4.1.4	<i>Conclusões do Capítulo</i>	118
5	CONCLUSÕES	121
	REFERÊNCIAS	124
	PERSPECTIVAS FUTURAS	
	ANEXOS	136
	ANEXO A - ARTIGOS PUBLICADOS EM REVISTAS INTERNACIONAIS DECORRENTES DA TESE	136
	ANEXO B – MÉTODOS NUMÉRICOS PARA A SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER	138
	B.1 Método Split Step Fourier.....	138
	B.2 Método de Runge Kutta.....	141
	Referências	142
	ANEXO C – PERFIS DE NÃO LINEARIDADE	143
	ANEXO D – PORTAS LÓGICAS	144
	ANEXO E - PAM-ASK	147
	Referências.....	149
	ANEXO F - EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER	150
	Referências.....	158

1 INTRODUÇÃO

É necessário, hoje em dia, o aprofundamento do estudo da ciência fundamental que versa sobre as características de efeitos não-lineares, self-steeping, modulação de fase cruzada (cross phase modulation), auto modulação de fase (self-phase modulation), espalhamento Raman intrapulso, características de chaveamento como transmissão, taxa de extinção, figura de mérito, crosstalk, fator de compressão, entre outros estudos, são imprescindíveis para o bom projeto e análise de dispositivos à base de fibra óptica padrão convencional, fibras de cristal fotônico, SOAs e blocos de óptica integrada. Uma sucessão de famílias de dispositivos ópticos, de técnicas de chaveamento e de modulação óptica têm sido estudadas de modo recorrente nos últimos tempos. Os requisitos para efetivação da implementação de dispositivos fotônicos aplicados e modernos com suas tecnologias de vanguarda e fronteira do conhecimento são provenientes do estudo de ciência fundamental madura em óptica não-linear e dispositivos opto-eletrônicos.

Os dispositivos ópticos feitos de fibras de cristal fotônico e de fibra convencional vem sendo a cada dia amplamente utilizados em diversas áreas da ciência, ou seja, não só nas comunicações ópticas mais também em outras áreas como medicina e engenharias.

Quanto às comunicações feitas através de método totalmente óptico para transmitir dados, esta Tese aborda para dispositivos ópticos que já são largamente conhecidos, um estudo numérico, com abrangentes serventias em várias áreas do conhecimento, onde analisando o chaveamento não-linear com modulação PAM no interferômetro de Sagnac e o chaveamento On-Off para o interferômetro de Mach-Zehnder, teve como finalidade a geração de portas lógicas totalmente ópticas.

Esta Tese está organizada em cinco capítulos.

No capítulo 1 faremos uma introdução de como foi feito o trabalho com os objetivos e motivação.

No capítulo 2 da fundamentação teórica procurou-se apresentar uma breve importância do estudo da óptica não-linear onde é feita uma revisão da propagação de sólitons em fibras ópticas, sobretudo analisando os efeitos não-lineares inclusive os de alta ordem. Posteriormente mostraremos os conceitos de fibra óptica convencional e fibras de cristais fotônicos (PCF). Serão investigadas as possibilidades de se utilizar fibras ópticas de cristal fotônico e os possíveis efeitos que podem ocorrer quando um pulso secante hiperbólico se propaga nestes dispositivos microestruturados. Será feita também uma pequena revisão bibliográfica dos acopladores que compõem os interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac

onde se procurou mostrar uma breve importância dos dois dispositivos opto-eletrônicos na engenharia moderna. A criação de uma configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder com dois acopladores utilizando esse tipo de microestrutura é proposta. Também serão mostrados conceitos do interferômetro de Sagnac feito de fibra óptica convencional

No capítulo 3 será feita uma análise da propagação de pulsos secantes hiperbólicos na configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder com acopladores de fibras de cristal fotônico. Investigaremos a propagação de pulsos da ordem de 100 fs (fentossegundos) neste dispositivo e avaliaremos o comportamento do mesmo com a colocação de um perfil de não linearidade em um dos braços do dispositivo. Em seguida faremos uma análise da transmissão de energia e à avaliaremos para diferentes potências de bombeio, como também a taxa de extinção, o crosstalk e o fator de compressão do pulso. Utilizaremos configuração On-Off no chaveamento da simulação do dispositivo. A análise física do interferômetro de Mach-Zehnder fotônico é de fundamental importância nos dispositivos ópticos. Elevada taxa de extinção é uma informação sinalizadora de grande potencial de obtenção de portas lógicas. Analisaremos também as portas lógicas OU e OU-Exclusivo e funções lógicas A e $A \cdot \bar{B}$ geradas através do interferômetro de Mach-Zehnder utilizando o FOMELG para calcular a melhor porta lógica.

No capítulo 4 mostraremos a produção de operações lógicas proposta nesta Tese, por um interferômetro de Sagnac sob modulação por amplitude de pulsos (PAM) onde os pulsos sólitons fundamentais ($N=1$) são modulados nos níveis lógicos 1 e 0. Utilizaremos um acoplador e fibra óptica convencional para compor o interferômetro de Sagnac e depois faremos as simulações. Investigaremos a propagação de pulsos da ordem de 10 ps (picossegundos) através do dispositivo onde variou-se o parâmetro de ajuste da modulação (ϵ) e a diferença de fase entre os pulsos sólton de entrada logo depois que eles foram modulados. Conseguimos a produção de portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo e as funções lógicas, $A \cdot \bar{B}$, $\bar{A} \cdot B$, UM e ZERO. Também obtivemos as portas lógicas de melhor qualidade utilizando o parâmetro Razão de Precisão. Durante o referido estudo não levamos em considerção os efeitos de alta ordem utilizados no capítulo 3 da Tese, pois trabalhamos somente com o GVD e o SPM.

No capítulo 5 mostramos as conclusões gerais da Tese.

O objetivo deste trabalho de Tese foi fazer com que os interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac contribuam na produção de funções e portas lógicas empregando os tipos de chaveamento por amplitude de pulsos (PAM-ASK) e chaveamento On-Off para a utilização em circuitos lógicos como também encontrar portas lógicas de melhor qualidade.

Neste trabalho, pretendemos obter portas lógicas totalmente ópticas com a tecnologia de chaveamento On-Off (OOK) usando a poderosa tecnologia de cristais fotônicos (PhC's) com a versatilidade e utilidade dos interferômetros de Mach-Zehnder (MZI's), portanto, é uma excelente oportunidade para a pesquisa científica.

A motivação para a realização deste trabalho de Tese é a de que as fibras de cristal fotônico (PCFs) são materiais com alta eficácia de controle e manipulação do fluxo de luz. Outro fator importante é que as fibras ópticas convencionais são materiais que continuam sendo muito aplicados nos circuitos lógicos (ópticos digitais). Também vale ressaltar que os interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac possuem boa capacidade de multiplexação, maior largura de banda entre outros dispositivos e desfrutam de baixo peso.

A pesquisa baseada em portas lógicas totalmente ópticas foi motivada também porque os dispositivos de processamento de dados de fibras ópticas como os interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac são componentes vitais para o futuro de circuitos fotônicos integrados, pois apresentam características importantes, como: segurança no tráfego de informações, alta taxa e capacidade de transmissão, baixo custo de fabricação e imunidade a interferências externas (eletromagnéticas), otimizando dados efetivos de transporte. As pessoas no mundo precisam acessar uma grande quantidade de conteúdo no menor tempo possível, com qualidade e segurança.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Com o avanço da tecnologia temos hoje vários dispositivos que são feitos de fibras de cristal fotônico como também de fibra óptica convencional. A necessidade do conhecimento e aplicação desses dispositivos têm levado muitos pesquisadores nos anos recentes a melhorar o desempenho dos interferômetros tanto usando fibra óptica convencional como também fibras de cristal fotônico, onde o advento das fibras de cristal fotônico ocorreu a pouco mais de 20 anos. O conhecimento da óptica não-linear foi vital para podermos entender e estudar esses dispositivos.

Cada vez mais se necessita que os dados sejam processados (transmitidos) com maiores velocidades e mais segurança e com o advento e o avanço das fibras ópticas isto vem sendo realizado, pois os cientistas têm como meta velocidades de transmissão de dados através da fibra óptica cada vez mais próximas da velocidade da luz.

Tecnologias modernas de processamento de informação têm levado a um crescimento nos serviços básicos de telecomunicações exigindo, portanto, maiores taxas de transmissão e menores custos por bit transmitido. A rede mundial de computadores, os sistemas de televisão a cabo e telefonia, são os grandes responsáveis pela crescente procura de serviços confiáveis, rápidos e de menor custo (FERREIRA *et al.*, 2011).

A invenção do laser, a fabricação de fibras ópticas de baixo custo e a introdução dos amplificadores ópticos com fibra dopada e de dispositivos ópticos semicondutores correspondem a quatro das maiores conquistas alcançadas no campo da óptica nos últimos quarenta anos, representando o seu rejuvenescimento e sua crescente importância na tecnologia moderna (OLIVEIRA, 2014).

Com o avanço tecnológico sensores reflexivos de fibra óptica são utilizados para medir deslocamento e vibração (SAKAMOTO, 2006). Um filtro acústico óptico sintonizável baseado em fibras ópticas convencionais já pode ser usado como sensor para medir temperatura (SOBRINHO; RIOS; SOMBRA, 2006).

2.1 Propagação de Sólitons em Interferômetros Ópticos de Fibras Ópticas

Na área do eletromagnetismo aplicado temos uma linha de pesquisa importantíssima para a engenharia moderna que são os dispositivos e sistemas ópticos. Entendermos a propagação de ondas eletromagnéticas em meios que oferecem comportamentos lineares e não lineares, com ênfase na propagação de pulsos ópticos em

fibras ópticas tradicionais e fibras de cristal fotônico é à base da ciência em sistemas de comunicações ópticas.

A formulação das equações que regem a propagação de pulsos ópticos em fibras ópticas é bastante complexa e requer conhecimento profundo de elementos do eletromagnetismo e de cálculo diferencial, bem como da resolução de equações não triviais. Este capítulo não tem a pretensão de realizar tal formulação de forma detalhada. Nosso objetivo é mostrar de forma sucinta como se chegar à equação de propagação a partir das equações de Maxwell. Conceitos importantes são destacados como o da polarização e os modos de propagação ópticos. O desenvolvimento de todas as simplificações matemáticas das equações para se chegar na Equação Não-Linear de Schrödinger pode ser visto amplamente na literatura (MELO,2000; AGRAWAL,1995; COSTA,2013) e no ANEXO F.

2.1.1 Equações de Maxwell

A propagação de pulsos sólitons por fibras ópticas é descrita pelas equações de Maxwell (Equações (1.1) - (1.4)), assim como todos os fenômenos eletromagnéticos [6,8]:

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (1.1)$$

$$\nabla \times \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad (1.2)$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = \rho, \quad (1.3)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0, \quad (1.4)$$

onde \vec{E} e \vec{H} são os vetores de campo elétrico e magnético respectivamente, e \vec{D} e \vec{B} são as correspondentes densidades de fluxo elétrico e magnético. O vetor densidade de corrente \vec{J} e a densidade de carga ρ_f representam as fontes para o campo eletromagnético. Na ausência de cargas livres em um meio, como as fibras ópticas, $\vec{J} = 0$ e $\rho_f = 0$.

Partindo das equações de Maxwell, é possível se obter uma equação de onda para campos que se propagam em um meio qualquer. Em um guia planar ou em uma fibra óptica, onde há ausência de cargas livres e propriedades magnéticas desprezíveis, temos que tanto a densidade de corrente \vec{J}_f como a densidade de carga são nulas. Uma equação geral que

descreve a evolução de um feixe de luz que se propaga num meio dielétrico e homogêneo é a seguinte:

$$\nabla^2 \vec{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \left[\frac{\partial \tilde{P}_L}{\partial t^2} + \frac{\partial \tilde{P}_{NL}}{\partial t^2} \right], \quad (1.5)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo dada em termos da permissividade ϵ_0 e da permeabilidade no vácuo μ_0 , por meio de:

$$c^2 = \frac{1}{\epsilon_0 \mu_0}, \quad (1.6)$$

2.1.1.1. Polarização nos meios materiais

A polarização é uma resposta do meio à aplicação de um campo elétrico, que se faz sentir através do movimento das partículas carregadas do material que tendem a acompanhar o campo elétrico. Essa relação dependerá das intensidades dos campos elétricos. Para baixas intensidades, os dipolos formados conseguem acompanhar o campo quase completamente. No entanto elevadas intensidades de campo, o movimento dos dipolos se torna distorcido, favorecendo o aparecimento de efeitos não-lineares (MELO, 2000).

Encontramos duas polarizações importantes na propagação dos pulsos em fibras ópticas, onde \tilde{P}_L e \tilde{P}_{NL} são as polarizações elétricas linear e não linear, respectivamente, descritas pelas seguintes equações:

$$\tilde{P}_L = \epsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t-t') \tilde{E}(\mathbf{r}, t) dt', \quad (1.7)$$

e

$$\tilde{P}_{NL} = \tilde{P}_{PN}^{(3)} = \epsilon_0 \iint \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t-t_1, t-t_2, t-t_3) \otimes \tilde{E}_j^0(\mathbf{r}, t_1) \tilde{E}_k^0(\mathbf{r}, t_2) \tilde{E}_z^0(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3 \quad (1.8)$$

onde $\chi^{(1)}$ é o tensor de susceptibilidade linear, enquanto $\chi^{(3)}$ é o tensor de susceptibilidade de terceira ordem, responsável pela geração de terceiro harmônico e pelo efeito não-linear do tipo Kerr. A parte real da susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, está relacionada com o

efeito Kerr e a parte imaginária, com o efeito Raman. Neste trabalho a não-linearidade está relacionada somente com o efeito Kerr.

Na presença de $\chi^{(3)}$ observamos que o índice de refração efetivo da fibra óptica $\tilde{n}(\omega)$ depende de uma contribuição linear dada por do $n_o(\omega)$, do índice de refração não-linear n_{NL} e da intensidade do campo. Esse tipo de não-linearidade é conhecido como Kerr, e é descrita por:

$$\tilde{n}(\omega) = n_o(\omega) + n_{NL} |\vec{E}|^2, \quad (1.9)$$

onde,

$$n_{NL} = \frac{3}{8} \frac{\chi_{ijkz}^{(3)}}{n_o(\omega)}, \quad (1.10)$$

2.1.1.2 Modos de propagação

Dos resultados já encontrados têm-se que o campo no núcleo da fibra óptica é oscilante enquanto na casca o campo decai com o raio. A parte do campo presente na casca é denominada onda evanescente devido ao seu rápido decaimento. Um feixe óptico que se propaga em uma fibra óptica apresentara uma distribuição parcial do campo ao longo do raio da fibra que varia de acordo com as posições dos campos elétrico e magnético em relação ao raio (AGRAWAL, 1995). Os modos de propagação ópticos são classificados de acordo com o comportamento dos campos elétrico e magnético. Quando $E_z = 0$, os modos de propagação são denominados de Transversal-Elétricos (TE). Por outro lado, quando $H_z = 0$, os modos de propagação são denominados de Transversal-Magnéticos (TM). Se ambos E_z e H_z forem iguais à zero, esses modos de propagação são chamados de modos híbridos (EH ou HE, dependendo se $H_z > E_z$ ou vice-versa) (AGRAWAL, 2011).

A partir das equações de Maxwell é possível mostrar que todas as componentes dos vetores dos campos elétricos e magnéticos de \vec{E} e \vec{H} podem ser expressos em termos somente da componente z quando a equação de onda de propagação do pulso na fibra óptica é escrita em coordenadas cilíndricas ρ , ϕ e z (MARCUSE, 1972).

2.1.2 Equação Não-Linear de Schrödinger

Com as equações acima e seguindo outras expressões matemáticas chegaremos a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger. Entretanto, não nos aprofundaremos na dedução matemática destas equações, que podem ser facilmente encontradas na bibliografia indicada (AGRAWAL, 1995; COSTA, 2013) como também está no (ANEXO F).

Nesta Tese no estudo do interferômetro de Sagnac nós usamos a Equação Não-Linear de Schrödinger que é a equação que descreve melhor o comportamento de sóliton em fibra. Quando trabalhamos com pulsos ópticos ultra-curtos de 100 ps utilizando fibras de cristal fotônico, como é nesse estudo do interferômetro de Mach-Zehnder, foram considerados os efeitos de alta ordem (Dispersões, Auto Inclinação, Raman, Dispersão de Acoplamento) na equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger onde os efeitos de alta ordem expressam a evolução de um campo eletromagnético em um acoplador não-linear que compõem os interferômetros em estudo. Nesta Tese, a equação passa a ser também conhecida como equação não-linear do modo acoplado e não diferenciam os modos de polarização ortogonal da fibra da seguinte forma (COSTA, 2013):

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} + i \frac{\alpha}{2} A_j - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_j}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A_j}{\partial t^4} + \gamma \left(|A_j|^2 + \eta |A_j|^2 \right) A_j + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_j|^2 A_j)}{\partial t} - \gamma A_j T_R \frac{\partial |A_j|^2}{\partial t} + k_0 A_j + i k_1 \frac{\partial A_j}{\partial t} = 0, \quad (1.11)$$

onde z é o comprimento ao longo da fibra, t é o tempo de referência para a propagação dos pulsos, A_j é a amplitude do pulso de entrada em cada núcleo do acoplador, β_2 é a dispersão de segunda ordem, β_3 é a dispersão de terceira ordem, β_4 é a dispersão de quarta ordem e γ é o coeficiente não-linear da fibra. Surge também o parâmetro η que é uma proporção que mede a importância relativa da XPM com a SPM. Temos também o aparecimento do coeficiente de acoplamento (k_0), do coeficiente de dispersão de acoplamento (k_1), de ω que é a frequência angular da portadora e T_R que é o tempo de resposta não linear para o meio (efeito Raman).

Nesse estudo com interferômetro de Mach-Zehnder os efeitos dispersivos como a atenuação (α) são desprezados, pois o dispositivo possui um comprimento total muito pequeno, onde sabemos da literatura que a atenuação só é levada em consideração para maiores comprimentos do dispositivo. As equações diferenciais parciais são de dois tipos ou problema: problema de valor de contorno ou problema de valor inicial.

A Equação (1.11) não aceita solução analítica exceto para alguns casos específicos. Dessa forma uma aproximação numérica é necessária para o entendimento dos efeitos não-lineares em fibra óptica. Essas aproximações numéricas podem ser feitas através de métodos de diferenças finitas ou métodos pseudo espectrais (AGRAWAL, 1989).

Quando trabalhamos com pulsos ópticos de 10 ps utilizando fibras convencionais como é nesse estudo do interferômetro de Sagnac, nós não levamos em conta os efeitos não-lineares de alta ordem (Dispersões, Auto Inclinação, Raman intrapulso, Dispersão de Acoplamento) e β_4 , fazendo com que a equação de propagação do pulso (1.11) fique resumida a seguinte forma:

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} = -i \frac{\alpha}{2} A_j + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} - \gamma (|A_j|^2) A_j, \quad (1.12)$$

onde A é a amplitude do pulso que irá se propagar por toda a fibra, α é a atenuação da fibra, β_2 é a dispersão de segunda ordem e γ é o coeficiente não-linear da fibra. Na equação (1.11) o α foi desconsiderado devido ao pequeno comprimento do dispositivo. Quando os pulsos de luz propagados possuem largura temporal maior que 5ps podemos negligenciar os termos referentes à dispersão de terceira ordem (β_3), o tempo de resposta não-linear para o meio (T_R) e o inverso da frequência da portadora (ω^{-1}).

Nesta Tese com fibras de cristal fotônico utilizadas no interferômetro de Mach-Zehnder foram utilizados pulsos da ordem de fentossegundos (10^{-15} segundos), onde se faz necessário o uso da Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger descrita em (1.11) ao invés de (1.12). Ao trabalhar essa equação temos que analisar os efeitos não lineares de auto-inclinação (SS – self-steepening) 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 (TOD) e em alguns casos os efeitos de dispersão de quarta ordem (FOD) (AGRAWAL, 1989).

Existem outros comprimentos de propagação (não-linearidade, dispersão de 2ª ordem) que serão discutidos mais à frente no capítulo 4 quando estiverem sendo feitas as análises dos resultados obtidos para a propagação de pulsos ultracurtos no interferômetro de Sagnac constituído de acoplador duplo direcional. Mais informações sobre estes comprimentos podem ser encontradas em (AGRAWAL, 1989).

Para baixa potência de luz se propagando em um dos guias, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador dos dispositivos. As potências mais altas induzem uma

mudança no índice de refração e deterioram as características de transmissão (LOPES, 2012).

2.2 Pulsos Ópticos

Os pulsos ópticos que se propagam ao longo de uma fibra óptica podem ser do tipo sóliton, quasi-sóliton ou gaussiano. Os pulsos ópticos nas fibras se propagam com um perfil secante hiperbólico para o tipo sóliton.

Sólitons ópticos são pulsos que possuem características de dispersão (regime de dispersão anômala – dispersão de segunda ordem negativa) e não-linearidade (automodulação de fase) opostas para manter assim sua forma ao longo da propagação na fibra óptica. O sóliton é de fundamental interesse, devido ao grande número de aplicações no campo da comunicação por fibras ópticas. Pulsos solitônicos podem ser modelados matematicamente utilizando funções do tipo secante hiperbólico. Os pulsos ópticos da forma secante hiperbólico geralmente são dados na forma da Equação (1.13):

$$A(0,T) = A_0 \cdot \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right), \quad (1.13)$$

O pulso é uma condição inicial de uma equação de valor inicial. O pulso secante hiperbólico é uma condição inicial diferente para as equações que são de problema inicial.

Percebe-se ao analisar os formatos dos pulsos propagando-se no dispositivo que sob o comportamento de compressão temporal, o pulso atinge, na propagação potências de pico mais altas, ou relativamente mais altas ao se comparar com a potência de pico de entrada na condição inicial.

Se um pulso não quebra, a integridade do mesmo na transmissão denota alguma qualidade do sistema. A energia está balanceada entre o GVD e o SPM, ou seja, o comportamento do pulso é o mesmo até o fim.

Trabalharemos nesta Tese com pulsos ultracurtos na ordem de femtosegundos, por isso que a potência de pico chegará a ser elevada. Este tipo de análise teórica tem sido justificado largamente na literatura e temos referências que justificam as potências elevadas. A largura do pulso é muito estreita e a potência de pico é alta durante um curto espaço de tempo (AGRAWAL, 1995; ARAÚJO *et al.*, 2015; SOUSA *et al.*, 2014; BEZERRA FILHO *et al.*, 2017; BATISTA, 2014). Ao se trabalhar com os efeitos não-lineares de alta ordem e com pulsos muito estreitos teremos potências altas.

A equação $A(0,T)$ é uma função matemática onde T é o tempo e A é a amplitude do pulso, a qual é a condição inicial da equação diferencial parcial não-linear de Schrödinger NLSE, que é uma equação de onda amplamente conhecida na literatura (AGRAWAL, 1995; FERREIRA *et al.*, 2009; FERREIRA *et al.*, 2012; FERREIRA *et al.*, 2016).

O estudo de sistemas pulsados ganha conotação eminente em sistemas de trens de pulsos, assim como em sistemas de pulsos simples singulares representando bits de informações a serem codificados que é uma aplicação, por exemplo, para sistemas de comunicações ópticas em telecomunicações.

Estudar as quatro condições de pulsos, supergaussiano, gaussiano, sóliton e quasi-sóliton é de suma importância na óptica não-linear. Este trabalho de Tese mostra o viés somente para a situação do pulso sóliton fundamental com $N=1$, em que bombeando o laser no MZI apresenta em si esses pulsos extraídos de flexibilidade no domínio do tempo, usando a tecnologia de fibra de cristal fotônico.

Vale lembrar que para cada modelo de PCF utilizada os valores de dispersão e não linearidade serão diferentes. No capítulo 3 da Tese propomos o modelo de PCF para um eventual trabalho experimental em um interferômetro de Mach-Zehnder para geração de portas lógicas. O pulso será do tipo secante hiperbólico e de 100 fs. No capítulo 4 o pulso no interferômetro de Sagnac também será do tipo secante hiperbólico e de 10 ps de largura temporal.

A potência crítica é definida como a potência do pulso de entrada que transfere 50% de sua energia para o pulso de saída em uma das portas de saída do interferômetro de Mach-Zehnder, e 50% de sua energia para a outra porta de saída do mesmo dispositivo.

Utilizamos a técnica de chaveamento On-Off nos pulsos no interferômetro de Mach-Zehnder e a técnica de modulação óptica PAM-ASK onde o chaveamento dos pulsos ocorre em dois níveis no interferômetro de Sagnac.

2.3 Efeitos Não-Lineares em Fibras Ópticas

Apesar dos valores intrinsecamente pequenos dos coeficientes não-lineares na sílica fundida, os efeitos não-lineares em fibras ópticas podem ser observados em níveis de energia relativamente baixos. Isto é possível por causa de duas importantes características das fibras monomodo (diâmetro < 10 μm) e perda extremamente baixa (< 1 dB/km) (AGRAWAL, 1989).

Para uma compreensão teórica dos fenômenos não-lineares em fibras ópticas, faz-se necessário o uso de um quadro matemático. A partir das equações de Maxwell, a equação de onda em um meio dispersivo não linear é utilizada para descrever a propagação de pacotes de luz em fibras ópticas monomodo baseada pela amplitude do pulso. O processo enfatiza as aproximações diferentes feitas na derivação da equação de propagação. Os métodos numéricos utilizados para resolver a equação de propagação são discutidos com ênfase no método Split-Step que foi usado nesta Tese, também conhecido como o método de propagação de feixe (AGRAWAL, 1989).

O fenômeno não-linear da SPM ocorre como um resultado da dependência da intensidade do índice de refração. O principal efeito da SPM é ampliar o espectro do pulso óptico de propagação através da fibra. A forma do pulso é também afetada se a SPM e a GVD agirem em conjunto para influenciar o pulso óptico. A característica da SPM é induzir o alargamento espectral sem os efeitos de GVD. Também existem outros efeitos de alta ordem não-lineares e dispersivos (AGRAWAL, 1995).

Os efeitos da XPM que ocorrem quando dois campos ópticos copropagantes simultaneamente afetam um ao outro por meio da dependência do índice de refração com a intensidade. O acoplamento da XPM não-linear induzido pode ocorrer não apenas quando dois raios de comprimentos de onda diferentes são incidentes na fibra, mas também através da interação entre os componentes polarizados ortogonalmente de um único feixe de fibras birrefringentes. Os fenômenos não-lineares tais como o efeito Kerr óptico (SPM, XPM, 3ª harmônica, mistura de 4 ondas, instabilidade modulacional) e a birrefringência induzida por pulso também são importantes (AGRAWAL, 1989).

O efeito Kerr e o espalhamento Brillouin estimulado (SBS) que não foi considerado nesta Tese, são os causadores dos principais efeitos não-lineares que ocorrem na propagação de um pulso em uma fibra óptica. Os principais efeitos não-lineares são a modulação de fase cruzada (XPM), auto modulação de fase (SPM), espalhamento Raman e o self-steepening.

A modulação de fase cruzada é um efeito não-linear que acontece nos acopladores e é desprezada quando o pulso que propaga em uma fibra óptica é muito curto, pois na realidade nos acopladores é que podemos encontrar chaveamentos ópticos, ou seja, pode existir cruzamento dos pulsos solitônicos ou sinais CW (onda contínua).

Os efeitos não-lineares aparecem quase sempre em potências maiores ou iguais à potência crítica no bombeamento do laser no dispositivo. Pulsos em alta potência fazem ou não surgir às portas lógicas. Quando aumentamos o comprimento dos braços do

interferômetro de Mach-Zehnder aumentamos ainda mais os efeitos não-lineares no dispositivo.

As dispersões de segunda, terceira e quarta ordem são efeitos lineares, pois, o GVD (Dispersão de Velocidade de Grupo), que podemos chamar de efeitos dispersivos, em alguns casos podem deixar de serem considerados na propagação dos pulsos, são de grande importância.

Para o interferômetro de Sagnac simulado nesta Tese como efeito não-linear, só consideramos a auto modulação de fase SPM (self-phase modulation), pois utilizamos fibra óptica padrão convencional. Na realidade consideramos somente GVD e SPM, um efeito linear e um efeito não-linear. Mesmo tendo o laço da fibra óptica do dispositivo um comprimento de $Z_0 = 2,53$ Km, nós não consideramos a atenuação.

O impacto da dispersão de terceira ordem (TOD) só é levado em consideração nas fibras de cristal fotônico, pois os pulsos são muito curtos na ordem de fentosegundos enquanto que na fibra óptica padrão convencional trabalhamos com pulsos na ordem de picossegundos.

As curvas de transmissão, taxa de extinção e crosstalk, mostram um comportamento altamente não-linear devido à não-linearidade atribuída ao dispositivo por meio de perfis mostrados nos capítulos 3 desta Tese. Por sinal, tem sido amplamente estudado na literatura, tais características não-lineares com várias aplicações no campo da óptica não-linear, como o chaveamento não-linear, com as características físicas intrínsecas dos próprios dispositivos através do processamento digital do sinal totalmente óptico (FERREIRA *et al.*, 2009; FERREIRA *et al.*, 2012; MENEZES, *et al.*, 2011; MENEZES *et al.*, 2012; SOBRINHO *et al.*, 2008). Também pode notar-se que uma descoberta louvável foi recentemente alcançada em guias de ondas de silício nano estruturado sobre o alargamento do pulso temporal induzido pela interação dinâmica da dispersão não-linear (efeitos não-lineares), juntamente com a dispersão de velocidade de grupo (efeito dispersivo), este é um resultado significativo e muito importante para o atual estado da arte (SOBRINHO *et al.*, 2008).

Existe um trabalho que foi praticamente um dos primeiros, senão o primeiro, a estudar a obtenção direta de portas lógicas, a partir de um regime de não-linearidade relaxada e de não-linearidade lenta. Portanto, foi um avanço grande obter portas lógicas em um regime de não-linearidade relaxada. Nesse trabalho foi utilizada também a técnica de chaveamento On-Off. Foi utilizado também a FOMELG que é usada a partir da taxa de extinção para analisar as portas lógicas (MENEZES *et al.*, 2012).

Os parâmetros de origem para que as potências sejam elevadas são os pulsos ultracurtos e a necessidade de se ter efeitos não-lineares de alta ordem.

Uma fonte laser deve ser usada para produzir altas potências, que são usadas para garantir o efeito não-linear esperado. No entanto, no modelo de dispositivo proposto (interferômetro de Mach-Zehnder) seria possível garantir um efeito não-linear semelhante ao esperado com potências menores, se um aumento no valor do coeficiente não-linear da fibra $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{\text{eff}}$ fosse considerado onde n_2 é o índice de refração não-linear, λ é o comprimento de onda e A_{eff} é a área efetiva.

2.4 Fibras Ópticas de Cristal Fotônico e Fibras Ópticas Convencionais

Fibras ópticas, que transmitem informações em forma de pulsos ópticos curtos em longas distâncias e em velocidades extremamente altas, são um dos grandes êxitos tecnológicos do século XX. Elas têm também aplicações em outras áreas, por exemplo, medicina, usinagem e diagnóstico, detecção entre outros campos. Fibras ópticas modernas apresentam uma cuidadosa relação entre perdas ópticas, não linearidades ópticas, dispersão de velocidade de grupo e efeitos de polarização (POLI; CUCINOTTA; SELLERI, 2007).

As fibras ópticas convencionais e de cristais fotônico, juntamente com os dispositivos ópticos que são compostos por elas já vêm sendo utilizadas em diversas aplicações como sensoriamento. Sensores de dispositivos ópticos já podem ser empregados para medir vibrações em estrutura de concreto armado (pontes) e de estrutura metálica (GARCÍA; CORRES; MGOICOCHEA, 2010) temperatura, umidade e deformação em estruturas (ZRELLI; EZZEDDINE, 2017). Novos sensores ópticos vêm sendo usados para medir temperatura, deformação, pressão, pH (LEE; LEE; SONG, 2010); onde hoje os sensores ópticos são equipamentos usados pela medicina (KIMA *et al.*, 2016; AN *et al.*, 2017; RORIZ *et al.*, 2014) e engenharia de uma forma geral. São usados também alguns dispositivos ópticos (interferômetros) como sensores para medição de índice de refração (HARRIS *et al.*, 2015). Já temos também sensores de fibras ópticas utilizados no tratamento de doenças (KIMA *et al.*, 2016). Para fins militares os sensores ópticos são utilizados em aeronaves (NAZIR; VIVEK; JAISINGHA, 2016).

2.4.1 Fibras Ópticas Convencionais

As fibras ópticas convencionais são utilizadas como instrumento na transmissão de dados através de pulsos ópticos percorrendo os oceanos, ou seja, em longas distâncias como também todo o globo terrestre, sendo uma grande descoberta da engenharia no século passado.

As fibras monomodo convencionais (SiO_2), foram descobertas bem antes das fibras de cristal fotônico e são muito utilizadas em cabos ópticos transmitindo dados que passam pelos oceanos, constituídas também de dispositivos totalmente ópticos (acopladores, interferômetros etc.).

A fibra óptica convencional (tradicional) foi uma grande descoberta para a engenharia, a medicina, etc. No início da década de 1960, a invenção de fontes lasers, foi o passo inicial para que se pudesse realizar pesquisas e experimentos com fibras ópticas. Foi então que, em 1966, Charles K. Kao realizou um trabalho pioneiro, junto com sua equipe, utilizando fibras ópticas, para transmissão na área de telecomunicações, substituindo cabos de cobre, porém notou-se que as fibras de sílica de alta pureza sofriam com a perda do sinal óptico e isso se dava devido às impurezas contidas no vidro (NALIN; MANZANI, 2014). As fibras ópticas convencionais são classificadas como monomodo e multimodo (CÂMARA, 2014).

Essa tecnologia de transmissão de dados apresenta uma série de vantagens se comparada aos meios de transmissão utilizados antes das fibras ópticas. Dentre as vantagens estão: segurança no tráfego de informações, maior alcance de transmissão, maior capacidade de transmissão, custo benefício e imunidade a interferências externas onde as fibras ópticas são compostas por materiais de características dielétricas, fazendo com que haja o transporte efetivo de dados, independentemente do nível de ruído presente onde há presença de fibra óptica. Essas fibras não sofrem interferências eletromagnéticas, e não há risco de curtos circuitos e choques, além de não sofrerem com diafonia (linha cruzada – crosstalk), que é interferência entre si. Como desvantagens das fibras ópticas convencionais temos: fragilidade, dificuldade de conexão e a falta de padrão dos componentes (CÂMARA, 2014).

O campo da fibra óptica convencional desenvolveu-se rapidamente durante a década de 1960, principalmente com a finalidade de transmissão de imagem através de um feixe de fibras de vidro (AGRAWAL, 1989).

As fibras ópticas eram extremamente limitadas com perda de perda > 1000 dB/km, para padrões modernos. No entanto, a situação mudou drasticamente em 1970, quando as perdas nas fibras de sílica foram reduzidas para menos de 20 dB/km (KAPRON; KECK; MAURER, 1970). O progresso na tecnologia de fabricação resultou em 1979 em uma

perda de apenas 0,2 dB/km na região de comprimento de onda de 1,55 μm (MIYA *et al.*, 1979).

A disponibilidade de fibras de sílica de baixa perda levou não só a uma revolução no campo de comunicações de fibra óptica, mas também para o advento do novo campo da óptica não-linear (AGRAWAL, 1989).

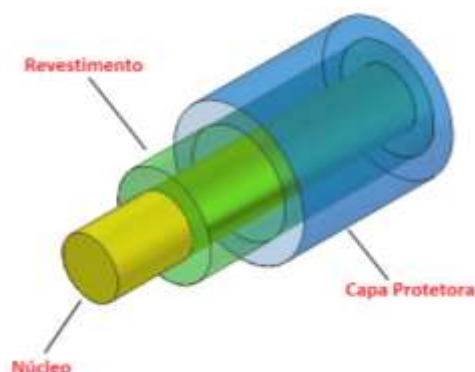
Uma importante contribuição foi feita em 1973, quando foi sugerido que as fibras ópticas podiam suportar pulsos sólitons na ordem de picossegundos como resultado de uma interação entre os efeitos dispersivos e não-lineares (HASEGAWA; TAPPERT, 1973). Sólitons ópticos foram observados em um experimento de 1980 com pulso de 7 ps (MOLLENAUER; STOLEN; GORDON, 1980), e levou a uma série de avanços durante a década de 1980 com o controle de pulsos ópticos ultracurtos. A década de 1980 viu também o desenvolvimento da compressão de pulso na ordem de picossegundos e comutação óptica que são técnicas em que exploramos os efeitos não-lineares como a dispersão de velocidade de grupo em fibras ópticas (NAKATSUKA; GRISCHKOWSKY; BALANT, 1981). Pulsos ultracurtos de 6 fs foram gerados em fibra óptica usando técnica de compressão não-linear em 1987 (FORK *et al.*, 1987).

Com o avanço tecnológico já podemos ter uma fonte laser em que é possível utilizar os parâmetros desta Tese como pulsos ultracurtos de 100 fs, pois para pulsos ultracurtos da ordem de femtossegundos se faz necessário usarmos potências de pico elevadas no bombeamento do laser.

O campo da fibra óptica não-linear continuou a crescer durante a década de 1990. Uma nova dimensão foi adicionada quando as fibras ópticas foram dopadas com elementos terras-raras e usadas para fazer amplificadores e lasers (AGRAWAL, 1989).

As fibras convencionais (tradicionais) são constituídas do núcleo de menor diâmetro coberto por uma casca (revestimento) e revestido por uma capa protetora. A fibra de sílica (vidro puro) envolvida por uma camada de material (revestimento) que apresenta um índice de refração menor que o seu núcleo, viabilizando uma maior reflexão (Figura 1). Portanto, quando bombeamos a luz em seu interior com uma determinada potência utilizando um laser ocorreram sucessivas reflexões interna total no guia propagando-se ao longo da fibra.

Figura 1 – Fibra óptica convencional (tradicional).



Fonte: elaborada pelo autor.

2.4.2 Fibras Ópticas de Cristal Fotônico

Fibras de cristal fotônico, conhecidas também como fibras microestruturadas ou holey, tem gerado grande interesse da comunidade científica principalmente pelas possibilidades que as mesmas trazem em relação às fibras ópticas convencionais. Foram propostas pela primeira vez na década de 90 e entram nas pesquisas em diversas áreas como Telecomunicações, Astronomia, Espectroscopia, entre outras (HERRMANN *et al.*, 2002).

Fibras ópticas, que transmitem informações em forma de pulsos ópticos curtos em longas distâncias, e com velocidades extremamente altas, são um dos grandes êxitos tecnológicos do século XX. Fibras ópticas têm também aplicações em outras áreas, por exemplo, medicina, usinagem e diagnóstico, detecção entre outros campos. Fibras ópticas modernas representam uma cuidadosa relação entre perdas ópticas, não-linearidades ópticas, dispersão de velocidade de grupo e efeitos de polarização (KNIGHT, 2003).

2.4.2.1 Cristais Fotônicos

O interesse de pesquisadores e engenheiros de vários laboratórios, desde a década de 1980, tem sido atraído pela capacidade de materiais de estrutura na escala do comprimento de onda óptica, uma fração de micrômetros ou menos, para desenvolver novo meio óptico, conhecido como cristais fotônicos. Cristais fotônicos dependem de uma microestrutura morfológica regular, incorporada no material, que modifica radicalmente suas propriedades ópticas (KNIGHT, 2003).

Enquanto os próprios cristais fotônicos estão presentes na natureza, os cristais fotônicos artificiais já estão sendo produzidos através dos avanços significativos da nanofotônica suportados pela evolução recente da nanotecnologia para aplicação em circuitos ópticos. Com isto, abriram-se novas perspectivas para vários dispositivos ópticos, incluindo novas tecnologias de fibras ópticas com estrutura fotônica e com propriedades que não podem ser observadas em fibras ópticas convencionais (BATISTA, 2014).

Na natureza foi descoberto que as cores metálicas existentes nas penas de algumas aves (pavões, capotes, galinhas etc.), algumas borboletas e insetos possuem uma cobertura de cristais onde reflete algumas cores devido a luz incidente, dependendo da estrutura do cristal. Alguns exemplos na natureza de estruturas em redes periódicas de cristal fotônico podem ser vistas nas penas de algumas raças de galinhas e capotes (Figura 2).

Figura 2 – Cores metálicas existentes nas penas de algumas aves em redes periódicas de cristal fotônico.



Fonte: elaborada pelo autor.

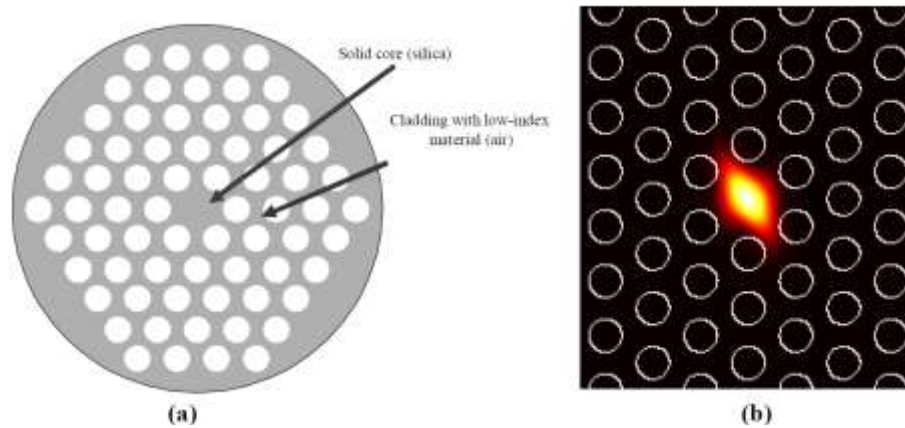
A partir dos cristais fotônicos podemos obter as PBGs, onde variações periódicas em constantes dielétricas, logo no índice de refração, substituem variações no potencial elétrico, bem como a equação de onda clássica para o campo magnético substitui a equação de Schrodinger (RUSSELL; DETTMER, 2001).

Foi proposto por pesquisadores um importante estudo de portas lógicas XOR, XNOR, NAND e OR totalmente ópticas baseadas em cristal fotônico, utilizando multiguias de onda de interferência e modelo para sinais digitais de fase com mudança de chaveamento. As portas lógicas foram simuladas e analisadas pelo método das diferenças finitas. A taxa de extinção para o chaveamento On-Off também foi mostrada (LIU *et al.*, 2013).

A Figura 3 (a) mostra o esquema do núcleo de uma fibra de cristal fotônico (PCF) e a região do revestimento. A luz é guiada no núcleo (Figura 3 (b)) devido ao seu maior índice de refração efetivo. Aqui o diâmetro do orifício de ar na região de revestimento é

denotado por d e a distância entre os centros de dois buracos de “ar” é chamada passo Λ . Muitas vezes mudamos d e Λ para ajustar geometria da PCF para o nosso modelo (KHAN, 2008).

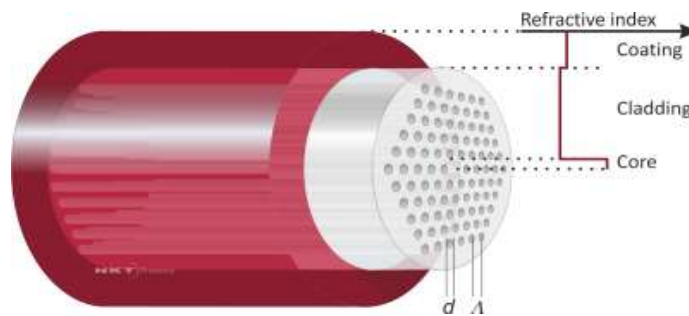
Figura 3 – (a) Geometria da PCF: núcleo e revestimento (b) Luz confinada na área central.



Fonte: Khan (2008).

A Figura 4 mostra o esquema de uma fibra de cristal fotônico de um único núcleo de revestimento clássico triangular em que a luz é guiada em um núcleo sólido embutido em uma rede triangular de furos de ar que constituem o revestimento da fibra de cristal fotônico (casca). A geometria da fibra é determinada pelo diâmetro do buraco de ar, d , e a distância entre dois buracos de ar Λ . As fibras padronizadas de cristal fotônico (PCF) possuem uma capa constituída de um polímero de alto índice de refração (NKP PHOTONICS, 2017).

Figura 4 – Esquema da fibra de cristal fotônico.



Fonte: NKP PHOTONICS (2017).

2.4.2.2 Propriedades e Aplicações

Uma fibra óptica tradicional (convencional) é formada por um fio de sílica envolto por um material com índice de refração menor. Dessa forma, ocorre o confinamento da luz no guia pela lei de Snell. As fibras de cristal fotônico, primeiras desenvolvidas em 1995, são formadas por um arranjo periódico de materiais de alto índice de refração, como sílica, e como material de baixo índice de refração é utilizado o ar (buracos de ar na estrutura periódica) (LOPES, 2012).

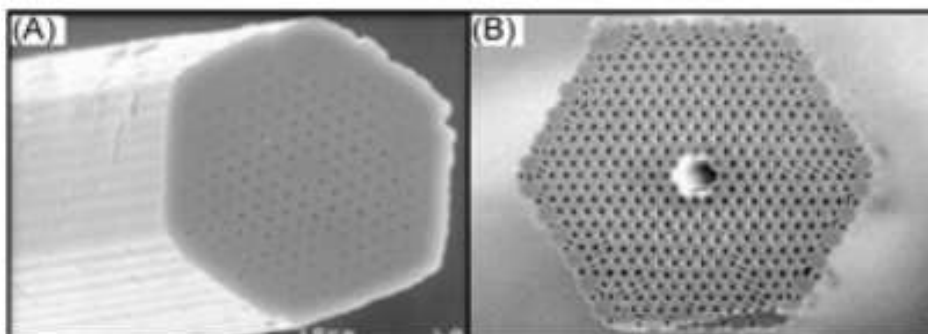
As fibras de cristal fotônico que estudaremos nesta Tese serão as que confinam a luz por índice de refração. Existem fibras que confinam a luz por band gap, uma faixa de frequência de propagação gerada por algum defeito causado em uma estrutura periódica de cristais fotônicos (LOPES, 2012).

O projeto mais comumente usado é uma fibra holey, utilizado nesta Tese, em que a seção transversal é uma matriz periódica de buracos de ar que se prolonga por todo o comprimento da fibra (JOANNOPOULOS; MEADE; WINN, 1995).

O advento das fibras de cristal fotônico ocorreu em 1996, onde o pesquisador P. St. J. Russel e sua equipe desenvolveu a primeira fibra de cristal fotônico, também chamada de fibra microestruturada. Para esse tipo de fibra, a casca é composta por uma estrutura que contém capilares ordenados de forma periódica. No núcleo, ocorre a substituição de um capilar por um bastão sólido de sílica. Dessa forma, a luz é guiada na sílica, enquanto o índice de refração menor da casca é dado pelo índice do ar. Vale ressaltar que nessa fibra o núcleo é sólido (NALIN; MANZANI, 2014).

No ano de 1999, a mesma equipe de pesquisa desenvolveu outra fibra de cristal de ar. Nesse tipo de fibra, o período do cristal é quebrado pela exclusão de alguns tubos centrais, para a formação do núcleo da fibra, o qual é oco, pelo qual a luz será guiada. A Figura 5 mostra a micrografia da seção transversal de uma (A) fibra óptica microestruturada com núcleo sólido e (B) fibra óptica fotônica com núcleo oco (NALIN, 2014).

Figura 5 – Micrografia da seção transversal de uma (A) fibra óptica microestruturada com núcleo sólido e (B) fibra óptica fotônica com núcleo oco.



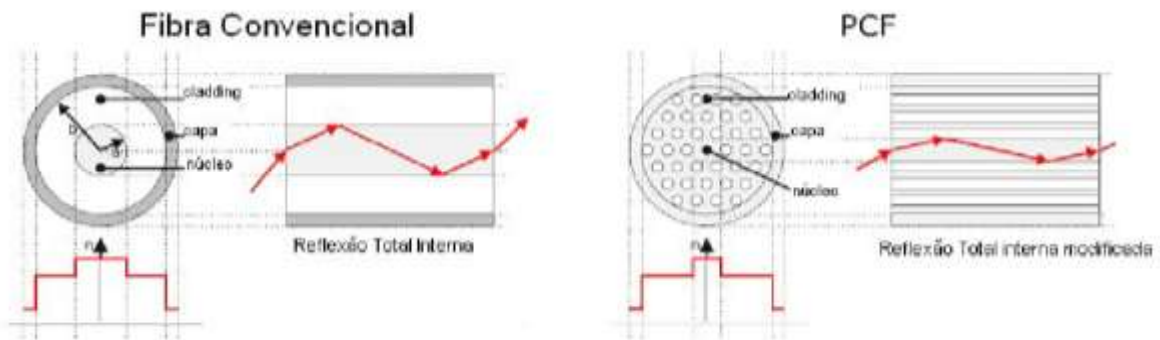
Fonte: Nalin e Manzani (2014).

Um dos principais avanços do uso de fibras de cristal fotônico com relação às fibras convencionais (tradicionais) é que a aplicação delas vai além da área de comunicações ópticas. Áreas como medicina, química, biologia e mecânica fazem o uso das PFCs para sensoriamento de pressão, temperatura, além de monitorar contaminantes químicos. Antes, as fibras convencionais se limitavam a transmissão de dados em telecomunicações. A principal desvantagem das fibras de cristal fotônico é com relação a uma possível substituição da estrutura convencional de fibra óptica. No momento, financeiramente, é inviável a troca da rede óptica pela já implementada devido à sua extensão (BARBIERI, 2010).

Foi apresentado o design prático de uma fibra de cristal fotônico de três núcleos (TPCF) para operações de comutação e lógicas ópticas, empregando um controle totalmente óptico. Observou-se que o clorofórmio colocado no núcleo triangular gera todas as operações lógicas, ou seja, OR, NOR, AND, NAND, XOR, XNOR e NOT com baixa potência de entrada (UTHAYAKUMAR; RAJA, 2013).

O efeito de reflexão total interna modificada ocorre em PCFs com núcleo de índice de refração maior que o da região do cladding micro estruturado. O índice efetivo destas fibras pode ser aproximado ao de uma fibra de índice em degrau, conforme esquema apresentado na Figura 6. Contudo, o índice de refração da região do cladding microestruturado exibe uma dependência com o comprimento de onda muito diferente da exibida pela sílica pura. Desta forma, é possível projetar PCFs com um conjunto de propriedades completamente novas, não possíveis com a tecnologia convencional. Por exemplo, é possível projetar fibras de cristal fotônico essencialmente monomodo, ou seja, com apenas um modo propagante suportado para quaisquer comprimentos de onda (COSTA, 2013).

Figura 6 – Guiamento por reflexão total interna na fibra convencional e na PCF de guiamento por índice de refração.



Fonte: Costa (2013).

Existem na literatura vários trabalhos onde encontramos a implementação de portas lógicas totalmente ópticas através de dispositivos como acopladores que podem ser fabricados com fibras ópticas convencionais e de cristal fotônico (MENEZES *et al.*, 2012; SOUSA *et al.*, 2014; SALES *et al.*, 2017).

Pesquisadores mostraram que é possível gerar portas lógicas com a configuração do interferômetro de Mach-Zehnder constituído de fibras ópticas convencionais, onde as portas lógicas produzidas foram XOR/NXOR, AND/NAND e OR/NOR (WU; SHIH; CHEN, 2008).

É sabido de todos que os dispositivos de fibras ópticas são essenciais no avanço das comunicações e transmissão de dados com fortes características positivas na largura de banda de transmissão de dados, bem como na velocidade de transmissão. O tempo de retardo de dispositivos de fibra óptica é mínimo, até menor do que em dispositivos mediados por SOA. Foi estimulado e ainda é estimulado o uso de dispositivos de fibra óptica tradicional em óptica integrada, e cristal fotônico em fotônica integrada.

2.5 Interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac ópticos

Nos circuitos lógicos necessitamos de vários dispositivos que devem melhorar cada vez mais a transmissão de dados, aumentando a velocidade de transmissão e diminuindo cada vez mais as perdas, como também possuírem um baixo custo, pois a função da engenharia é construir dispositivos altamente eficientes e de baixo custo.

Mostraremos de uma maneira resumida alguns dispositivos ópticos de roteamento e algumas de suas aplicações, tais como, o interferômetro de Mach-Zehnder, o interferômetro

de Sagnac, que no meio científico é também conhecido como o Espelho Óptico Não-Linear em Anel (NOLM) e o acoplador direcional não-linear (NLDC), feitos de fibras ópticas.

Um interferômetro é um dispositivo óptico que divide uma onda em duas, usando um divisor de feixe, as atrasa fazendo-as percorrer distâncias diferentes, as redireciona, usando espelhos, as recombina usando outro (ou mesmo) divisor de feixe e detecta a intensidade da sua superposição. Os interferômetros têm sido utilizados para implementar muitas operações ópticas como, espectrometria, filtragem, multiplexação, conversão de comprimento de onda, etc. Os principais interferômetros clássicos são os de Fabry-Perot, Michelson, Mach-Zehnder e Sagnac. Os dois últimos despertam particular atenção, uma vez que têm sido implementados com sucesso em fibras ópticas (MELO, 2000).

Trabalhamos com os dispositivos (interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac) que para serem fabricados possuem um componente muito importante que são os acopladores: acopladores direcionais de fibras de cristal fotônico e fibras convencional. No interferômetro de Mach-Zehnder encontramos a associação de dois acopladores em cascata onde um dos braços do dispositivo pode ter um perfil de não linearidade, ter um braço com um comprimento maior do que o outro, possuir uma grade de Bragg em um dos seus braços (que podem ser utilizados como sensores) etc., e se houver uma assimetria, os pulsos devido ao bombeamento do laser irão sofrer deslocamentos de fases diferentes ao longo da propagação pela fibra. O MZI deve ser colocado entre os dispositivos ópticos que pode ser futuramente estudado com mais afinco na comunidade científica para novas aplicações em sensoriamento, encriptação, etc. Já no interferômetro de Sagnac temos apenas um acoplador e a fibra óptica tradicional.

Os interferômetros ópticos desempenham um papel extremamente importante em circuitos ópticos, em particular, no estudo de chaveamento óptico de pulsos e em outras aplicações (FERREIRA *et al.*, 2011). Metrologistas vem usando interferômetros de fibra óptica para fazer medições onde isto decorre do fato de eles terem baixo custo, baixíssima interferência eletromagnética etc. (SOUSA *et al.*, 2014). O interferômetro de Mach-Zehnder é um dispositivo que pode ser usado futuramente com maior frequência como sensor para medir vibração e temperatura. A pesquisa científica em futuro breve trará muito mais aplicações das fibras ópticas e elas serão utilizadas com maior frequência nas diversas áreas da engenharia, da medicina e para fins militares.

Os dispositivos ópticos são muito utilizados hoje na engenharia para sistemas de comunicações ópticas, onde utilizamos um laser com potência de bombeamento adequada para que o sinal seja transmitido, onde são necessários alguns dispositivos como fibras

ópticas, acopladores ópticos, amplificadores de fibra, interferômetros ópticos etc., para a propagação do pulso óptico.

Nesta Tese foi feita uma análise teórica com três cenários de potências elevadas de bombeamento do laser no interferômetro de Mach-Zehnder. De todo modo se essa análise teórica for feita algum dia, experimentalmente poderão usar uma fonte laser equivalente. A fonte laser adequada para funcionar necessita das seguintes especificações importantes: tipo de fibra, comprimento de onda, espectro, potência mínima de saída total, estabilidade da potência, potência de entrada, baixo ruído (crosstalk) e taxa extinção.

No trabalho de Tese proposto com a utilização da potência de entrada alta do laser no interferômetro de Mach-Zehnder pretendemos encontrar baixo crosstalk e elevada taxa de extinção, que são especificações importantes, pois quanto maior a taxa de extinção, maior a possibilidade de se produzir portas lógicas totalmente ópticas com o dispositivo.

2.5.1 Acopladores de Fibras de Cristal Fotônico e de Fibra Convencional

2.5.1.1 Acopladores de Fibras de Cristal Fotônico

Acopladores de fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, são dispositivos essenciais em sistemas ópticos. Regularmente são utilizados em diversos outros dispositivos ópticos que necessitam da divisão de feixe óptico (interferometria) em outros dois feixes coerentes, por exemplo, mas fisicamente separados (e vice-versa). Embora a maioria das aplicações de acopladores de fibra utilizem suas características lineares, desde 1982 seu comportamento em regime não linear vem despertando um grande interesse dos pesquisadores por suas aplicações em processamento óptico ultra-rápido como chave óptica. Aplicações em optoeletrônica, telecomunicações, processamento digital totalmente óptico, são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos (FRAGA *et al.*, 2006).

Seja qual for o tipo de acoplador escolhido, fibra ou óptica integrada, é possível produzir diferentes taxas de acoplamento pela simples variação das condições de propagação em cada um dos guias (LOPES, 2012).

Pesquisadores proporam a análise de um acoplador óptico direcional embutido no cristal fotônico, o qual é impulsionado por um sinal de comando externo, permitindo uma célula de comutação trabalhar de forma totalmente óptica. O método utilizado para a comutação usa um sinal de comando externo de baixa potência, inserido na região do

acoplamento central, que atua como um guia de ondas. Para isso, foi usado o método de expansão de onda de avião, de um tempo de domínio de diferença finita, além do próprio método binário de propagação (LIMA JR *et al.*, 2009).

Recentemente foram propostas portas lógicas totalmente ópticas geradas em um acoplador de núcleo triplo de cristal fotônico, que opera com dois pulsos ultracurtos de um sólito fundamental de 100 fs, com modulação de amplitude de pulso na modalidade de chaveamento por deslocamento de amplitude (PAM-ASK) e com modulação de amplitude binária. A propagação do pulso é modelada pela Equação Não-Linear de Schrödinger incluindo os termos associados com a GVD, a dispersão de terceira ordem, além dos efeitos da SPM, da XPM, auto-inclinação, e o IRS numa configuração sem perdas no dispositivo. Os resultados mostraram que pode se obter portas lógicas controlando a diferença de fase entre os pulsos de entrada (COELHO JR *et al.*, 2013). Outro trabalho focu em um método geral para projetar portas lógicas de cristal fotônico totalmente óptica e funções baseadas no conceito de lógico limiar que têm padrão regular nas entradas. Houve uma junção do cristal fotônico em cascata, realizado por um detector de nível de potência limiar, além de um novo método que foi introduzido para alterar o nível de potência limiar para a concepção de diferentes portas e funções lógicas. As potências de entradas e saídas das portas do estudo e as funções são homogêneas e operam com uma taxa de bits de 500 Gbits/s (SHARIFI; HAMIDI; NAVI, 2016).

Foi estudado por pesquisadores o processo de comutação óptica por três formas de pulsos da ordem de fentossegundos (sólito, Gaussiano e super-Gaussiano), propagando dentro de um acoplador direcional de núcleo duplo não-linear simétrico, simulando a propagação através das equações não-lineares do modo acoplado de Schrödinger. Nas simulações, foram considerados os efeitos não-lineares de dispersão de segunda e terceira ordem, além da SPM e auto-inclinação. Foram estudados três cenários para cada uma das três formas de pulsos investigados. A partir das simulações, concluiu-se que o pulso super-Gaussiano atingiu menores valores para potência crítica comparado com as outras formas de pulso (CORREIA *et al.*, 2016). Nesta Tese trabalhamos somente com pulso na forma de sólito.

O estudo de uma estrutura de porta lógica óptica baseada em defeitos de linha e pontos de defeito em cristal fotônico em 2-D foi realizado recentemente. O processo se deu em rede quadrada de barras de silício em cristal fotônico de ar (PHCs). Defeitos de linha são incorporados nas direções ΓX e ΓZ do espaço. O dispositivo tem duas entradas e duas portas de saída. Foi provado que a diferença de fase inicial entre as duas faixas de entrada é $\pi/2$, eles

interferem de forma construtiva ou destrutivamente para realizar as funções lógicas. Os resultados das simulações também mostram que o dispositivo pode gerar uma porta lógica XOR e uma porta lógica (GOUDARZI *et al.*, 20016).

Pesquisadores relataram a polarização independente de portas lógicas ópticas em cristal fotônico sobre silício isolante que consiste em duas treliças de favo de mel dimensionais com dois buracos de ar fotônicos para os modos TE e TM na comunicação óptica da janela e proporam uma porta lógica AND. O período de resposta e a taxa de bits para as polarizações de TE e TM no comprimento de onda de 1,55 μm mostram bons resultados conforme exibidos no estudo (RANI; KALRA; SINHA, 2016).

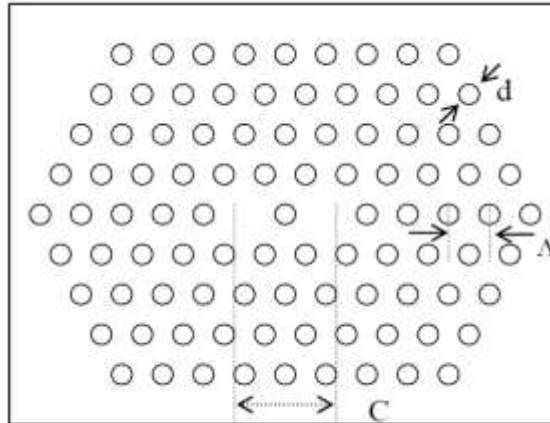
Foram feitas propostas de novas estruturas de portas lógicas totalmente ópticas com base em cristal fotônico bidimensional do tipo treliça quadrada com hastes de silício mergulhada no ar. As estruturas propostas baseiam-se em um guia de onda em forma de T com raio de borda otimizado. Uma porta de entrada de referência adicional está incluída na estrutura, juntamente com as portas de entrada reais necessárias para uma porta lógica. Os resultados mostraram que o guia de onda em forma de T pode funcionar com uma porta NOT e que o guia de onda em forma dupla pode funcionar com porta NOR, XNOR e NAND com a mudança adequada nos valores de fase de entrada lógica '1' (SHAIK; RANGASWAMY, 2016).

2.5.1.1.1 Tipos de Acopladores

Dois guias próximos podem ser acoplados devido à penetração da luz de um guia para o outro. Este dispositivo fabricado a partir de materiais com índice de refração positivo preserva o sentido de propagação da luz e, possivelmente, por esta razão, é chamado de "acoplador direcional". Atualmente já existem propostas de se utilizar acopladores direcionais de cristal fotônico para a transmissão de sólitons (BENABID, 2006; RUSSELL, 2003; HERRMANN *et al.*, 2002).

A Figura 7 mostra o esquema da seção transversal de uma PCF de dois núcleos (acoplador). Algumas dimensões da geometria da PCF tal como d e separação dos núcleos C podem ser ajustadas para obter o efeito desejado onde $C = 2\Lambda$, onde Λ é a distância entre os centros de dois núcleos de ar existente no acoplador (KHAN, 2008).

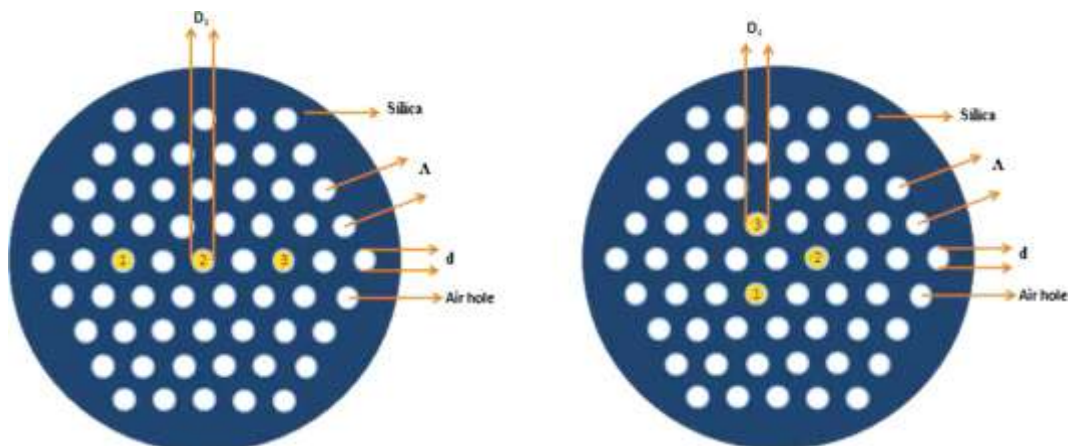
Figura 7 – Esquema da seção transversal de uma PCF de dois núcleos (acoplador) com suas dimensões.



Fonte: Khan (2008).

Existem fibras de cristal fotônico de novas formas de projetos propostos por pesquisadores, como as fibras de cristal fotônico de três núcleos (TPCF). Essas fibras podem ser do tipo planar ou tipo triangular formando acopladores. O esquema de acopladores de configurações lineares e triangulares é ilustrado na Figura 8, onde D_c é o diâmetro do núcleo da fibra de cristal fotônico, d é o diâmetro do buraco de ar. Foi demonstrada com sucesso a geração de um conjunto completo de portas lógicas, ou seja, AND, NAND, OR, NOR, XOR, XNOR e NOT. Uma figura de mérito (FOMELG) de portas lógicas mostra a eficiência das portas lógicas que foram obtidas individualmente (UTHAYAKUMAR; RAJA, 2013).

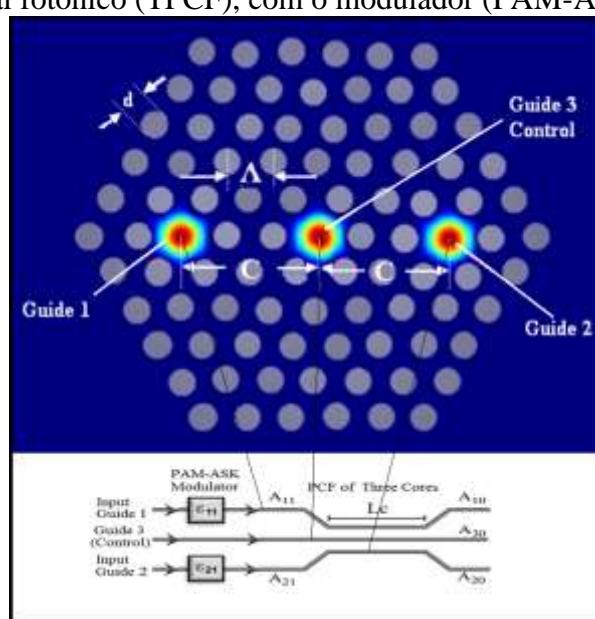
Figura 8 – Esquema da TPCF para configurações planar e triangular respectivamente.



Fonte: Uthayakumar e Raja (2014).

O esquema da TPCF para configuração do acoplador triplo planar de fibras de cristal fotônico, onde Λ = espaçamento entre buracos e d = diâmetro do buraco de ar é mostrado em (BASTOS, 2015). Percebemos também os guias de entrada 1 e 2 e o guia de controle 3. Antes de o pulso entrar no acoplador ele passa por um modulador onde sofre uma modulação por amplitude do pulso (PAM-ASK), com a variação do parâmetro de ajuste de modulação ε . O acoplador possui três saídas e três entradas conforme a Figura 9 (BASTOS, 2015).

Figura 9 – Esquema do acoplador triplo planar de fibra de cristal fotônico (TPCF), com o modulador (PAM-ASK).



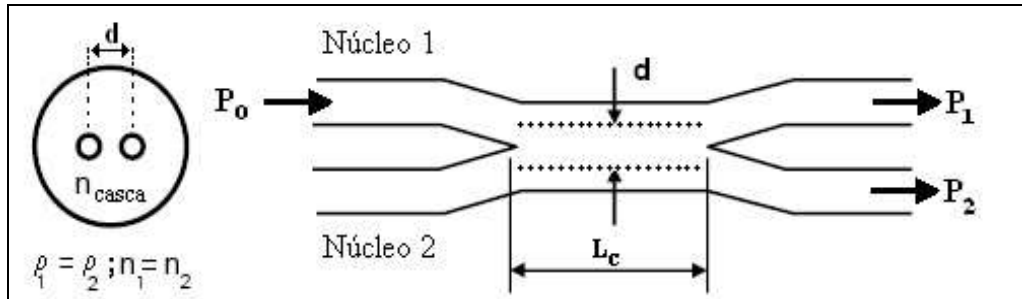
Fonte: Bastos (2015).

2.5.1.2 Acopladores em Fibra Convencional

Para fibras convencionais temos algumas diversidades interessantes de acopladores: direcionais, contra direcionais, simétricos e assimétricos. Se o sentido do campo que for chaveado pelo acoplador for o mesmo do campo incidente dizemos que esse acoplador é direcional ou copropagante. Se o sentido for contrário falamos em um acoplador contra-propagante. A Figura 10, mostra um acoplador simétrico utilizado nesta Tese. Os acopladores são simétricos quando seus núcleos apresentam mesmo raio ($\rho_1 = \rho_2$) e iguais índices de refração ($n_1 = n_2$). Em outras palavras, os acopladores são simétricos quando seus núcleos são idênticos sob todos os aspectos. No caso dos acopladores direcionais simétricos, a diferença de fase entre os dois modos dos núcleos é sempre zero. Se existir alguma diferença

entre os núcleos (seja por diâmetro ou índice de refração) este acoplador será assimétrico (FERREIRA, 2008).

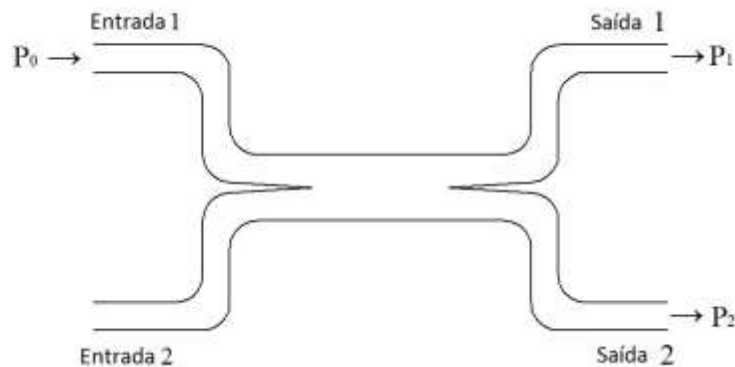
Figura 10 – Acoplador Simétrico.



Fonte: Ferreira (2008).

Podemos ver no esquema da Figura 11, um acoplador duplo direcional copropagante e simétrico de fibra óptica convencional utilizado nos interferômetros onde temos duas entradas e duas saídas do sinal. Quando fizermos a análise da produção de portas lógicas no capítulo 4 o sinal de luz poderá entrar nas entradas 1 e 2 ao mesmo tempo como também somente na entrada 2 ou não ter luz em nenhuma das entradas.

Figura 11 – Acoplador duplo direcional copropagante e simétrico utilizado para análise na configuração do interferômetro de Sagnac.



Fonte: elaborada pelo autor.

Os acopladores convencionais (fibras de sílica) têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos LiNbO_3 e guias de ondas semicondutores. Em óptica integrada, a fabricação de acopladores ópticos se dá por meio do crescimento, ou deposição, de materiais com índices de refração diferentes de

forma a construir uma estrutura multicamadas. No caso de acopladores baseados em fibra, é necessária uma modificação na estrutura de acoplamento de maneira a aproximar os núcleos das fibras. Para este fim, três métodos básicos têm sido desenvolvidos na literatura: retirada da maioria da camada da casca por meio de corrosão química; remoção parcial da camada de casca em ambas as fibras por meio de um polimento mecânico controlado; fusão de duas, ou mais fibras após um leve entrelaçamento entre elas e um posterior aquecimento (MELO, 2000).

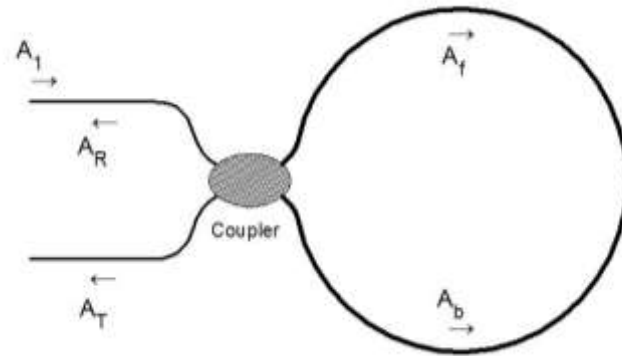
Os trabalhos que foram feitos de portas lógicas ópticas fundamentadas em dispositivos (acopladores) confeccionados a partir de fibras ópticas clássicas se justificam pela: segurança no tráfego de informações, maior alcance de transmissão, maior capacidade de transmissão, baixo custo de fabricação e imunidade a interferências externas, otimizando o transporte efetivo de dados (WU; SHIH; CHEN, 2008; FRAGA *et al.*, 2006; MENEZES *et al.*, 2007; ALMEIDA *et al.*, 2007, MENEZES *et al.*, 2006; MENEZES *et al.*, 2007; YAGHOUBI *et al.*, 2014; GUO *et al.*, 2016; ROCHA *et al.*, 2009; ; MENEZES *et al.*, 2010; LI *et al.*, 2014).

Para baixa potência de luz se propagando em um dos guias, o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. As potências mais altas induzem uma mudança no índice de refração e deterioram as características de transmissão (LOPES, 2012).

2.5.2 Interferômetro de Sagnac

Um interferômetro óptico do tipo Sagnac pode ser construído, como é mostrado na Figura 12, ligando-se uma fibra entre as duas portas de saída de um acoplador para formar um laço. Por uma das portas de entrada do acoplador se envia um sinal luminoso (A_1) e pela outra porta de entrada do acoplador tem-se o sinal transmitido. Esse sinal, ao passar pelo acoplador, é dividido em dois feixes A_f e A_b , forward e backward respectivamente. Esses sinais, após percorrerem o laço, chegam novamente ao acoplador onde sofrem interferência e parte do sinal sai pela porta de saída transmitida (A_T) e parte pela porta de saída refletida (A_R) (MAGALHÃES, 2016). Podemos perceber nas Figuras 12 e 13 a saída refletida que será o objeto de estudo desta Tese.

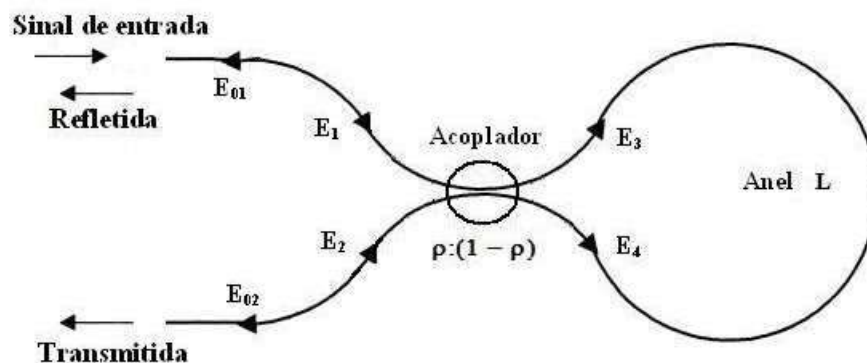
Figura 12 – Configuração de um interferômetro óptico de Sagnac.



Fonte: Magalhães (2016).

A Figura 13 mostra a configuração do interferômetro de Sagnac (NOLM) com o parâmetro ρ (FERREIRA, 2011). O sinal de entrada A (Figura 13), posicionado na porta 1, é dividido em duas partes através do acoplador direcional de razão de acoplamento de potência (razão de divisão de energia) ρ : $(1 - \rho)$. A razão de divisão de energia está no acoplador do dispositivo. Esses campos compartilham o mesmo caminho óptico e interferem no acoplador coerentemente (AGRAWAL, 2001). Ao se variar a razão de divisão de energia (ρ) aumenta-se a possibilidade de gerar assimetria e aumenta o contraste, acarretando assim a possibilidade de produção de portas lógicas.

Figura 13 – A configuração do interferômetro de Sagnac (NOLM) com a razão de divisão de energia ρ .



Fonte: Ferreira (2011).

Recentemente, a análise física fundamental de dispositivos interferométricos foi estudada por pesquisadores, visando à sofisticação das funções de multiplexação e processamento de dados ópticos (FERREIRA *et al.*, 2016; MAGALHÃES *et al.*, 2016). Além

disso, recentemente, o uso de mecanismos de não-linearidade Kerr foi verificado usando perfis para análise de comutação e variações discretas de energia para obter contraste (FERREIRA *et al.*, 2016).

Pesquisadores apresentaram um estudo do desempenho de comutação não linear em um interferômetro de Sagnac sob a ação de uma não-linearidade Kerr relaxada, usando pulsos ópticos ultracurtos. No trabalho foi incluso o efeito da GVD para considerar que as perdas são desprezíveis. Verificou-se um aumento do tempo de resposta (τ) da não-linearidade Kerr relaxada que conduz a uma degradação das curvas de comutação, de transmissão, fator de compressão e de taxa de extinção não-lineares. No regime de propagação do sóliton verificou-se que para a média não-linear não-instantânea, com τ crescente os pulsos de saída transmitidos são atrasados para tempos mais longos e o envelope do pulso começa a apresentar efeitos dilatados de acordo com as configurações especificadas no trabalho. Para o interferômetro de Sagnac com anel de comprimento $2Z_0 = 5,06$ Km, observou-se que o perfil espectral dos pulsos de saída é mais suave para a forma não-instantânea com $\tau = 2$ ps e 5 ps (FERREIRA *et al.*, 2016).

O desempenho de um NOLM, construído com fibras de dispersão decrescente (DDF), operando num regime de sóliton e quasi-sóliton foi estudado numericamente. Os resultados mostraram que o regime de sóliton apresenta melhor comportamento se comparados com o regime quasi-sóliton, concluindo que operando o NOLM no regime de sóliton, a primeira, segunda e terceira máxima de transmissão pôde ser obtido com o bombeamento de baixa potência em comparação com o regime quasi-sóliton. Observou-se também que no dispositivo de base NOLM, a duração do pulso de saída é muito dependente do comprimento da fibra. Observou-se também que, com uma escolha adequada do perfil de dispersão que pode ter um pulso transmitido com nenhuma distorção no regime de sóliton. Para o regime quasi-sóliton, foi observada uma forte compressão (LIMA; SOMBRA, 1999).

Um trabalho foi desenvolvido para obter portas lógicas XOR a partir de um interferômetro de Sagnac assistido por SOA, com portas XOR de velocidade de 10 Gb/s as quais apostam numa não-linearidade mais alta promovida pelo SOA, a fim de reduzir a energia de chaveamento (ZORIOS *et al.*, 2006). Miyoshi *et al.* (2008) fizeram um estudo de um conjunto de operações de portas lógicas ópticas, utilizando um espelho óptico não-linear em anel, baseado numa função de transferência multi-periódica. O esquema permite operar em todas as dezesseis operações lógicas de duas entradas sem alterar a configuração. Foi demonstrado que as portas AND, NAND, OR, NOR, XOR e XNOR trabalham em 40 Gbit/s

em uma única configuração, além de a simulação numérica verificar a viabilidade de velocidade de processamento até 350 Gbit/s.

Sales *et al.* (2016) conseguiram alta qualidade de portas lógicas OR, XOR e AND no braço da saída refletida de um interferômetro de Sagnac constituído de fibra óptica tradicional usando modulação PAM.

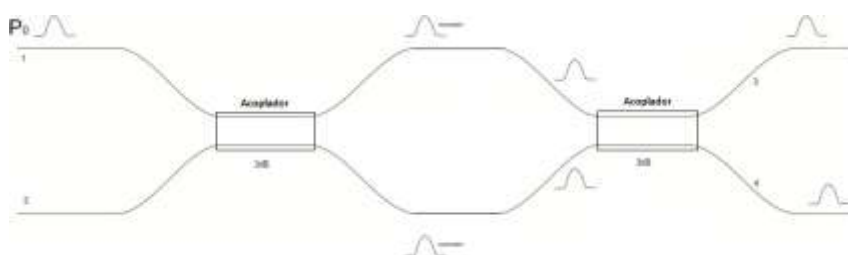
Ferreira *et al.* (2016) foram os primeiros a fazer uma análise física aprofundada das características de compressão e chaveamento em regime de não-linearidade relaxada no interferômetro de Sagnac, com forte impacto em projetos futuros de dispositivos lógicos e de demultiplexação óptico-temporal (TOAD).

2.5.3 Interferômetro de Mach-Zehnder

Atualmente os dispositivos de Mach-Zehnder desempenham um papel muito importante no campo das comunicações ópticas. Por exemplo, é graças a eles que se ultrapassam os efeitos negativos da modulação direta de lasers, o chirp. Os interferômetros de Mach-Zehnder são sempre compostos por alguns elementos, mas quase todos eles têm em comum, um modulador de fase. Se este estiver situado entre duas junções Y é denominado por interferômetro de Mach-Zehnder (PEREIRA, 2013).

A Figura 14, nos mostra a configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder. Quando bombeamos o laser um feixe de luz incidente na entrada 1 é dividido em duas partes no acoplador 3dB, que propagarão nos dois braços do dispositivo. Podemos ter alguma assimetria, onde os dois feixes de luz irão sofrer deslocamentos diferentes à medida que se propagam. Nesta Tese em vez da assimetria dopamos um dos braços do dispositivo. Na Figura 14 podemos ver como os pulsos se propagam ao longo do dispositivo em estudo.

Figura 14 – Configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder.



Fonte: elaborada pelo autor.

Pesquisadores mostraram uma nova abordagem que permite a medição do índice de refração pelo monitoramento das mudanças de energia nos modos de revestimento utilizando um sensor de MZI. Os resultados experimentais concordam com as previsões teóricas e demonstram o potencial de refratômetros de fibra para a alta sensibilidade de detecção em grandes faixas de medição (HARRIS *et al.*, 2015). Pesquisadores demonstraram um interferômetro de Mach-Zehnder à base de fibra diluída para aplicações em detecção e multiusos. A cabeça do sensor é formada de fibra Singlemode-Multimode-Thinned-Singlemode (SMTS). Os resultados experimentais mostraram que as informações de índice de refração do líquido podem ser simultaneamente fornecidas a partir da medição da sensibilidade do nível do líquido (LI *et al.*, 2012). Foram propostos métodos simples para a implementação de interferômetros feitos totalmente de fibra de cristal fotônico (PCF) onde a interferência entre o núcleo e o modo de revestimento da fibra foi utilizada. Como potencial aplicação do MZI constituído de fibra de cristal fotônico (PCF), temos um sensor de deformação que foi demonstrado experimentalmente e também um sensor de alta temperatura (CHOI; KIM; LEE, 2007).

Uma nova fibra in-line baseada em um demodulador DPSK utilizando um interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) de fibra de cristal fotônico foi demonstrada por pesquisadores. Erros de modulações livres de sinais de 10 Gb/s RZ e NRZ-DPSK foram demonstrados utilizando um MZI de fibra de cristal fotônico. Foi conseguida uma melhor largura de banda com a desmodulação DPSK (DU *et al.*, 2010). Pesquisadores desenvolveram um flip-flop RS baseado na conversão de comprimento de onda em um MZI usando SOA e sistema de configuração de fase (GHOSH; MUKHOPADHYAY, 2012). Um sensor baseado em um MZI foi utilizado para realizar a medição simultânea de esforço de tensão (tensão elástica) e temperatura. Além disso, este sensor proposto apresenta as vantagens de baixo custo e estrutura extremamente simples e de tamanho compacto (apenas cerca de 10 mm) (ZHOU *et al.*, 2014). Um atenuador óptico variável (VOA) baseado num interferômetro de Mach-Zehnder sintonizável foi produzido com base em um design de fibra de núcleo duplo (GAUDEN *et al.*, 2004).

Novos métodos de concepção de portas lógicas totalmente ópticas baseadas em arquiteturas de interferometria, tais como o MZI, o interferômetro de Sagnac e o interferômetro Não Linear Ultra-rápido (UNI) foram mostrados recentemente (SINGH; KAUR, 2015).

Em (LIMA *et al.*, 2005) foram mostradas simulações numéricas da propagação de pulsos ultracurtos de sóliton óptico no interferômetro de Mach-Zehnder de quatro estágios

(4SMZI), que foi construído com fibras de telecomunicações comuns (OTF) e fibras de dispersão decrescente (DDF), com um perfil linear. Os resultados mostraram que o regime de transmissão de sóliton do dispositivo é fortemente dependente da potência de bombeamento. Verificou-se que as operações de multiplexação e demultiplexação apresentaram melhores resultados com o 4SMZI que é construído com DDF, utilizando pulsos sólitons ópticos.

A implementação do interferômetro de Mach-Zehnder para fibras de cristal fotônico de dois núcleos já foi feita por pesquisadores, em que eles também propuseram e demonstraram experimentalmente um sensor de curvatura utilizando um interferômetro de Mach-Zehnder (KIM *et al.*, 2009).

A primeira aquisição de portas lógicas adquiridas a partir do interferômetro de Mach-Zehnder usando modulação PAM foi realizada na metade da década atual. O MZI foi constituído de acopladores direcionais não-lineares de fibra de cristal fotônico de dois núcleos, onde foi possível obter as portas lógicas AND e OR (ARAÚJO *et al.*, 2015).

Sales *et al.* (2017) conseguiram produzir portas lógicas OR e XOR utilizando o interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico com a inserção de perfis de não linearidade em um dos braços do dispositivo.

Pesquisadores obtiveram portas lógicas totalmente ópticas baseadas no guia de onda do interferômetro de Mach-Zehnder não-linear. Isso fez com que os índices de alterações induzidas pela luz na estrutura do guia de onda do interferômetro de Mach-Zehnder fizessem o feixe de sinal de saída se propagar através de uma diferente saída dos guias de onda não-linear. Esse método fez com que fossem obtidas as portas lógicas XOR, NXOR, AND, NAND, OR e NOR (JOANNOPOULOS; MEADE; WINN, 1995).

Alguns pesquisadores construíram um sensor baseado em um interferômetro de Mach-Zehnder de índice de refração usando uma fibra de cristal fotônico (PCF) que foi construído através da união por fusão de uma pequena secção de PCF (Blaze Photonics, LMA-10) entre duas fibras monomodo padrão. Tal interferômetro de PCF é altamente sensível, é atraente para detecção química, biológica e bioquímica com soluções aquosas, bem como para aplicações em monitoramento em obras de engenharia civil e ambiental (WANG; TANG, 2012). Também pesquisadores relatam que um sensor baseado em um MZI utilizando pulsos de laser em fs (fentossegundos) em fibras monomodo que são fabricados usando 800 nm de comprimento de onda, 35fs (largura do pulso) e um laser de 1kHz (taxa de repetição), demonstram uma alta qualidade tanto para um sensor de temperatura e sensores químicos (ZHAO *et al.*, 2011).

Sales *et al.* (2015) fizeram a análise física de um interferômetro de Mach-Zehnder em fibras de cristal fotônico com perfís de não linearidade trabalhando com três cenários de potências de bombeamento do laser.

Pesquisadores adotaram várias abordagens para analisar o processo de comutação de potência entre os N núcleos ópticos presentes na estrutura. Uma das abordagens mais comuns é a fusão ou adição de múltiplas fibras ópticas, mantendo um contato mútuo na região de fusão (MORTIMORE, 1985; MORTIMORE, 1990; KUMAR, VARSHNEY, SINHA, 1989; SILVA; BEZERRA; FIGUEROA, 2011). Tal processo resulta em uma região cônica consistindo de material óptico fundido, onde a energia se transfere de um núcleo para outro devido à proximidade entre eles. Neste aspecto, um divisor de potência 1×4 não é simples para ser construído. No entanto, os acopladores 2×2 e 4×4 podem ser facilmente construídos por fusão de fibras ópticas convencionais. Além disso, utilizando fibras microestruturadas (MFs), nas quais os orifícios de ar são distribuídos em uma matriz de sílica dopada em todo o comprimento da fibra, é possível obter núcleos múltiplos em uma única fibra sem precisar do processo de fusão (VARSHNEY *et al.*, 2009).

O interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) tem sido utilizado para muitas aplicações, tais como a obtenção de portas lógicas ópticas bem conhecidas (KUMAR; KUMAR; RAGHUWANSHI, 2014), bem como para moduladores totalmente ópticos a partir de um MZI simétrico, em um esquema de silício poroso não linear (XIAO; WU, 2015), além de medir a concentração de glicose em água destilada com base em um MZI de fibra óptica (LOKMAN; AROF; HARUN, 2015) e para flip-flop de atraso totalmente óptico usando dois pontos semicondutores quânticos (QD-SOA) auxiliados por um MZI (CHATTOPADHYAY; GAYEN, 2014).

Alguns pesquisadores estudaram a propagação de pulsos ultracurtos em sistemas de fibras birrefringentes dopadas com érbio, usando o método de transformação de Darboux e computação simbólica. Suas descobertas abriram novas possibilidades no campo não linear (VIJAYALEKSHMI *et al.*, 2015). Alguns resultados interessantes foram encontrados a partir de um estudo de uma estrutura de laser de semicondutores de retroalimentação distribuída não linear chirpada visando a melhoria do processamento de sinais completamente ópticos pela produção de flip-flops totalmente ópticos (ZOWEIL, 2015). Cientistas desenvolveram pela primeira vez um estudo sobre o dispositivo de terapia fotodinâmica de icterícia (JPTD) baseado em diodo emissor de luz (LED) azul, usado para fototerapia médica baseada no algoritmo de correspondência espectral (GAN; GUO; LIN, 2015). Pode-se encontrar na

literatura científica que uma aplicação notável no sensoriamento biológico foi recentemente implementada pelo uso do MZI (WANG *et al.*, 2014).

Foi realizado um estudo de crosstalk (Xtalk) para obter a eficiência de potência de redes de multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) utilizando vários formatos de modulação com eficiência espectral limitada por crosstalk linear (UDALCOVS *et al.*, 2014). Além disso, o MZI foi estudado quanto à alta taxa de extinção para filtragem de sinais ópticos com baixa interferência entre canais adjacentes, características derivadas da diferença entre os braços do dispositivo, a partir da diferença de percurso e da interferometria (YONGLIN *et al.*, 2003).

Pesquisas abordando temas relacionados à óptica e sistemas de comunicações ópticas são encontradas frequentemente na literatura acadêmica (DADOENKOVA *et al.*, 2016; TCHAHAME *et al.*, 2016; AGRAWAL, 2007; MATSUDA *et al.*, 2011; NOVITSKY, 2012; VYUNISHEV *et al.*, 2013; LEE *et al.*, 2013; OKANO *et al.*, 2012; PHONGSANAM *et al.*, 2013; ZHANG *et al.*, 2013; FENG *et al.*, 2014; ZHENG *et al.*, 2013; HETAR *et al.*, 2011; CHERRI, 2011; KIM *et al.*, 2006; QIU *et al.*, 2013; SINGH *et al.*, 2015). Cada vez mais, as necessidades de serviços de transmissão de dados impulsionam a investigação neste sentido, especialmente as comunicações em tempo real.

As principais aplicações do interferômetro de Mach-Zehnder óptico podem ser: geração de portas lógicas (ARAÚJO *et al.*, 2015; WU, SHIH, CHEN, 2008; SALES *et al.*, 2017), flip-flops (GHOSH, MUKHOPADHYAY, 2012; CHATTOPADHYAY, GAYEN, 2014) em sensoriamento (utilizado como sensor) (HARRIS *et al.*, 2015; KIM *et al.*, 2009; WANG *et al.*, 2014) e moduladores ópticos (RAZAK, 2014).

A análise física do dispositivo é essencial para entendermos seu funcionamento, pois a transmissão, taxa de extinção, crosstalk e fator de compressão são dados importantes que temos que analisar. Importantes parâmetros que devemos considerar em sistemas WDM é a taxa de extinção e o crosstalk do dispositivo. A partir da taxa de extinção podemos encontrar as portas lógicas geradas no dispositivo. O crosstalk controla a eficiência do chaveamento e nos diz o comportamento de ruídos que ocorre quando o pulso se propaga pelo dispositivo onde daí o grande interesse em estudá-lo.

Os interferômetros de Mach-Zehnder já veem sendo utilizados em diversas áreas da química, biologia e da engenharia como sensores para medir temperatura, pressão, deformação e vibração em obras da construção civil etc. Futuramente o dispositivo poderá ser usado com maior frequência como sensor para medir outras grandezas físicas. Nesta Tese

portas lógicas totalmente ópticas foram propostas usando o MZI com base em guias de ondas em cristal fotônico.

Utilizamos dois métodos numéricos nas simulações realizadas nesta Tese para a obtenção de transmissão e chaveamento de pulsos ópticos. O método de Runge Kutta, que é um método de diferenças finitas, foi utilizado no interferômetro de Mach-Zehnder e o método Split-Step, que é espectral, foi utilizado no interferômetro de Sagnac. O método Split-Step é mais rápido que o Runge Kutta, porém o Runge Kutta é mais preciso em relação ao Split-Step (ANEXO B).

3 PORTAS LÓGICAS COM O INTERFERÔMETRO DE MACH-ZEHNDER

Neste capítulo, apresentamos um estudo numérico para investigar a transmissão, a taxa de extinção, crosstalk e fator de compressão de um interferômetro Mach-Zehnder em fibras de cristal fotônico, além do comportamento da forma do pulso enquanto se propagava através do dispositivo. Será também apresentado um estudo numérico de portas lógicas totalmente ópticas com base na configuração do interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) de fibras micro estruturadas (PCF) sob OOK (chaveamento On-Off) óptico. Determinamos vários resultados relevantes para caracterizar o desempenho do sistema, como a transmissão e taxa de extinção, em função do perfil de não linearidade (β) adicionado a um dos braços do interferômetro de Mach-Zehnder (MZI). Efeitos de alta ordem, como dispersão de terceira ordem, espalhamento Raman intrapulso e self-steepening foram incluídos na equação não linear de Schrödinger generalizada, que descreve a propagação de um pulso. Para este estudo, utilizou-se um pulso óptico com uma forma de secante hiperbólico de 100 fs (fentossegundo). Um laser com três valores de potência foi simulado. Com potência crítica $P_c = 103,5$ kW ($P = P_c$), abaixo da potência crítica $P = 90$ kW ($P < P_c$) e acima da potência crítica $P = 110$ kW ($P > P_c$). Adicionamos perfis de não linearidade em um dos braços do interferômetro Mach-Zehnder (MZI). Os perfis de não linearidade foram expressos em termos do parâmetro β . Estudamos três perfis diferentes: constante, crescente e decrescente.

3.1 Introdução

A criação de portas lógicas totalmente ópticas proporcionará avanços no processamento de dados digitais, uma vez que a necessidade de sistemas de transmissão mais rápidos tem sido cada vez mais desejada. Portanto, esse é um campo aberto que precisa de muito trabalho.

Pesquisas relevantes foram feitas com cristal fotônico (PhC), com a contribuição intelectual de vários pesquisadores (UTHAYAKUMAR, RAJA, PORSEZIAN, 2013; DADOENKOVA *et al.*, 2016; TCHAHAME *et al.*, 2016; AGRAWAL, 2007; MATSUDA *et al.*, 2011; NOVITSKY, 2012; VYUNISHEV *et al.*, 2013; LEE *et al.*, 2013; OKANO *et al.*, 2012). Estes avanços são promovedores de estudos teóricos no estado da arte do processamento lógico de sinais ópticos com cristais fotônico (DADOENKOVA *et al.*, 2016; TCHAHAME *et al.*, 2016; AGRAWAL, 2007).

As equações de modo acoplado, que são apresentadas no estilo similar às aquelas em fibras ópticas não-lineares (AGRAWAL, 2007), são as descrições mais apropriadas para a propagação de pulsos ópticos. Além disso, as equações também podem ser adotadas para os processos não lineares de terceira ordem em outros guias de ondas periódicos, por exemplo, em guia de onda óptico ressonador acoplado com cristal fotônico (CROW) (MATSUDA, 2011).

A difração não-linear de Cerenkov de pulsos de femtossegundos em cristal fotônico não linear unidimensional de tetraborato de estrôncio foi estudada teoricamente e experimentalmente em domínios de frequência e tempo, e foi uma importante contribuição científica. Foi demonstrado recentemente que os resultados da realização experimental de feixes auto colimados lentos usando um ressonador de caixa em zigzague 10 acoplado em um cristal fotônico bidimensional poderiam ser úteis na implementação de dispositivos para controlar feixes auto colimados no domínio do tempo (VYUNISHEV, 2013).

Entre os muitos tópicos abordados na literatura estão os seguintes: comutação de sólitons em acopladores direcionais assimétricos e simétricos (LEE, 2013), portas lógicas totalmente ópticas e dispositivos lógicos ópticos (FERREIRA *et al.*, 2016; MENEZES *et al.*, 2012; UTHAYAKUMAR, RAJA, PORSEZIAN, 2013; LIMA JR *et al.*, 2009; COELHO JR *et al.*, 2013; RANI, KALRA, SINHA, 2016; MENEZES *et al.*, 2010; PHONGSANAM *et al.*, 2013; ZHENG *et al.*, 2013; CHERRI, 2011), comutação não linear (FERREIRA *et al.*, 2012; NOVITSKY, 2012), relaxação da não linearidade Kerr (FERREIRA *et al.*, 2012; MENEZES *et al.*, 2012; NOVITSKY, 2012), interferômetro de Mach-Zehnder baseado em filtro sintonizável AOTF (ZHANG, 2013). Vários pesquisadores demonstraram recentemente que a aplicação do uso do MZI torna-se relevante e necessária no campo da óptica não linear, da fotônica e de dispositivos ópticos (WU, SHIH, CHEN, 2008; ZHANG *et al.*, 2013; FENG *et al.*, 2014; ZHENG *et al.*, 2013; HETAR *et al.*, 2011; CHERRI, 2011; QIU *et al.*, 2013). Recentemente, há um interesse considerável no dispositivo de guia de ondas do interferômetro de Mach-Zehnder (MZI). Esse dispositivo foi desenvolvido para fins de modulação, comutação, portas lógicas, sensores e circulador totalmente óptico (WU, SHIH, CHEN, 2008; PHONGSANAM *et al.*, 2013; ZHANG *et al.*, 2013; FENG *et al.*, 2014; ZHENG *et al.*, 2013). Recentemente, foi realizado um progresso interessante no estado da arte através de trabalho científico usando a técnica de chaveamento On-Off para produzir portas lógicas totalmente ópticas em um MZI fibras de cristal fotônico (SALES *et al.*, 2017).

A nova motivação para estudarmos os dispositivos ópticos é principalmente devido ao desenvolvimento de materiais ópticos não-lineares, que fornecem o maior suporte

para comutadores ultrarrápidos, como guias de ondas de cristal fotônico (PhC), e assim por diante (KNIGHT, 2003). Por exemplo, esquemas como os de conversores interferométricos ultrarrápidos não-lineares, conversores de comprimento de onda interferométricos, interferometria óptica, anel óptico não-linear (NOLM), guia de onda com amplificador óptico semiconductor (SOA) baseado em um MZI, guia de onda em fibra baseado em um MI com fibras de grade de Bragg (FBG) e demultiplexação óptica assimétrica em terahertz (TOAD) foram estudados (MELO, 2000; SOUSA *et al.*, 2014; LIMA, SOMBRA, 1999; GHOSH, MUKHOPADHYAY, 2012). Além disso, portas lógicas totalmente ópticas baseadas em interferometria de Mach-Zehnder (MZI) incluindo SOA como o elemento não-linear atraíram considerável interesse devido a suas vantagens práticas e sensores baseados em um MZI. Aliás, o MZI é extremamente versátil e tem boas perspectivas de desempenho evidente. Características atraentes do MZI motivaram os pesquisadores a desenvolver várias portas lógicas completamente ópticas, como XOR, OR e NOR (KIM, 2006). Além disso, entre muitos materiais inovadores, a construção do MZI ocupou pesquisadores com inovações relevantes. O material polimérico é um dos candidatos mais promissores para enormes aplicações potenciais em materiais ópticos não-lineares (NLO). A preparação de guia de ondas de poliuretano e sua análise como comutadores ópticos ramo-Y e de Mach-Zehnder foi implementada. Os guias de onda de polímeros são de particular interesse na concepção de materiais para aplicações em dispositivos ópticos. O objetivo desta contribuição foi a preparação e as propriedades de comutação termo-óptica do guia de onda de poliuretano (QIU, 2013).

Pesquisadores renomados desenvolveram recentemente um estudo sobre o interferômetro de Mach-Zehnder que aborda os fenômenos de comutação óptica e seu desempenho eficiente para obter operações lógicas digitais, como portas lógicas AND, XOR e XNOR (KUMAR, 2014). O meio somador óptico foi desenvolvido a partir de acopladores direcionais não-lineares com portas XOR (MENEZES *et al.*, 2010).

Recentemente, pesquisadores conseguiram produzir portas lógicas XOR, OR e AND com arranjos diferentes baseados no interferômetro Mach-Zehnder com Amplificadores Ópticos Semicondutores (MZI-SOA). Eles encontraram uma alta taxa de extinção na análise física do dispositivo (SINGH, 2015).

Pesquisadores também desenvolveram um estudo sobre polarização independente de portas lógicas totalmente ópticas em um cristal fotônico tipo silício em dielétrico, na forma de cristais de favo de mel, com buracos de ar que produzem intervalo de banda para os modos

TE e TM, especificamente na janela óptica de aplicação em sistemas de comunicação e processamento de dados, obtendo apenas portas lógicas do tipo AND (RANI, 2016).

O método (chaveamento On-Off - OOK) usado para obter o nível de contraste óptico trouxe resultados notáveis no campo de portas lógicas totalmente ópticas (MENEZES *et al.*, 2012; MENEZES *et al.*, 2010), portanto, é uma excelente oportunidade para a pesquisa científica.

Este capítulo contempla uma análise física de alguns parâmetros relevantes, tais como taxa de extinção, visto que são notavelmente úteis para a análise dos níveis de contraste na saída do dispositivo óptico, que por sua vez é relevante para o estudo de aplicações como a análise de portas lógicas ópticas e sensores ópticos. O estudo do fator de compressão compreende a análise da dinâmica da propagação de pulsos ópticos, em seu comportamento não-linear. Neste capítulo, adicionamos um perfil de não linearidade na fibra óptica. Além disso, usamos uma PCF em vez de uma fibra convencional (tradicional). Também analisamos a produção de portas lógicas totalmente ópticas no MZI.

3.2 Fundamentação Teórica

A equação matemática que descreve a propagação da luz em fibras ópticas é a equação não linear de Schrödinger (NLSE), obtida das equações de Maxwell, considerando um meio de propagação livre de cargas. Em sua forma generalizada, é representada pela Equação (3.1) (AGRAWAL, 1989).

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} = i \gamma (|A|^2) + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A|^2 A)}{\partial t} - \gamma A T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial t}, \quad (3.1)$$

onde A é a amplitude do pulso que se propaga por toda a fibra, α representa a atenuação da fibra, β_2 é a dispersão de velocidade de grupo (GVD) ou dispersão de segunda ordem (SOD), β_3 é a dispersão de terceira ordem (TOD), γ representa o coeficiente não-linear da fibra, ω é a frequência óptica angular e T_R é o tempo de resposta para o meio não-linear e retrata o fator de espalhamento Raman.

Neste trabalho, aplicamos a equação NLSE descrita em (3.1) aos pulsos da ordem de femtossegundos ($\sim 10^{-15}$ s). A partir desta equação, temos que considerar os efeitos não-lineares do self-steepening (SS) e espalhamento Raman intrapulso (IRS), que não podem ser

negligenciados quando consideramos pulsos ultracurtos (LIU, CHIANG, 2010; KHAN *et al.*, 2008). Quanto aos efeitos dispersivos, devemos considerar os efeitos do TOD, representados por β_3 , e em alguns casos os efeitos da dispersão de quarta ordem (FOD), representado por β_4 . A Equação (3.1) não permite uma solução analítica, exceto em alguns casos específicos. Assim, uma aproximação numérica é necessária para a compreensão dos efeitos não-lineares em fibras ópticas.

A auto modulação de fase (SPM) e a modulação de fase cruzada (XPM) são efeitos não-lineares que ocorrem devido à presença de não linearidade de Kerr (AGRAWAL, 1989). A SPM gera um espectro espalhado sobre o pulso propagado, que pode ser usado para compressão e comutação temporal de pulsos. Ao lidar com acopladores em cristal fotônico, temos que considerar os efeitos da dispersão e ordens superiores de não linearidade. As equações que expressam a evolução de um campo eletromagnético em um acoplador não-linear com efeitos de ordem superior são dadas pelas Equações (3.2) e (3.3), que representam os dois braços do acoplador (RUSSELL, 2001). Essas equações são ditas como modo acoplado não-linear e não distinguem os modos de polarização ortogonais da fibra (AGRAWAL, 1989).

Nas Equações (3.2) e (3.3) o tempo $t = t' - z/v_g$ é medido em um quadro de referência movendo-se com o pulso na velocidade de grupo (v_g). Analisamos numericamente a transmissão de pulso ultracurto no regime de propagação de um sólon de primeira ordem ($N = 1$) através do interferômetro de Mach-Zehnder.

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A_1}{\partial t^4} + \gamma \left(|A_1|^2 + \eta |A_2|^2 \right) A_1 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_1|^2 A_1)}{\partial t} - \gamma a_1 T_R \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} + k_0 a_2 + ik_1 \frac{\partial A_2}{\partial t} = 0, \quad (3.2)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} + \frac{\beta_4}{24} \frac{\partial^4 A_2}{\partial t^4} + \gamma \left(|A_2|^2 + \eta |A_1|^2 \right) A_2 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_2|^2 A_2)}{\partial t} - \gamma a_2 T_R \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} + k_0 a_1 + ik_2 \frac{\partial A_1}{\partial t} = 0, \quad (3.3)$$

onde z é o comprimento ao longo do acoplador; t é o tempo de referência para a propagação dos pulsos; A_1 e A_2 são as amplitudes dos pulsos de entrada nos dois núcleos do acoplador; T_R representa o fator de espalhamento Raman intrapulso. O parâmetro η mede a importância

relativa da XPM em relação a SPM. Os termos k_0 e k_1 são os coeficientes de acoplamento linear e a dispersão de acoplamento, respectivamente. O termo β_4 é a dispersão de quarta ordem que não foi considerada.

Para potências de luz fracas que se propagam através de um dos guias de onda, o dispositivo atua como um acoplador linear, isto é, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que formam o acoplador. Nenhuma transmissão é atingida para potências acima da potência crítica, que é definida pela Equação (3.4)

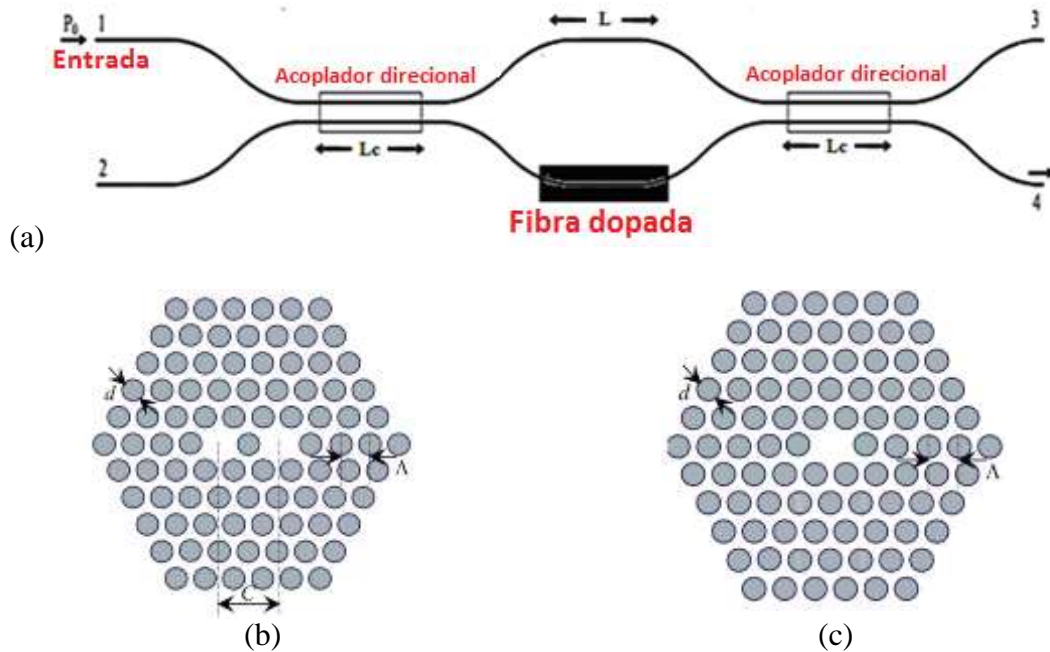
$$P_c = \frac{4k_0}{\gamma}, \quad (3.4)$$

onde k_0 é o coeficiente de acoplamento e γ é o coeficiente não-linear da fibra.

3.3 O Interferômetro de Mach-Zehnder

Um MZI (AGRAWAL, 2011) de fibras pode ser construído conectando dois acopladores em série, como mostrado esquematicamente na Figura 15 (a). O primeiro acoplador divide o sinal de entrada em duas partes, que seguem caminhos diferentes. Cada parte adquire então um deslocamento de fase distinto antes de interferir um com o outro no segundo acoplador. Esse dispositivo tem a mesma funcionalidade que um laço do Sagnac, mas com uma vantagem adicional, nada é refletido de volta em direção à porta de entrada. Além disso, um MZI pode ser desequilibrado simplesmente usando diferentes comprimentos para seus dois braços, uma vez que os dois campos ópticos dentro dele percorrem caminhos separados. No entanto, esta mesma característica também torna o interferômetro suscetível a flutuações ambientais.

Figura 15 – a) Interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico; b) Corte transversal de uma fibra de cristal fotônico de dois núcleos (Agrawal, 1989); c) Corte transversal de uma fibra de cristal fotônico de único núcleo.



Fonte: elaborada pelo autor.

Trabalhos interessantes com cristais fotônicos foram desenvolvidos (SOUSA *et al.*, 2014; LIMA JR *et al.*, 2009). Apresentamos um estudo numérico de um MZI feito de PCFs (PCF-MZI), como mostrado na Figura 15 (a). É basicamente composto por dois acopladores duplos simétricos de PCFs (AGRAWAL, 1989) como mostrado na Figura 15 (b). Cada núcleo é rodeado por pequenos orifícios de ar distribuídos de modo a permitir a máxima transferência de energia entre eles. Na Figura 15 (c), podemos ver uma PCF de um único núcleo. Tal configuração apresenta características que podem ser utilizadas para várias aplicações de sistemas totalmente ópticos, tais como, a geração de portas lógicas e sistemas aplicáveis às telecomunicações (TDMA, WDMA). Para otimizar o desempenho do dispositivo proposto, foi utilizado na simulação computacional o método de Runge-Kutta de quarta ordem para resolver o conjunto de equações diferenciais que descrevem a dinâmica do dispositivo (GEAR, 1971; ACTON, 1990; STOER, BULIRSCH, 1980; LAMBERT, 1973; LAPIDUS, SEINFELD, 1971).

Quanto aos acopladores, não consideramos efeitos de ordem superior como FOD, IRS ou XPM, uma vez que o pulso está se propagando por apenas $L_c = 1,8$ cm em cada acoplador, o que não é suficiente para gerar impactos significativos a partir desses efeitos.

Para tal comprimento, também podemos descartar a dispersão do coeficiente de acoplamento nos dois acopladores (LIU, 2010), uma vez que eles são curtos. Além do que foi mencionado anteriormente, a XPM é negligenciada devido à pequena largura do pulso, ao curto comprimento do dispositivo e ao curto tempo de interação entre os dois pulsos co-propagantes, quando se leva em consideração o tamanho do dispositivo (LIU, CHIANG, 2010; LIMA JR *et al.*, 2009).

Quanto às duas fibras entre os dois acopladores, utilizamos as Equações (3.5) e (3.9) para fibra 1 e fibra 2, respectivamente, para realizar a simulação. Para ambas as fibras, removemos os termos relativos ao acoplador, tais como o coeficiente de acoplamento linear (k_0) e a dispersão do coeficiente de acoplamento (k_1). Levamos em consideração todos os efeitos não lineares de alta ordem em ambas às fibras entre os dois acopladores, incluindo IRS e SS. Nós não consideramos os efeitos do FOD (dispersão de quarta ordem) ao simular o dispositivo. Para a fibra 2, precisamos adicionar o termo referindo-se ao perfil de não-linearidade pela dopagem da fibra 2.

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_1}{\partial t^3} + \gamma (|A_1|^2) A_1 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_1|^2 A_1)}{\partial t} - \gamma A_1 T_R \frac{\partial |A_1|^2}{\partial t} = 0 \quad (3.5)$$

Neste trabalho, os dois braços do interferômetro têm o mesmo comprimento. Para gerar uma diferença de fase entre os dois pulsos que se propagam através dos dois braços, adicionamos um perfil de não linearidade (constante, crescente ou decrescente) ao segundo braço do dispositivo. O parâmetro de não linearidade (β) varia de $\beta = 1$ (em que as saídas são as mesmas para todos os perfis) para $\beta = 2$ (o que representa o dobro deste valor). Os perfis lineares constante, crescente e decrescente são descritos de acordo com as Equações (3.6) - (3.8). No ANEXO C temos os gráficos representativos para cada perfil $Q(z)$.

$$Q(z) = \beta \quad \text{Perfil Linear Constante} \quad (3.6)$$

$$Q(z) = \left[\frac{(\beta - 1) \cdot z}{L} + 1 \right] \quad \text{Perfil Linear Crescente} \quad (3.7)$$

$$Q(z) = \left[\frac{(1 - \beta) \cdot z}{L} + \beta \right] \quad \text{Perfil Linear Decrescente} \quad (3.8)$$

Assim, a Equação (3.1) nas simulações assume a forma da Equação (3.9)

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A_2 + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} - i \frac{\beta_3}{6} \frac{\partial^3 A_2}{\partial t^3} = Q(z) i \gamma (|A_2|^2) A_2 + i \frac{\gamma}{\omega} \frac{\partial (|A_2|^2 A_2)}{\partial t} - \gamma A_2 T_R \frac{\partial |A_2|^2}{\partial t} \quad (3.9)$$

onde $i = 1$ e $j = 2$ referem-se às amplitudes dos sinais no primeiro e segundo braços do MZI, respectivamente. Neste trabalho, adicionamos o perfil de não linearidade ao braço 2. A atenuação α na fibra também foi descartada devido ao curto comprimento do dispositivo.

3.4 Procedimento Numérico

Utilizamos um pulso ultracurto de 100 fs como sinal de entrada no canal 1 do dispositivo (Figura 15 (a)), enquanto a outra entrada (canal 2) não recebe luz. A forma de pulso óptico inicial na entrada do MZI tem uma forma secante hiperbólica, descrita pelas Equações (3.10) e (3.11)

$$A_1(0, T) = A_0 \cdot \operatorname{sech} \left(\frac{T}{T_0} \right), \quad (3.10)$$

$$A_2(z = 0, T) = 0 \quad (3.11)$$

onde $A_0 = \sqrt{P_0}$ é a amplitude do sinal no dispositivo, onde com T_{FWHM} sendo a largura temporal útil do sinal e $T_0 = T_{\text{FWHM}} / \log_{10}(1 + \sqrt{2})$ é o tempo de referência relacionado com a largura temporal do pulso e $T = 6$ ps é a janela temporal da evolução do sinal. A evolução do pulso pode ser descrita pelas Equações (3.1) - (3.3).

O estudo baseou-se na análise de transmissão de energia e na taxa de extinção, para a obter as portas lógicas e podem ser obtida numericamente a partir das Equações (3.12) e (3.13), tendo sempre em conta a saída 4 do dispositivo.

O estudo foi baseado na análise da transmissão de potência e taxa de extinção, com foco no canal 4 da saída do dispositivo.

A energia de transmissão pode ser obtida numericamente a partir da Equação (3.12):

$$T_i = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_i(z = L_{MZI})|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(z = 0)|^2 dt} , \quad (3.12)$$

onde $i = 3, 4$ representa o canal de saída (3 ou 4, respectivamente), $L_{MZI} = 2L_c + L = 5,4$ cm é o comprimento do MZI, $L_c = 1,8$ cm é o comprimento do acoplador e $L = 1,8$ cm é o comprimento de um dos braços do interferômetro (ambos têm o mesmo comprimento).

A taxa de extinção de um dispositivo On-Off é calculada como a potência de saída no estado ligado (canal 4) sobre a potência de saída no estado desligado (canal 3) ou vice-versa. Essa relação deve ser tão alta quanto possível. Para o dispositivo neste estudo, a taxa de extinção é expressa como mostrado na Equação (3.13).

$$\text{Taxa de Extinção} = XR = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_4(L_{MZI})|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_3(L_{MZI})|^2 dt} , \quad (3.13)$$

tendo unidades de dB e é representada pela Equação (3.14).

$$\text{Taxa de extinção}[dB] = XR(dB) = 10 \text{Log}_{10} XR , \quad (3.14)$$

O crosstalk (Xtalk) denota a presença de um sinal indesejado, devido a algum mecanismo de acoplamento entre os canais perturbado e perturbador. Para uma operação adequada do dispositivo, Xtalk deve ser mantido no mínimo, e é dado pela Equação (3.15).

$$\text{Crosstalk} = X(T) = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_3(L_{MZI})|^2 dt}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_1(L(0))|^2 dt} , \quad (3.15)$$

tendo unidades de dB e é representado pela Equação (3.16).

$$\text{Crosstalk}[dB] = X(T) = \text{Xtalk} = 10 \text{Log}_{10} X(T) , \quad (3.16)$$

O fator de compressão (CF), que é também uma importante figura de mérito para este dispositivo, é definido como a relação entre a largura temporal do pulso de entrada (guia 1) T_{FWHM} e do pulso de saída (guia 4) T_L , Equação (3.17):

$$CF = \frac{T_{FWHM}}{T_L}, \quad (3.17)$$

Fisicamente, o fator de compressão determina o alargamento ou compressão da forma de pulso ao longo do MZI. Além da transmissão, da taxa de extinção e do crosstalk, o parâmetro do fator de compressão é essencial para verificar as características operacionais do dispositivo em relação ao seu desempenho.

Em relação ao fator de compressão (CF), podemos analisar o comportamento do pulso na saída do segundo acoplador ao variar β (perfil de não linearidade), e concluir que ele apresenta compressão ($CF > 1$), e alargamento ($CF < 1$) ou permanece inalterado ($CF = 1$). Quando $CF > 1$, observamos que o pulso é comprimido devido à ação de efeitos não-lineares, enquanto que quando $CF < 1$, vemos que o pulso é alargado devido a efeitos dispersivos.

Como estamos considerando um dispositivo de comutação, realizamos todas as análises de transmissão, taxa de extinção e fator de compressão no canal 4. Portanto, realizamos a análise de crosstalk no canal 3, uma vez que toda a energia que não é comutada para o canal 4 é vista como ruído.

Analisamos a PCF de dois núcleos considerando as Eqs. (3.2) e (3.3), onde o diâmetro do orifício de ar é $d = 2,0 \mu\text{m}$, a distância entre os orifícios é $\Lambda = d/0,9$, a separação do núcleo $C = 2\Lambda$ e o comprimento de acoplamento $L_C = 1,8 \text{ cm}$. Os parâmetros correspondentes para as Eqs. (3.2) e (3.3) são $\beta_2 = -47 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0,1 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\gamma = 3,2 \times 10^{-3} (\text{Wm})^{-1}$, $\gamma/\omega = 2,6 \times 10^{-18} \text{ s}/(\text{Wm})$ (para uma área efetiva $A_{\text{eff}} = 41 \mu\text{m}^2$) (LIU, CHIANG, 2010; KHAN *et al.*, 2008) e $T_r = 3,92 \text{ fs}$. O comprimento de onda da portadora é $\lambda = 1,55 \text{ nm}$ e o coeficiente de acoplamento é $k_0 = 82,8 (\text{m})^{-1}$ para nossas simulações. Em nossa investigação, os pulsos de entrada estão no regime de propagação de sólitons fundamentais.

Para encontrar as portas lógicas inicialmente, estudamos o MZI em detalhe considerando algumas situações iniciais. Primeiramente, usamos um pulso ultracurto de 100 fs para excitar um dos canais de entrada do dispositivo (Figura 15 (a)) e nenhuma luz na outra entrada. Então, nós excitamos alternadamente com luz o canal que era previamente sem luz, e o canal de entrada que era excitado já passou a ser um canal com ausência da luz. Finalmente, consideramos ambos os canais sendo excitados ao mesmo tempo.

O estudo para obtenção das portas lógicas baseou-se na análise de transmissão de energia e na taxa de extinção, e as portas lógicas podem ser obtidas numericamente a partir das Equações (3.12) e (3.13). O estudo foi baseado na análise da transmissão de energia e taxa de extinção, com foco no canal 4 da saída do dispositivo.

O modelo teórico aqui proposto nesta Tese, para eventuais montagens experimentais, é plenamente compatível, por exemplo, com o tipo de cristal fotônico IG-PCF (index-guiding photonic crystal fiber) cujo feixe luminoso é confinado a um núcleo sólido pelo fenômeno físico de reflexão interna total modificada (M-TIR ‘total internal reflexion’) a partir da diminuição efetiva do índice da casca gerada por um arranjo de buracos de ar inseridos em uma rede de vidro ou polímeros. Este arranjo teórico contempla as equações diferenciais simuladas numericamente com os seus respectivos efeitos não-lineares supracitados neste texto, sem perda de generalidade (JIN *et al.*, 2013; BIRKS, KNIGHT, RUSSELL, 1997; BRODERICK *et al.*, 1999; JU, JIN, DEMOKAN, 2003; MORTENSEN *et al.*, 2003; KUHLMEY, MCPHEDRAN, MARTIJN, 2002; FOLKENBERG *et al.*, 2003; LIMPET *et al.*, 2003; SANG, CHIANG, YU, 2005; OMENETTO *et al.*, 2001; SAITOH *et al.*, 2003; FERRANDO *et al.*, 2000; KUMAR, SARMA, 2005).

Na seção 3.6, discutiremos todos os resultados obtidos para os três cenários e parâmetros analisados e considerando os três perfis de não linearidade (constante, crescente e decrescente), levando em consideração a região onde β varia de 1 a 2. Além disso, também apresentaremos a forma do pulso para o primeiro cenário ($P_0 = P_c$).

3.5 Geração das portas lógicas OU (OR) e OU-Exclusivo (XOR) utilizando o interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico

3.5.1 Interferômetro de Mach-Zehnder – Aplicação

As portas lógicas são componentes básicos para construir circuitos lógicos digitais, isto é, unidade lógica aritmética, registradores de deslocamento, contadores e circuitos integrados complexos, tais como microprocessadores e microcontroladores. Como na eletrônica digital apenas dois números são permitidos, "1" e "0", os dispositivos digitais funcionam através da "abertura" e "fechamento" de chaves que admitem ou rejeitam a passagem de sinais lógicos (PATON, 1998). Para entender melhor, podemos pensar no número "1" como uma chave fechada que permite a passagem de um sinal lógico, e pensar em

"0" como uma chave aberta que não permite a passagem de um sinal lógico. Existem sete tipos de portas lógicas: AND, NAND, OR, NOR, XOR, NXOR e NOT (PATON, 1998).

Nesta Tese, adotamos o interferômetro de Mach-Zehnder estudado para obtenção de portas lógicas. Esse estudo baseou-se nas seguintes situações (0,0), (0,I₂), (I₁,0), (I₁,I₂), onde I_{ij} (i = 1 e j = 2) é a escolha arbitrária da intensidade do pulso para representar o nível lógico 1 (um) nas guias de entrada 1 e 2. Este componente funciona de modo On-Off, isto é, nível lógico igual a 1 significa a presença de luz no guia, nível lógico igual a 0 (zero) ausência de luz.

O nível lógico definido na transmissão é $T = 0,3$ (30%), enquanto o nível lógico na taxa de extinção é $XR = -3,6$ dB.

A situação (0,0) está relacionada à ausência de luz nas entradas e permite que o valor de energia de saída seja igual a 0, portanto, não há qualquer gráfico do cenário $I_1 = 0$ e $I_2 = 0$ nas figuras. Como o chaveamento é On-Off, não trabalhamos com energia na entrada, ou seja, a condição (0,0) é sempre igual a 0. No primeiro caso, bombeamos o laser no canal 1 do interferômetro de Mach-Zehnder, enquanto o canal 2 estava com ausência de luz. No segundo caso, bombeamos o laser no canal 2, enquanto que não havia luz no canal 1. No terceiro, bombeamos o laser nos canais 1 e 2 ao mesmo tempo. Por fim, analisamos os resultados da saída 4 (O₄) do dispositivo.

O sistema foi configurado com duas entradas e duas saídas. Encontramos duas funções lógicas de saída do dispositivo (O₄). A função lógica "A" segue a configuração 0011, enquanto que a função lógica $A \cdot \bar{B}$ segue a configuração 0010. No ANEXO D podemos encontrar a configuração das outras funções lógicas e das portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo.

Nesta Tese apresentamos portas lógicas totalmente ópticas e funções lógicas em um dispositivo baseado em uma configuração do interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico (MZI-PCF) (ver Figura 15(a)), que é composto por dois acopladores simétricos de fibras de cristal fotônico de 3 dB. Observamos, a partir deste estudo, que tal configuração tem suas próprias características para obter portas lógicas e funções lógicas. Analisando as curvas de transmissão e a taxa de extinção com base em um perfil não linear aplicado a um dos braços do interferômetro, obtivemos as portas lógicas OU e OU-Exclusivo, bem como as funções lógicas A e $A \cdot \bar{B}$ para valores de não linearidade específicos.

A entrada A é igual à entrada 1, enquanto a entrada B é igual à entrada 2. O₄ indica a saída 4 na Figura 15(a). É possível obter um perfil não linear experimentalmente dopando a fibra com germânio, érbio ou bismuto.

Durante a simulação, XPM, efeito Raman intrapulso, dispersão de quarta ordem e coeficiente de dispersão de acoplamento não foram considerados nos acopladores (LIU, 2010).

3.6 Resultados e Discussões

3.6.1 Análise física

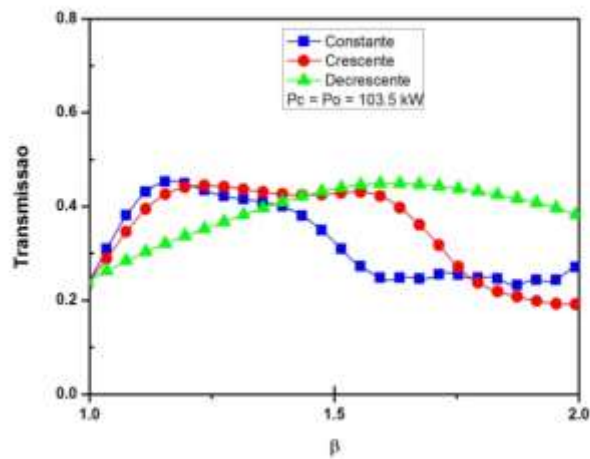
Nas Figuras 16 (a) a 16 (d) analisamos, respectivamente, a transmissão (T), taxa de extinção (XR), crosstalk (Xtalk) e fator de compressão (CF), para o primeiro cenário ($P_0 = P_c = 103,5 \text{ KW}$) e tomando os três perfis (constante, crescente e decrescente).

Considerando os mesmos valores de β em cada um dos três perfis, podemos observar que as curvas de transmissão na Figura 16 (a) e as curvas de taxa de extinção na Figura 16 (b) diferem apenas quanto ao valor do parâmetro de saída sob investigação, mantendo certa semelhança. Essa similaridade também se repetirá para os outros cenários, devido ao formato das equações para esses dois parâmetros. Para o valor inicial de $\beta = 1$, nota-se que já existe um grande desempenho do dispositivo em relação à transmissão de potência, que atinge 25% para todos os perfis, enquanto $XR = -5 \text{ dB}$. Para $\beta = 1,16$ e considerando o perfil constante, observamos que a transmissão chega a 45%, enquanto $XR = -0,94 \text{ dB}$. Para valores maiores de β com o perfil constante, a transmissão diminui. Para $\beta = 1,20$ e considerando o perfil crescente, $T = 45\%$ e $XR = -1,12 \text{ dB}$. Para $\beta = 1,65$ e considerando o perfil decrescente, $T = 42\%$ e $XR = -1,01 \text{ dB}$. Vale ressaltar que, para o perfil crescente, a transmissão com $\beta = 1,78$ diminuiu para valores inferiores aos obtidos para o valor inicial obtido com $\beta = 1$. Quanto ao perfil decrescente, a transmissão aumenta lentamente de forma quase linear até um valor de $\beta = 1,62$, a partir do qual diminui ligeiramente até $\beta = 2$. Na Figura 16 (c), que representa o crosstalk (Xtalk), observamos que o menor valor de $Xtalk = -2,48 \text{ dB}$ ocorre no perfil constante para $\beta = 1,16$. Como esta figura é basicamente um espelho vertical das duas figuras anteriores, pode ser notado um comportamento muito similar em relação ao caso particular no qual o crosstalk aumenta para valores maiores que o obtido quando $\beta = 1$, o que ocorre para $\beta = 1,84$.

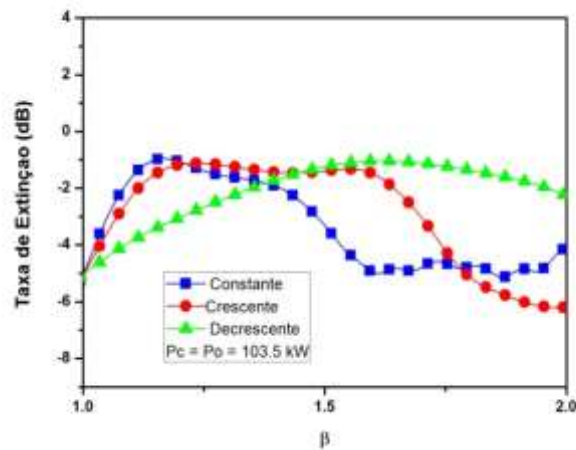
Na Figura 16 (d), que representa o fator de compressão (CF), notamos que, para o perfil decrescente, o pulso não comprime para β variando de 1 a 2 ($CF = 0,41$). Considerando o perfil constante, observamos que o pulso começa a se comprimir a partir de $\beta = 1,12$, atingindo assim um primeiro pico e depois um segundo pico maior de $CF = 8,92$ quando $\beta =$

1,57. Para o perfil crescente, observamos um menor CF em torno do valor de $\beta = 1,14$, para a qual CF diminui de CF = 4,84 para CF = 0,42.

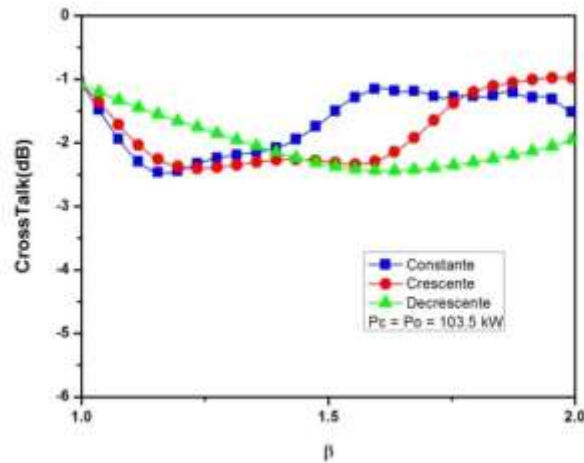
Figura 16 – Resultados do primeiro cenário ($P_0 = P_c = 103,5$ kW), considerando os perfis constante, crescente e decrescente quanto a (a) transmissão; (b) taxa de extinção; (c) crosstalk e (d) fator de compressão.



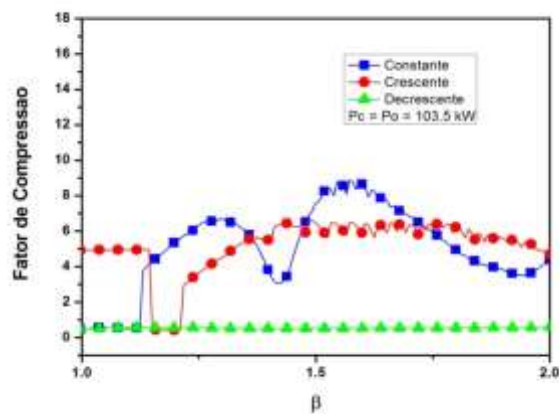
(a)



(b)



(c)

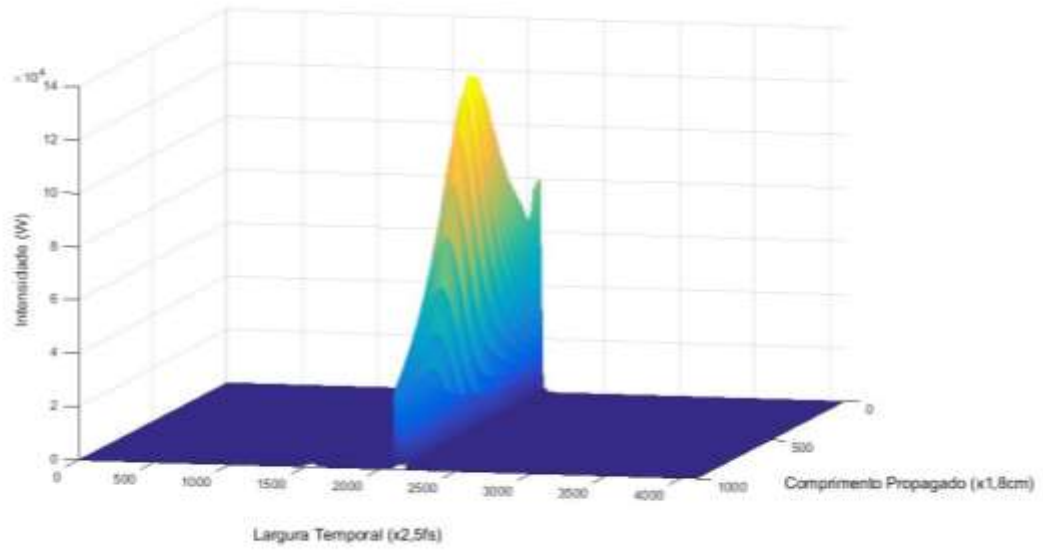


(d)

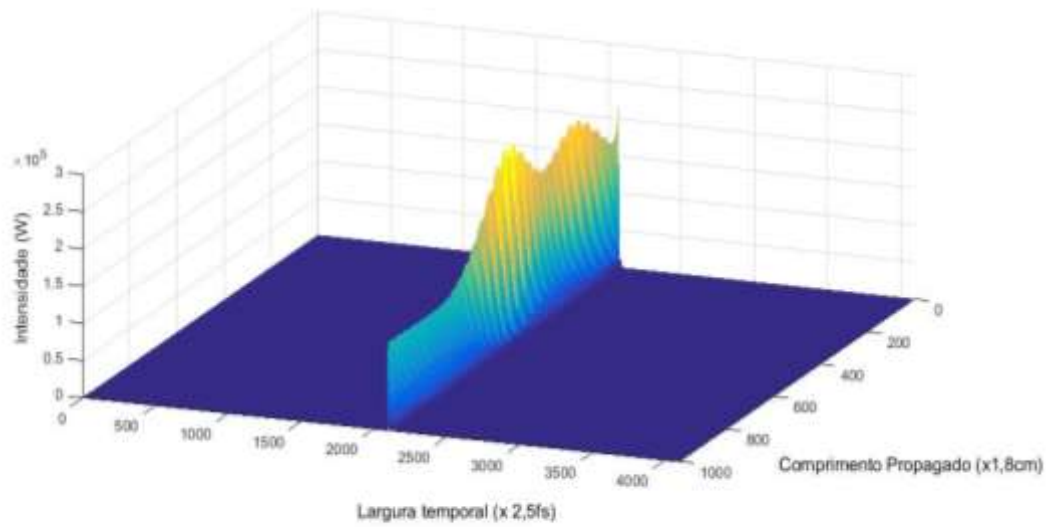
Fonte: elaborada pelo autor.

Nas Figuras 17(a) a 17(c), apresentamos respectivamente a forma do pulso para o perfil constante, crescente e decrescente, considerando o primeiro cenário (em que $P_0 = P_c = 103,5 \text{ kW}$). Na Figura 17 (a), podemos ver que o pulso entra no segundo acoplador com uma potência de pico de 140 kW, depois sofre um encurtamento, então atinge uma potência de pico de cerca de 250 kW, depois de se propagar por 0,6 cm no segundo acoplador, onde sofre um alargamento, atingindo um pico de potência de 40 kW no final do dispositivo. Na Figura 17 (b), observa-se que o pulso entra no segundo acoplador com uma potência de pico de cerca de 210 kW, atinge então dois picos de potência enquanto se propaga no acoplador (primeiro pico = 230 kW em 0,35 cm, segundo pico = 250 kW em 0,9 cm). Na Figura 7 (c), a potência de pico do pulso varia de 80 kW a 130 kW (após 0,9 cm), atingindo 30 kW no final.

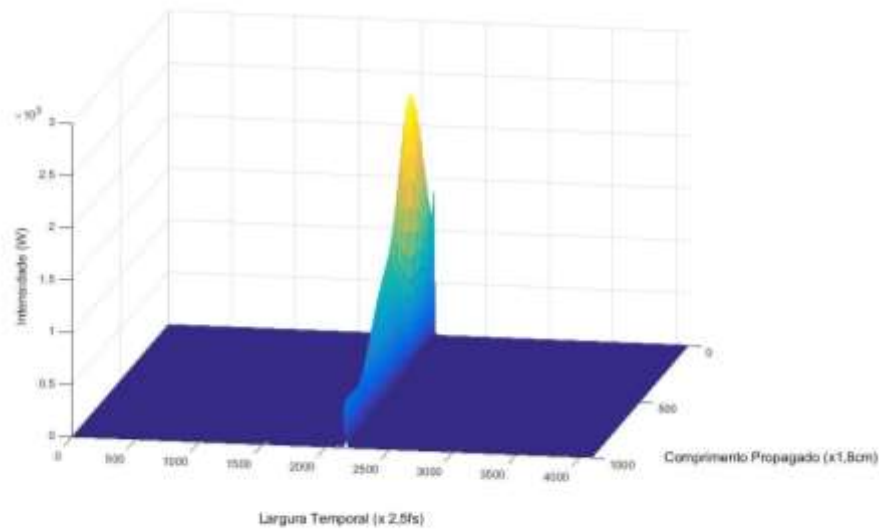
Figura 17 – Forma do pulso em 3D para $P_0 = 103,5$ kW, considerando o perfil (a) constante; (b) crescente e (c) decrescente.



(a)



(b)



(c)

Fonte: elaborada pelo autor.

Nas Figuras 18(a) a 18(c), analisamos respectivamente a transmissão (T), a taxa de extinção (XR) e o crosstalk (X_{talk}) para o segundo cenário ($P_0 = 90$ kW), no qual a potência é inferior a potência crítica.

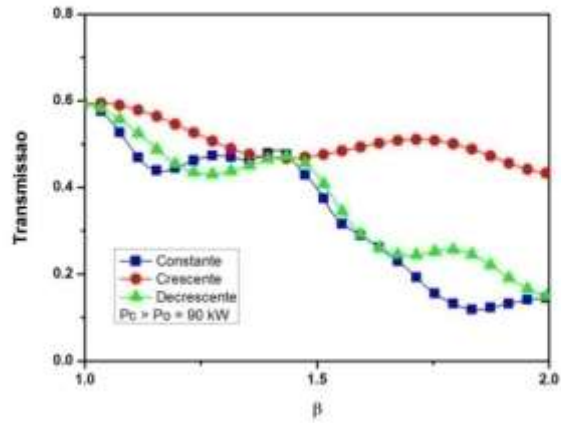
A partir destas figuras, observa-se que o valor de $\beta = 1$ representa, para todos os perfis, a transmissão mais alta ($T = 0,6$), bem como a taxa de extinção mais elevada ($XR = 1,80$ dB) e o crosstalk mais baixo ($X_{talk} = -4,07$ dB).

Por outro lado, o valor de $\beta = 1,83$ apresentou a transmissão mais baixa ($T = 0,12$), que ocorreu para o perfil constante, e o maior valor ocorreu para todos os perfis para $\beta = 1$.

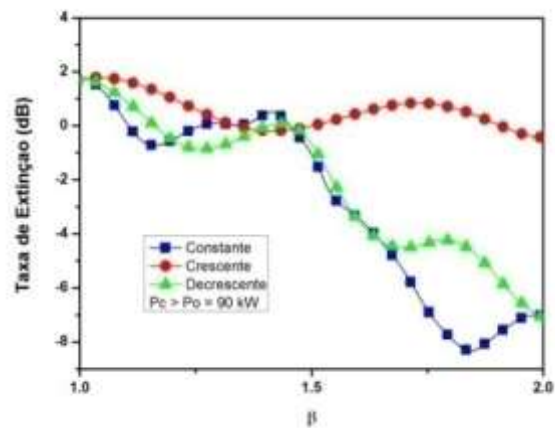
A partir das curvas na Figura 18 (b), percebemos que todos os perfis têm um comportamento semelhante ao dos perfis da Figura 18 (a). A taxa de extinção mais baixa ocorreu para $\beta = 1,84$ ($XR = -8,34$ dB) para o perfil constante, enquanto que o valor mais alto ocorre em todos os perfis para $\beta = 1$, para os quais $XR = 1,80$ dB. Observamos que o maior contraste de transmissão para a linha de referência ($XR = 0$) ocorre para o perfil constante, o que seria adequado à geração de portas lógicas.

Analisando a Figura 18 (c), que representa crosstalk para este segundo cenário, observamos um aumento no crosstalk ao aumentar β até o valor de 2 para todos os perfis. Observamos também que, para $\beta = 1,47$, todos os perfis apresentam o mesmo valor de X_{talk} . O maior crosstalk ocorre para $\beta = 1,84$, onde $X_{talk} = -0,97$ dB para o perfil constante.

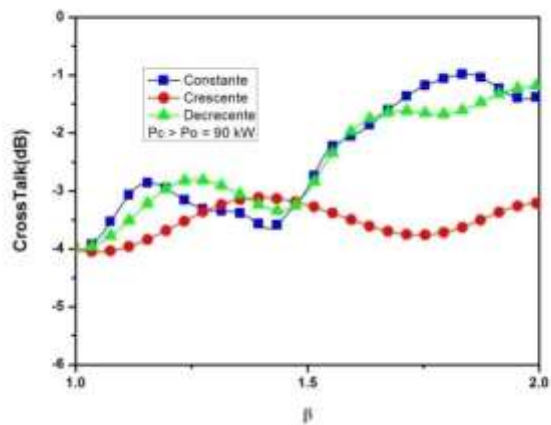
Figura 18 – Resultados do segundo cenário ($P_0 = 90$ kW) considerando os perfis constante, crescente e decrescente para (a) transmissão; (b) taxa de extinção e (c) crosstalk.



(a)



(b)



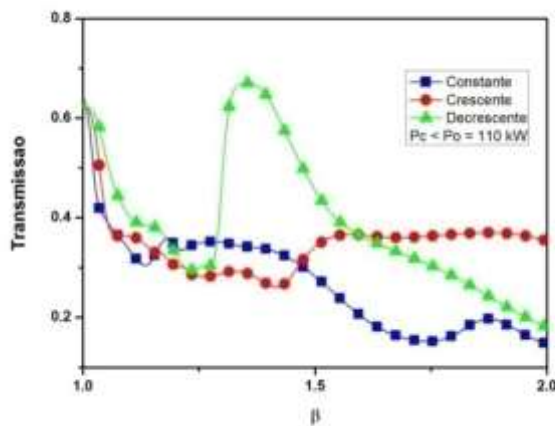
(c)

Fonte: elaborada pelo autor.

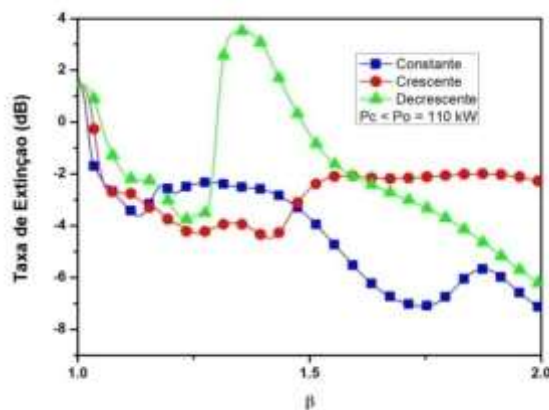
Nas Figuras 19 (a) – 19 (c), analisamos, respectivamente, a transmissão (T), a taxa de extinção (XR) e o crosstalk (Xtalk) para o terceiro cenário ($P_0 = 110$ kW), no qual a potência de entrada é superior a potência crítica.

Observamos que o valor de $\beta=1,35$ foi significativamente representativo para o perfil decrescente, em relação aos pontos críticos de interesse, demonstrando a maior transmissão ($T = 0,67$), bem como a maior taxa de extinção ($XR = 3,57$ dB) e o menor crosstalk ($Xtalk = -5,25$ dB). Por outro lado, os valores de $\beta = 1,74$ e $\beta = 2$ apresentaram resultados semelhantes ao perfil constante e apresentaram os picos opostos, com a menor transmissão ($T = 0,14$), bem como a taxa de extinção mais baixa ($XR = -7,23$ dB) e o crosstalk mais alto ($Xtalk = -1,07$ dB).

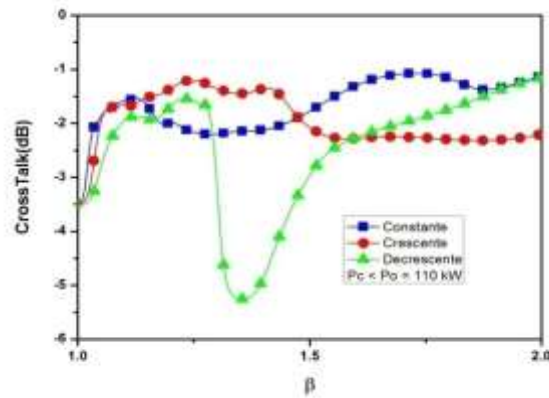
Figura 19 – Resultado do terceiro cenário ($P_0 = 110$ kW) considerando os perfis constante, crescente e decrescente para (a) transmissão; (b) taxa de extinção e (c) crosstalk.



(a)



(b)



(c)

Fonte: elaborada pelo autor.

Quanto à eficiência, sabemos que é inversamente proporcional ao crosstalk. Assim, quanto menor for o crosstalk, melhor será a eficiência, uma vez que o ruído será então reduzido. Portanto, aplicando o perfil decrescente a este terceiro cenário, no qual $P_0 > P_c$, encontramos a melhor condição para o nosso dispositivo, apresentando a transmissão mais alta, menor crosstalk e maior taxa de extinção, tendo assim a maior possibilidade de gerar portas lógicas.

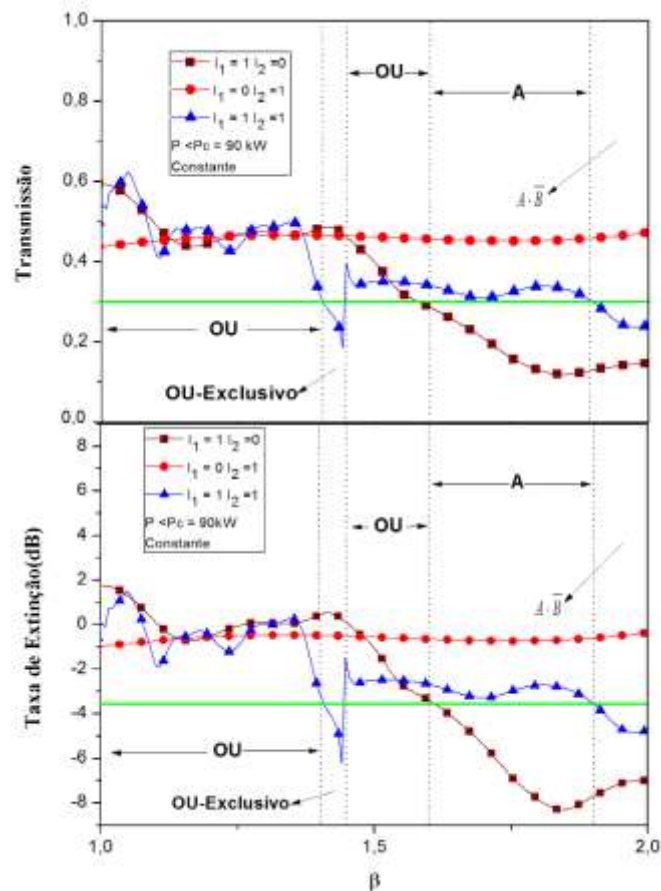
3.6.2 Portas lógicas

Analisando os resultados de um perfil linear constante, as Figuras 20-22 mostram a transmissão e a taxa extinção com base no parâmetro de não linearidade, β considerando as três potências de bombeamento. A similaridade observada entre as curvas de transmissão e taxa de extinção é devido à equação desses dois parâmetros. Consideramos as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada para gerar porta lógica de acordo com a sequência de combinação de entrada.

Analisando a Figura 20, em que a potência de bombeamento é $P_0 = 90$ kW e inferior à potência crítica, destacamos três intervalos onde as operações lógicas foram obtidas. Detectamos a porta lógica OU, que apresentou boa estabilidade, dentro do primeiro intervalo $1 \leq \beta \leq 1,4$ com entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ e saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$. No segundo intervalo mais estreito $1 \leq \beta \leq 1,44$, entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ e as saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (0)]$, obtivemos a porta lógica OU-Exclusivo.

Finalmente, detectamos a lógica OU novamente dentro do terceiro intervalo $1,44 \leq \beta \leq 1,6$ com entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ e saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$. Observando a Figura 21, onde a potência de bombeamento é igual à potência crítica $P_0 = 103,5$ kW, destacamos o intervalo relativamente largo $1,03 \leq \beta \leq 1,51$ com entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ e saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ em que a porta lógica OU foi detectada. Além disso, destacamos o também amplo intervalo $1 \leq \beta \leq 1,48$, conforme ilustrado na Figura 22, com entradas $[(I_1, I_2)] = [(0, 0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ e saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ onde a potência de bombeamento é $P_0 = 110$ kW, maior do que a potência crítica e, dentro deste intervalo, detectamos a porta lógica OU.

Figura 20 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência inferior à potência crítica, perfil constante.



Fonte: elaborada pelo autor.

Observando as três situações a seguir: para a potência de bombeamento, $P_0 = 90$ kW, inferior à potência crítica nos perfis constante, crescente e decrescente, os valores de transmissão diminuíram considerando as entradas (1,0) e (1,1), enquanto que a condição (0,1) foi mantida com pequena variação (Figuras 20, 23 e 26). No caso considerando a potência de bombeamento $P_0 = 103,5$ kW, igual à potência crítica, os valores de transmissão diminuem para os perfis constante e decrescente considerando a entrada (0,1). Vale ressaltar que na combinação (0,1), para $P_0 = 103,5$ kW com perfil decrescente, observou-se uma taxa de transmissão de $T = 82,23\%$ correspondente à taxa de extinção $XR = 6,36$ dB para $\beta = 1,0$ (Figura 27), indicando também que a maior parte da energia está no guia 2, na saída O_4 .

Analisando a Figura 20, a porta lógica OU é detectada em duas faixas diferentes quando a taxa de extinção variando β até menor que a potência crítica e utilizando um perfil constante. A primeira faixa é de $\beta = 1$ a $\beta = 1,40$ e na segunda, a porta lógica OU pode ser detectada dentro do intervalo entre $\beta = 1,44$ e $\beta = 1,60$. Além disso, há uma porta lógica OU-Exclusivo entre $\beta = 1,40$ e $\beta = 1,44$, onde a taxa de extinção é menor no intervalo em que a porta lógica OU-Exclusivo foi detectada para $\beta = 1,43$ e $XR = 6,18$ dB. Encontramos a função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1,60$ até $\beta = 1,89$, bem como a função lógica $A \cdot \bar{B}$ no intervalo de $\beta = 1,89$ a $\beta = 2$. Também na Figura 20, encontramos a variação de transmissão versus β , considerando a saída de luz no canal 4 com potência de entrada menor do que a potência crítica com perfil linear constante. Também detectamos a porta lógica OU para duas faixas de β . A primeira está entre $\beta = 1$ e $\beta = 1,40$, enquanto que a segunda é de $\beta = 1,44$ a $\beta = 1,60$. A porta lógica OU-Exclusivo é detectada dentro do intervalo de $\beta = 1,40$ a $\beta = 1,44$.

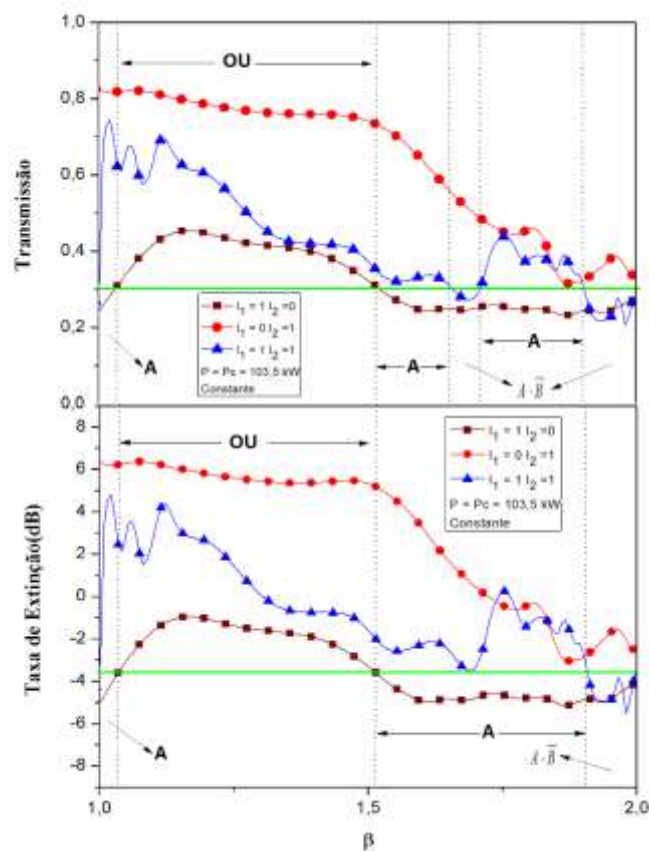
Considerando a condição ($I_1 = 0$, $I_2 = 1$), percebemos que a curva permanece quase constante ao longo da variação de β para transmissão $T = 0,44$ (44%). Além disso, encontramos a função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1,60$ a $\beta = 1,89$ e a função lógica $A \cdot \bar{B}$ no intervalo de $\beta = 1,89$ a $\beta = 2$.

Na Figura 21, a porta lógica OU foi detectada dentro do intervalo de $\beta = 1,03$ a $\beta = 1,51$ com um perfil constante e a taxa de extinção variando β para uma potência igual à crítica, enquanto que o canal 1 do dispositivo é excitado, considerando a saída do canal O_4 . Também foi encontrada a função lógica A dentro dos intervalos de $\beta = 1,00$ a $\beta = 1,03$ e de $\beta = 1,51$ a $\beta = 1,90$ e a função lógica $A \cdot \bar{B}$ dentro do intervalo de $\beta = 1,90$ a $\beta = 2$. A transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com potência igual à potência crítica e perfil constante também é apresentada na Figura 21, e podemos ver que a porta lógica OU pode ser detectada quando β varia de $\beta = 1,03$ a $\beta = 1,51$. A função lógica A é encontrada em três intervalos: de $\beta = 1$ a $\beta = 1,03$, $\beta = 1,51$ a $\beta = 1,65$ e de $\beta = 1,71$ a $\beta = 1,90$, assim

como encontramos dois intervalos da função lógica $A \cdot \bar{B}$ dentro do intervalo de $\beta = 1,65$ a $\beta = 1,71$ e de $\beta = 1,90$ a $\beta = 2$.

Com relação à potência crítica e perfil constante na Figura 21, há dois intervalos de função lógica A e também dois intervalos da função lógica $A \cdot \bar{B}$ para a transmissão, enquanto há um intervalo de função lógica A e um intervalo da função lógica $A \cdot \bar{B}$ para a taxa de extinção, mas em intervalos de variação diferentes.

Figura 21 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência igual à potência crítica, perfil constante.



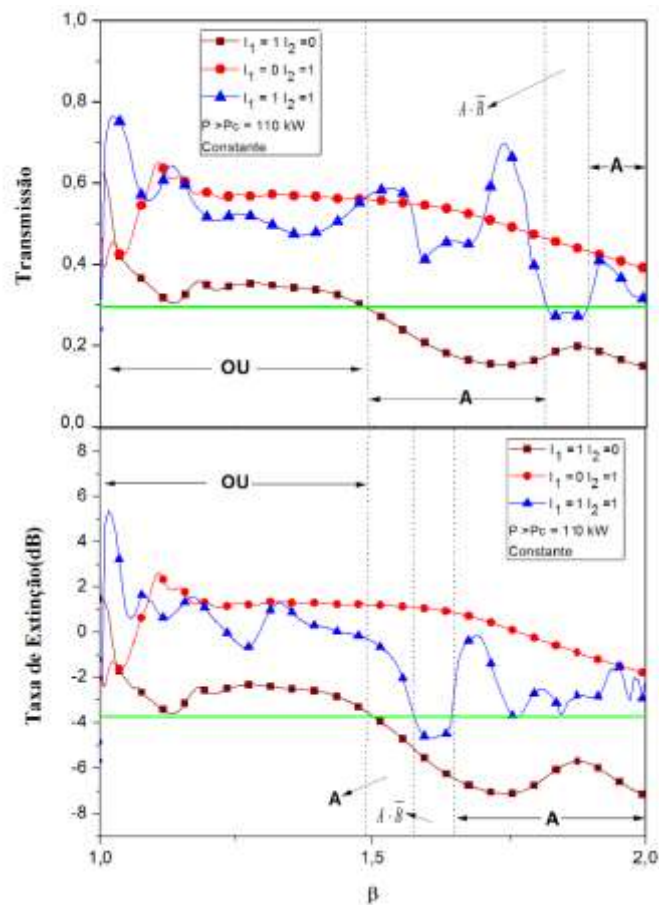
Fonte: elaborada pelo autor.

Também detectamos a porta lógica OU entre $\beta = 1,00$ e $\beta = 1,48$, conforme ilustrado na Figura 22, quando se utiliza um perfil constante e a taxa de extinção variando β para uma potência superior à potência crítica. Encontramos a função lógica A dentro dos intervalos de $\beta = 1,48$ a $\beta = 1,57$ e de $\beta = 1,65$ a $\beta = 2$ e a função lógica $A \cdot \bar{B}$ dentro do intervalo de $\beta = 1,57$ a $\beta = 1,65$. A mesma figura também apresenta a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com potência de entrada maior que a

potência crítica e perfil constante. A porta lógica OU pode ser detectada quando β varia de $\beta = 1$ a $\beta = 1,48$. Além disso, encontramos a função lógica A dentro dos intervalos de $\beta = 1,48$ a $\beta = 1,82$ e de $\beta = 1,89$ a $\beta = 2$, bem como a função lógica $A \cdot \bar{B}$ dentro do intervalo de $\beta = 1,82$ a $\beta = 1,89$.

Com relação à potência superior à potência crítica, considerando o perfil constante, podemos ver na Figura 22 que há dois intervalos de função lógica A e apenas um intervalo para a função lógica $A \cdot \bar{B}$ para transmissão como também para a taxa de extinção, mas em intervalos de variações diferentes.

Figura 22 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência maior que a potência crítica, perfil constante.



Fonte: elaborada pelo autor.

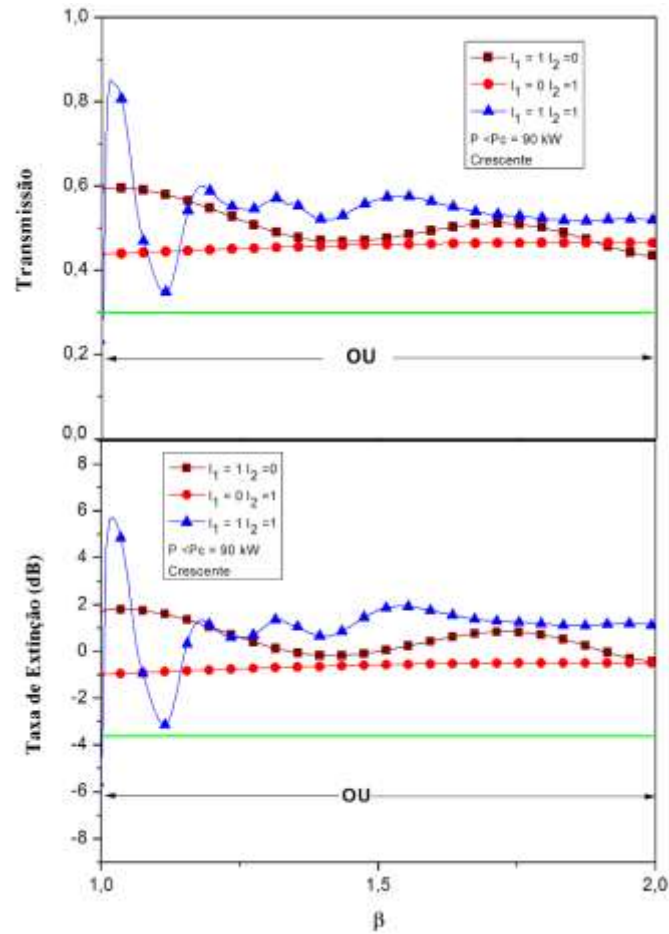
Analisando os resultados para o perfil linear crescente, encontramos, através das Figuras 23 - 25, a transmissão e a taxa de extinção com base no parâmetro de não linearidade com perfil crescente, considerando as três potências de bombeamento. Analisando a Figura 23, onde a potência de bombeamento é $P_0 = 90$ kW, o que é inferior à potência crítica,

observamos que os valores de transmissão e taxa de extinção estão acima da linha de decisão, indicando que qualquer combinação de entrada, $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ resulta na saída $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ com o nível lógico "1" da saída O_4 , enquanto o nível lógico "0"(zero) da saída O_3 . Assim, a porta lógica OU é detectada em todas as variações de intervalo de β , ou seja, $1 \leq \beta \leq 2$. Na Figura 24, onde a potência de bombeamento, $P_0 = 103,5$ kW, é igual à potência crítica, destacamos o intervalo relativamente largo $1,04 \leq \beta \leq 1,72$, no qual as entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ retornam as saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ e a porta lógica OU é detectada. Nessa situação, vale mencionar a transmissão $T = 84,32\%$ e a taxa de extinção $XR = 6,94$ dB obtida da combinação de entrada (0,1) para $\beta = 1,24$. Na Figura 25, onde a potência de bombeamento $P_0 = 110$ kW, é maior do que a potência crítica, destacamos dois intervalos, o primeiro é maior $1 \leq \beta \leq 1,19$ e o segundo é menor $1,4 \leq \beta \leq 2$. Em ambos os intervalos as entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ retornam as saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ e a porta lógica OU é detectada.

Podemos ver na Figura 23 pela taxa de extinção que a porta lógica OU foi detectada variando β de $\beta = 1$ até $\beta = 2$, com um perfil linear crescente e a potência abaixo da crítica.

Além disso, na Figura 23 podemos ver a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com potência de entrada abaixo da potência crítica com um perfil linear crescente. A porta lógica OU pode ser detectada em toda a variação de β , ou seja, é a melhor condição para detectar a porta lógica OU, no entanto seu melhor desempenho depende do maior valor de FOMELG encontrado para específicos valores de β .

Figura 23 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência menor que a potência crítica, perfil crescente.



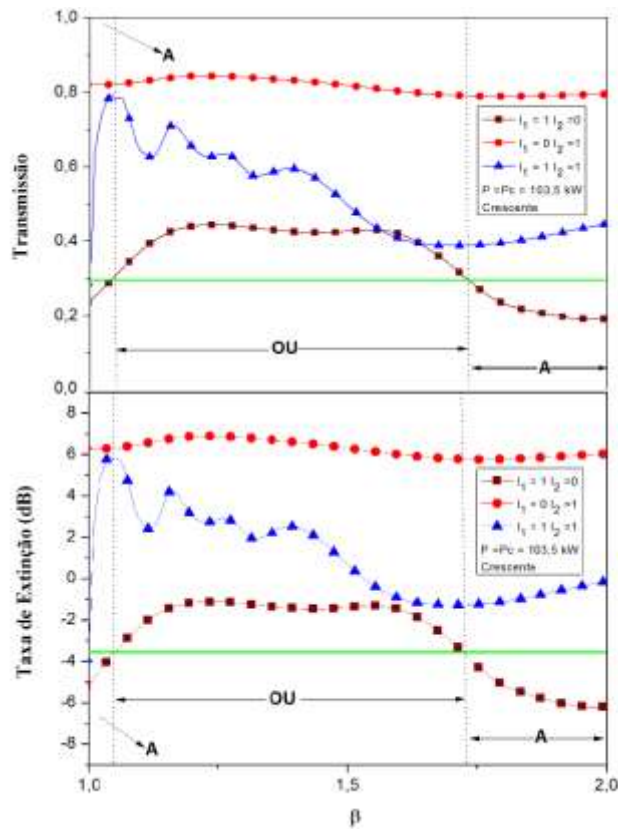
Fonte: elaborada pelo autor.

Podemos ver na Figura 24 que para um perfil linear crescente e a taxa de extinção variando β usando a potência crítica, a porta lógica OU é detectada quando β varia de $\beta = 1,04$ a $\beta = 1,72$. A maior taxa de extinção em todas as simulações obtidas ocorreu no caso (01) onde $XR = 6,94 \text{ dB}$ para $\beta = 1,24$. Temos o maior contraste nessa condição, todos os casos (00) (01) (10) e (11) estão mais distantes da linha de referência (decisão), portanto, o melhor caso para detectar a porta lógica OU. Encontramos também a função lógica A dentro dos intervalos de $\beta = 1$ a $\beta = 1,05$ e de $\beta = 1,72$ a $\beta = 2$. A Figura 24 mostra também a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com potência de entrada igual a potência crítica com perfil linear crescente. A porta lógica OU pode ser detectada dentro do intervalo de $\beta = 1,04$ a $\beta = 1,74$ e a função lógica A dentro dos intervalos de $\beta = 1$ a $\beta = 1,04$ e de $\beta = 1,74$ a $\beta = 2$.

Na Figura 25, temos a porta lógica OU dentro de dois intervalos de variação de β com um perfil linear crescente onde a taxa de extinção varia com β para uma potência acima

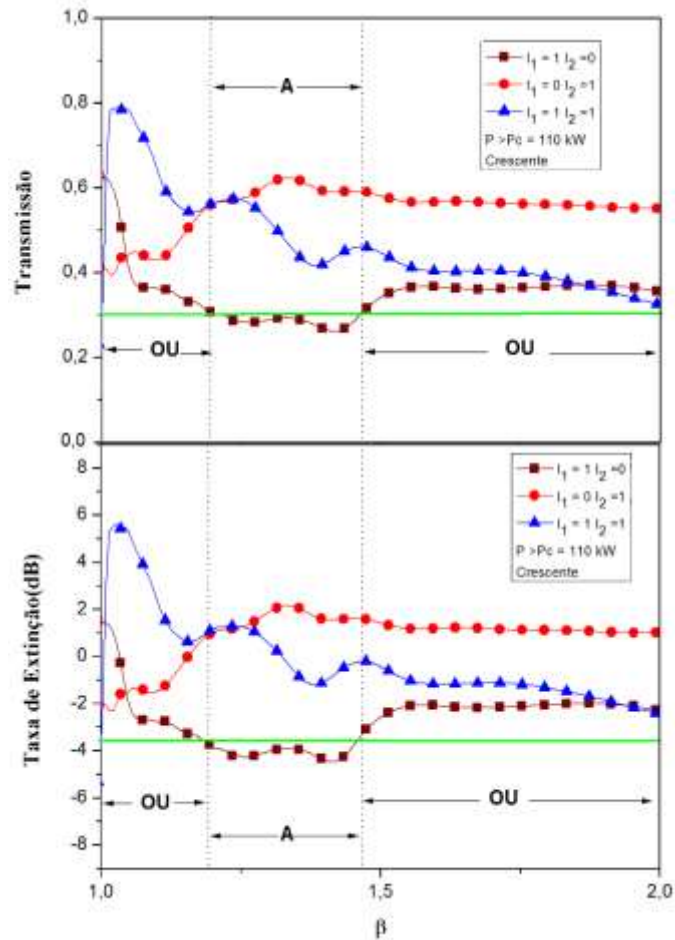
da potência crítica. No primeiro intervalo de $\beta = 1$ a $\beta = 1,19$ e o segundo de $\beta = 1,46$ a $\beta = 2$. Encontramos a função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1,19$ a $\beta = 1,46$. A mesma Figura 25 também mostra a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com a potência de entrada acima da potência crítica e um perfil linear crescente. As portas lógicas OU foram detectadas em dois intervalos de variação de β , o primeiro intervalo é de $\beta = 1$ a $\beta = 1,19$ e o segundo é de $\beta = 1,46$ a $\beta = 2$. Também encontramos a função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1,19$ a $\beta = 1,46$.

Figura 24 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência igual à potência crítica, perfil crescente.



Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 25 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência maior que a potência crítica, perfil crescente.



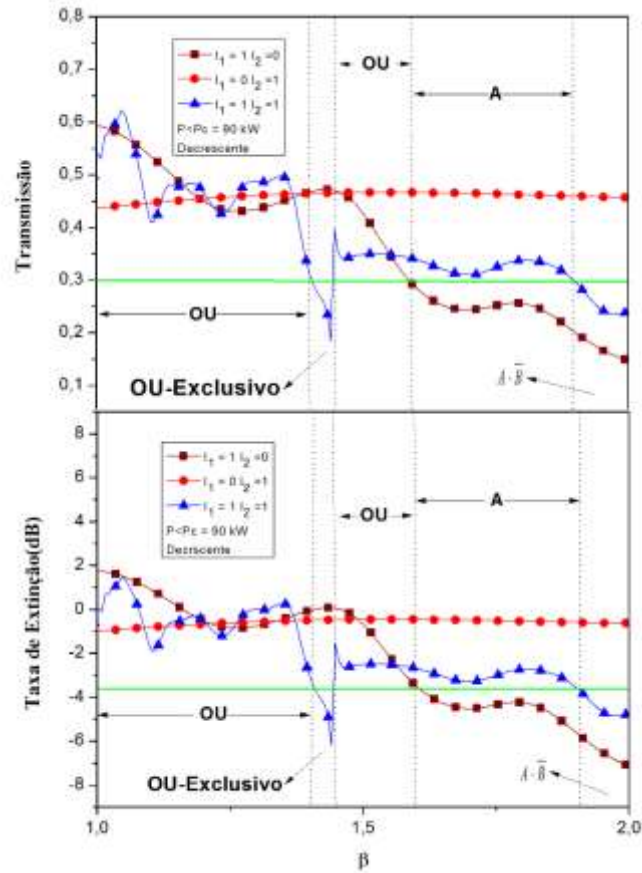
Fonte: elaborada pelo autor.

Analisando os resultados do perfil linear decrescente, podemos perceber que as Figuras 26 - 28 apresentam a transmissão e a taxa de extinção com base no parâmetro de não linearidade com um perfil decrescente, considerando três potências de bombeamento. Analisando a Figura 26, onde a potência de bombeamento é $P_0 = 90$ kW, inferior à potência crítica, destacam-se três intervalos em que as portas lógicas foram detectadas. O primeiro e maior intervalo $1 \leq \beta \leq 1,4$ e o segundo intervalo $1,44 \leq \beta \leq 1,59$, onde as entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ resultam nas saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ em ambos os intervalos em que a porta lógica OU foi detectada. O terceiro e menor intervalo, $1,4 \leq \beta \leq 1,44$, em que a porta lógica OU-Exclusivo foi detectada e, na qual as entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ resultam nas saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (0)]$. Na Figura 27, onde a potência de bombeamento é $P_0 = 103,5$ kW e igual à potência crítica, observamos que os valores de transmissão e taxa de extinção são quase que acima da linha decisão, indicando que

para qualquer combinação de entrada, dentro do intervalo $1,1 \leq \beta \leq 2$, há sempre o nível lógico "1" como resultado da saída O_4 , isto é, as entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ resultam nas saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ enquanto que na saída O_3 temos o nível lógico "0" (zero). Portanto, detectamos a porta lógica OU em todo o intervalo. Em tal situação, destacamos uma transmissão $T = 82,27\%$ relacionada a uma taxa de extinção $XR = 6,30$ dB obtida a partir de uma combinação de entrada (0,1) para $\beta = 1,10$, notamos dois intervalos, onde a potência de bombeamento é $P_0 = 110$ kW e maior que a potência crítica, a primeira é de $\beta = 1,00$ a $\beta = 1,22$ e a segunda $1,25 \leq \beta \leq 1,77$, onde as entradas $[(I_1, I_2)] = [(0,0); (0,1); (1,1); (1,0)]$ resultam nas saídas $[(O_4)] = [(0), (1), (1), (1)]$ em ambos os intervalos, assim, a porta lógica OU é detectada.

Na Figura 26, detectamos a porta lógica OU dentro de dois intervalos com um perfil linear decrescente para taxa de extinção variando β com potência abaixo da potência crítica. O primeiro intervalo é de $\beta = 1$ a $\beta = 1,40$ e o segundo é de $\beta = 1,44$ a $\beta = 1,59$. Também detectamos a porta lógica OU dentro do intervalo de $\beta = 1,40$ a $\beta = 1,44$. A taxa de extinção mais baixa na região em que podemos detectar a porta lógica OU ocorre quando $\beta = 1,43$ e $XR = 6,18$ dB. Além disso, notamos que há uma função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1,59$ a $\beta = 1,91$, bem como uma função lógica $A \cdot \bar{B}$ dentro do intervalo de $\beta = 1,91$ a $\beta = 2$. A Figura 26 mostra também a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com uma potência de entrada abaixo da potência crítica com um perfil linear decrescente. A porta lógica OU é detectada dentro de dois intervalos diferentes. O primeiro intervalo é de $\beta = 1$ a $\beta = 1,40$ e o segundo é de $\beta = 1,45$ a $\beta = 1,59$. Observamos que a porta lógica OU-Exclusivo é detectada dentro do intervalo de $\beta = 1,40$ a $\beta = 1,44$. O menor valor de transmissão dentro do intervalo em que a porta lógica OU-Exclusivo é detectada ocorre quando $\beta = 1,43$ e $T = 0,18$ (18%). Também encontramos uma função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1,59$ para $\beta = 1,89$ e a função lógica $A \cdot \bar{B}$ no intervalo de $\beta = 1,89$ a $\beta = 2$.

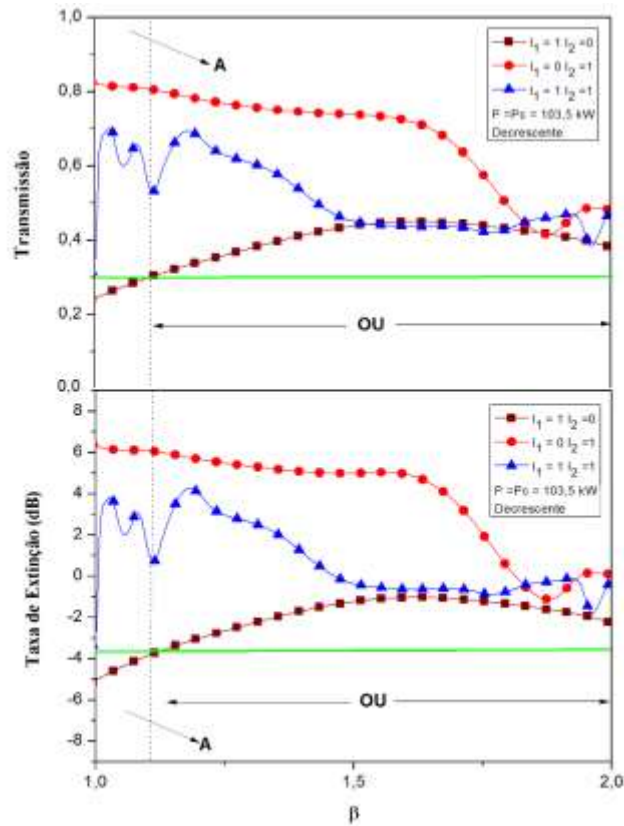
Figura 26 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência menor que a potência crítica, perfil decrescente.



Fonte: elaborada pelo autor.

Conforme ilustrado na Figura 27, a porta lógica OU foi detectada dentro do intervalo de $\beta = 1,1$ a $\beta = 2$ para a taxa de extinção com um perfil linear decrescente e a potência crítica. Observamos a função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1$ a $\beta = 1,1$. A Figura 27 mostra também a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 ao bombear a luz no canal 1 do dispositivo, com potência de entrada igual à potência crítica e um perfil linear decrescente. Encontramos a porta lógica OU quando β varia de $\beta = 1,1$ a $\beta = 2$ e também encontramos a função lógica A dentro do intervalo de $\beta = 1$ a $\beta = 1,1$.

Figura 27 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência igual à potência crítica, perfil decrescente.

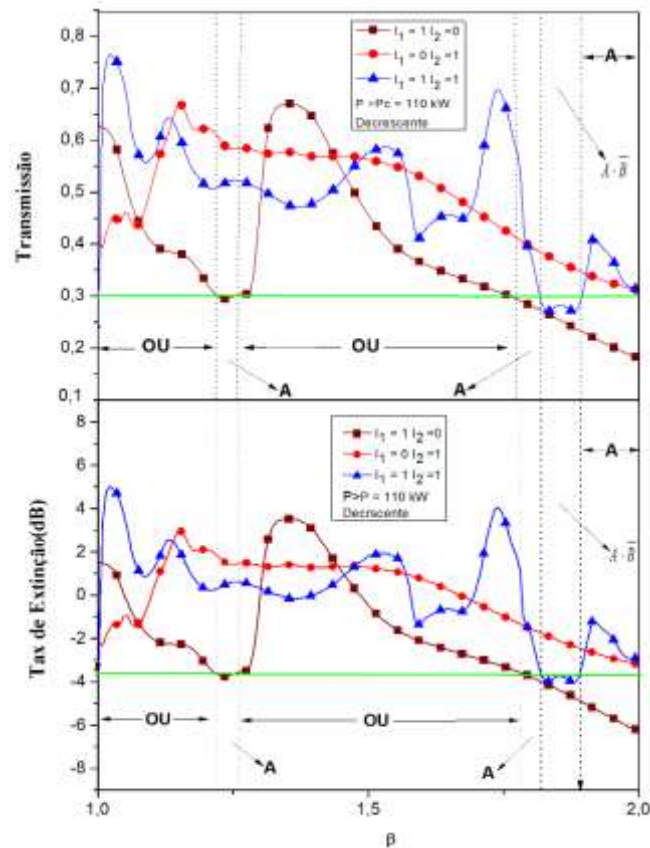


Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 28, a porta lógica OU foi detectada em dois intervalos com um perfil linear decrescente para taxa de extinção variando β , com potência acima da crítica. O primeiro intervalo é de $\beta = 1,00$ a $\beta = 1,22$ enquanto que o segundo é de $\beta = 1,25$ a $\beta = 1,77$. Encontramos a função lógica A dentro de três intervalos, o primeiro intervalo de $\beta = 1,22$ a $\beta = 1,25$, o segundo de $\beta = 1,77$ a $\beta = 1,82$ e o terceiro de $\beta = 1,89$ a $\beta = 2$. Também observamos que há uma função lógica $A \cdot \bar{B}$ dentro do intervalo de $\beta = 1,82$ a $\beta = 1,89$. Além disso, é apresentada a transmissão versus variação de β considerando a saída de luz no canal 4, com a potência de entrada no interferômetro acima da potência crítica com um perfil linear decrescente. Detectamos a porta lógica OU dentro de dois intervalos. No primeiro de $\beta = 1$ a $\beta = 1,22$ enquanto que no segundo intervalo de $\beta = 1,25$ a $\beta = 1,74$. A função lógica A foi encontrada em três intervalos, o primeiro de $\beta = 1,22$ a $\beta = 1,25$, o segundo intervalo de $\beta = 1,74$ a $\beta = 1,82$ e o terceiro de $\beta = 1,90$ a $\beta = 2$, enquanto que a função lógica $A \cdot \bar{B}$ foi detectada no intervalo de $\beta = 1,82$ a $\beta = 1,90$.

A obtenção de operações lógicas em todos os casos analisados é devido à oscilação de energia entre os braços do dispositivo. Observando as várias portas lógicas totalmente ópticas obtidas através do interferômetro de Mach-Zehnder (MZI) operando com um parâmetro de não linearidade constante, crescente ou decrescente mostra que tal dispositivo representa uma excelente aplicação para esta finalidade.

Figura 28 – Transmissão e taxa de extinção (XR) na saída do canal 4, potência maior que a potência crítica, perfil decrescente.



Fonte: elaborada pelo autor.

A variação de intervalos de β são iguais nas portas lógicas OU e OU-Exclusivo detectadas pelas simulações do MZI com uma potência inferior à potência crítica e perfil linear constante, bem como uma potência inferior à potência crítica e perfil linear decrescente. Além disso, o menor valor de taxa de extinção $XR = 6,18$ dB é o mesmo em ambas as situações acima mencionadas. As Figuras 22 e 28 com um perfil constante e um perfil decrescente, respectivamente, são quase as mesmas, isto é, a mesma variação da taxa de extinção.

Detectamos a melhor porta lógica OU quando a transmissão versus a variação de β , considerando a saída de luz no canal 4 com uma potência de entrada abaixo da potência crítica e um perfil linear crescente, nesse caso, detectou-se a porta lógica OU durante quase 100% da variação de β .

Considerando a transmissão versus a variação de β com saída de luz no canal 4 com uma potência de entrada no dispositivo acima da potência crítica e um perfil linear constante foi o pior caso no qual a porta lógica OU pôde ser detectada. Tal porta foi detectada em menos da metade do caminho de propagação de pulsos com um perfil de não linearidade. Percebemos que a porta lógica OU foi detectada em toda a variação de $\beta = 1$ a $\beta = 2$, com um perfil linear crescente e a taxa de extinção variando β para uma potência abaixo da potência crítica e, portanto, é a melhor condição para detectar porta lógica OU. A pior condição para detectar a porta lógica OU foi encontrada quando usamos um perfil linear constante e a taxa de extinção variando β para uma potência de bombeamento igual à potência crítica, de $\beta = 1,03$ a $\beta = 1,52$.

A maior taxa de extinção variando β foi encontrada quando usamos um perfil linear crescente e a potência de bombeamento do laser igual à potência crítica na condição $I_1 = 0$ e $I_2 = 1$, ou seja, a entrada de luz é apenas no canal 2 do dispositivo. A taxa de extinção foi $XR = 6,8$ dB, em que $\beta = 1,23$ está dentro da faixa de detecção da porta lógica OU.

Observamos também que a taxa de extinção mais baixa foi obtida quando usamos uma potência de bombeamento do laser abaixo da potência crítica e um perfil linear constante variando β , até algum valor no qual a porta lógica OU não poderia ser detectada. Tal situação obtida na condição $I_1 = 1$ e $I_2 = 0$ para $XR = -8,37$ dB e $\beta = 1,85$ (Figura 21).

A maior transmissão variando β foi obtida quando se utilizou um perfil linear crescente onde a potência de bombeamento do laser estava abaixo da potência crítica na condição $I_1 = 1$ e $I_2 = 1$, isto é, a luz em ambos os canais do dispositivo ao mesmo tempo. O maior valor de transmissão foi $T = 0,85$ (85%) para $\beta = 1,03$, e o intervalo é o melhor em que a porta lógica OU é detectada.

Observamos que o menor valor de transmissão foi obtido quando usamos uma potência de bombeamento do laser abaixo da potência crítica e perfil constante variando β , onde a porta lógica OU não é detectada, obtida na condição $I_1 = 1$ e $I_2 = 0$ para $T = 0,11$ (11%) e $\beta = 1,85$. Podemos obter portas lógicas através de circuitos combinacionais. Para comparar o desempenho das portas lógicas, criamos uma figura de mérito definida com base nos coeficientes de módulos (taxa) de extinção para cada saída das portas lógicas. Desta forma, a figura de mérito para portas lógicas FOMELG (dB) (Figura do Mérito de Portas Lógicas), as

combinações $(I_1, I_2) = [(0,0), (0,1), (1,0), (1,1)]$ é dado pela Equação (3.18) (MENEZES *et al.*, 2007):

$$FOMELG(dB) = |XR(0,0)| + |XR(0,1)| + |XR(1,0)| + |XR(1,1)| \quad (3.18)$$

A Tabela 1 apresenta uma aplicação da Equação (3.18) a partir de tabelas das portas lógicas ópticas obtidas neste trabalho, de modo que o FOMELG resume as portas lógicas que alcançaram o melhor desempenho em nosso estudo. O FOMELG é um parâmetro importante a ser utilizado hoje em dia.

Tabela 1 – FOMELG (dB) para o interferômetro de Mach-Zehnder.

Portas Lógicas	Perfil	Potência (Po)	β	FOMELG (dB)
OU	Constante (O ₄)	90kW	1,03	3,56
	Constante (O ₄)	90 kW	1,40	3,85
	Constante (O ₄)	103,5 kW	1,10	11,83
	Constante (O ₄)	110 kW	1,01	7,71
	Crescente (O ₄)	90 kW	1,02	8,46
	Crescente (O ₄)	103,5 kW	1,05	15,68
	Crescente (O ₄)	110 kW	1,02	8,66
	Crescente (O ₄)	110 kW	1,48	4,66
	Decrescente (O ₄)	90 kW	1,04	3,88
	Decrescente (O ₄)	90 kW	1,55	5,19
	Decrescente (O ₄)	103.5 kW	1,18	13,28
	Decrescente (O ₄)	110 kW	1,02	7,97
Decrescente (O ₄)	110 kW	1,74	8,11	
OU-Exclusivo	Constante (O ₄)	90 kW	1,44	7,06
	Decrescente (O ₄)	90 kW	1,44	7,75

Fonte: elaborada pelo autor.

Vale ressaltar que se na ref. (RANI, 2016) obteve-se somente uma porta do tipo AND (E), aqui neste trabalho nós produzimos portas OU-Exclusivo (XOR) e OU (OR), ainda

mais que as portas do tipo OU-Exclusivo (XOR) possuem aplicações mais nobres e sofisticadas no processamento lógico conforme as referências (MENEZES *et al.*, 2010; ZORIOS *et al.*, 2006; KIM *et al.*, 2006; SINGH *et al.*, 2015). A ideia não foi obter todas as portas lógicas, mas obter um componente lógico totalmente óptico.

3.7 Conclusões do Capítulo

Variando o parâmetro de não linearidade de uma fibra em um MZI feito de PCFs e usando três perfis lineares diferentes (constante, crescente e decrescente) e três cenários diferentes ($P_0 = P_c$, $P_0 < P_c$ e $P_0 > P_c$), investigamos a transmissão, taxa de extinção, crosstalk e fator de compressão do dispositivo. Observamos que a maior transmissão ($T = 67\%$), a taxa de extinção mais alta ($XR = 3,57$ dB) e o menor crosstalk ($X_{talk} = -5,25$ dB) ocorreram no terceiro cenário ($P_0 = 110$ kW $> P_c$), quando se considera o perfil decrescente para $\beta = 1,35$. Tal condição permite aplicações como TDMA e circuitos lógicos.

Também analisamos a forma do pulso para o primeiro cenário ($P_0 = P_c$), pois este é o valor de referência para o dispositivo investigado. A partir disto, observamos que, em relação ao comportamento de compressão temporal, o pulso atinge potências de pico ainda maiores do que aqueles referentes ao estado inicial do pico de entrada.

Entre as várias aplicações do dispositivo, destacamos a possibilidade de gerar portas lógicas, dada a razoável taxa de extinção quando comparada à metade da potência de entrada, que ocorre quando $|XR| > 0,4$ dB (AGRAWAL, 1989).

Em resumo, observamos que diferentes perfis de não linearidade possibilitam diferentes comportamentos na saída, assim podemos escolher o perfil que melhor se adapta a cada aplicação (como comutação, filtros em sistemas WDM, portas lógicas, sistemas lógicos totalmente ópticos, etc.).

Encontramos os valores mais baixos de transmissão e taxa de extinção na mesma região onde não há nenhuma porta lógica OU. Tal situação foi obtida quando se usou potência abaixo da crítica usando um perfil constante e para $\beta = 1,85$, excitamos o canal 1 do dispositivo e houve ausência de luz no canal 2, isto é, na condição $I_1 = 1$ e $I_2 = 0$.

De todos os resultados o caso (01), ficou sempre acima do nível lógico de $T = 0,3$ (30%) com relação a transmissão e do nível lógico $XR = -3,6$ dB para taxa de extinção. A condição $I_1 = 0$ e $I_2 = 1$ para todas as simulações realizadas retornou a saída lógica 1.

Com base em critérios amplamente utilizados na literatura (FOMELG) (MENEZES *et al.*, 2007), as portas lógicas com resultados notáveis devido aos seus maiores

valores absolutos em tal unidade a FOMELG são as portas lógicas OU. Utilizamos um perfil crescente com uma potência crítica $P_0 = 103,5$ kW e $\beta = 1,05$, sendo o seu melhor valor a FOMELG de 15,68 dB. Dado que a porta lógica OU-Exclusivo é a mais nobre no campo dos circuitos digitais lógicos sequenciais e combinacionais, a porta lógica OU-Exclusivo que adquiriu o melhor valor a FOMELG estava em $\beta = 1,44$ onde obtivemos uma porta lógica OU-Exclusivo usando um perfil decrescente e uma potência abaixo da potência crítica ($P_0 = 90$ kW) e $\beta = 1,44$ como mencionado, o seu FOMELG foi de 7,75 dB.

É possível implementar uma porta lógica reconfigurável, enquanto que podemos reprogramar a porta lógica a partir de uma alteração intrínseca do parâmetro físico no material, no caso de adicionar o perfil de não linearidade na fibra de cristal fotônico.

4 PORTAS LÓGICAS COM O INTERFERÔMETRO DE SAGNAC

4.1 Alta qualidade de portas lógicas no braço da saída refletida de um interferômetro de Sagnac de fibra óptica convencional

Neste capítulo, analisamos as características de obtenção de funções lógicas e portas lógicas na saída refletida do interferômetro de Sagnac, desbalanceando o interferômetro através dos efeitos de dispersão de velocidade de grupo e da automodulação de fase, mapeados pela influência da taxa de extinção (XR) e também analisamos as portas lógicas de melhor qualidade propondo a razão de precisão (PR). Estudamos a variação de fase inserida na entrada, e analisamos os parâmetros relacionados à modulação. Nós investigamos as características intrínsecas da reflexão do interferômetro de Sagnac e obtivemos as portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo e as funções lógicas ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$. Uma situação específica ocorre quando $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, onde encontramos as portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo, e de todos os resultados nesta condição, a porta lógica OU-Exclusivo foi obtida em um maior intervalo de variação de fase. A taxa de extinção (XR) teve o maior contraste quando $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$. A configuração teórica reconfigurável proposta contribui para a concepção de redes ópticas através da análise das portas lógicas obtidas e das funções lógicas num ambiente totalmente óptico. A porta lógica de melhor qualidade é a porta E que apresenta o $|\text{PR}_{\text{TOTAL}}| = 34,99 \text{ dB}$ quando $\Delta\phi = 0,798\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$.

4.1.1 Introdução

O dispositivo espelho óptico não-linear em anel (NOLM) é uma variação do interferômetro de Sagnac, desenvolvido em 1980 (DORAN, 1988) e do qual surgiram aplicações interessantes ao longo do tempo no campo da comutação não-linear experimental (BLOW, 1989).

Intenso progresso foi feito no campo da óptica não-linear, devido a alguns testes analíticos, numéricos e experimentais realizados, que contribuíram para questões importantes, tais como a amplificação adiabática de pulsos sóliton em cavidades ressonantes, (ANASTASIA, 2015) o estudo de sólitons escuros em condensados de Bose-Einstein (STAVROS, 2015), o desenvolvimento de sensores com múltiplos parâmetros simultâneos baseados em fibras de cristal fotônico altamente birrefringente via interferômetro de Sagnac

híbrido, que fornecem uma solução eficaz para problemas como a sensibilidade cruzada e a complexidade de detectar vários parâmetros externos (NAEEM, 2015). Um sistema com características interessantes de comutação, afinação e estabilidade foi recentemente desenvolvido usando um filtro de interferômetro quasi-Sagnac feito de fibras de alta birrefringência (fibra hi-bi). Este estudo analisou a taxa de extinção (XR) e a faixa de frequência do espectro de saída (HAO, 2015).

Observamos vários desenvolvimentos recentes na óptica não-linear em sinais ópticos, portas lógicas totalmente ópticas, sensores ópticos, instrumentação optoeletrônica, sistemas de aquisição eletro-óptica, óptica integrada, modulação eletro-óptica, etc. (SOUSA *et al.*, 2014; MENEZES *et al.*, 2012; MENEZES *et al.*, 2007; MENEZES *et al.*, 2010, KUMAR, KUMAR, RAGHUWANSHI, 2014; WANG *et al.*, 2014; GOGOI, SAHU, 2015).

Stefani *et al.* (2015) desenvolveram recentemente um método para a investigação do desempenho de compensação de ruído e para combater problemas de transmissão em sistemas de fibra usando o interferômetro de Sagnac.

Na ref. (RUNGE, 2014) os pesquisadores estudaram um interferômetro de Sagnac na configuração de um amplificador em espelho não-linear em anel, em termos de suas características de projeto, modelagem e construção de lasers de fibra dopadas com Yb. Qiliang *et al.* (2014) desenvolveram recentemente um layout experimental, reconfigurável, em um interferômetro de Sagnac capaz de implementar funções lógicas a partir da modulação eletro-óptica com niobato de lítio. Os parâmetros de mudança de fase entre os campos de entrada e o valor de tensão de modulação são manipulados para obter funções lógicas. Armas *et al.* (2015) estudaram recentemente a comutação de energia do interferômetro de Sagnac a partir da polarização assimétrica, onde utilizaram um retardador de onda cujo retardo foi variável. Eles notaram um melhoramento da configuração de comutação de energia, e os testes foram realizados com fontes laser com modo chaveado de 0,7 ps. Helm, Cornish e Gardiner (2015) estudaram o deslocamento de fase e a velocidade do regime solitônico, levando em conta a incerteza quântica.

Foram estudadas a limitação de energia dos pulsos pelo interferômetro de Sagnac em relação a um determinado limiar de potência, e se observou a existência deste, abaixo do limiar arbitrário e normalização dos valores de energia acima dele, (ARMAS *et al.*, 2015) consideramos uma fibra de sílica altamente dopada (NAHMIAS, 2015). Além disso, os pesquisadores passaram esforços para investigar o espalhamento não linear em cristais fotônico quadráticos não-lineares, resultando em impactos relevantes para a óptica não-linear (LIRAN, 2015).

Com base na técnica de modulação proposta por Ferreira et al. em 2009, (FERREIRA *et al.*, 2009), denominada Modulação por Amplitude de Pulsos - Amplitude Shift Keying (PAM-ASK) (ANEXO E), analisamos a detecção de portas lógicas na saída refletida do interferômetro de Sagnac. Assim, utilizamos pulsos sólitons de 10 ps, modulados pela modulação PAM-ASK (sistema de modulação PAM com pulsos comutados em perspectiva em ASK) com modulação de amplitude binária para representar lógica 1 e 0, com uma investigação completa da saída refletida do dispositivo e obtendo as seguintes portas lógicas e funções: OU, E, OU-Exclusivo, A, B, $A \cdot \bar{B}$, $\bar{A} \cdot B$, ZERO e UM (ANEXO D).

Os autores da ref. (FERREIRA *et al.*, 2016) estudaram o interferômetro de Sagnac e observaram as portas lógicas OR, AND e XOR analisando a saída transmitida do interferômetro. Em nosso trabalho de Tese, diferentemente do estudado em (FERREIRA *et al.*, 2016), analisamos a saída refletida do interferômetro de Sagnac. Também, desenvolvemos um estudo conveniente sobre a qualidade da porta obtida, verificando a qualidade da porta com uma técnica cujo parâmetro de comparação proposto é explicado abaixo. Além de obter portas lógicas e funções lógicas como expostas anteriormente, realizamos uma análise para obter funções lógicas de alta qualidade, propondo uma figura de mérito chamada razão de precisão (PR). A decisão de valor para a qualidade da função lógica foi considerada com $|XR| > 0,4$ dB, de acordo com o discutido em (SALES *et al.*, 2015; AGRAWAL, 1989). Esses aspectos inovadores deste trabalho de Tese, somados a um estudo complementar da XR, fazem desta análise um trabalho comparativo e inovador na investigação das propriedades lógicas de reflexão de um interferômetro de Sagnac, colocando-o em uma adequada posição no estado da arte de processamento digital de sinais ópticos, baseados em dispositivos interferométricos não-lineares. As aplicações tecnológicas que virão desta investigação aprofundada têm um caráter bastante proeminente no desenvolvimento de dispositivos de detecção e controle óptico.

4.1.2 Modelo Proposto

Para o dispositivo proposto, ρ é definido como a razão de divisão de energia do acoplador que faz parte do interferômetro de Sagnac, simulado para os valores $\rho = 0,1$; $\rho = 0,2$; $\rho = 0,3$ e $\rho = 0,4$. O desbalanceamento foi inserido na razão de divisão de energia dos acopladores (0,1; 0,2; 0,3 e 0,4). Isto cria um desbalanceamento na automodulação de fase e, conseqüentemente, na dispersão de velocidade de grupo (GVD). Definimos A_1 como a amplitude de entrada no braço 1 do dispositivo e A_2 como a amplitude de entrada no braço 2.

A_f (amplitude do campo propagante para frente) é definida como a amplitude na propagação no sentido horário, enquanto que A_b (para trás) é a amplitude no sentido anti-horário. A A_{TS} é o campo com a amplitude da saída transmitida, enquanto que A_{RS} é a amplitude do pulso refletido na saída refletida do dispositivo, onde encontramos o circulador óptico (Figura 29 (b)) que está conectado ao interferômetro de Sagnac.

O circulador óptico é um dispositivo que tem três entradas. No nosso dispositivo, o sinal óptico bombeado para a entrada 1 do circulador óptico entra (entrada 2) no anel do interferômetro de Sagnac e então é refletido na saída (porta 3) do circulador. Os circuladores ópticos têm a função de injetar ou extrair sinais ópticos e são usados em fibras ópticas quando precisamos de transmissões em ambos os sentidos. Nossos resultados são analisados a partir da amplitude da saída refletida A_{RS} menos a amplitude de referência A_r , ou seja, $[A_{RS} - A_r]$.

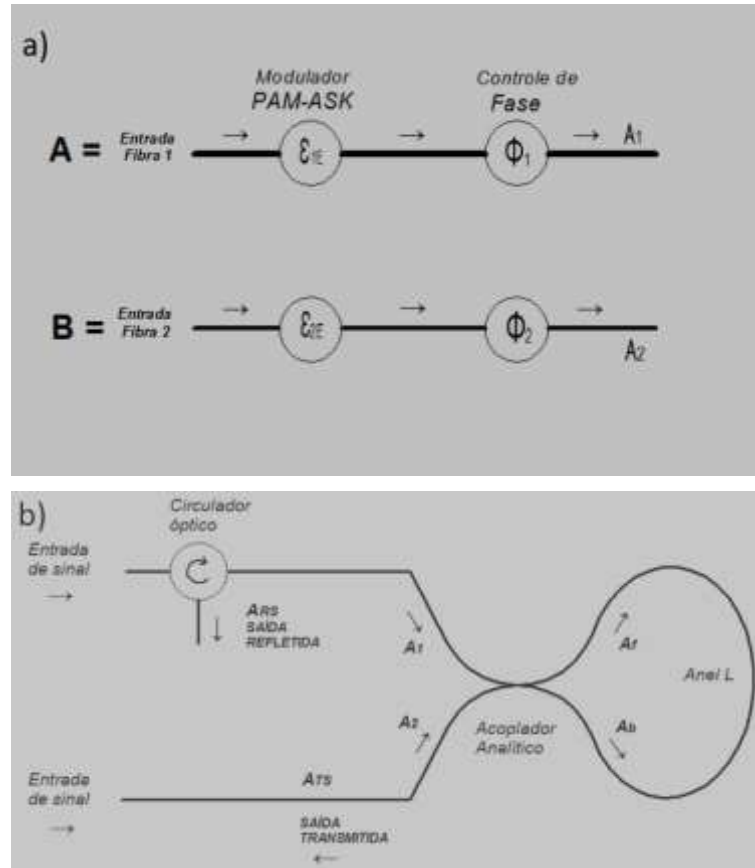
No estudo do interferômetro de Sagnac acoplado a um circulador óptico, utilizamos a equação diferencial não linear de Schrödinger (Equação (4.1)) em nossas simulações numéricas computacionais. Trabalhamos com baixa potência de entrada, que produz funções e portas lógicas no dispositivo, levando em consideração os efeitos não-lineares, como mostrado na Equação (4.1).

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} = -i \frac{\alpha}{2} A_j + \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} - \gamma (|A_j|^2) A_j, \quad (4.1)$$

onde A_j ($j = 1, 2$ - pulso 1 e pulso 2) é a amplitude do pulso sóliton de entrada no braço 1 ou 2 do dispositivo, t (ps) é o tempo, α (dB/km) é a perda ($\alpha = 0$), β_2 (ps²/km) é a dispersão de segunda ordem ou GVD, e γ (Wm)⁻¹ é o coeficiente não-linear da fibra. Trabalhamos com o sóliton fundamental de ordem $N = 1$, dado pelas Equações (4.2) - (4.5).

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{(\beta_2)}, \quad (4.2)$$

Figura 29 – Interferômetro Sagnac, gerando as portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo, bem como as funções lógicas ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$, com (a) esquema do modulador PAM-ASK e controle de fase e (b) esquema com o circulador óptico e o interferômetro Sagnac.



Fonte: elaborada pelo autor.

$$L_D = \frac{T_0^2}{(\beta_2)} , \quad (4.3)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0} , \quad (4.4)$$

$$T_{PULSE} = T_{FWHM} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) T_0 , \quad (4.5)$$

onde P_0 é a potência de pico (watts), L_D é o comprimento de dispersão (m), T_0 é a largura temporal do pulso (segundos) e L_{NL} é o comprimento de não linearidade (m).

A modulação de fase cruzada foi desconsiderada devido à pequena largura do pulso, (DORAN, 1998) que neste caso é $T_{PULSO} = T_{FWHM} = 10$ ps. Considerando Z_0 como o

período do sóliton fundamental, cujo valor é dado por $Z_0 = L_D \cdot (\pi/2)$, o comprimento do anel do dispositivo é $Z_0 = 2,53$ km (FERREIRA *et al.*, 2016). Neste estudo, há pouca interação entre campos copropagantes, e o FWHM é baixo em comparação com o comprimento do dispositivo, assim a interação é desconsiderada (OTSUKA, 1983). A perda também foi desconsiderada devido ao curto comprimento do anel do interferômetro (AGRAWAL, 1995; FERREIRA *et al.*, 2016).

Com o objetivo de lidar com o chaveamento de amplitude, visamos construir um modelo de modulação PAM (ANEXO E) no interferômetro de Sagnac, gerando as funções lógicas ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$ e as portas lógicas OU-Exclusivo, E e OU. O sinal é modulado em um modulador PAM-ASK e então passa através de um controlador de fase (veja a Figura 29 (a)). O interferômetro de Sagnac é conectado a um circulador óptico, onde temos a saída refletida do pulso e assim podemos ver o modelo que queremos trabalhar para analisar o desempenho do dispositivo, como mostrado na Figura 29 (b). No interferômetro de Sagnac, podemos analisar as duas saídas do dispositivo separadamente, mas neste caso, analisamos apenas a saída refletida.

A condição inicial do pulso óptico na entrada do interferômetro de Sagnac é mostrada na Equação (4.6).

$$A(0, T) = (P_0^{1/2} \pm \varepsilon) \operatorname{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right) \exp(i\phi), \quad (4.6)$$

Na Equação (4.6), $A(0, T)$ é a amplitude do pulso de entrada ($Z = 0$), P_0 é a potência de entrada do pulso (W) e ε é o parâmetro de ajuste de modulação ($W^{1/2}$).

Como existem duas portas de entrada, há quatro combinações possíveis, onde o caso (0 0) representa a falta de energia em ambas as entradas; no caso (0 1), temos energia somente na entrada A; no caso (1 0), temos apenas energia na entrada; e no caso (1 1), há energia em ambas as entradas. O parâmetro de ajuste de modulação está dentro do intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$. Antes de passar pelo circulador óptico, o pulso passa pelo modulador e depois pelo controle de fase, que varia de $0 \leq \Delta\phi \leq 2\pi$ e então aplicamos a diferença de fase $\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$ entre os pulsos. Então os pulsos entram no interferômetro de Sagnac.

A dispersão de segunda ordem é $\beta_2 = -20$ ps²/km, o coeficiente não linear é $\gamma = 20$ (Wkm)⁻¹ e o coeficiente de atenuação é zero ($\alpha = 0$). Trabalhamos com pulsos sóliton ultracurtos de primeira ordem ($N = 1$) cuja largura temporal na metade do máximo é $T_{FWHM} = 10$ ps = T_{PULSO} e cuja largura de banda é $\Delta f_{PULSO} = 0,0315$ THz. Como o sóliton é de primeira

ordem, a potência é $P_{0N1} = 31,07 \times 10^{-3}$ W. Subtraímos a amplitude de referência (A_r) da amplitude do pulso e ajustamos ($A_r = P_0^{1/2} = 0,176$ W^{1/2}). O pulso sólton é uma secante hiperbólica.

Os pulsos ultracurtos foram modulados (modulação PAM-ASK) para os níveis lógicos 0 e 1. Configuramos alguns valores do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$ e se variou a fase de $0 \leq \Delta\phi \leq 2\pi$ de modo a gerar portas e funções lógicas totalmente ópticas, observando os pulsos na saída refletida do dispositivo.

Destacamos a porta lógica óptica OU-Exclusivo porque ela tem um papel importante para a produção de várias funções de rede, como meio somadores e criptografia. É um tipo de porta lógica coberta com um caráter especial (KUMAR, 2014).

O XR (taxa de extinção) é um parâmetro chave na avaliação do desempenho de qualquer tipo de chaveador óptico. O cálculo de XR é estabelecido como a relação entre a potência de saída na saída refletida (E_{01}) e a potência de saída na saída transmitida (E_{02}) de acordo com a Equação (4.7).

$$\text{Taxa de Extinção} = XR = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_r(L,T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_t(L,T)|^2 dT}, \quad (4.7)$$

onde XR em unidades de dB é dada pela Equação (3.14).

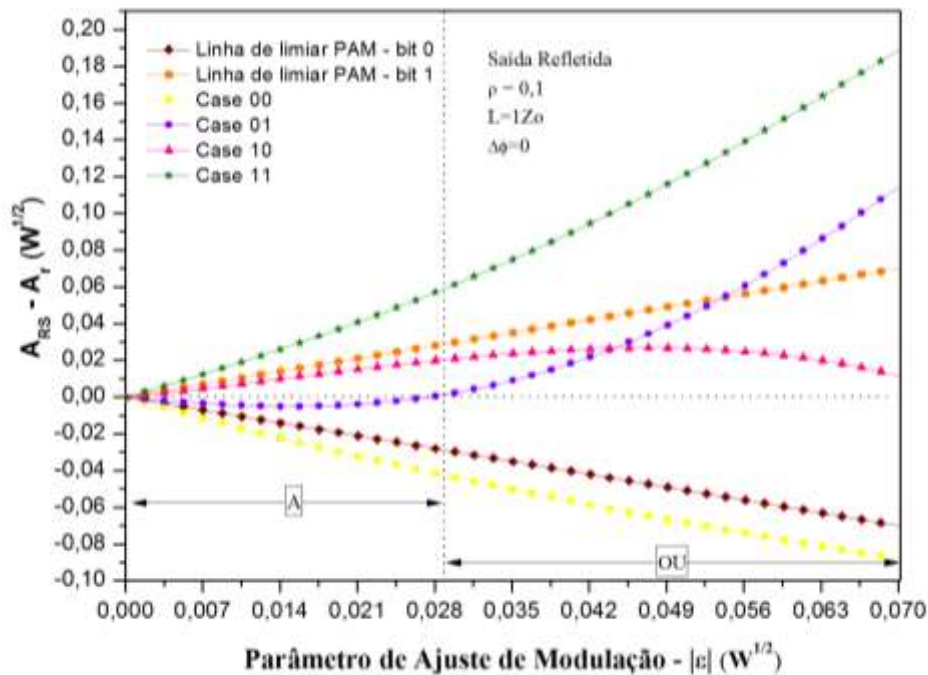
Neste capítulo da Tese, calculamos o XR da saída refletida (E_{RS}) em relação à saída transmitida (E_{TS}), $Xratio (RS) = XRatio = 10 \log_{10} (E_{RS} / E_{TS})$.

O objetivo deste capítulo da Tese foi verificar a existência de funções e portas lógicas sem interrupções na transmissão de pulsos ópticos, além de analisar a XR (taxa de extinção).

4.1.3 Resultados e Discussões

Na Figura 30 vemos que para $\rho = 0,1$ e $|\varepsilon| \geq 0,029$ W^{1/2}, obtivemos a porta OU, onde o caso (0 1) passa a zona do bit 1. A curva de (0 1) aumenta, cruzando assim a (1 0) para $|\varepsilon| = 0,044$ W^{1/2}, e atravessando a linha do bit 1 de modulação PAM em $|\varepsilon| = 0,054$ W^{1/2}. Os casos (0 0) e (1 1) estão longe da linha de decisão onde $[(A_{RS} - A_r) = 0]$. Com relação ao caso (0 0), ele decai e se afasta da linha de decisão. O caso (1 1) aumenta.

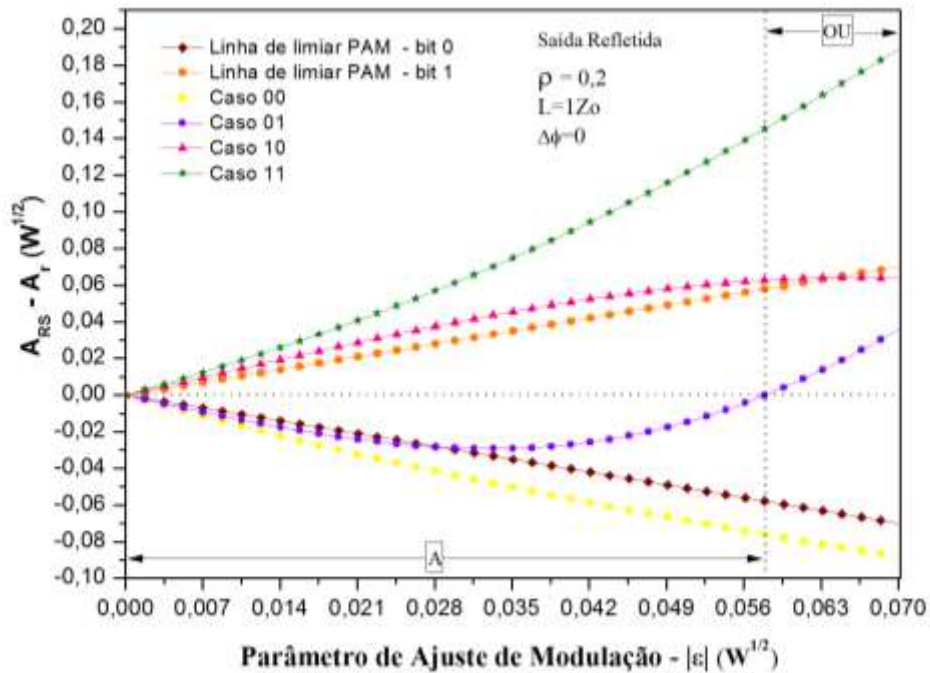
Figura 30 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($|\varepsilon|$) na faixa $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,1$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 31, observamos que para $\rho = 0,2$ e $0,058 W^{1/2} \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, obtivemos novamente porta OU. O caso (0 1) está sob a linha de modulação PAM do bit 0, e para $|\varepsilon| = 0,027 W^{1/2}$, tal caso cruza a linha de decisão e aumenta, e quando $|\varepsilon| = 0,058 W^{1/2}$, passa a linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$], então deixa a região do bit 0 [$(A_{RS} - A_r) < 0$] e entra no intervalo do bit 1 [$(A_{RS} - A_r) > 0$]. Vemos que o caso (1 0) passa da linha de modulação PAM do bit 1 para $|\varepsilon| = 0,063 W^{1/2}$. Os casos (0 0) e (1 1) desviam-se da linha de decisão.

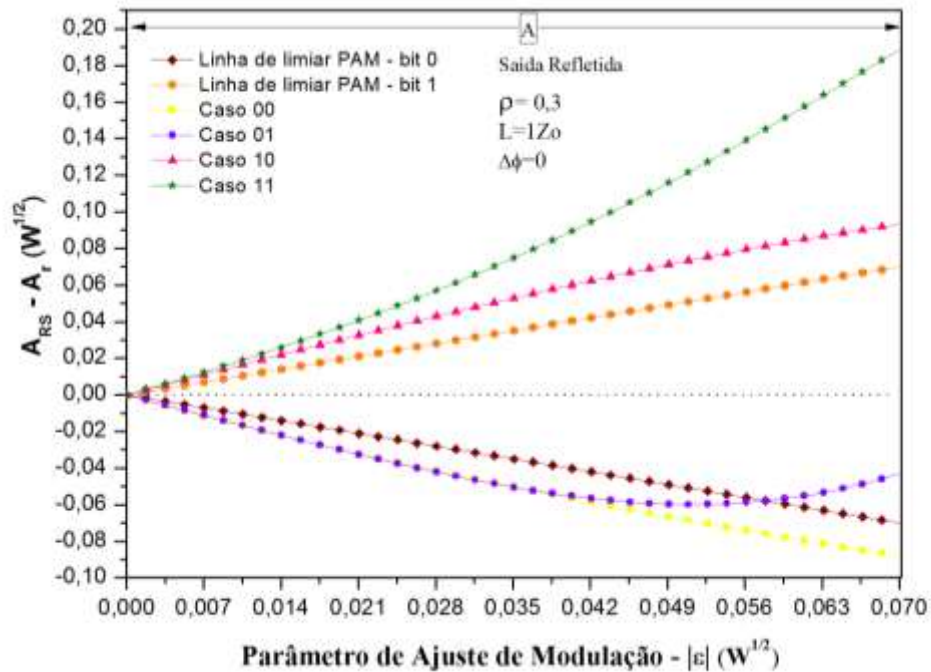
Figura 31 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($|\varepsilon|$) no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 \text{ W}^{1/2}$, com $\rho = 0,2$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 32, observamos que, para $\rho = 0,3$, os casos (0 1) e (1 0) permanecem em regiões distintas para toda a faixa de variação de $|\varepsilon|$, então não há valor de $|\varepsilon|$ para o qual há uma formação de portas lógicas. O caso (0 1) permanece acima da linha de modulação PAM do bit 0, sendo quase o mesmo da curva (0 0) até que em $|\varepsilon| = 0,038 \text{ W}^{1/2}$, a curva (0 1) para de diminuir e começa a crescer novamente.

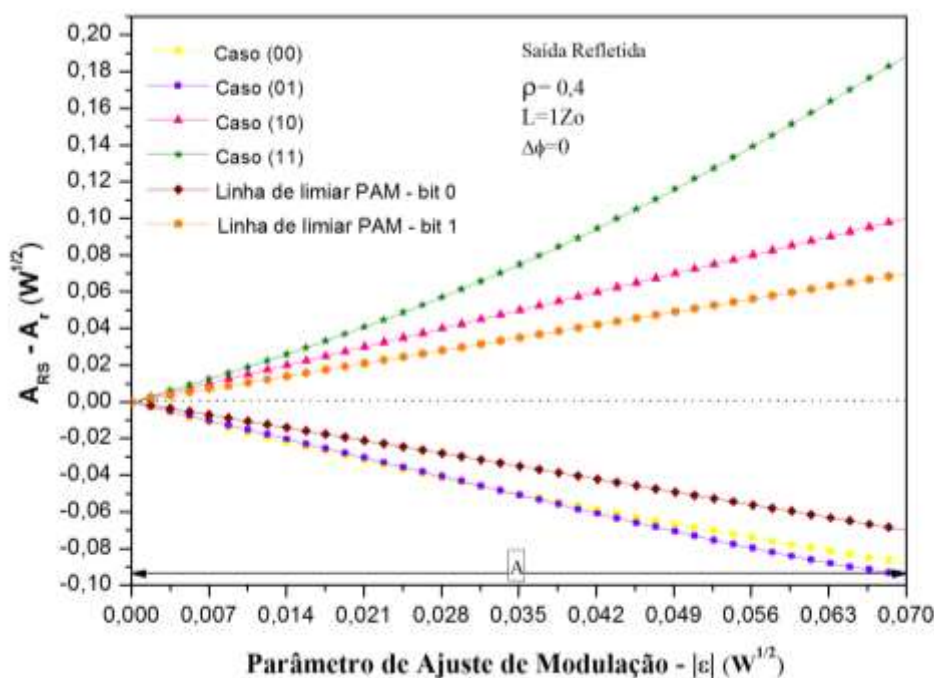
Figura 32 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($|\varepsilon|$) no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,3$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 33, onde $\rho = 0,4$ e variando o parâmetro de ajuste de modulação de 0 a $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, os casos (0 1) e (1 0) também estão em regiões distintas, impedindo a formação de portas lógicas. As curvas dos casos (0 0) e (1 1) exibem o mesmo comportamento para os quatro valores de ρ (0,1; 0,2; 0,3 e 0,4).

Figura 33 – Amplitude da saída refletida ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac variando ($|\varepsilon|$) no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com $\rho = 0,4$.



Fonte: elaborada pelo autor.

O estudo de funções lógicas a partir da variação de $|\varepsilon|$ mostra como o NOLM é versátil. Encontramos a porta lógica OU nos casos de $\rho = 0,1$ e $\rho = 0,2$ devido à geração de maior contraste dos níveis de potência de saída.

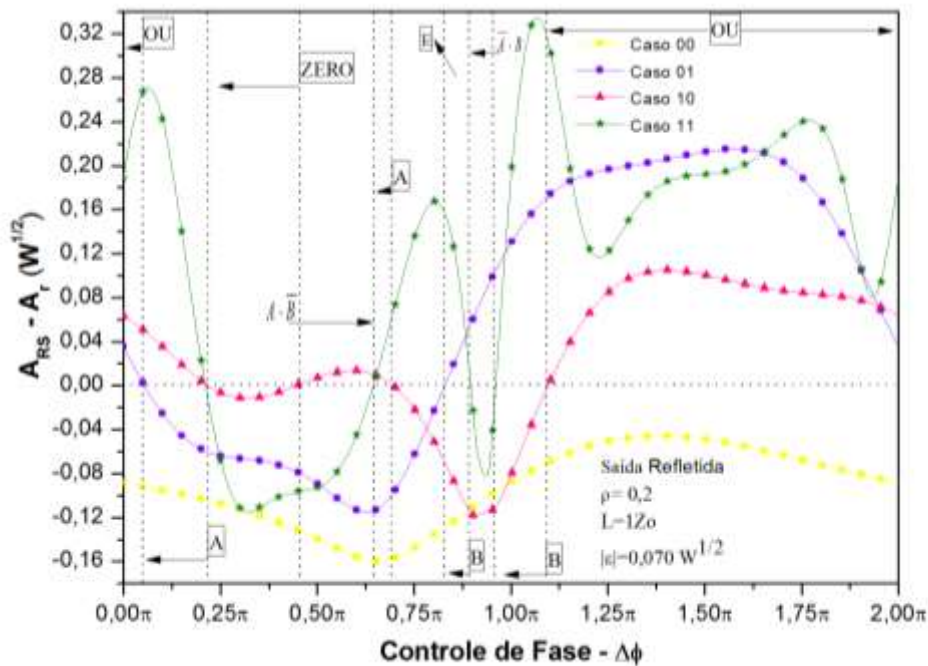
Para obter as funções lógicas e as portas lógicas, analisamos o comportamento do interferômetro de Sagnac próximo à linha de decisão.

O parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ foi escolhido para a simulação para os quatro valores de ρ , uma vez que apresenta o maior valor e proporciona um maior contraste.

Na Figura 34, variamos a fase para $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ na saída refletida e observamos a ocorrência de dois intervalos com porta lógica OU em $0 < |\Delta\phi| < 0,052\pi$ e $1,092\pi < |\Delta\phi| < 2\pi$, e observamos uma porta lógica E na faixa de $0,694\pi < |\Delta\phi| < 0,828\pi$. Destacamos que também observamos alguns intervalos para a função lógica $A \cdot \bar{B}$ no intervalo $0,458\pi < |\Delta\phi| < 0,648\pi$ e $\bar{A} \cdot B$ em $0,890\pi < |\Delta\phi| < 0,953\pi$, e a função ZERO em $0,218\pi < |\Delta\phi| < 0,458\pi$. O primeiro intervalo da porta lógica OU é estreito com os casos limites muito longe da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$]. O segundo intervalo é amplo e todos os casos estão longe da linha de decisão. A porta lógica E tem os casos (0 1) e (1 0) perto da linha de decisão

e com linhas quase retas cruzando-se. Na Figura 34, observamos o menor valor de $(A_{RS} - A_r) = -0,16 \text{ W}^{1/2}$ para todas as variações na razão de divisão de energia ρ e para o parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$ quando o controle de fase $|\Delta\phi| = 0,65\pi$ para o caso (0 0) onde observamos a maior distância da linha de referência para esse caso.

Figura 34 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência $(A_{RS}-A_r)$ no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2}$.

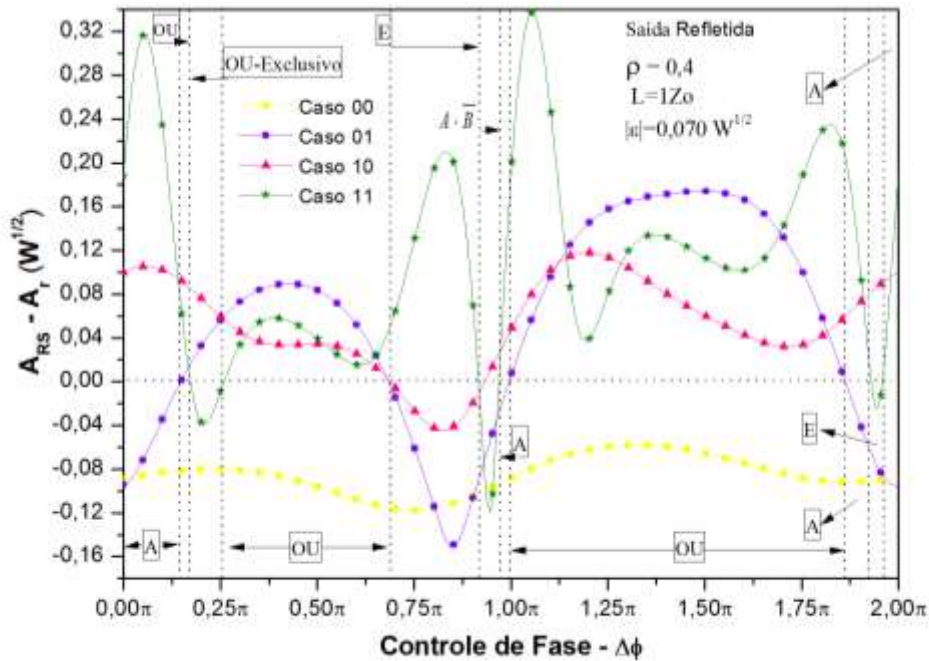


Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 35, analisamos a variação de fase com $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2}$ na saída refletida, e observamos a existência de três intervalos de fase para a porta lógica OU, que são $0,146\pi < |\Delta\phi| < 0,168\pi$; $0,254\pi < |\Delta\phi| < 0,690\pi$ e $0,995\pi < |\Delta\phi| < 2\pi$. A porta lógica E ocorre no intervalo $0,690\pi < |\Delta\phi| < 0,922\pi$, enquanto a porta lógica OU-Exclusivo em $0,168\pi < |\Delta\phi| < 0,254\pi$. Com $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2}$, também observamos a função lógica $A \cdot \bar{B}$ no intervalo $0,922\pi < |\Delta\phi| < 0,972\pi$. O primeiro intervalo para a porta lógica OU é consideravelmente estreito e os casos dos limites (0 0), (1 0) e (1 1) mantêm certa distância da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$] em um intervalo menor. A segunda porta lógica OU tem os casos (1 0) e (1 1) mais próximos da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$] e tem um intervalo intermediário. O terceiro intervalo é muito mais amplo, com os casos limites (1 0) e (1 1) muito próximos da linha de decisão. O intervalo para a porta E tem uma largura maior do que

o caso para $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ (Figura 35). Também observamos a porta lógica OU-Exclusivo, mas com uma variação de fase menor que a da porta OU-Exclusivo gerada para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$.

Figura 35 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$.

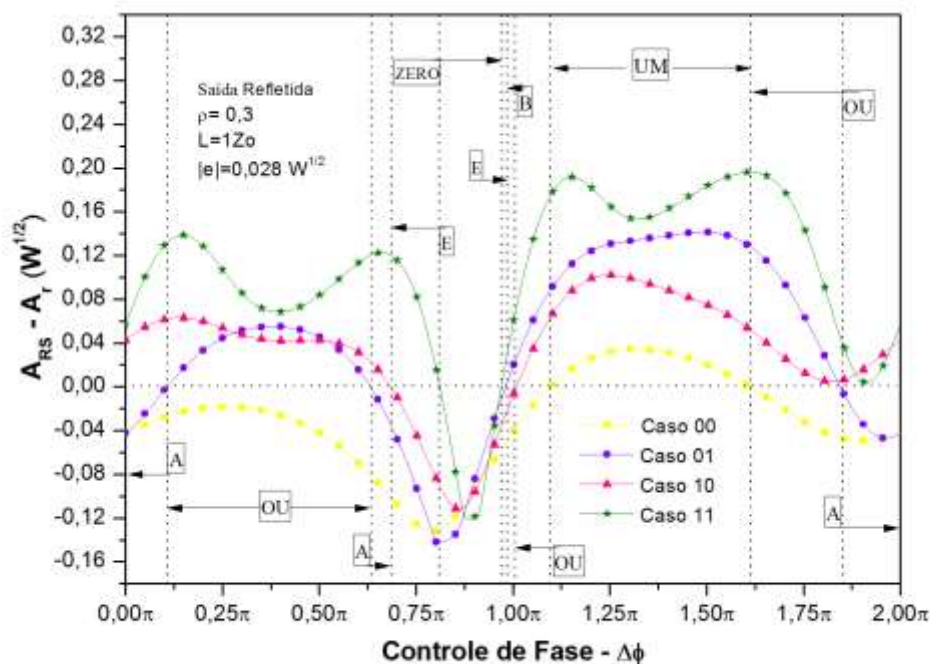


Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 36, utilizamos $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$ na saída refletida. A porta lógica OU foi observada nos intervalos $0,112\pi < |\Delta\phi| < 0,631\pi$; $1,005\pi < |\Delta\phi| < 1,095\pi$, e $1,614\pi < |\Delta\phi| < 1,854\pi$, com pior instabilidade na faixa menor, uma vez que os casos (0 0) e (1 0) estão muito próximos da linha de decisão, particularmente o caso (1 1), que é o mais próximo de todas as funções lógicas. A porta lógica E foi vista nos intervalos $0,687\pi < |\Delta\phi| < 0,810\pi$ e $0,966\pi < |\Delta\phi| < 0,989\pi$, com maior estabilidade na faixa maior, uma vez que todos os casos estão mais distantes da linha de decisão. Também foram detectadas as seguintes funções lógicas: ZERO na faixa de $0,810\pi < |\Delta\phi| < 0,966\pi$ apresentando a maior estabilidade de todas as funções lógicas, uma vez que todos os casos estão mais distantes da linha de decisão, e UM na faixa de $1,095\pi < |\Delta\phi| < 1,614\pi$, que tem a maior gama de todas

as funções lógicas, mas com alguma instabilidade porque o caso (0 0) está próximo da linha de decisão.

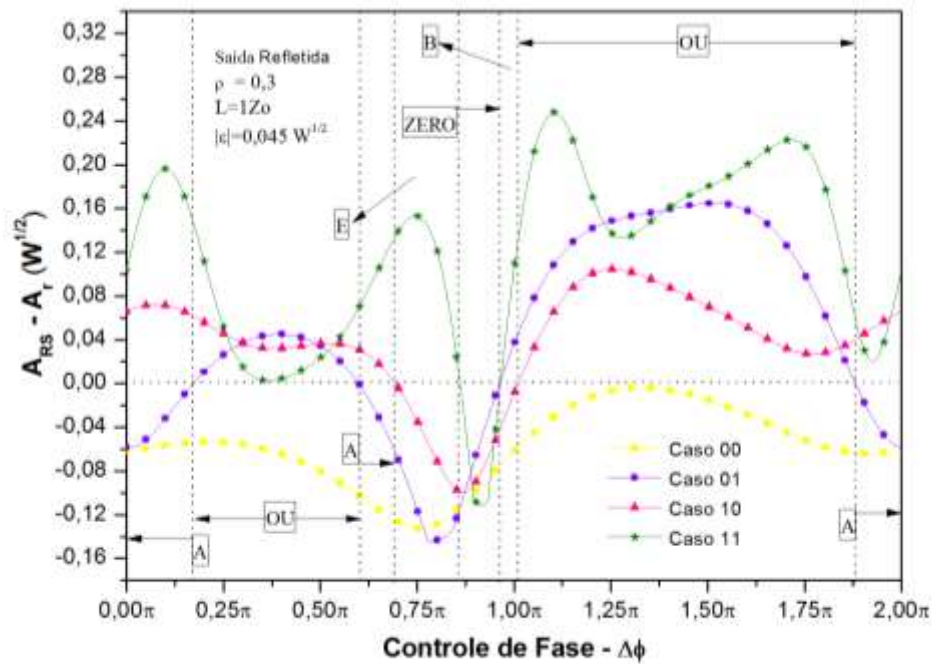
Figura 36 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

De acordo com a Figura 37, para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,045 W^{1/2}$ na saída refletida e analisando a variação de fase, detectou-se a porta lógica OU em dois intervalos, $0,133\pi < |\Delta\phi| < 0,602\pi$ e $1,010\pi < |\Delta\phi| < 1,881\pi$, onde os casos (0 1), (1 0) e (1 1) estão mais longe da linha de decisão. Também detectamos as seguintes portas lógicas e funções: E em $0,692\pi < |\Delta\phi| < 0,854\pi$, e ZERO em $0,854\pi < |\Delta\phi| < 0,960\pi$. O intervalo para a porta lógica OU é relativamente grande, e os casos (0 1), (1 0) e (1 1) mantêm uma boa distância da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$]. Para a porta lógica E, o intervalo é menor, mas suficiente para uma boa estabilidade de operação, com os casos (0 0), (0 1), (1 0) e (1 1) longe da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$].

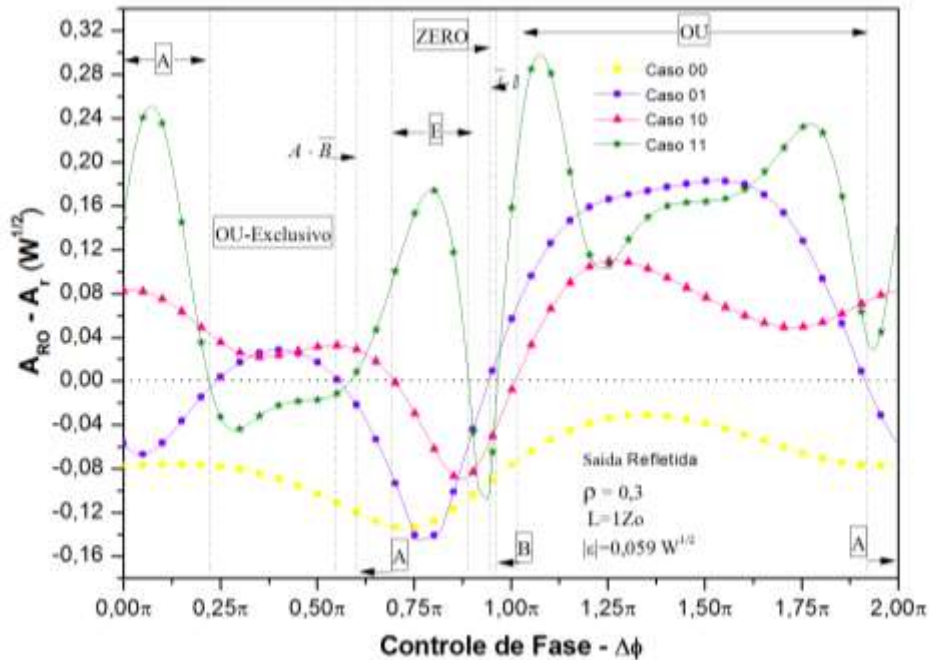
Figura 37 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,045 W^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 38, com $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, observamos as portas lógicas: OU no intervalo de $1,028\pi < |\Delta\phi| < 1,920\pi$, E em $0,694\pi < |\Delta\phi| < 0,895\pi$ e OU-Exclusivo em $0,222\pi < |\Delta\phi| < 0,547\pi$, com um intervalo maior para a porta OU-Exclusivo em todos os cenários de ρ e $|\varepsilon|$. As seguintes portas e funções foram também detectadas: $A \cdot \bar{B}$ nas faixas $0,557\pi < |\Delta\phi| < 0,589\pi$, $\bar{A} \cdot B$ em $0,945\pi < |\Delta\phi| < 0,960\pi$ e ZERO em $0,895\pi < |\Delta\phi| < 0,945\pi$. O intervalo para a porta OU foi relativamente grande e os casos limite (0 0) e (0 1) mantêm uma distância da linha de decisão. Para a porta E, a faixa é mais estreita, mas suficiente para uma boa estabilidade de operação, com os casos limites (0 1) e (1 1) longe da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$]. Para a porta lógica OU-Exclusivo, os casos (0 0) e (1 1) estavam na região para o bit 0 [$(A_{RS} - A_r) < 0$] e os casos (0 1) e (1 0) na área para o bit 1 [$(A_{RS} - A_r) > 0$]. A faixa obtida tem uma largura ligeiramente maior que a da porta E, mas seus casos limites (0 1), (1 0) e (1 1) estão mais próximos da linha de decisão [$(A_{RS} - A_r) = 0$].

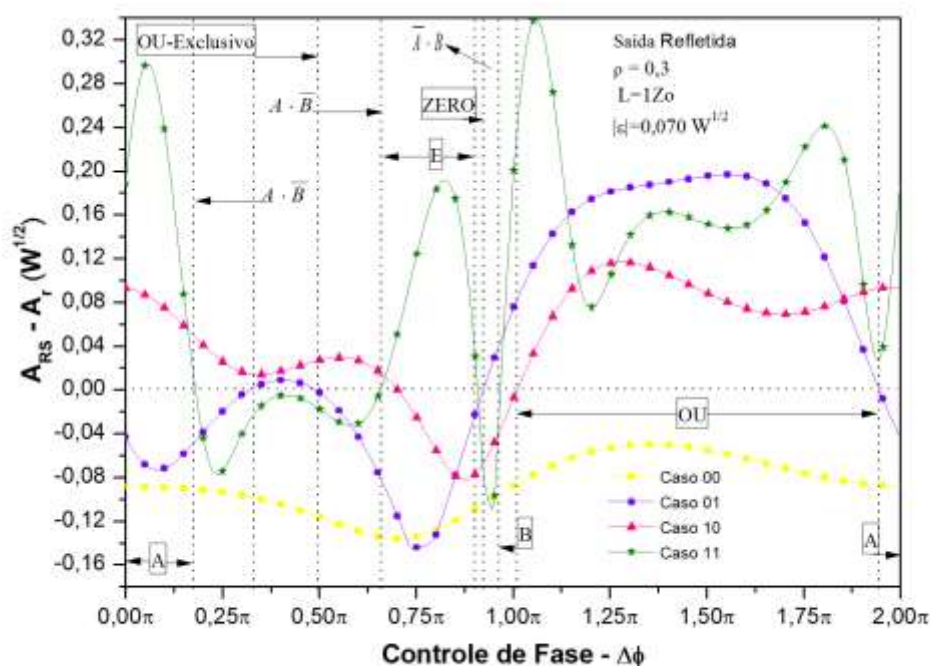
Figura 38 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS}-A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 39, para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ na saída refletida, detectamos as seguintes portas lógicas e funções lógicas: OU no intervalo $1,007\pi < |\Delta\phi| < 1,943\pi$; $A \cdot \bar{B}$ nos intervalos $0,178\pi < |\Delta\phi| < 0,332\pi$ e $0,494\pi < |\Delta\phi| < 0,661\pi$, com maior estabilidade no intervalo maior; ZERO em $0,900\pi < |\Delta\phi| < 0,923\pi$, que tem a menor estabilidade de todas as funções lógicas, uma vez que todos os casos estão mais próximos da linha de decisão; $\bar{A} \cdot B$ em $0,923\pi < |\Delta\phi| < 0,964\pi$. Também observamos a porta E na faixa de $0,661\pi < |\Delta\phi| < 0,900\pi$, com maior estabilidade, pois todos os casos estão longe da linha de decisão. A diferença entre a maior amplitude do pulso de saída na saída refletida e a amplitude de referência foi analisada como sendo $(A_{RS} - A_r) = 0,34 W^{1/2}$ de todas as análises feitas para o caso (1 1). A porta lógica OU-Exclusivo foi detectada em $0,332\pi < |\Delta\phi| < 0,494\pi$, e o intervalo médio da porta foi visto em três cenários para ρ e $|\varepsilon|$ variando a fase.

Figura 39 – Amplitude da saída refletida menos a amplitude de referência ($A_{RS} - A_r$) no interferômetro de Sagnac em função da fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

A análise da taxa de extinção (XR) mostra quantas portas lógicas o dispositivo pode gerar. Para um valor fixo de ρ e variando $|\varepsilon|$, escolhemos o melhor caso em que obtemos o maior número de portas e funções lógicas diferentes, tendo em conta as portas lógicas mais estáveis. A taxa de extinção (XR) depende do contraste.

Um critério de estabilidade para certo intervalo de portas ou funções lógicas seria aquele em que os casos limites de tais portas ou funções lógicas estão relativamente distantes da linha de decisão e onde a distância dos casos limites para a linha de decisão é aproximadamente simétrica entre ambos, ou quando essa distância é relativamente grande e a largura é segura (FERREIRA, 2009).

O interferômetro de Sagnac permite a geração de portas lógicas, dada a sua XR razoável em comparação com a metade da potência de entrada, que ocorre quando $|XR| > 0,4$ dB (AGRAWAL, 1989).

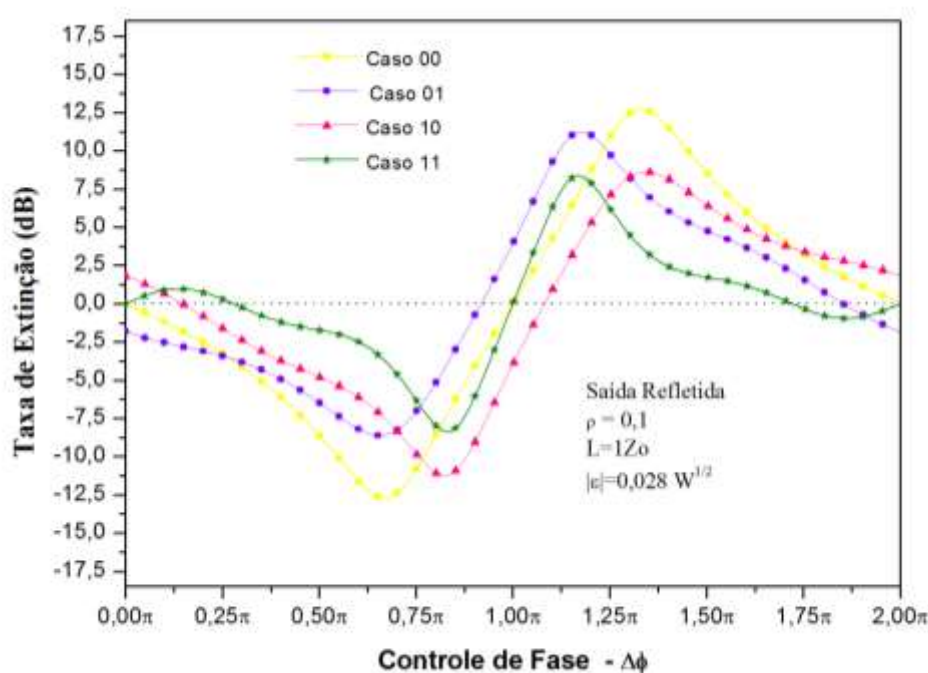
O estudo aqui visa principalmente à investigação da qualidade das portas obtidas, especialmente a porta lógica OU-Exclusivo em seus três intervalos escolhidos. As portas lógicas E e OU foram analisadas juntamente com a função lógica $A \cdot \bar{B}$. O contraste gerado pelo interferômetro de Sagnac na sua saída refletida é mais bem observado, o que resulta em

uma melhor utilização do dispositivo sob uma determinada técnica de modulação. Observamos uma melhora na definição da razão de precisão (PR) em relação ao seu valor atual encontrado na literatura (AGRAWAL, 1989, 2001).

As Figuras 40 a 43 mostram a taxa de extinção (XR) onde os contrastes ocorrem, isto é, o dispositivo é importante na geração de portas lógicas. Quanto maior o contraste, maior é a possibilidade de obter portas lógicas.

Encontramos o menor contraste no ponto em que ocorre a menor taxa de extinção (XR), para o caso (0 0) em -12,87 dB na fase de $0,66\pi$ e aumenta para 12,87 dB na fase de $1,32\pi$. O caso (1 1) está em -8,43 dB na fase $0,83\pi$ e aumenta para 8,43 dB na fase $1,17\pi$, onde também observamos que as curvas são simétricas e se cruzam na linha de referência na fase de π quando $\rho = 0,1$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$ (Figura 40).

Figura 40 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,1$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$.

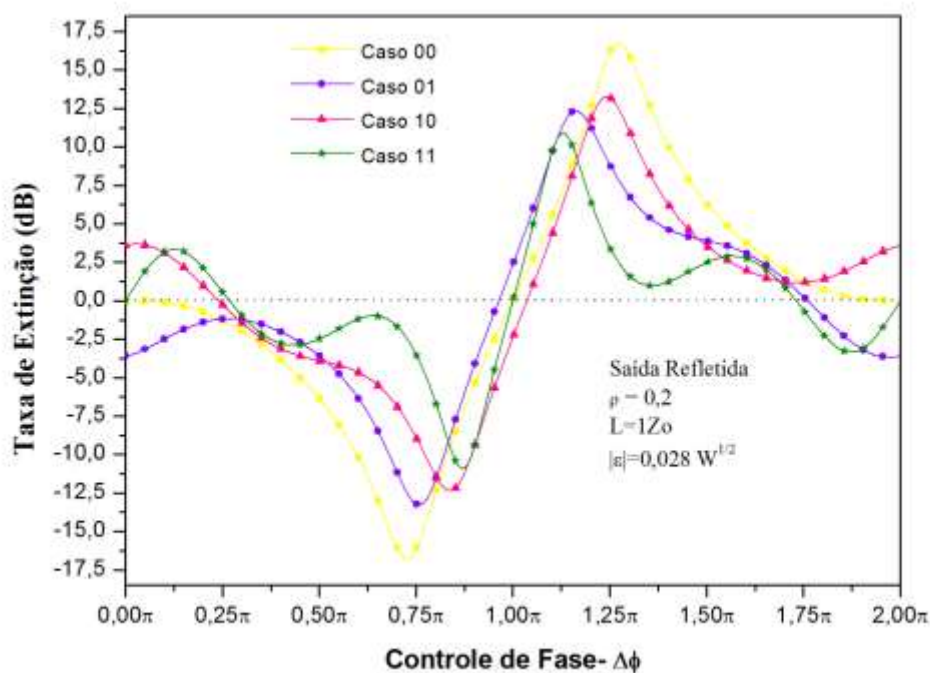


Fonte: elaborada pelo autor.

Podemos observar que a taxa de extinção (XR) deixa o valor de -16,70 dB na fase de $0,73\pi$ a 16,70 dB na fase $1,28\pi$ para o caso (0 0). O menor contraste ocorre no caso (1 1), onde o XR passa de -11,06 dB em $0,87\pi$ para 11,06 dB em $1,13\pi$. Outro fator importante é que existe uma simetria em relação à linha de referência nas curvas dos casos (0 0) e (1 1) e

também se cruzam na fase de π . Encontramos o maior contraste em $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$ (Figura 41).

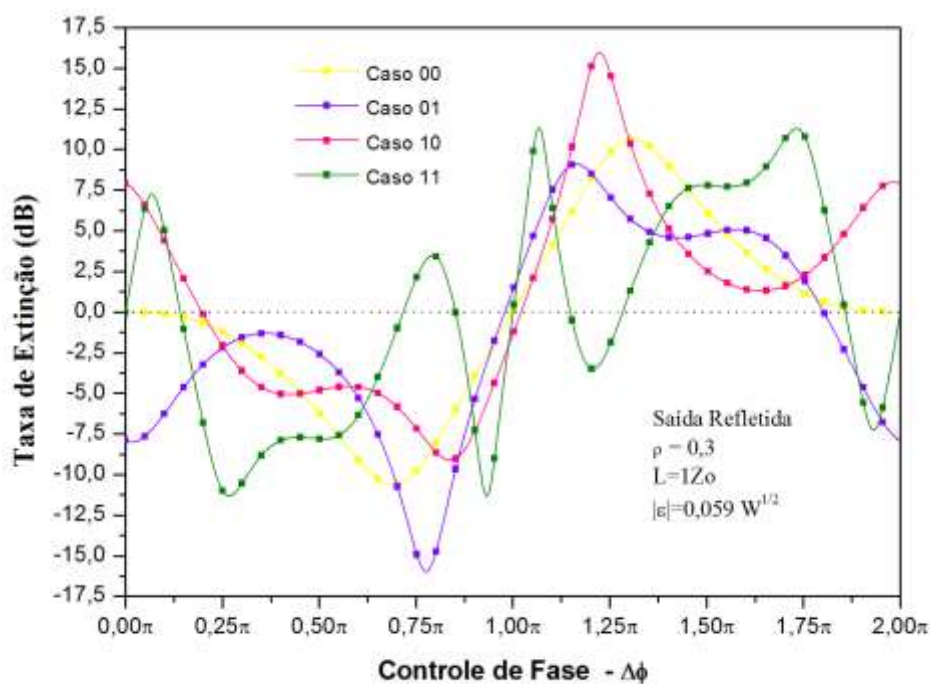
Figura 41 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Para $\rho = 0,3$ (Figura 42) no meio da linha de transição, quando a fase é π , o caso (1 1) intercepta a linha pela primeira vez e intersecciona essa linha seis vezes, o que torna a curva simétrica. O caso (0 0) é completamente simétrico em relação à linha de referência a 0 dB, cruzando em π , que é onde as curvas dos casos (0 0) e (1 1) se cruzam. Os casos (0 1) e (1 0) são invertidos em relação à linha de referência a 0 dB, onde consideramos $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$. Neste caso, de todos os resultados obtidos, encontramos o maior intervalo para a geração da porta lógica OU-Exclusivo (Figura 42).

Figura 42 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$.

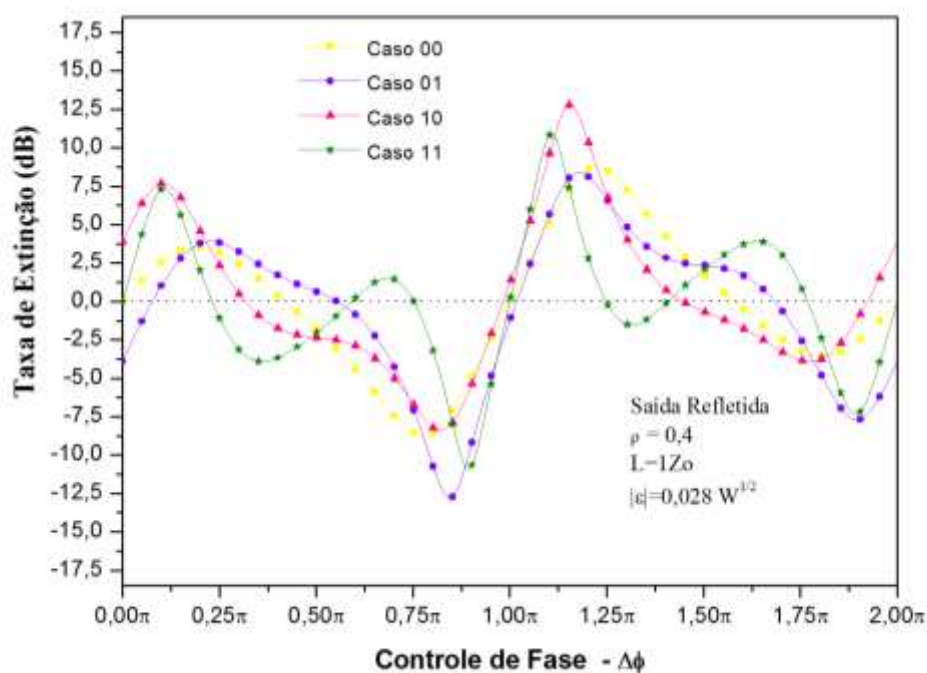


Fonte: elaborada pelo autor.

Na Figura 43, para $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$, a taxa de extinção (XR) do caso (0 1) vai de -12,81 dB em $0,84\pi$ para 8,40 dB em $1,18\pi$, o que representa uma pequena variação de fase. Para o caso (1 0), a taxa de extinção (XR) passa de -8,25 dB em $0,82\pi$ para 12,96 dB em $1,15\pi$. Os casos (0 0) e (1 1) cruzam a linha de referência no meio do controle de fase onde a fase é π .

Quando mudamos de $\rho = 0,1$ para $\rho = 0,2$ o contraste aumenta e, então diminui quando $\rho = 0,3$ e se mantém diminuindo quando $\rho = 0,4$. No entanto, os extremos das curvas apresentam mais oscilações quando $\rho = 0,4$ aumentando assim a possibilidade de geração de portas lógicas. O caso (0 0) aumenta o contraste quando fixamos $\rho = 0,1$ e aumentamos $|\varepsilon|$, mas quando aumentamos a relação de energia, o contraste diminui no caso (0 0).

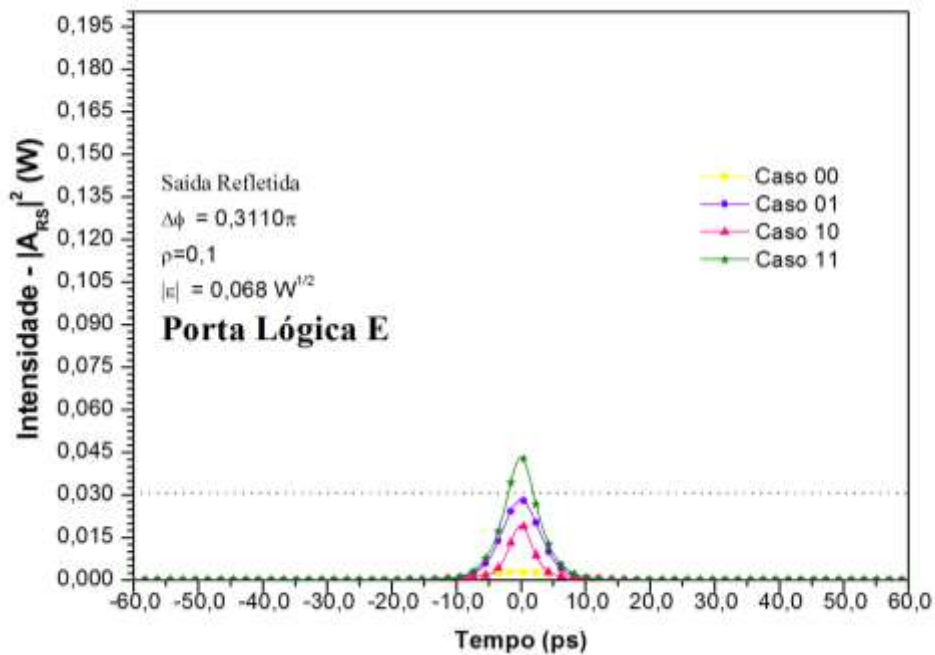
Figura 43 – XR no interferômetro de Sagnac para $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

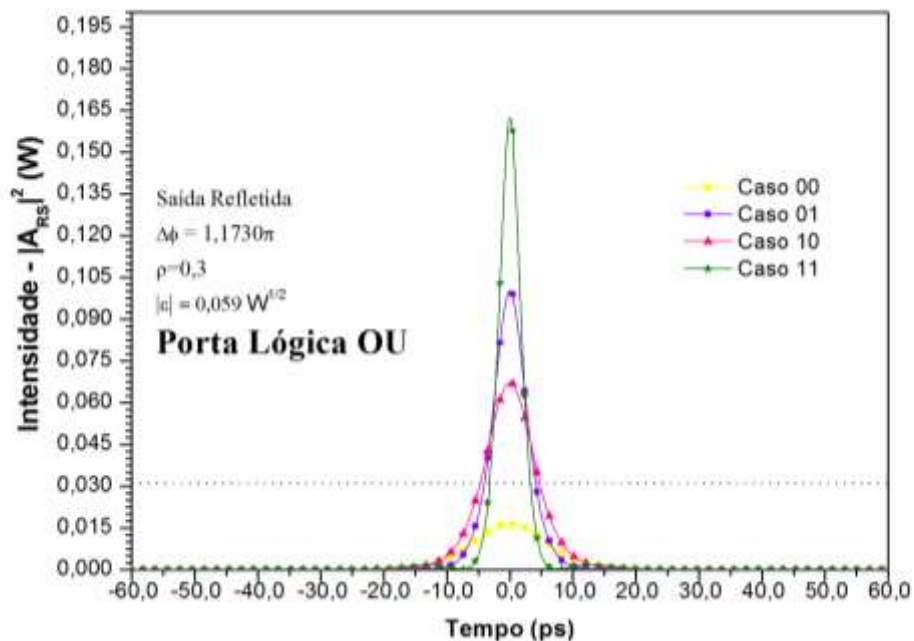
Para os pulsos de saída, as Figuras 44 a 47 mostram as portas lógicas OU, E e OU-Exclusivo. A Figura 44 mostra a porta lógica E ($\Delta\phi = 0,3110\pi$; $\rho = 0,1$ e $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$), a Figura 45 a porta lógica OU ($\Delta\phi = 1,1730\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$), a Figura 46 a porta lógica OU-Exclusivo ($\Delta\phi = 0,3260\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$) e a Figura 47 a porta lógica OU-Exclusivo ($\Delta\phi = 0,2105\pi$; $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$). Encontramos duas portas OU-Exclusivo que são muito importantes em circuitos digitais. Podemos ver em todas as figuras de pulso que a linha de decisão está localizada em $P_0 = 31,07 \times 10^{-3} W$.

Figura 44 – Perfil do pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($|A_{RS}|^2$), Porta lógica E, $\Delta\phi = 0,3110\pi$; $\rho = 0,1$ e $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$.



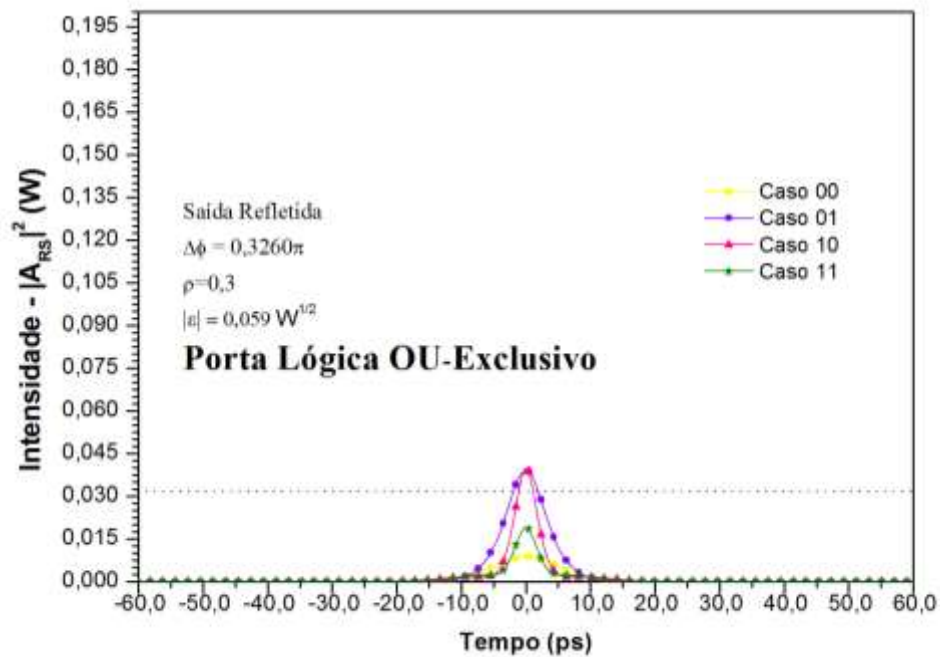
Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 45 – Perfil do pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($|A_{RS}|^2$), Porta lógica OU, $\Delta\phi = 1,1730\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$.



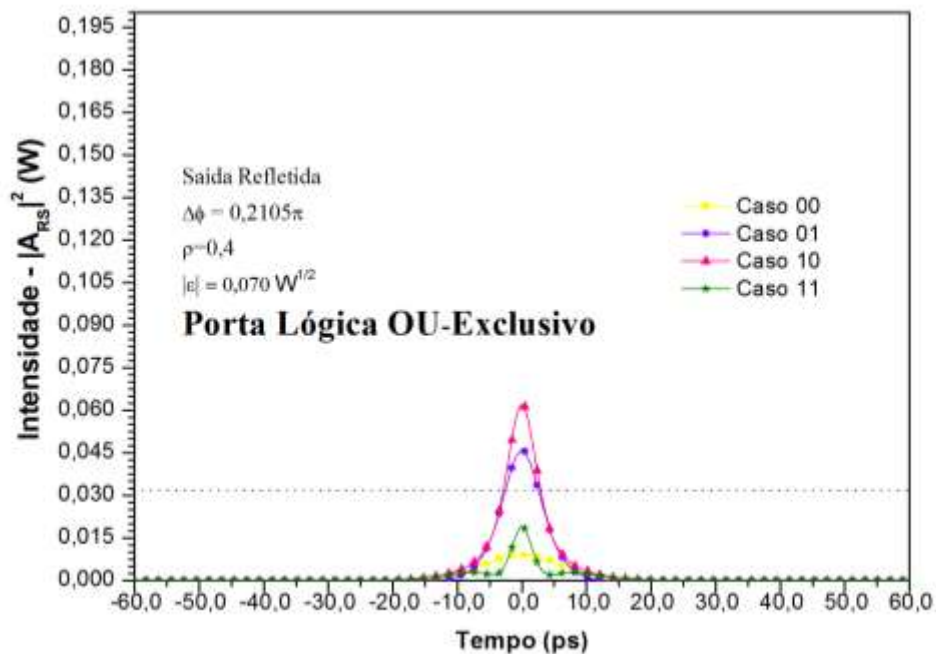
Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 46 – Perfil do pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($|A_{RS}|^2$), Porta lógica OU, $\Delta\phi = 1,1730\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 \text{ W}^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 47 – Perfil de pulso na saída refletida do interferômetro de Sagnac ($|A_{RS}|^2$), Porta lógica OU-Exclusivo, $\Delta\phi = 0,2105\pi$; $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2}$.



Fonte: elaborada pelo autor.

Outro parâmetro importante que deve ser levado em conta na análise das portas lógicas é o PR que é dado pela Equação (5.9):

$$PR = 20 \log \left(\frac{|A_{RS}|}{A_r} \right) \quad (5.9)$$

A melhor qualidade em portas lógicas ocorre quando $|PR| > 0,4$ dB.

Para análise, escolhemos o caso $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$ em que encontramos as portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo. A Figura 48 mostra um gráfico do PR em função do controle de fase para a porta E, em que a melhor qualidade da porta E ocorre no intervalo $0,715\pi < |\Delta\phi| < 0,888\pi$, quando a fase $\Delta\phi = 0,798\pi$, enquanto que na Figura 49 encontramos a melhor qualidade da porta lógica OU em $1,022\pi < |\Delta\phi| < 1,900\pi$ quando a fase $\Delta\phi = 1,065\pi$. A Figura 50 mostra um gráfico para a porta lógica OU-Exclusivo onde encontramos a melhor qualidade da porta, que ocorre em $0,222\pi < |\Delta\phi| < 0,547\pi$, quando a fase $\Delta\phi = 0,223\pi$.

O estudo da razão de precisão é mais um mecanismo de balizamento da análise das portas lógicas no domínio totalmente óptico. Uma maneira objetiva de se aferir esse tema é fazer a soma dos módulos da grandeza $|PR|$ em determinado valor de fase, para cada caso lógico, assim, quanto maior o valor absoluto, melhor seria a qualidade, conforme Equação (4.10).

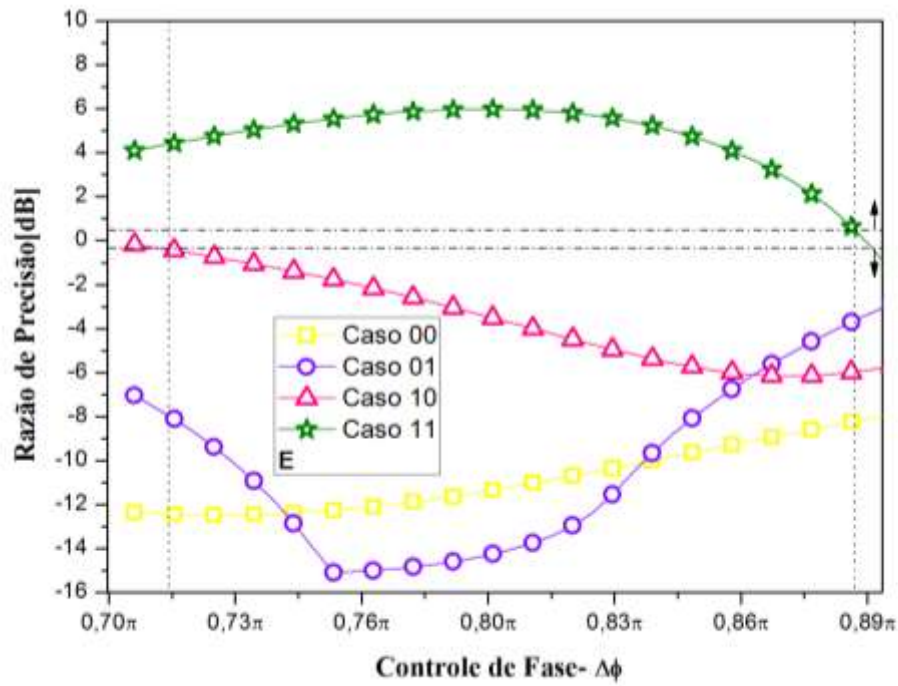
$$|PR_{TOTAL}| = |PR_{00}| + |PR_{01}| + |PR_{10}| + |PR_{11}|, \quad (4.10)$$

Neste caso, o PR é proposto para esta modulação específica; como poderia ser possível usa-lo para outros tipos de modulações. Percebemos que a porta lógica de melhor qualidade é a porta E, uma vez que os casos (0 0), (0 1), (1 0) e (1 1) estão mais distantes da linha de referência do que nas outras portas analisadas, enquanto a porta lógica que apresenta a pior qualidade é OU-Exclusivo. A Figura 51 mostra o PR como uma função do controle de fase para a função lógica $A \cdot \bar{B}$ quando $0,458\pi < |\Delta\phi| < 0,648\pi$ para $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$.

A Figura 52 mostra o PR como uma função do controle de fase para a porta lógica E quando $0,692\pi < |\Delta\phi| < 0,854\pi$ para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,045 W^{1/2}$.

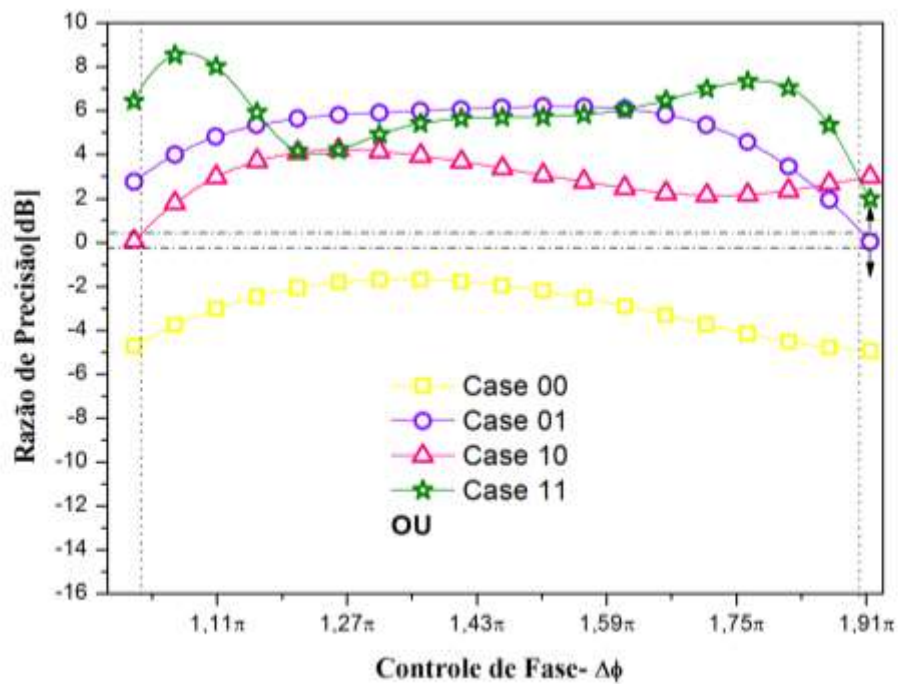
A Figura 53 mostra o PR como uma função do controle de fase para a porta lógica OU no intervalo $1,007\pi < |\Delta\phi| < 1,943\pi$ para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$.

Figura 48 – PR em função do controle de fase para a porta E.



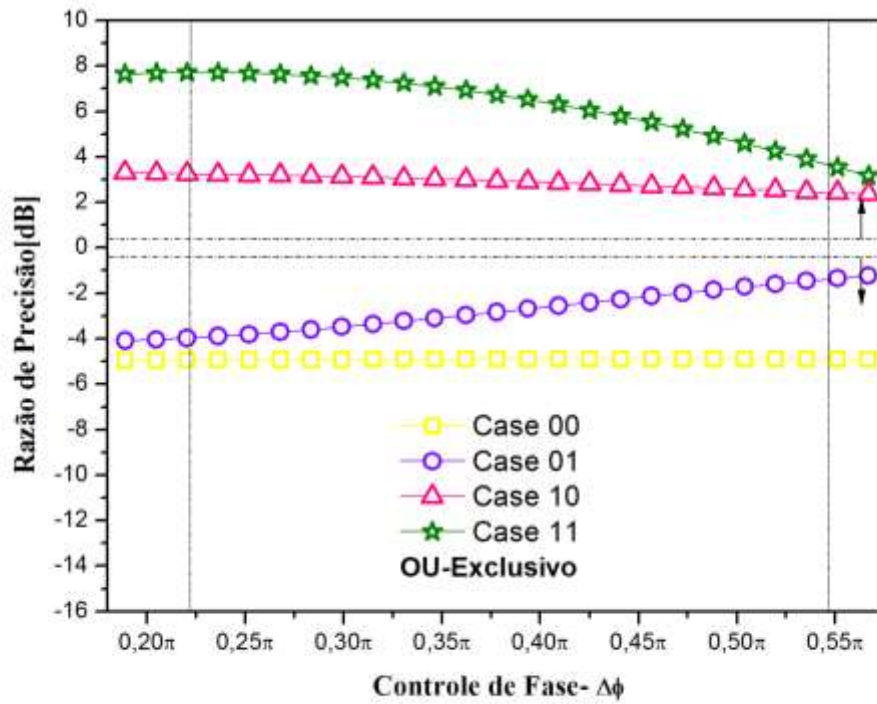
Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 49 – PR em função do controle de fase para a porta OU.



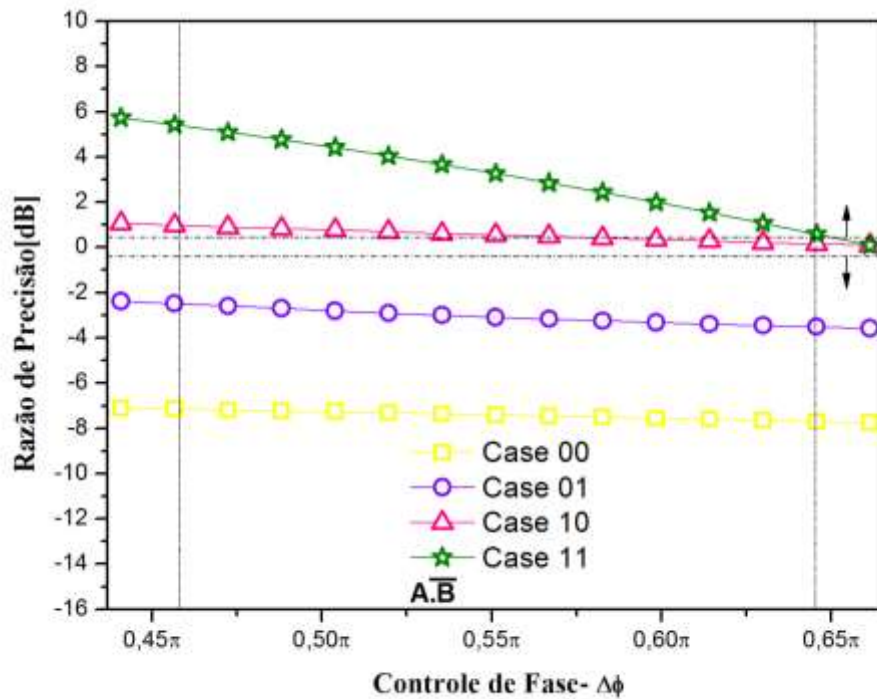
Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 50 – PR em função do controle de fase para a porta OU-Exclusivo.



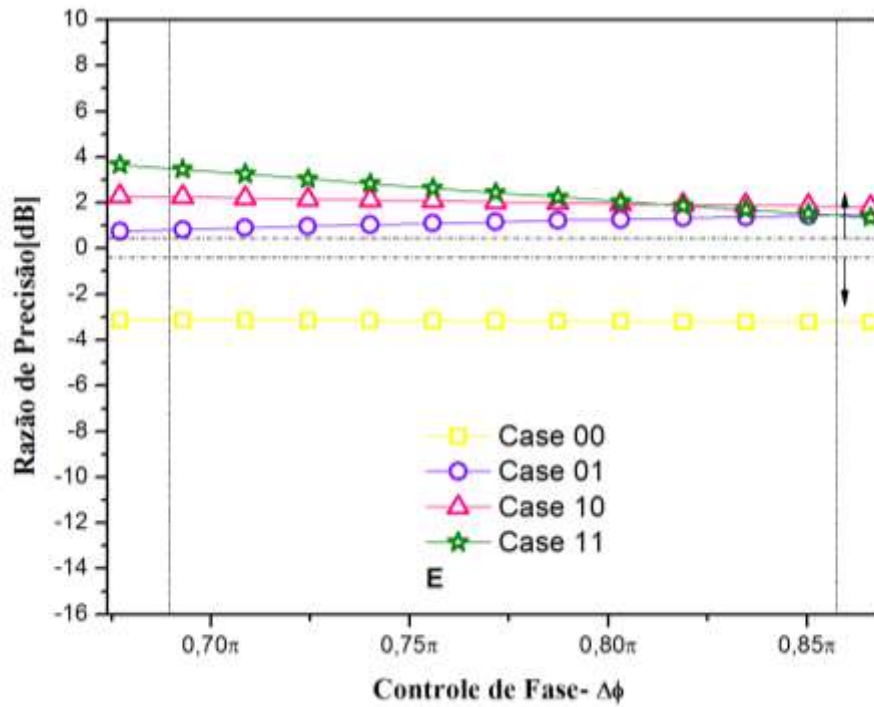
Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 51 – PR em função do controle de fase para a função lógica $A \cdot \bar{B}$.



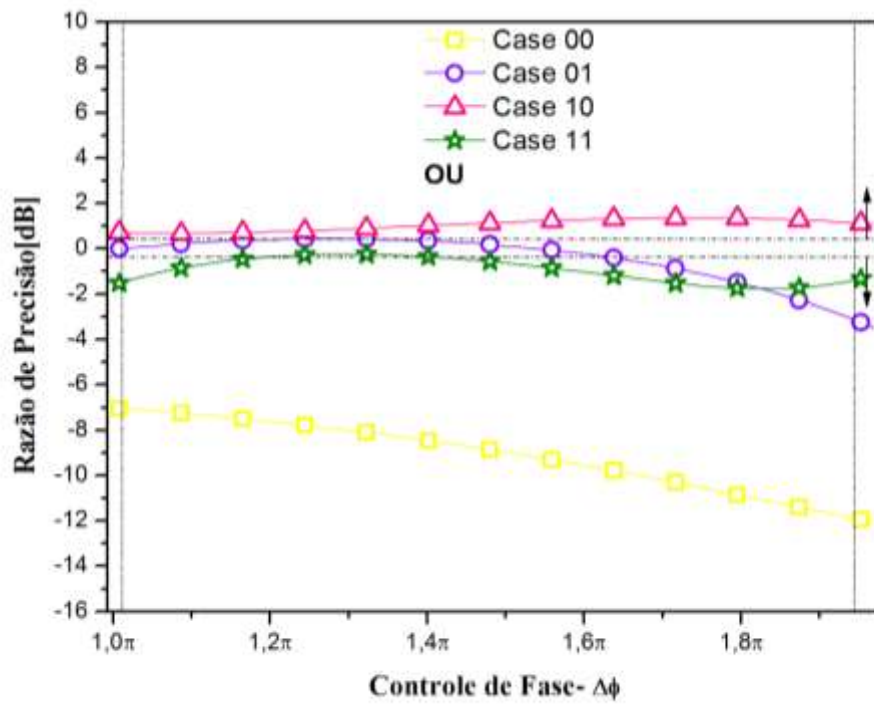
Fonte: elaborada pelo autor.

Figura 52 – PR em função do controle de fase para a porta E.



Fonte: elaborada pelo autor.

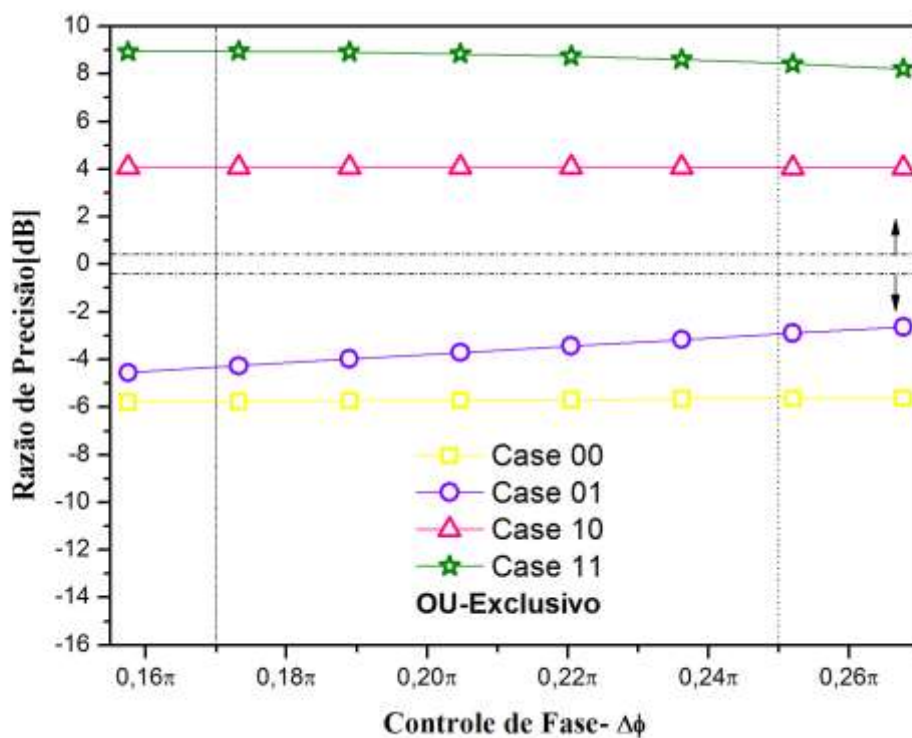
Figura 53 – PR em função do controle de fase para a porta OU.



Fonte: elaborada pelo autor.

A Figura 54 mostra o PR como uma função do controle de fase para a porta lógica OU-Exclusivo no intervalo $0,168\pi < |\Delta\phi| < 0,254\pi$ para $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2}$.

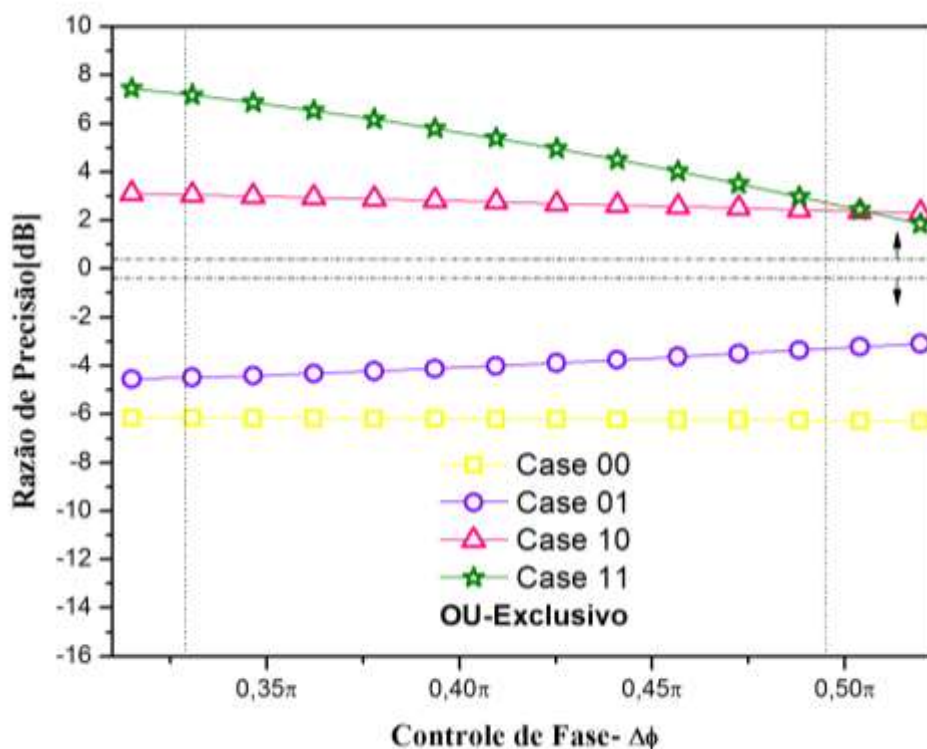
Figura 54 – PR em função do controle de fase para a porta OU-Exclusivo.



Fonte: elaborada pelo autor.

A Figura 55 mostra o PR como uma função do controle de fase para a porta lógica OU-Exclusivo no intervalo $0,332\pi < |\Delta\phi| < 0,494\pi$ para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2}$.

Figura 55 – PR em função do controle de fase para a porta OU-Exclusivo.



Fonte: elaborada pelo autor.

A melhor qualidade encontrada para a porta lógica E foi $|PR_{TOTAL}| = 34,99$ dB quando $\Delta\phi = 0,798\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$. A partir das três portas lógicas OU-Exclusivo, a de melhor qualidade foi encontrada quando $\Delta\phi = 0,223\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, e o $|PR_{TOTAL}| = 23,03$ dB. Entre as portas lógicas OU, a de melhor qualidade foi encontrada quando $\Delta\phi = 1,065\pi$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, para $|PR_{TOTAL}| = 18,18$ dB.

4.1.4 Conclusões do Capítulo

Na simulação numérica utilizada para a implementação do NOLM, o interferômetro de Sagnac gerou como resultado as funções lógicas ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$ e as portas lógicas ópticas OU, E e OU-Exclusivo, utilizando um laser com pulsos ultra-curtos do tipo sólton e utilizando PAM, modulando os pulsos com os níveis lógicos 1 e 0.

Quanto mais simétrico for o fator de divisão de potência, menor será a obtenção de portas lógicas usando a variação no parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$.

Quando analisamos a diferença entre a amplitude do pulso de saída na saída refletida e a amplitude de referência ($A_{RS} - A_r$), calculada em função do parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon|$ no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, notamos que, à medida que aumentamos o fator de divisão de energia (ρ), não produzimos portas lógicas para $\rho = 0,3$ e $\rho = 0,4$. Podemos também afirmar que o intervalo de geração da porta lógica OU diminui quando aumentamos ρ de $\rho = 0,1$ para $\rho = 0,2$. Quando ρ aumenta, o NOLM tende a se comportar como um espelho, como visto em $\rho = 0,5$.

Quanto menor o parâmetro de regulação da modulação $|\varepsilon|$ variando a fase pelo controle de fase ($\Delta\phi$), as menores portas lógicas são obtidas, uma vez que atingimos intervalos mais curtos para gerar portas.

Quanto maior for o parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon|$ variando a fase pelo controle de fase ($\Delta\phi$), menor será o intervalo de geração das funções lógicas ZERO e UM. Quando aumentamos ρ , encontramos menos funções lógicas ZERO e UM. A função lógica UM existe somente para $\rho = 0,3$ e quando $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$, e o intervalo de fase diminui quando aumentamos ρ . A função lógica UM tem seu alcance reduzido quando aumentamos $|\varepsilon|$. A função lógica ZERO não existe somente quando $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$. As funções lógicas ZERO e UM são muito importantes para o controle elétrico, ativação de chaves de seleção, relés em ambientes perigosos, como em ambientes de radioatividade, e também são usados em comandos hidráulicos e pneumáticos (atuadores), etc.

A melhor porta lógica em circuitos digitais é a porta OU-Exclusivo, que foi encontrada em três casos variando a fase: para $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, e para $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$. A porta lógica OU-Exclusivo também é amplamente utilizada para criptografia em cálculos booleanos e várias aplicações digitais.

A análise da taxa de extinção (XR) é essencial para obter o estudo de contraste necessário para a produção de portas lógicas e aplicações de sensoriamento. Nesta Tese, encontramos o maior contraste quando o XR passa de $-16,70$ dB em $0,73\pi$ para $16,70$ dB em $1,28\pi$, para o caso (0 0) quando $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,028 W^{1/2}$.

Na saída refletida, observamos que há mais portas lógicas obtidas a partir do estudo da taxa de extinção.

O estudo do desempenho com base na taxa de extinção mostra uma característica importante para a obtenção de funções e portas lógicas a partir do dispositivo e os resultados obtidos são úteis para suportar o processamento digital de sinais ópticos e para o projeto de circuitos optoeletrônicos para aplicações em comunicações ópticas.

Nós desbalanceamos o dispositivo variando a razão de divisão de energia do acoplador, e encontramos as portas lógicas E, OU-Exclusivo e OU quando $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$ com o maior intervalo de todos os resultados para a porta OU-Exclusivo.

O estudo do parâmetro razão de precisão (PR) favorece uma análise precisa de intervalos específicos no domínio de fase, nos quais o fator resultante da modulação PAM-ASK ($A_{RS} - A_r$) na saída versus o controle de fase pode ser analisado quanto à qualidade do referido intervalo de porta lógica. A porta lógica que apresentou melhor qualidade é a porta E quando $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$ porque o $|PR_{TOTAL}| = 34,99$ dB.

Nos intervalos de porta lógica OU-Exclusivo encontramos a porta lógica OU-Exclusivo de melhor qualidade quando $|PR_{TOTAL}| = 23,03$ dB e quando $\rho = 0,3$; $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,223\pi$. Esta análise do braço de retorno do interferômetro de Sagnac traz elementos importantes e é palpável para a obtenção de portas lógicas ópticas no dispositivo.

5 CONCLUSÕES

A associação entre análises teóricas, alicerçadas na óptica não-linear, e simulações computacionais, baseadas no uso dos métodos numéricos Split Step Fourier e de Runge-Kutta de quarta ordem, implementado no software Matlab, se mostrou muito eficiente no estudo dos dispositivos ópticos baseados em fibras de cristal fotônico e fibras convencionais apresentados nesta Tese. No estudo de novos dispositivos totalmente ópticos para geração de portas lógicas, esta engenhosidade provavelmente continuará a ser aplicada. Também em breve teremos os dispositivos (interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac) analisados experimentalmente a partir dos resultados teóricos encontrados nesta Tese.

Os dispositivos ópticos foram estudados através de simulação numérica, e analisados as suas aplicações em sistemas de comunicação. Os estudos demonstram aplicações para os efeitos inerentes a fibra, efeitos lineares e não-lineares. Os principais dispositivos ópticos estudados foram: acopladores ópticos, interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac. Algumas figuras de mérito foram propostas para análise da performance dos dispositivos, entre elas: FOMELG e PR. Os dispositivos analisados são construídos em fibras convencionais, fibras de cristal fotônico, fibras dopadas e fibras com perfis de não-linearidade. Os estudos apresentam aplicações em obtenção de portas lógicas através do controle de características da fibra, tais como: perfil de não linearidade, pulso de bombeamento, entre outros.

Neste trabalho de Tese, abordamos uma evolução do estudo do chaveamento não-linear em dispositivos ópticos constituídos de fibra tradicional, tais como acopladores, interferômetros (de Mach Zehnder e de Sagnac); esses estudos foram também realizados para respectivas situações em fibras de cristal fotônico. Avanços em produção de portas lógicas ópticas em dispositivos de fibras (acopladores, interferômetros de Mach Zehnder e de Sagnac) foram investigados, na modalidade chaveamento On-Off, com boa contribuição desses resultados no estado da arte, inclusive com a utilização da figura de mérito FOMELG para avaliar a qualidade das portas lógicas em chaveamento On-Off e a implementação da Razão de Precisão (PR) com modulação PAM-ASK também para avaliar a qualidade das portas lógicas. Foi estudado esquema de modulação por amplitude de pulsos (PAM-ASK), em um interferômetro de Sagnac óptico, com fibra óptica clássica (tradicional).

Os resultados da investigação numérica contribuiram para a produção de portas lógicas importantes para circuitos lógicos em sistemas de comunicação com fibra óptica

convencional (tradicional) e fibras de cristal fotônico. Elevada taxa de extinção que foi encontrada é uma informação sinalizadora de grande potencial de obtenção de portas lógicas.

Foi possível mostrar que o dispositivo baseado na configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder, operando com pulsos ultracurtos pode obter portas lógicas OU (OR), OU-Exclusivo (XOR) com um perfil de não linearidade em um dos braços do dispositivo. Já o dispositivo baseado em um interferômetro de Sagnac trabalhando com pulsos menos curtos é possível produzir portas lógicas OU (OR), OU-Exclusivo (XOR) e E (AND).

Aumentam os efeitos não-lineares efetivos quando aumentamos o comprimento dos dois braços do dispositivo (MZI) acarretando vários chaveamentos na curva de transmissão principalmente no início da propagação do pulso na fibra.

Devido a termos considerado quase todos os efeitos de alta ordem, fica mais difícil calcularmos o fator de compressão, pois o pulso quebra muito ao longo de sua propagação como também uma potência mais elevada pode afetar o pulso dificultando o cálculo do fator de compressão.

O uso da técnica de perfis de variação tem sido um instrumento eficiente para investigação da atuação da não-linearidade nos esquemas de chaveamento óptico em dispositivos, especialmente o interferômetro de Mach-Zehnder.

Nós verificamos neste trabalho que na saída refletida do interferômetro de Sagnac houve um aumento na variedade de porta lógicas obtidas a partir de um estudo aprimorado da taxa de extinção na mesma saída refletida deste dispositivo reprogramável.

Parte dos resultados aqui apresentados, no que se refere ao estudo da performance do interferômetro de Sagnac foi baseada na taxa de extinção, que mostra o potencial de realização de funções lógicas do dispositivo através do contraste entre os níveis de sinal, bem como a análise dos resultados obtidos através da etapa de variação da fase, da variação do parâmetro de ajuste de modulação servem de suporte em processamento digital de sinais ópticos e no projeto de circuitaria optoeletrônica para aplicações em redes ópticas de comunicação.

Portanto os nossos interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac propiciaram uma boa performance para aplicações em sistemas lógicos, atuando como dispositivos em circuitos ópticos ultra-rápidos para transmissão de dados.

Este trabalho de Tese tem potenciais aplicações em consonância com as fibras de cristal fotônico, aplicabilidades diversas com pontos quânticos, sensoriamento óptico, comunicações ópticas, acionamento de comandos elétricos e pneumáticos via meio óptico, bem como utilizações com SOA, EDFA etc.

No acoplador simétrico do interferômetro de Sagnac, por ele ser simétrico, seus guias são todos iguais e torna difícil obter contraste via chaveamento On-Off para obtenção de portas lógicas. Dessa forma, faz-se necessário usar um tipo de modulação aliado à variação de fase em um dos guias para se obter portas lógicas ópticas, já que é mais fácil conseguir um dispositivo simétrico do que o assimétrico. A única forma é essa para aproveitar o simétrico, que é mais fácil de construir e mais barato. O acoplador assimétrico possui uma diferença de um braço em relação ao outro e se torna bem mais fácil a obtenção de portas lógicas através de chaveamento On-Off.

Quando analisamos os circuitos ópticos com seus dispositivos temos que saber de que é feito o dispositivo, se em fibra convencional (tradicional) ou de cristal fotônico. Também devemos saber qual o tipo de modulação é usado, PAM (Modulação por Amplitude do Pulso), PWM (Modulação por Largura do Pulso), PPM (Modulação por Posição do Pulso), ou chaveamento On-Of. Os interferômetros são formados de acopladores e assim temos que saber se os acopladores são simétricos ou assimétricos como também se o acoplador é duplo ou triplo.

Neste trabalho de Tese foi feita uma evolução do estudo físico com fibras de cristal fotônico, ao invés de fibra óptica clássica (LIMA *et al.*, 2005) utilizando uma configuração de um interferômetro de Mach-Zehnder. O estudo foi preparatório para obtenção de portas lógicas. Portas lógicas baseadas em fibra têm a não linearidade instantânea que é melhor do que quando se usa a não linearidade relaxada. Os efeitos não-lineares de alta ordem, dispersões de segunda e terceira ordens, espalhamento Raman intrapulso e “self-steppening”, foram levados em consideração para fazer a análise física do interferômetro de Mach-Zehnder constituído de fibras de cristal fotônico. Enquanto na ref. (LIMA *et al.*, 2005) foram utilizados somente os efeitos não-lineares GVD (Dispersão de Velocidade de Grupo) e a SPM (Auto Modulação de Fase) para análise física do dispositivo constituído de fibra convencional (tradicional).

REFERÊNCIAS

- ACTON, F. S. **Numerical methods that work**. Washington: Mathematical Association of America, Chapter 5, 1990.
- AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics**. 1st. ed. San Diego, U.S.A: Elsevier Academic Press, 1989.
- AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics**. 2nd. ed. San Diego, U.S.A: Elsevier Academic Press, 1995.
- AGRAWAL, G. P. **Applications of nonlinear fiber optics**. 1st. ed, New York: Elsevier Academic Press, 2001.
- AGRAWAL, G. P. **Applications of nonlinear fiber optics**. 4th. ed, New York: Elsevier Science, 2007.
- AGRAWAL, G. P. **Fiber-optics communication systems**. 1st. ed, New York: John Willey and Sons, 2011.
- ALMEIDA, J. S. *et al.* Logic gates based in asymmetric couplers: numerical analysis. **Fiber and Integrated Optics**, v. 26, n. 4, p. 217-228, 2007.
- ANASTASIA, B; SERGEI, T. K. Adiabatic soliton laser. **Physical Review Letters**, v. 114, n. 11, p. 113901, 2015.
- AN, G. *et al.* Glucose sensor realized with photonic crystal fiber-based Sagnac interferometer. **Optics Communications**, v. 405, p. 143-146, 2017.
- ARAÚJO, A. *et al.* Two all-optical logic gates in a single photonic interferometer. **Optics Communications**, v. 355, p. 485-491, 2015.
- ARMAS, R. I. *et al.* Experimental study of the polarization asymmetrical NOLM with adjustable switch power. **Optics Communications**, v. 350, p. 165-169, 2015.
- BARBIERI, J. **A hora e a vez da fibra de cristal fotônico**. Jornal da Unicamp, n. 463, 2010.
- BASTOS, A. M. **Estudo de acopladores de fibra óptica tradicional e de cristal fotônico e aplicações: geração de portas lógicas e sensor de corrente elétrica**. 2015. 139 f. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2015.
- BATISTA, G. S. **Estudo numérico do desempenho do acoplador direcional não linear duplo assimétrico de fibras de cristal fotônico para aplicação de portas lógicas**. 2014. 110 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2014.
- BENABID, F. Hollow-core photonic bandgap fiber: new light guidance for new science and technology. **Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences**, v. 364, n. 1849, p. 3439-3462, 2006.

BEZERRA FILHO, G. S. *et al.* Obtaining optical logic gates - OR, XOR, AND and logic functions using asymmetric Mach-Zehnder interferometer based on photonic crystal fiber. **Optics and Laser Technology**, v. 97, p. 370-378, 2017.

BIRKS, T. A; KNIGHT, J. C; RUSSELL, P. S. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. **Optics Letters**, v. 22, n. 13, p. 961-963, 1997.

BLOW, K. J; DORAN, N. J; NAYAR, B. K. Experimental demonstration of optical soliton switching in an all fiber nonlinear Sagnac interferometer. **Optics Letters**, v. 14, n. 14, p. 754-756, 1989.

BRODERICK, N. G. R. *et al.* Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities. **Optics Letters**, v. 24, n. 20, p. 1395-1397, 1999.

CÂMARA, J. C. **Análise de fibras ópticas baseadas em quase cristais fotônicos**. 2014. 67 f. Dissertação (Mestrado em Sistemas de Comunicação e Automação) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal Rural do Semi-Árido, Mossoró, 2014.

CHATTOPADHYAY, T; GAYEN, D. K. Reconfigurable all-optical delay flip flop using QD-SOA assisted Mach-Zehnder interferometer. **Journal of Lightwave Technology**, v. 32 n. 23, p. 3969-3975, 2014.

CHERRI, A. K. All-optical negabinary adders using Mach-Zehnder interferometer. **Optics and Laser Technology**, v. 43, n. 1, p. 194-203, 2011.

CHOI, H. Y; KIM, M. J; LEE, B. H. All-fiber Mach-Zehnder type interferometers formed in photonic crystal fiber. **Optics Express**, v. 15, n. 9, p. 5711-5720, 2007.

COELHO JR, A. G. *et al.* Realization of all-optical logic gates in a triangular triple-core photonic crystal fiber. **Journal of Lightwave Technology**, v. 31, n. 5, p. 731-739, 2013.

CORREIA, D. G. *et al.* Non-linear switching based on dual-core nonlinear optical fiber couplers with XPM and Raman intrapulse applied to femtosecond pulse propagation. **Journal of Modern Optics**, v. 63, n. 5, p. 477-483, 2016.

COSTA, M. B. C. **Análise numérica do acoplador duplo não-linear baseado em fibras de cristais fotônicos (NLDC-PCF) operando com PAM e PWM para obtenção de portas lógicas**. 2013. 105 f. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2013.

DADOENKOVA, Y. S. *et al.* Reshaping of Gaussian light pulses transmitted through one-dimensional photonic crystals with two defect layers. **Applied Optics**, v. 55, n. 14, p. 3764-3770, 2016.

DORAN, N. J; WOOD, D. Nonlinear-optical loop mirror. **Optics Letters**, v. 13, p. 56-58 1988.

DU, J. *et al.* Photonic crystal fiber based Mach-Zehnder interferometer for DPSK signal demodulation. **Optics Express**, v. 18, n. 8, p. 7917-7922, 2010.

FENG, J. *et al.* All-optical XOR logic gate using intersubband transition in III-V quantum well materials. **Optics Express**, v. 22, n. 11, p. 12861-12868, 2014.

FERRANDO, A. *et al.* Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. **Optics Letters**, v. 25, n. 11, p. 790-792, 2000.

FERREIRA, A. C. **Estudo numérico do acoplador duplo simétrico de fibras ópticas operando com PPM e PAM para obtenção de portas lógicas**. 2008. 114 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2008.

FERREIRA, A. C. **Estudo numérico da influência da relaxação da não-linearidade Kerr e aplicações com portas lógicas utilizando PAM em componentes de fibras ópticas: interferômetro de Sagnac e acoplador direcional**. 2011. 174 f. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2011.

FERREIRA, A. C. *et al.* A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK. **Journal of Modern Optics**, v. 56, n. 8, p. 1004-1013, 2009.

FERREIRA, A. C. *et al.* Analysis of the nonlinear optical switching in a Sagnac interferometer with non-instantaneous Kerr effect. **Optics Communications**, v. 285, n. 6, p. 1408-1417, 2012.

FERREIRA, A. C. *et al.* PAM-ASK optical logic gates in an optical fiber Sagnac interferometer. **Optics and Laser Technology**, v. 77, p. 116-125, 2016.

FOLKENBERG, J. R. *et al.* Experimental investigation of cutoff phenomena in nonlinear photonic crystal fibers. **Optics Letters**, v. 28, n. 20, p. 1882-1884, 2003.

FORK, R. L. *et al.* Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation. **Optics Letters**, v. 12, n. 7, p. 483-485, 1987.

FOWLES, G. R. **Introduction to modern optics**. 2nd. ed, New York: Dover Publications, 1989.

FRAGA, W. B. *et al.* All optical logic gates based in an asymmetric nonlinear directional coupler. **Optics Communications**, v. 262, n. 1, p. 32-37, 2006.

GAN, R. T; GUO, Z. N; LIN, J. B. Spectral matching technology for light-emitting diode-based jaundice photodynamic therapy device. **Journal of Modern Optics**, v. 62, n. 3, p. 212-217, 2015.

GARCÍA, Y. R; CORRES, J. M; GOICOECHEA, J. Vibration detection using optical fiber sensors. **Journal of Sensors**, v. 2010, p. 936487-936499, 2010.

GAUDEN, D. *et al.* Variable optical attenuator based on thermally tuned Mach–Zehnder interferometer within a twin core fiber. **Optics Communications**, v. 231, n. 1, p. 213-216, 2004.

GEAR, C. W. **Numerical initial value problems in ordinary differential equations**. 1st. ed, New Jersey: Prentice-Hall, 1971.

GHOSH, B; MUKHOPADHYAY, S. A method of developing wavelength encoded all-optical S–R flip-flop by the uses of semiconductor optical amplifier based Mach–Zehnder

interferometer and phase conjugation system. **Optik - International Journal for Light and Electron Optics**, v. 123, n. 24, p. 2281-2284, 2012.

GOGOI, N; SAHU, P. P. All-optical compact surface plasmonic two-mode interference device for optical logic gate operation. **Applied Optics**, v. 54, n. 5, p. 1051-1057, 2015.

GOUDARZI, K. *et al.* All-optical XOR and OR logic gates based on line and point defects in 2-D photonic crystal. **Optics and Laser Technology**, v. 78, p. 139-142, 2016.

GUO, X. Z. *et al.* All-optical logical gates based on photoinduced molecules reorientation in amorphous polymer films. **Journal of Nonlinear Optical Physics & Materials**, v. 25, n. 01 p. 1650004, 2016.

HAO, S. *et al.* An in-line quasi-Sagnac interferometer based comb filter used for tunable multi-wavelength fiber laser. **Optics and Laser Technology**, v. 72, p. 65-69, 2015.

HARRIS, J. *et al.* In-fiber Mach–Zehnder interferometric refractive index sensors with guided and leaky modes. **Sensors and Actuators B**, v. 206, p. 246-251, 2015.

HASEGAWA, A; TAPPERT, F. Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion. **Applied Physics Letters**, v. 23, p. 142, 1973.

HELM, J. L; CORNISH, S. L; GARDINER, S. A. Sagnac interferometry using bright matter-wave solitons. **Physical Review Letters**, v. 114, n. 13, p. 134101, 2015.

HERRMANN, J. *et al.* Experimental evidence for supercontinuum generation by fission of higher-order solitons in photonic fibers. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 17, p. 173901, 2002.

HETAR, A. M. A. *et al.* MMI–MZI polymer thermo-optic switch with a high refractive index contrast. **Journal of Lightwave Technology**, v. 29, n. 2, p. 171-178, 2011.

JOANNOPOULOS, J. D; MEADE, R. D; WINN, J. N. **Photonic crystals: molding the flow of light**. 1st. ed, Princeton: Princeton University Press, 1995.

JIN, W. *et al.* Photonic crystal fibers, devices, and applications. **Frontiers of Optoelectronics**, v. 6, n. 1, p. 3-24, 2013.

JU, J; JIN, W; DEMOKAN, M. S. Properties of a highly birefringent photonic crystal fiber. **IEEE Photonics Technology Letters**, v. 15, n. 10, p. 1375-1377, 2003.

KAPRON, F. P; KECK, D. B. R; MAURER, D. Radiation losses in glass optical waveguides. **Applied Physics Letters**, v. 17, p. 423, 1970.

KHAN, M. K. **Numerical modeling of wave propagation in nonlinear photonic crystal fiber**. 2008. 89 f. Dissertation (Electrical Engineering and Computer Science) – College of Engineering & Computer Science, University of Central Florida, Orlando, 2008.

KHAN, K. R. *et al.* Soliton switching and multi-frequency generation in a nonlinear photonic crystal fiber coupler. **Optics Express**, v. 16, n. 13, p. 9417-9428, 2008.

KIMA, J. A. *et al.* Fiber optic lateral coupling force sensor for biomedical applications. **Procedia Engineering**, v.168, p.1227-1230, 2016.

KIM, B. *et al.* Twin core photonic crystal fiber for in-line Mach-Zehnder interferometric sensing applications. **Optics Express**, v. 17, n. 18, p. 15502-15507, 2009.

KIM, J.Y. *et al.* All-optical multiple logic gates with XOR, NOR, OR, and NAND functions using parallel SOA-MZI structures: theory and experiment. **Journal of Lightwave Technology**, v. 24, n. 9, p. 3392-3399, 2006.

KNIGHT, J. C. Photonic crystal fibers. **Nature**, v. 424, p. 847-851, 2003.

KUHLMEY, B. T; MCPHEDRAN, R. C; MARTIJN, S. C. Modal cutoff in microstructured optical fibers. **Optics Letters**, v. 27, n. 19, p. 1684-1686, 2002.

KUMAR, A; KUMAR, S; RAGHUWANSHI, S. K. Implementation of XOR/XNOR and AND logic gates by using Mach-Zehnder interferometers. **Optik-International Journal for Light and Electron Optics**, v. 125, n. 19, p. 5764-5767, 2014.

KUMAR, A; SARMA, A. K. Femtosecond soliton switching in a three-core coupler. **Japanese Journal of Applied Physics**, v. 44, n. 12, p. 8498, 2005.

KUMAR, A; VARSHNEY, R. K; SINHA, R. K. Scalar modes and coupling characteristics of eight-port waveguide couplers. **Journal of Lightwave Technology**, v.7, n.2, p.293-296, 1989.

LAMBERT, J. **Computational methods in ordinary differential equations**. 1st. ed, New York: Wiley, 1973.

LAPIDUS, L; SEINFELD, J. **Numerical solution of ordinary differential equations**. New York: Academic Press, 1971.

LEE, B. *et al.* Principles and status of actively researched optical fiber sensors. Chapter 26. *In: PAL, B. P. Guided Wave Optical Components and Devices: basics, technology and applications*. San Diego: Elsevier Academic Press, 2010.

LEE, S. G. *et al.* Experimental demonstration of slow self-collimated beams through a coupled zigzag-box resonator in a two-dimensional photonic crystal. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 30, n. 6, p. 1743-1746, 2013.

LIMA, J. L. S. *et al.* Crosstalk and contrast ratio studies of a four stage Mach-Zehnder optical fiber demultiplexer. **Optical Fiber Technology**, v. 11, n. 2, p. 167-179, 2005.

LIMA, J. L. S; SOMBRA, A. S. B. Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber. **Optics Communications**, v. 163, n. 4, p. 292-300, 1999.

LIMA JR, A. W. *et al.* All-optical nonlinear switching cell made of photonic crystal. **Journal of the Optical Society of America A**, v. 26, n. 7, p. 1661-1667, 2009.

LI, L. *et al.* All-fiber Mach-Zehnder interferometers for sensing applications. **Optics Express**, v. 20, n. 10, p. 11109-11120, 2012.

LI, Q. *et al.* All-optical logical gates based on pump-induced resonant nonlinearity in an erbium-doped fiber coupler. **Applied Optics**, v. 53, n. 34, p. 8036-8042, 2014.

LIMPERT, J. *et al.* High-power air-clad large-mode-area photonic crystal fiber laser. **Optics Express**, v. 11, n. 7, p. 818-823, 2003.

LIRAN, N. *et al.* Nonlinear scattering in photonic crystals having dislocations with fractional topological character and multiple dislocations. **Physical Review A**, v. 91, p. 053841, 2015.

LIU, M; CHIANG, K. S. Propagation of ultrashort pulses in a nonlinear two core photonic crystal fiber. **Applied Physics B**, v. 98, n. 4, p. 815-820, 2010.

LIU, W. *et al.* Design of ultra-compact all-optical XOR, XNOR, NAND and OR gates using photonic crystal multi-mode interference waveguides. **Optics and Laser Technology**, v. 50, p. 55-64, 2013.

LOKMAN, A; AROF, H; HARUN, S.W. Dumbbell shaped inline Mach–Zehnder interferometer for glucose detection. **Measurement**, v. 59, p. 167-170, 2015.

LOPES, M. V. P. **Acopladores de cristais fotônicos e Acesso Múltiplo por Divisão de Código Óptico (OCDMA) com pulsos ultracurtos em fibras de Bragg**. 2012. 85 f. Dissertação (Mestrado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2012.

MAGALHÃES, F. T. C. B. **Estudo do interferômetro óptico de Sagnac simétrico e assimétrico sob efeitos não lineares de SPM, XPM e RAMAN**. 2016. Dissertação (Mestrado em Telecomunicações) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Instituto Federal de Ciência e Tecnologia do Ceará, Fortaleza, 2016.

MAGALHÃES, F. T. C. B. *et al.* Unbalance of the Sagnac interferometer through nonlinear asymmetry. **Journal of Electromagnetic Waves and Applications**, v. 30, n. 9, p. 1227-1239, 2016.

MARCUSE, D. **Light Transmission Optics**. New York: Van Nostrand, 1972.

MATSUDA, N. *et al.* Slow light enhanced optical nonlinearity in a silicon photonic crystal coupled-resonator optical waveguide. **Optics Express**, v. 19, n. 21, p. 19861-19874, 2011.

MELO, A. M. **Demultiplexação óptica temporal (OTDM) operando com pulsos ultracurtos (ps) em um interferômetro assimétrico de fibra óptica (TOAD)**. 2000. Dissertação (Mestrado em Engenharia Elétrica) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2000.

MENEZES, J. W. M. *et al.* 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**, v. 30, n. 3, p. 201-230, 2011.

MENEZES, J. W. M. *et al.* 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, n. 3, p. 1250037, 2012.

MENEZES, J. W. M. *et al.* Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers. **Optics Communications**, v. 276, n. 1, p. 107-115, 2007.

MENEZES, J. W. M. *et al.* Numerical analysis in triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers (TNLDC) operating logical gates. *In: Telecommunications Symposium International, 2006, Fortaleza. Anais...* Fortaleza.

MENEZES, J. W. M. *et al.* Logic gates based in two and three-modes nonlinear optical fiber couplers. **Optical and Quantum Electronics**, v. 39, n. 14, p. 1191-1206, 2007.

MENEZES, J. W. M. *et al.* All-optical half adder using all-optical XOR and gates for optical generation of 'SUM' and 'CARRY'. **Fiber and Integrated Optics**, v. 29, n. 4, p. 254 -271, 2010.

MIYA, T. *et al.* Ultimate low-loss single-mode fiber at 1.55 μm . **Electronics Letters**, v. 15, n. 4, p. 106-108, 1979.

MIYOSHI, Y. *et al.* Ultrafast all-optical logic gate using a nonlinear optical loop mirror based multi-periodic transfer function. **Optics Express**, v. 16, n. 4, p. 2570-2577, 2008.

MOLLENAUER, L. F; STOLEN, R. H; GORDON, J. P. Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers. **Physical Review Letters**, v. 45, p. 1095, 1980.

MORTENSEN, N. A. *et al.* Modal cutoff and the V parameter in photonic crystal fibers. **Optics Letters**, v. 28, n. 20, p. 1879-1888, 2003.

MORTIMORE, D. B. Wavelength-flattened fused couplers. **Electronics Letters**, v. 21, n. 17, p. 742-743, 1985.

MORTIMORE, D. B. Theory and fabrication of 4x4 single-mode fused optical fiber couplers. **Applied Optics**, v. 29, n. 3, p. 371-374, 1990.

NAEEM, K. *et al.* Simultaneous multi-parameter measurement using Sagnac loop hybrid interferometer based on a highly birefringent photonic crystal fiber with two asymmetric cores. **Optics Express**, v. 23, n. 3, p. 3589-3601, 2015.

NAHMIAS, M. A. *et al.* Normalized pulsed energy thresholding in a nonlinear optical loop mirror. **Applied Optics**, v. 54, n. 11, p. 3218-3224, 2015.

NAKATSUKA, H; GRISCHKOWSKY, D; BALANT, A. C. Nonlinear picosecond pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion. **Physical Review Letters**, v. 47, p. 910-913, 1981.

NALIN, M; MANZANI, D. Fibras Ópticas. **Química Viva**, UNESP, 2014. Disponível em: <http://www.crq4.org.br/qv_fibrasópticas>. Acesso em: 10 ago.2017.

NAZIR, J; VIVEK, T; JAISINGHA, T. Temperature stabilization in fiber optic gyroscopes for high altitude aircraft. **Optik**, v. 127, n. 20, p. 9701-9710, 2016.

NKP PHOTONICS, 2017. Disponível em:

<<http://www.nktphotonics.com/technology/photonic-crystal-fibers/>>. Acesso em: 28 jan.2017.

NOVITSKY, D. V. Asymmetric light transmission through a photonic crystal with relaxing Kerr nonlinearity. **EPL (Europhysics Letters)**, v. 99, n. 4, p. 44001, 2012.

OKANO, M. *et al.* Analysis of vertical coupling between a 2D photonic crystal cavity and a hydrogenated-amorphous-silicon-wire waveguide. **Photonics and Nanostructures – Fundamentals and Applications**, v. 10, n. 3, p. 287-295, 2012.

OLIVEIRA, M. V. N. **Estudo de operações lógicas através da modulação por posição de pulso no domínio da frequência (PPFDM) em AOTF convencional e baseado em fibra de cristal fotônico**. 2014. 185 f. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2014.

OMENETTO, F. G. *et al.* Simultaneous generation of spectrally distinct third harmonics in a photonic crystal fiber. **Optics Letters**, v. 26, n. 15, p. 1233-1235, 2001.

OTSUKA, K. Nonlinear antiresonant ring interferometer. **Optics Letters**, v. 8, n. 9, p. 471-473, 1983.

PATON, B. **Fundamentals of Digital Electronics**. 1st. ed, Austin: Dalhousie University, National Instruments Corporation, 1998.

PEREIRA, F. M. C. **Propagação de ondas eletromagnéticas em meios anisotrópicos: dispositivos de Mach-Zehnder**. 2013. 64 f. Dissertação (Mestrado Engenharia Eletrotécnica e de Computadores) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Instituto Técnico de Lisboa, Lisboa, 2013.

PHONGSANAM, P. *et al.* All-optical logic AND and OR gates generated by dark–bright soliton conversion. **Optik**, v. 124, n. 5, p. 406-410, 2013.

POLI, F; CUCINOTTA, A; SELLERI, S. **Photonic crystal fibers: properties and applications**. 1st. ed, New York: Springer, 2007.

QILIANG, L. *et al.* Optical logic gates based on electro-optic modulation with Sagnac interferometer. **Applied Optics**, v. 53, n. 21, p. 4708-4715, 2014.

QIU, F. *et al.* Preparation of azo waveguide polyurethane and its analysis of Y-branch and Mach–Zehnder optical switches. **European Polymer Journal**, v. 49, n. 8, p. 2247-2256, 2013.

RANI, P; KALRA, Y; SINHA, R. K. Design and analysis of polarization independent all-optical logic gates in silicon-on-insulator photonic crystal. **Optics Communications**, v. 374, p. 148-155, 2016.

RAZAK, H. A. *et al.* Design and optimization of a Mach-Zehnder Interferometer (MZI) for optical modulators. *In: IEEE International Conference on Semiconductor Electronics -ICSE*, 2014, Yokohama. **Anais...Yokohama**.

ROCHA, H. H. B. *et al.* Soliton-like pulse dynamics in add-drop optical filters based on nonlinear fiber grating couplers. **Optical and Quantum Electronics**, v. 41, n. 6, p. 441-452, 2009.

RORIZ, P. *et al.* From conventional sensors to fiber optic sensors for strain and force measurements in biomechanics applications: A review. **Journal of Biomechanics**, v. 47, n. 6, p. 1251-1261, 2014.

RUNGE, A. F. *et al.* All-normal dispersion fiber lasers mode-locked with a nonlinear amplifying loop mirror. **Optical Fiber Technology**, v. 20, n. 6, p. 657-665, 2014.

RUSSELL, P. Photonic crystal fibers. **Science**, v. 299, n. 5605, p. 358-362, 2003.

RUSSELL, P. S. J; DETTMER, R. A neat idea [photonic crystal fiber]. **IEE Review**, v. 47, n. 5, p. 19-23, 2001.

SAITOH, K. *et al.* Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: Application to ultra-flattened dispersion. **Optics Express**, v. 11, n. 8, p. 843-852, 2003.

SALES, J. C. *et al.* Mach-Zehnder nonlinear interferometer in photonic crystal fibers with nonlinearity profiles. **Journal of Nonlinear Optical Physics and Materials**, v. 24, n. 3, p. 1550036, 2015.

SALES, J. C. *et al.* All-optical XOR and OR by Mach-Zehnder Interferometer engineered photonic crystal fibers. **Optics and Laser Technology**, v. 94, p. 128-137, 2017.

SALES, J. C. *et al.* High quality of logic gates from the return arm of a Sagnac fiber interferometer. **Journal of Electromagnetic Waves and Applications**, v. 30, n. 18, p. 2459-2483, 2016.

SAKAMOTO, J. M. S. **Sensor em fibra óptica aplicado à caracterização de atuadores piezoelétricos**. 2006. 154 f. Dissertação (Mestrado Engenharia Elétrica) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Estadual Paulista Júlio de Mesquita Filho, 2006.

SANG, X; CHIANG, P. I; YU, C. Applications of nonlinear effects in highly nonlinear photonic crystal fiber to optical communications. **Optical and Quantum Electronics**, v. 37, n. 10, p. 965-994, 2005.

SHAIK, E. H; RANGASWAMY, N. Improved design of all-optical photonic crystal logic gates using T-shaped waveguide. **Optical and Quantum Electronics**, v. 48, n. 1, p. 1-15, 2016.

SHARIFI, H; HAMIDI, S. M; NAVI, K. A new design procedure for all-optical photonic crystal logic gates and functions based on threshold logic. **Optics Communications**, v. 370, n. 1, p. 231-23, 2016.

SILVA, J. P. *et al.* Step index holey fiber design by genetic algorithm for chromatic dispersion compensation. **Microwave and Optical Technology Letters**, v. 53, n. 7, p. 1585-1588, 2011.

SINGH, K; KAUR, G. Interferometric architectures based all-optical logic design methods and their implementations. **Optics and Laser Technology**, v. 69, p. 122-132, 2015.

SINGH, P. *et al.* Design and analysis of all-optical AND, XOR and OR gates based on SOA–MZI configuration. **Optics and Laser Technology**, v. 66, p. 35-44, 2015.

SOBRINHO, C. S. *et al.* Analysis of an optical logic gate using a symmetric coupler operating with pulse position modulation (PPM). **Optics Communications**, v. 281, n. 5, p. 1056-1064, 2008.

SOBRINHO, C. S.; RIOS, C. S. N; SOMBRA, A. S. B. Integrated acousto-optical temperature sensor. **Fiber and Integrated Optics**, v. 25, p. 387-402, 2006.

SOUSA, J. R. R. *et al.* Generation of logic gates based on a photonic crystal fiber Michelson interferometer. **Optics Communications**, v. 322, p. 143-149, 2014.

STAVROS, K; STEPHEN, S. P; STEPHANOS, V. Continuous and discontinuous dark solitons in polariton condensates. **Physical Review B**, v. 9, p. 134503, 2015.

STEFANI, F. *et al.* Tackling the limits of optical fiber links. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 32, n. 5, p. 787-797, 2015.

STOER, J; BULIRSCH, R. **Introduction to numerical analysis**. New York: Springer-Verlag, Chapter 7, 1980.

TCHAHAME, J. C. *et al.* Surface Brillouin scattering in photonic crystal fibers. **Optics Letters**, v. 41, n. 14, p. 3269-3272, 2016.

UDALCOVS, A. *et al.* Power efficiency of WDM networks using various modulation formats with spectral efficiency limited by linear crosstalk. **Optics Communications**, v. 318, p. 31-36, 2014.

UTHAYAKUMAR, T; RAJA, R. V. J; PORSEZIAN, K. Realization of all-optical logic gates through three core photonic crystal fiber. **Optics Communications**, v. 296, p. 124-131, 2013.

VARSHNEY, S. K. *et al.* Coupling characteristics of multicore photonic crystal fiber-based 1x4 power splitters. **Journal of Lightwave Technology**, v. 27, n. 12, p. 2062-2068, 2009.

VIJAYALEKSHMI, S. *et al.* Hidden possibilities in soliton switching through tunneling in erbium doped birefringence fiber with higher order effects. **Journal of Modern Optics**, v. 62, n. 4, p. 278-287, 2015.

VYUNISHEV, A. M. *et al.* Čerenkov nonlinear diffraction of femtosecond pulses. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 30, n. 7, p. 2014-2021, 2013.

WANG, J. N; TANG, J. L. Photonic crystal fiber Mach-Zehnder interferometer for refractive index sensing. **Sensors**, v. 12, n. 3, p. 2983-2995, 2012.

WANG, Z. *et al.* Analysis of optical sensing behavior of a novel optical bean-shaped resonator biosensor integrated with MZI configuration. **Journal of Modern Optics**, v. 61, n. 13, p. 1103-1108, 2014.

WU, Y. D; SHIH, T. T; CHEN, M. H. New all optical logic gates based on the local nonlinear Mach-Zehnder interferometer. **Optics Express**, v. 16, n. 1, p. 248-257, 2008.

XIAO, L; WU, J. Porous silicon based all-optical modulator using asymmetrical Mach–Zehnder interferometer configuration. **Optics Communications**, v. 338, p. 246-252, 2015.

YAGHOUBI, E. *et al.* All optical OR/AND/XOR gates based on nonlinear directional coupler. **Journal Optics**, v. 43, n. 2, p. 146-153, 2014.

YONGLIN, H. *et al.* High extinction ratio Mach–Zehnder interferometer filter and implementation of single-channel optical switch. **Optics Communications**, v. 222, n. 1, p. 191-195, 2003.

ZHANG, W. *et al.* All-fiber tunable Mach-Zehnder interferometer based on an acousto-optic tunable filter cascaded with a tapered fiber. **Optics Communications**, v. 292, p. 46-48, 2013.

ZHAO, L. *et al.* A high-quality Mach-Zehnder interferometer fiber sensor by femtosecond laser one-step processing. **Sensors**, v. 11, n. 1, p. 54-61, 2011.

ZHENG, J. *et al.* Temperature and index insensitive strain sensor based on a photonic crystal fiber in line Mach–Zehnder interferometer. **Optics Communications**, v. 297, p. 7-11, 2013.

ZHOU, J. *et al.* Simultaneous measurement of strain and temperature by employing fiber Mach-Zehnder interferometer. **Optics Express**, v. 22, n. 2, p. 1680-1686, 2014.

ZORIOS, K. E. *et al.* Theoretical analysis and performance investigation of ultrafast all-optical Boolean XOR gate with semiconductor optical amplifier-assisted Sagnac interferometer. **Optics Communications**, v. 258, n. 2, p. 114-134, 2006.

ZOWEIL, H. Numerical simulation of a novel all-optical flip-flop based on a chirped nonlinear distributed feedback semiconductor laser structure using GPGPU computing. **Journal of Modern Optics**, v. 62, n. 9, p. 738-744, 2015.

ZRELLI, A; EZZEDDINE, T. Measurement of temperature, humidity and strain variation using Bragg sensor. **International Journal of Physical and Mathematical Sciences**, v. 11, n. 4, p. 167-170, 2017.

PERSPECTIVAS FUTURAS

- Estudar as possibilidades dos efeitos não-lineares de alta ordem em interferômetros de Mach-Zehnder e de Sagnac para a geração de supercontinuum;
- Simulação de outros tipos de interferômetros com acopladores microestruturados e possibilidades de comparação com dados experimentais;
- Estudar o impacto da relaxação da não-linearidade sobre o interferômetro de Sagnac, com perfis de dispersão decrescente (DDF) e modulação PPM (Modulação por Posição do Pulso) para obter portas lógicas;
- Simulação do interferômetro de Mach-Zehnder em de fibra de cristal fotônico com uma grade de Bragg em um de seus braços para obtenção de portas lógicas;
- Utilizar Modulação por Posição de Pulso (PPM) e Modulação por Largura de Pulso (PWM) na configuração do interferômetro de Mach-Zehnder de fibras de cristal fotônico para obtenção de portas lógicas;
- Analisar experimentalmente os interferômetros de Sagnac e de Mach-Zehnder com fibra óptica convencional e de fibra de cristal fotônico como sensor óptico de temperatura e vibração;

ANEXOS

**ANEXO A – ARTIGOS PUBLICADOS EM REVISTAS INTERNACIONAIS
DECORRENTES DA TESE**

[SALES, J. C.](#) ; FILHO, A. F. G. F.; FERREIRA, A. C.; SOUSA, J. R. R.; SOBRINHO, C. S.; MENEZES, J. W. M.; GUIMARÃES, G. F.; SOMBRA, A. S. B.; “All-optical XOR and OR by Mach-Zehnder Interferometer engineered photonic crystal fibers”, OPTICS AND LASER TECHNOLOGY, v. 94, p. 128-137, 2017.

[SALES, J. C.](#) ; PESSOA, T. M.; FERREIRA, A. C.; CORREIA, D. G.; SOBRINHO, C. S.; ALMEIDA, J. S.; MENEZES, J. W. M.; GUIMARÃES, G. F.; SOMBRA, A. S. B.; “High quality of logic gates from the return arm of a Sagnac fiber interferometer”, JOURNAL OF ELECTROMAGNETIC WAVES AND APPLICATIONS, v. 30, p. 2459-2483, 2016.

[SALES, J. C.](#) ; FILHO, A. F. G. F.; FERREIRA, A. C.; SOUSA, J. R. R.; AVILA, K. M. V.; CAVALCANTE, D. N. S.; MAGALHÃES, F. T. C. B.; SOBRINHO, C. S.; PINTO, P. V. F.; GUIMARÃES, G. F.; MENEZES, J. W. M.; COSTA, D. B.; SOMBRA, A. S. B.; “Mach-Zehnder nonlinear interferometer in photonic crystal fibers with nonlinearity profiles”, JOURNAL OF NONLINEAR OPTICAL PHYSICS AND MATERIALS, v. 24, p. 1550036, 2015.

ANEXO B – MÉTODOS NUMÉRICOS PARA A SOLUÇÃO DA EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER

B.1 Método Split Step Fourier

Soluções numéricas de propagação de pulsos em meios dispersivos e não-lineares podem ser obtidas através do método split-step, onde parte do cálculo é efetuado com auxílio da Transformada Rápida de Fourier FFT (AGRAWAL, 1989). Os efeitos dispersivos são calculados no domínio das frequências, por outro lado os efeitos não-lineares no domínio temporal. Para obter o cálculo numérico exato, devemos multiplicar os resultados obtidos nos dois domínios. A Equação 1 de propagação de um campo $A(z,T)$ em um meio dispersivo e não linear é (MCCORMICK; SALVADORI, 1971):

$$\frac{\partial A(z,T)}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A(z,T), \quad (1)$$

onde \hat{D} e \hat{N} são operadores responsáveis pelos os efeitos de dispersão e não-linearidade, respectivamente. No caso dos pulsos ópticos que se propagam submetidos aos efeitos de perda, dispersão de segunda ordem e auto-modulação de fase, para este caso a Equação 1 é chamada de equação não-linear de Schrödinger, onde os operadores \hat{D} (Equação 2) e \hat{N} (Equação 3) são:

$$\hat{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2} \quad (2)$$

$$\hat{N} = i\gamma |A(z,T)|^2, \quad (3)$$

Em geral os efeitos dispersivos e não-lineares atuam simultaneamente ao longo da fibra. O método Split-Step obtém uma solução aproximada, admitindo que durante a propagação de $A(z,T)$ para $A(z+h,T)$, onde h é o passo, os operadores atuam um de cada vez. Assim essa propagação ocorre em duas etapas, na primeira analisamos somente os efeitos não-lineares, e depois os efeitos dispersivos. Matematicamente, podemos dizer que (Equação 4):

$$A(z+h, T) \cong \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, T), \quad (4)$$

Os cálculos da exponencial $\exp(h\hat{D})$ são feitos no espaço recíproco de Fourier, usando a seguinte descrição (Equação 5):

$$\exp(h\hat{D})B(z, T) = \{F^{-1} \exp[h\hat{D}(i\omega)]F\}B(z, T), \quad (5)$$

onde F é a transformada rápida de Fourier (FFT), $\hat{D}(i\omega)$ é obtido a partir da Equação 2, substituindo o operador $\partial/\partial T$ por $-i\omega$, onde ω é a frequência no domínio de Fourier. O uso do FFT faz com que possamos calcular a Equação 5 rapidamente. Isso faz com que o Split-Step seja um método duas vezes mais rápido do que o método de diferenças finitas.

Para estimar a precisão do Split-Step, devemos observar que a solução exata é dada pela Equação 6:

$$A(z+h, T) = \exp[h(\hat{D} + \hat{N})]A(z, T), \quad (6)$$

Considere \hat{N} independente de z . Usando a identidade de Baker-Hausdorff e o fato de que $h(\hat{D} + \hat{N})$ comuta com $h(\hat{N} + \hat{D})$, obtemos então (Equação 7):

$$\exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N}) = \exp \left[\begin{array}{l} h(\hat{D} + \hat{N}) + \frac{h^2}{2} [\hat{D}, \hat{N}] + \\ \frac{h^3}{12} [\hat{D} - \hat{N}, [\hat{D}, \hat{N}]] + \dots \end{array} \right], \quad (7)$$

Supondo que h é muito pequeno, o que leva a $h \gg h^2$. Podemos considerar somente os termos de primeira ordem, desprezando os termos de ordem mais alta (Equação 8):

$$A(z+h, T) \cong \exp(h\hat{D})\exp(h\hat{N})A(z, T), \quad (8)$$

Esta equação é básica do Split-Step, onde primeiro atua o operador \hat{N} , e logo depois o operador \hat{D} , independente um do outro.

Pela a Equação 7 o erro é da ordem de h^2 , que é a precisão do método, onde o operador erro é (Equação 9):

$$\hat{e} = \frac{h^2}{2} [\hat{D}, \hat{N}], \quad (9)$$

No espaço recíproco de Fourier o operador diferencial $\partial / \partial T$ é substituído por $-i\omega$, como pode ser visto diretamente da definição de transformada de Fourier (Equação 10):

$$\frac{\partial B(z, T)}{\partial T} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} -i\omega B(z, \omega) \exp(-i\omega T) d\omega, \quad (10)$$

No caso da propagação de pulsos ópticos o operador de dispersão se transforma em (Equação 11):

$$\hat{D}(i\omega) = \frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 - \frac{\alpha}{2}, \quad (11)$$

Introduzindo as transformações no fator dispersivo da Equação 11 pode ser expressa na seguinte forma (Equação 12):

$$A(z+h, T) \cong \left\{ F^{-1} \exp(h\hat{D}) F \right\} \exp(h\hat{N}) A(z, T), \quad (12)$$

Onde F^{-1} é a transformada inversa de Fourier. A Equação (12) é a base para a estrutura de um algoritmo computacional, onde inicialmente se aplica a não-linearidade, depois calcula-se a transformada de Fourier, em seguida se aplica a dispersão no espaço recíproco e por último retornamos ao espaço temporal através da transformada inversa de Fourier. O resultado desse procedimento é uma propagação do pulso para um dado comprimento h . Note que utilizamos aqui somente o fator de dispersão de 2ª ordem e SPM. Basta utilizar o mesmo cálculo para mostrar como é o comportamento dos fatores de dispersão de 3ª ordem, dispersão de 4ª ordem, SS e IRS para o método Split-Step.

B.2 Método de Runge Kutta

Os métodos de Runge (Carl D. T. Runge) e Kutta (Martin W. Kutta) (PACITTI; ATKINSON, 1986) são dos mais antigos já utilizados para solucionar equações diferenciais. Todas as fórmulas do método são destinadas à resolução de (Equação 13):

$$y' = f(x, y) \quad (13)$$

ou seja, procuram exprimir y_{i+1} em termos de y_i .

Os métodos de Runge-Kutta admitem como forma genérica a seguinte expressão (Equação 14):

$$y_{i+1} = y_i + \sum_{j=1}^m a_j k_j, \quad (14)$$

Sendo m a ordem do método, os termos a_j constantes e os k_j são produtos da amplitude do passo, h , pela função $f(x, y)$. O método de Runge-Kutta pode ser utilizado para obter soluções completas e precisas. O método de quarta ordem apresenta precisão de $(h)^5$. Este método pode ser usado para produzir soluções precisas de um conjunto de equações diferenciais de

primeira ordem. A forma da equação de Runge-Kutta de quarta ordem é dada pela expressão (Equação 15):

$$\begin{cases} K_1 = hf(x_i, y_i) \\ K_2 = hf\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_1}{2}\right) \\ K_3 = hf\left(x_i + \frac{h}{2}, y_i + \frac{K_2}{2}\right) \\ K_4 = hf(x_i + h, y_i + K_3) \end{cases}, \quad (15)$$

onde y_{i+1} é dado pela Equação 16:

$$y_{i+1} = y_i + \frac{1}{6}(K_1 + 2K_2 + 2K_3 + K_4), \quad (16)$$

Um ponto importante que devemos ressaltar quanto a este método de quarta ordem é que ele conduz as soluções bastante precisas, para um passo de amplitude relativamente grande, apesar de se tratar de um método de passo único. Para a obtenção das características de transmissão e chaveamento, utilizamos o método de Runge-Kutta de quarta ordem.

Referências

AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics**. 1st. ed. San Diego, U.S.A: Elsevier Academic Press, 1989.

MCCORMICK, J. M; SALVADORI, M. G. **Métodos numéricos em Fortran**. São Paulo: Editora Polígono, capítulo 7, 1971.

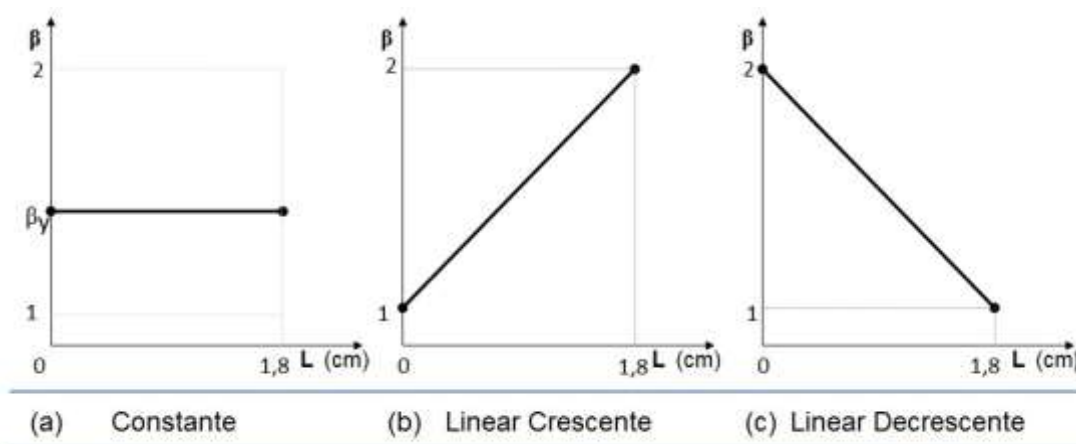
PACITTI, T; ATKINSON, C. P. **Programação e métodos computacionais**. 2ª edição. Rio de Janeiro: Editora Livros Técnicos e Científicos S. A, 1986.

ANEXO C – PERFIS DE NÃO LINEARIDADE

A assimetria do dispositivo estudado é caracterizada por perfis de não linearidade do tipo Kerr (SPM), em apenas um dos braços do interferômetro de Mach-Zenhder, enquanto que o outro permanece com uma não linearidade fixa. O canal 1 (braço do interferômetro de Mach Zenhder de fibra de cristal fotônico sem ser dopado) tem sua não linearidade constante e igual a uma unidade, enquanto o canal 2 (fibra dopada) possui uma não linearidade variando de acordo com as características dos perfis $Q(z)$.

Os perfis de não linearidade simulados são expressos em termos do parâmetro β . Os gráficos dos três perfis estudados são mostrados na figura abaixo, temos os gráficos representativos para cada perfil $Q(z)$ (BATISTA, 2014).

Figura 1. Gráficos dos perfis de não linearidades $Q(z)$ em relação ao comprimento de um dos braços do interferômetro de Mach-Zenhder ($\beta \times L$), onde L é o comprimento do braço do dispositivo.



Fonte: adaptado de Batista (2014).

ANEXO D – PORTAS LÓGICAS

Sabemos que as portas lógicas são elementos básicos, importantes e essenciais para a composição de circuitos digitais tanto eletrônicos como circuitos totalmente ópticos que executam funções booleanas. As operações essenciais são: AND (E), OR (OU), XOR (OU-Exclusivo), NAND, XNOR, NOT, NOR e as portas lógicas com múltiplas entradas. Temos também as funções lógicas A, B, ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$.

Tendo em vista que a porta lógica XOR (OU-Exclusivo) é uma das mais nobres no campo dos circuitos digitais lógicos sequenciais e combinacionais, devemos procurar sempre a obtenção da porta lógica XOR (OU-Exclusivo) e procurar obter o melhor FOMELG.

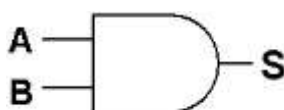
Nos interferômetros temos duas entradas e duas saídas, portanto podemos dizer que temos 16 possíveis saídas para as portas e funções lógicas. Sabemos que para as quatro possibilidades de entrada (00) (01) (10) e (11) teremos duas saídas que são 0 ou 1. O esquema permite operar em todas as dezesseis operações lógicas de duas entradas.

As portas lógicas totalmente ópticas encontradas nesta Tese nas saídas dos dispositivos estão nas Figuras 1, 2 e 3 abaixo (PATON, 1998).

D.1- Porta AND (Porta E).

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

Figura1. Símbolo gráfico para porta AND (E).



Fonte: Paton (1998).

D.2- Porta OR (Porta OU).

A porta lógica OR realiza uma operação lógica “OR” (“OU”), que é uma adição. Por isso, se A e B são suas entradas, na saída teremos o resultado de $A + B$. Ela produz uma saída “1”, se qualquer um dos sinais de entrada for igual a “1”; e produzirá um sinal de saída igual a “0” apenas se todos os sinais de entrada forem “0”.

Figura 2. Símbolo gráfico para porta OR (OU).

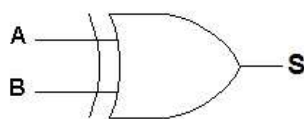


Fonte: Paton (1998).

D.3-Porta XOR (Porta OU Exclusivo).

A operação XOR é representada pelo símbolo \oplus . A porta lógica XOR (OU-Exclusivo) compara dois valores e produz saída “0” quando todos os bits de entrada são iguais, e saída “1” quando os bits de entrada são diferentes.

Figura 3. Símbolo gráfico para porta XOR (OU-Exclusivo).



Fonte: Paton (1998).

D.4- Funções Lógicas

Nesta Tese encontramos as seguintes Funções Lógicas: A, B, ZERO, UM, $A \cdot \bar{B}$ e $\bar{A} \cdot B$.

As entradas no dispositivo são: porta de entrada A (0011) e a porta de entrada B (0101).

Na função lógica "A" o que entra em “A” sai à mesma coisa, ou seja, ela segue a configuração 0011 em sua respectiva saída.

Na função lógica "B" o que entra em "B" sai à mesma coisa, ou seja, ela segue a configuração 0101.

Na função lógica ZERO o que você colocar dar zero no final, ou seja, não sai bit ela funciona como um bloqueador. A sua configuração é 0000.

A função lógica $\bar{A} \cdot B$ inverte o A, ou seja, trabalha como um inversor. A sua configuração é 0100 na saída do dispositivo.

A função lógica $A \cdot \bar{B}$ inverte o B, ou seja, também trabalha como um inversor onde ela segue a configuração 0010 na saída do dispositivo.

Na função lógica UM (ONE) o que colocar dar UM (ONE), onde no final sai todos os bits. Ela funciona como um desbloqueador. A função lógica UM (ONE) não pode ser gerada quando trabalhamos com chaveamento On-Off. Somente adotando algum tipo de modulação (PAM, PPM e PWM) podemos gerar a função lógica ONE, que segue a configuração 1111 em sua saída. As funções lógicas ZERO e UM são muito importantes para comandos elétricos, ativação de chaves seletoras, relés em ambientes insalubres como ambientes de radiatividade. Utiliza-se também em comandos (atuadores) hidráulicos e pneumáticos etc.

ANEXO E - PAM-ASK.

Sales *et.al* (2016) utilizaram recentemente modulação PAM-ASK para produzir portas lógicas AND, XOR e OR totalmente ópticas em um interferômetro de Sagnac constituído de fibra óptica tradicional.

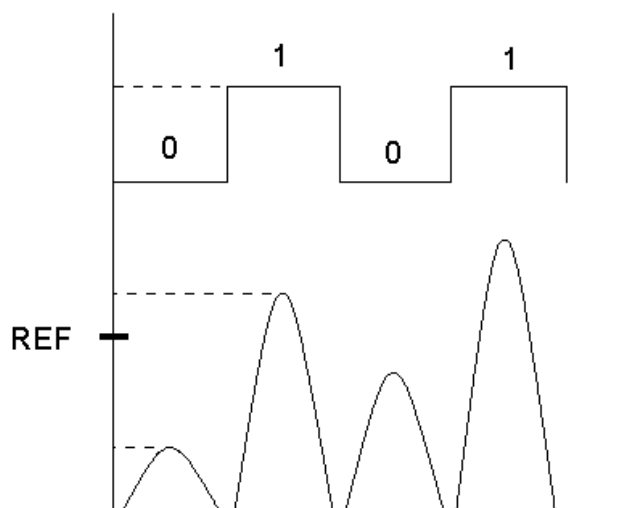
Um dispositivo que utiliza a técnica de modulação PAM-ASK, pode ser implementado em configurações em cascata com acopladores não-lineares e outros tipos de dispositivo, dessa forma favorecendo novas possibilidades; ele pode, também, ser usado para a formação de outros blocos lógicos tais como meio-somadores (GOTO; KONISHI; ITOH, 2009), unidades lógicas aritméticas, somadores (CHERRI, 2011), chaves lógicas, portas lógicas. A modulação PAM-ASK pode ser usada junto com a modulação PPM para sistemas de codificação de mais de dois símbolos para encriptação de dados e codificação digital, onde a mistura de modulações é bastante favorável para encriptação. Excelentes resultados têm sido obtidos usando esta técnica recentemente (SABÓIA *et.al.*, 2009). A concatenação deste dispositivo lógico óptico em estágios de optoeletrônica expande o horizonte de aplicações para as funções mais diversas possíveis (FERREIRA, 2011).

Essas justificativas encorpam a tomada de decisão de se realizar uma análise numérica, verificando o impacto da modulação PAM-ASK no dispositivo NOLM, visando obter portas lógicas ópticas. Admiti-se a análise do NOLM padrão realizando operações lógicas. Esta análise é feita usando-se a modulação em amplitude de pulsos (PAM) em uma perspectiva de chaveamento em amplitude de pulsos (ASK) com dois níveis de amplitude para representar os níveis lógicos 1 e 0. Esta modulação consiste do aumento ou diminuição, da amplitude do pulso de entrada $A_{jE} = P_{jE}^{1/2}$, onde $j=1$ e 2 , para as fibras 1 e 2, respectivamente, de pequenos valores quantificados por (ε), tomando como amplitude de referência $A_r = I_r^{1/2}$. Neste contexto, partindo da amplitude de referência dos pulsos ópticos, para o incremento de amplitude ($+\varepsilon$), a modulação representa o nível lógico 1 ou, simplesmente, bit 1, e para o decréscimo de amplitude ($-\varepsilon$), em relação à mesma amplitude de referência A_r , a modulação representa o nível lógico 0, ou simplesmente, bit 0. O mesmo raciocínio é aplicado para qualquer fase do processo de transmissão. Para amplitudes maiores e menores do que a amplitude de referência, o pulso propagado deve representar os bits 1 e 0, respectivamente. Nas situações onde a amplitude tem o mesmo valor da amplitude de

referência (A_r), o pulso está na região de decisão, de fronteira, sem um nível lógico definido (FERREIRA, 2011).

Essa modulação consiste no acréscimo ou decréscimo, por pequenos valores mensurados por ε , sobre a amplitude original do pulso óptico de entrada ($A_{jE} = \sqrt{P_{jE}}$), $j = 1, 2$, para as fibras 1 e 2 respectivamente. Dentro desse contexto estipulou-se uma intensidade de referência ($I_r = I_{REF} = P_{REF}$) com sua respectiva amplitude de referência ($A_r = \sqrt{P_{REF}}$), e convencionou-se, a fim de se definir os níveis lógicos 1 e 0, a partir da potência de pico dos pulsos ópticos, o seguinte: para intensidades maiores do que a intensidade de referência – bit 1 ($I > I_{REF} \rightarrow bit\ 1$), para intensidades menores do que a intensidade de referência – bit 0 ($I < I_{REF} \rightarrow bit\ 0$), para situações onde a intensidade é igual à intensidade de referência – o sinal se encontra sem modulação por amplitude ($I = I_{REF} \Rightarrow$ sem modulação PAM-ASK) (FERREIRA, 2011). A Figura 1 expõe uma pequena ilustração deste modelo de modulação digital.

Figura 1: Delimitação do modelo de modulação digital por amplitude dos pulsos.



Fonte: Ferreira *et.al.* (2009).

Um trabalho original foi desenvolvido utilizando a técnica de modulação PAM-ASK para a obtenção de portas lógicas ópticas (SALES, 2016). Esta técnica mostrou-se muito eficiente para tal finalidade (FERREIRA *et.al.*, 2009; COLHO *et.al.*, 2013). A modulação PAM-ASK mostrou-se como uma maneira de obter todas as portas lógicas ópticas

amplamente versáteis, flexíveis e dinâmicas, com resultados extremamente favoráveis (FERREIRA *et.al.*, 2009).

Referências

CHERRI, A. K. All-optical negabinary adders using Mach–Zehnder interferometer. **Optics & Laser Technology**, v.43, n.1, p.194-203, 2011.

COELHO JR. *et al.* Realization of all-optical logic gates in a triangular triple-core photonic crystal fiber. **Journal of Lightwave Technology**, 31, 5 731-739, 2013.

FERREIRA, A. C. **Estudo numérico da influência da relaxação da não-linearidade Kerr e aplicações com portas lógicas utilizando PAM em componentes de fibras ópticas: interferômetro de Sagnac e acoplador direcional**. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2011.

FERREIRA, A. C. *et al.* A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK. **Journal of Modern Optics**, v.56, n.8, p.1004-1013, 2009.

GOTO, H; KONISHI, T; ITOH, K. Simultaneous amplitude and phase modulation by a discrete phase-only filter. **Optics Letters**, v.34, n.5, p.641-643, 2009.

SABÓIA, K. D. A. *et al.* **Optical cryptography under PPM-PAM modulation based in short optical pulses in an acoustic-optic tunable filter (AOTF)**. *Optical and Quantum Electronics*, v.41, n.14-15, p.963-980, 2009.

SALES, J. C. *et al.* High quality of logic gates from the return arm of a Sagnac fiber interferometer. **Journal of Electromagnetic Waves and Applications**, v.30, p.2459-2483, 2016.

ANEXO F - EQUAÇÃO NÃO-LINEAR DE SCHRÖDINGER

A equação (1.5) descreve adequadamente a propagação de pulsos por fibras ópticas. A única aproximação feita até agora é que a polarizabilidade não-linear, dada pela equação (1.8), leva em conta apenas as contribuições não-lineares de terceira ordem (COSTA, 2013). Entretanto, para resolver esta equação, é conveniente fazer uma série de aproximações e simplificações. Tais procedimentos, que resultarão no desenvolvimento da chamada Equação Não-Linear de Schrödinger (ENLS), também permitirão que visualizemos, com maior facilidade, a ação dos diversos fenômenos que atuam sobre os pulsos que se propagam pelas fibras (ALFANO, 1989).

Primeiramente, considera-se que \mathbf{P}_{NL} seja uma perturbação à polarizabilidade total induzida. Isto é razoável, uma vez que os efeitos não-lineares são relativamente fracos em fibras de sílica (AGRAWAL, 1995).

Admite-se que o campo óptico é quasi-monocromático, isto é, que a largura espectral do sinal, Δf , é pequena em relação à frequência da portadora do mesmo, f_0 (AGRAWAL, 1995). Como f_0 é da ordem de 100 THz, nas regiões de interesse das fibras em telecomunicações, essa aproximação restringe as equações que estarão sendo desenvolvidas a descrever pulsos com duração mínima de 0,1 ps (10 THz) (AGRAWAL, 1995).

Tal aproximação, conhecida como aproximação do envelope lentamente variável ou aproximação paraxial, permite que os vetores de campo e de polarizabilidade induzida sejam escritos como o produto entre uma função lentamente variável no tempo e um termo que descreve as oscilações da portadora (ALFANO, 1989).

Assim, admitindo-se, ainda, que a polarização do campo óptico seja mantida ao longo da fibra, por exemplo, na direção de \hat{x} , pode-se escrever o campo elétrico e as contribuições linear e não-linear da polarizabilidade como (AGRAWAL, 1995):

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c], \quad (\text{F.1a})$$

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c], \quad (\text{F.1b})$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c. c], \quad (\text{F.1c})$$

nas quais *c.c.* representa o complexo conjugado do termo anterior.

Por fim, uma última simplificação admitida (AGRAWAL, 1995) é que a resposta não-linear do meio é instantânea, eliminando a dependência temporal de $\chi^{(3)}$. Assim, a equação (1.8) pode ser reescrita na forma:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} : \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (\text{F.2})$$

Esta simplificação despreza a contribuição das vibrações moleculares à susceptibilidade não-linear. Em geral, tanto os elétrons, como o núcleo, levarão certo tempo para responder à ação do campo óptico, sendo a resposta nuclear inerentemente mais lenta. Para fibras de sílica, o tempo de resposta vibracional, ou de resposta Raman, ocorre em uma escala de tempo de 60-70 fs (AGRAWAL, 1995).

Assim, o limite imposto anteriormente para a largura mínima de pulso deve ser reconsiderado para ~ 1 ps. Iniciando a derivação da Equação Não-Linear de Schrödinger, substitui-se (F.1b) em (1.7) e obtém-se uma expressão para a polarizabilidade linear (AGRAWAL, 1995):

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{ZZ}^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t - t')] dt', \quad (\text{F.3a})$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{\chi}_{ZZ}^{(1)}(\omega) \tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) \exp[-i(\omega - \omega_0)t] d\omega, \quad (\text{F.3b})$$

na qual $\tilde{\chi}_{ZZ}^{(1)}(\omega)$ e $\tilde{\mathbf{E}}(\mathbf{r}, \omega)$ representam, respectivamente, as transformadas de Fourier de $\chi_{ZZ}^{(1)}(\omega)$ e $\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)$.

Analogamente, substituindo (F.1c) em (1.8) e desprezando os termos que oscilam na frequência da terceira harmônica, $3f_0$, obtemos uma expressão para a componente não-linear da polarizabilidade (COSTA, 2013):

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t), \quad (\text{F.4})$$

na qual ε_{NL} é a contribuição não-linear à constante dielétrica, dada:

$$\varepsilon_{NL} = \frac{3}{4} \chi_{ZZZ}^{(3)} |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2, \quad (\text{F.5})$$

Assim, com os resultados de (F.3b) e (F.4), a equação (1.5) é reescrita sob a forma:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2} = \\ -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi_{XX}^{(1)}(t-t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') \exp[i\omega_0(t-t')] dt' \right) \\ -\mu_0 \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\varepsilon_0 \varepsilon_{NL} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)), \end{aligned} \quad (\text{F.6})$$

Em consequência da aproximação de envelope lentamente variável e do pressuposto caráter perturbativo da polarizabilidade não-linear, podemos considerar que ε_{NL} é aproximadamente constante (ALFANO, 1989), (HAUS, 1984) e escrever (F.6) no domínio da frequência, substituindo as derivadas temporais, $\frac{\partial}{\partial t}$, por $i\omega$. Fazendo isto, obtém-se a Equação de Helmholtz:

$$\nabla^2 \tilde{\mathbf{E}} + \varepsilon(\omega) k_0^2 \tilde{\mathbf{E}} = 0, \quad (\text{F.7})$$

na qual $k_0 = \omega/c$ e $\varepsilon(\omega)$ é a constante dielétrica, dependente da frequência, dada por:

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}_{XX}^{(1)} + \varepsilon_{NL}, \quad (\text{F.8})$$

Em analogia com as equações (3.6ab e 3.7) (COSTA, 2013), a dependência entre a constante dielétrica, o índice de refração total, \tilde{n} , e o coeficiente de absorção total, $\tilde{\alpha}$, é dada pelas equações (3.21) abaixo:

$$\varepsilon(\omega) = \left(\tilde{n} + \frac{i\tilde{\alpha}c}{2\omega} \right)^2, \quad (\text{F.9a})$$

$$\tilde{n} = n + n_2 |\mathbf{E}|^2, \quad (\text{F.9b})$$

$$\tilde{\alpha} = \alpha + \alpha_2 |\mathbf{E}|^2, \quad (\text{F.9c})$$

Nestas expressões, o índice de refração não-linear, n_2 , e o coeficiente de absorção não-linear, α_2 estão relacionados com o tensor de susceptibilidade de terceira ordem através de (COSTA, 2013):

$$n_2 = \frac{3}{8n} \text{Re} \left(\chi_{XXX}^{(3)} \right), \quad (\text{F.10a})$$

$$\alpha_2 = \frac{3\omega_0}{4nc} \text{Im} \left(\chi_{xxxx}^{(3)} \right), \quad (\text{F.10b})$$

A equação (F.7) pode ser resolvida pelo método de separação das variáveis, admitindo-se uma solução da forma:

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z), \quad (\text{F.11})$$

na qual β_0 é o número de onda, que será determinado posteriormente.

Assim, mediante a aproximação $\frac{\partial^2 \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z^2} \cong 0$, justificável devido à hipótese que $\tilde{A}(z, \omega)$ varia lentamente com z (AGRAWAL, 1995), (F.7) pode ser dividida no seguinte par de equações:

$$\frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 F(x, y)}{\partial y^2} + [\varepsilon(\omega) k_0^2 - \tilde{\beta}^2(\omega)] F(x, y) = 0 \quad (\text{F.12})$$

e

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) + \Delta\beta - \beta_0] \tilde{A}, \quad (\text{F.13})$$

o número de onda $\beta(\omega)$ corresponde aos autovalores que devem ser determinados.

O coeficiente α_2 é consideravelmente menor que α nas fibras de sílica. Desta forma, para resolver (F.12), pode-se utilizar o procedimento de teoria de perturbação de primeira ordem, no qual a constante dielétrica é aproximada por (COSTA, 2013):

$$\varepsilon = (n + \Delta n)^2 \cong n^2 + 2n\Delta n, \quad (\text{F.14})$$

sendo Δn uma pequena perturbação expressa através de:

$$\Delta n = n_2 |E|^2 + \frac{i\alpha}{2k_0}, \quad (\text{F.15})$$

Seguindo este procedimento, no caso de fibras monomodo, a função $F(x, y)$ pode ser aproximada por uma gaussiana:

$$F(x, y) = \exp \left[-\frac{(x^2 + y^2)}{w^2} \right], \quad (\text{F.16})$$

na qual w é um parâmetro ajustável. Os autovalores, $\tilde{\beta}(\omega)$, são dados por:

$$\tilde{\beta}(\omega) = \beta(\omega) + \Delta\beta, \quad (\text{F.17})$$

e $\Delta\beta$ é calculado a partir da relação de normalização:

$$\Delta\beta = \frac{k_0 \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Delta n |F(x,y)|^2 dx dy}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |F(x,y)|^2 dx dy}, \quad (\text{F.18})$$

Substituindo $\tilde{\beta}(\omega)$ em (F.15) e expandindo $\beta(\omega)$ em Série de Taylor em torno de $\omega = \omega_0$,

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\beta_3}{6}(\omega - \omega_0)^3, \quad (\text{F.19})$$

na qual

$$\beta_n = \left(\frac{d^n \beta}{d\omega^n} \right)_{\omega=\omega_0}, \quad (\text{F.20})$$

obtemos a seguinte expressão para a amplitude $\tilde{A}(z, \omega)$:

$$\frac{\partial \tilde{A}(z, \omega)}{\partial z} = i \left[\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \Delta\beta \right] \tilde{A}(z, \omega), \quad (\text{F.21})$$

Nesta última equação, foram considerados apenas os termos até a segunda ordem da expansão de $\beta(\omega)$. Essa aproximação é válida, desde que a consideração de pulso quase monocromático seja correta e que β_2 não seja muito próximo de zero.

Finalmente, aplicando-se a Transformada de Fourier Inversa nos dois membros de (F.21) e incluindo a participação dos efeitos de atenuação e não-lineares, através da dependência entre $\Delta\beta$ e Δn , obtém-se a Equação Não-Linear de Schrödinger (COSTA, 2013):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (\text{F.22})$$

na qual γ é o coeficiente não-linear.

F.1 Equação não-linear generalizada de Schroedinger

A equação (F.22) é conhecida como Equação Não-Linear de Schrödinger devido à sua similaridade matemática com a Equação de Schrödinger utilizada em Mecânica Quântica:

$$\frac{\partial}{\partial t} \psi(z, t) = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + V(z, t, \psi) \right) \psi(z, t), \quad (\text{F.23})$$

Adotando-se um referencial com velocidade de propagação igual a $\frac{1}{\beta_1}$ e considerando $\alpha = 0$ em (F.22), verificamos que as duas equações, mediante a permuta entre as

variáveis do tempo e do espaço, $z \leftrightarrow t$, e a identificação dos termos de dispersão e de efeitos não-lineares da ENLS, respectivamente, coincidem com os termos de energia cinética, $-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial z^2}$, potencial, $V(z, t)$, da equação da Mecânica Quântica (COSTA, 2013).

Dentro dos interesses das telecomunicações, a ENLS descreve, com boa precisão, o comportamento de pulsos quasi-monocromáticos que tenham largura temporal mínima de 1 ps, amplitude lentamente variável no tempo, polarizabilidade linear e que se propagam por fibras que mantenham a polarização do sinal. Além disso, esta equação ainda admite que a propagação se dê em comprimentos de onda nos quais o coeficiente β_2 é suficientemente grande e as não-linearidades são relativamente fracas. Estas considerações e suas consequentes restrições estão indicadas na Tabela F.1 (COSTA, 2013).

Para descrever a propagação de pulsos com características fora destes limites, é necessária a utilização de equações que sejam mais gerais que a ENLS (COSTA, 2013).

Tabela F.1. Considerações feitas para a dedução da Equação Não-Linear de Schrödinger e suas respectivas restrições de validade.

Consideração	Restrição Imposta
$P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ perturbação a $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$	$n_2 E ^2 \ll n$
Polarização do Campo Óptico Mantida	$E(\mathbf{r}, t) = \hat{y}E(\mathbf{r}, t)$
Campo Óptico Quase-Monocromático	$\Delta f \ll f_0, \Delta t > 0,1 \text{ ps}$
Envelope Lentamente Variável	$E(\mathbf{r}, t)$ é uma função lentamente variável no tempo, em relação ao período óptico.
Resposta não-linear instantânea	$\Delta t > 1 \text{ ps}$
ω é tal que $ \beta_2(\omega) \neq 0$	Expansão de $\beta(\omega)$ até os termos em $(\omega - \omega_0)$.

Nesta seção, apresentaremos, sem nos aprofundarmos nos detalhes de sua dedução matemática, a Equação Não-Linear Generalizada de Schrödinger (ENLGS). Esta equação descreve, adequadamente, o comportamento de pulsos com larguras temporais mínimas de 50 fs e relaxa algumas das considerações feitas na dedução da ENLS (COSTA, 2013).

Primeiramente, a consideração de que os pulsos se propagam em regiões nas quais $|\beta_2(\omega)| \neq 0$ é facilmente aliviada, incluindo-se na expansão de $\beta(\omega)$ o termo proporcional a β_3 :

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A, \quad (\text{F.24})$$

onde o terceiro e quarto termos de (F.24) são responsáveis pela dispersão linear dos pulsos e os parâmetros β_2 e β_3 são conhecidos como coeficientes de dispersão, respectivamente, de segunda e de terceira ordem.

Devido à sua menor magnitude, a dispersão de segunda ordem é usualmente mais relevante na região em que $\beta_2(\omega) \cong 0$ (MIYAGI; NISHIDA, 1979), conhecida como região de comprimento de onda de dispersão nula.

Entretanto, se os pulsos oscilarem de forma suficientemente rápida, a dispersão de segunda ordem pode ser significativa mesmo fora da região de comprimento de onda de dispersão nula (COSTA, 2013).

De fato, a inclusão do termo proporcional a β_3 garante, quanto aos efeitos dispersivos, a descrição adequada para pulsos ultracurtos, cuja largura é ≤ 100 fs. Esta inclusão relaxa a condição de que os pulsos sejam quasi-monocromáticos, permitindo que estes tenham largura espectral comparáveis à frequência da portadora, f_0 (COSTA, 2013).

Se necessário, os termos superiores à β_3 podem ser facilmente incluídos em (F.24). Na dedução da ENLS, admitiu-se, também, que a resposta não-linear do meio fosse instantânea, através da equação (F.17). Pode-se relaxar esta aproximação considerando-se que a susceptibilidade de terceira ordem obedece a uma relação do tipo (COSTA, 2013):

$$\chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) = \chi^{(3)} R(t - t_1) \delta(t - t_2) \delta(t - t_3), \quad (\text{F.25})$$

na qual $R(t)$ é a função de resposta não-linear. Assim, a polarizabilidade não-linear dada pela equação (F.4) é substituída por:

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \int_{-\infty}^t R(t - t_1) E^2(\mathbf{r}, t_1) dt_1, \quad (\text{F.26})$$

Substituindo (F.26) em (1.5) (COSTA, 2013) e adotando-se um procedimento de teoria de perturbação (MIYAGI; NISHIDA, 1979) semelhante ao da subseção anterior, obtém-se uma nova equação para descrever a evolução de $A(z, t)$ de forma mais geral que a ENLS.

Observa-se que, como a aproximação de envelope lentamente variável foi relaxada com a inclusão do termo de dispersão de segunda ordem, o procedimento perturbativo aplicado para obtenção desta nova equação também deve considerar esta relaxação. De fato, ao contrário do que ocorre na ENLS, a dedução desta nova equação considera que a polarizabilidade não-linear varia com o tempo e inclui a contribuição da primeira derivada de $P_{NL}(\mathbf{r}, t)$ (COSTA, 2013).

Com essas duas novas considerações, susceptibilidade eletrônica não-instantânea e polarizabilidade não-linear variável com o tempo, a ENLS é reescrita da seguinte maneira (STOLEN, 1989):

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A \\ = i\gamma \left[1 + \frac{i}{\omega_0} \right] \left[A(z, t) \int_0^\infty R(t') |A(z, t - t')|^2 dt' \right], \end{aligned} \quad (\text{F.27})$$

Resta, ainda, que seja estabelecida a dependência temporal da função de resposta não-linear com o tempo. $R(t)$ deve levar em conta tanto as contribuições eletrônicas quanto as contribuições vibracionais, chamadas de Raman. Como a resposta Raman é bem mais lenta que a eletrônica, pode-se expressar esta dependência por (STOLEN *et al.*, 1989; MAMYSHEV, CHERNIGOV, 1990):

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t), \quad (\text{F.28})$$

na qual a resposta eletrônica é considerada instantânea, f_R corresponde à fração da resposta não-linear governada pelas oscilações Raman e $h_R(t)$ é a função de resposta Raman. Esta última função está relacionada com o espectro de ganho Raman (COSTA, 2013),

$$g_R(\Delta\omega) = \frac{\omega_0}{cn_0} f_R \chi^{(3)} \text{Im}[\tilde{h}_R(\Delta\omega)], \quad (\text{F.29})$$

que é medido experimentalmente e pode ser encontrado na literatura (STOLEN, 1980).

Utilizando (F.27) e fazendo-se uma expansão em Série de Taylor, para $|A(z, t - t')|^2$ até termos de primeira ordem em t' , obtemos a Equação Não-Linear

Generalizada de Schrödinger, ENLGS (AGRAWAL, 1995; KODAMA, HASEGAWA, 1987):

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial t^3} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial}{\partial t} |A|^2 \right], \quad (\text{F.30})$$

na qual

$$T_R = \int_0^\infty t' R(t') dt', \quad (\text{F.31})$$

As considerações feitas para a dedução da ENLGS permitem que ela descreva, precisamente, o comportamento de pulsos com largura temporal mínima de aproximadamente 50 fs. Ela pode falhar para pulsos com duração inferior a 10 fs, devido à perda da validade da aproximação de envelope lentamente variável. Além disto, em comparação com a ENLS, a ENLGS também apresenta a vantagem de descrever os fenômenos de *Self-Steepening* (SS) e Intrapulse Raman Scattering (IRS). Entretanto, em parte por suas naturezas unidirecionais, tanto a ENLS como a ENLGS não descrevem o Espalhamento Inelástico Brillouin (COSTA, 2013).

Referências

ALFANO, R. R. **Supercontinuum laser source**. Heidelberg : Ed. Springer-Verlag, 1989.

AGRAWAL, G. P. **Nonlinear fiber optics**. 2nd. ed. San Diego, U.S.A: Elsevier Academic Press, 1995.

COSTA, M. B. C. **Análise numérica do acoplador duplo não-linear baseado em fibras de cristais fotônicos (NLDC-PCF) operando com PAM e PWM para obtenção de portas lógicas**. Tese (Doutorado em Engenharia de Teleinformática) – Pró-Reitoria de Pesquisa e Pós-Graduação, Universidade Federal do Ceará, Fortaleza, 2013.

HAUS, H. A. **Waves and fields in optoelectronics**. Prentice Hall, Englewood Cliffs, capítulo 10, 1984.

KODAMA, Y; HASEGAWA, A. Nonlinear pulse propagation in a monomode dielectric guide. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v.23, n.5, p.510-524, 1987.

MAMYSHEV, P. V; CHERNIGOV, S. V. Ultrashort-pulse propagation in optical fibers. **Optics Letters**, v.15, n.19, p.1076- 1078, 1990.

MIYAGI, M; NISHIDA, S. Pulse spreading in a single-mode fiber due to third-order dispersion. **Applied Optics**, v.18, n.5, p.678-682, 1979.

STOLEN, R. H. Nonlinearity in fiber transmission. **Proceedings of the IEEE**, v.68, p.1232, 1980.

STOLEN, R. H. *et al.* Raman response function of silica-core fibers. **Journal of the Optical Society of America B**, v.6, n.6, p.1159-1166, 1989.