



UNIVERSIDADE FEDERAL DO CEARÁ

CENTRO DE TECNOLOGIA

DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA DE TELEINFORMÁTICA

**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.**

ALISSON DA CONCEIÇÃO FERREIRA

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra

Fortaleza – Ceará

Novembro – 2011

ALISSON DA CONCEIÇÃO FERREIRA

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

Orientador: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.

FORTALEZA
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação
Universidade Federal do Ceará
Biblioteca de Ciências e Tecnologia

-
- F439e Ferreira, Alisson da Conceição.
 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 / Alisson da Conceição Ferreira. – 2011.
 174 f. : il. color., enc. ; 30 cm.
- Tese (doutorado) – Universidade Federal do Ceará, Centro de Tecnologia, Departamento de Engenharia de Teleinformática, Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática, Fortaleza, 2011.
 Área de Concentração: Eletromagnetismo aplicado.
 Orientação: Prof. Dr. Antônio Sergio Bezerra Sombra.
1. Teleinformática. 2. Solitons. 3. Fibras ópticas. 4. Kerr, Efeito de. 5. Modulação de pulso (Eletrônica). 6. Teorias não-lineares. I. Título.

ALISSON DA CONCEIÇÃO FERREIRA

ESTUDO NUMÉRICO DA INFLUÊNCIA DA RELAXAÇÃO DA NÃO-LINEARIDADE DE KERR E APLICAÇÕES COM PORTAS LÓGICAS UTILIZANDO PAM EM COMPONENTES DE FIBRAS ÓPTICAS: INTERFERÔMETRO DE SAGNAC E ACOPLADOR DIRECIONAL

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

Aprovada em 29/11/2011.


BANCA EXAMINADORA

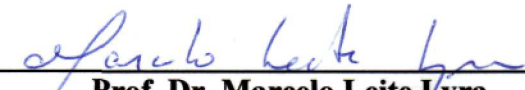
Prof. Dr. Antônio Sérgio Bezerra Sombra (Orientador)
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. João César Moura Mota
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. José Cláudio do Nascimento
Universidade Federal do Ceará - UFC



Prof. Dr. Marcelo Leite Lyra
Universidade Federal de Alagoas - UFAL



Prof. Dr. Claudio Lenz César
Universidade Federal do Rio de Janeiro - UFRJ

Dedico este trabalho ao Deus Todo-Poderoso, Eterno, Invisível e Imortal e à Bem-Aventurada Virgem Maria. Dedico também, aos meus pais Valdeci Ferreira (in memoriam) e Irenilda Ferreira, e aos meus irmãos Valdélío e Valdelice.

AGRADECIMENTOS

Agradeço inicialmente a Deus a Quem tudo devo nesta vida e a Quem confio a minha existência futura, o Princípio e Fim de todas as coisas, Sua Misericórdia Infinita está a nos socorrer constantemente, por mais este presente, tendo me ofertado a oportunidade que, infelizmente, a imensa maioria do povo brasileiro dificilmente terá acesso.

Ao meu querido Pai Valdeci Ferreira (in memoriam) e minha querida Mãe Irenilda Ferreira, por tudo o que sou, e pelo apoio que sempre me deram, nos momentos de alegria e de dificuldade, pelo referencial e modelo que sempre foram para mim.

Aos meus irmãos Valdélcio e Valdelice por estarem sempre comigo.

Um forte agradecimento e estimada consideração ao professor e meu orientador Antônio Sergio Bezerra Sombra, por ter me acolhido como seu aluno, desde a iniciação científica, tendo acreditado no meu potencial, pelo estímulo constante e empolgação, seu acompanhamento durante as fases de desenvolvimento desta tese, com seus inúmeros esclarecimentos e sugestões, como também pela amizade, compreensão e paciência.

Aos professores Dr. Marcelo Leite Lyra, Dr. Claudio Lenz Cesar, Dr. João Cesar Moura Mota, Dr. José Cláudio do Nascimento, Dr. José Wally Mendonça Menezes, Dr. George André Pereira Thé, pelas relevantes observações e contribuições no trabalho final.

Aos professores Dr. João César Moura Mota, Dr. Charles Casimiro Cavalcante, agradecendo respectivamente ao Departamento de Engenharia de Teleinformática da UFC e ao Programa de Pós-Graduação em Engenharia de Teleinformática da UFC, pela oportunidade que me foi dada, tendo sido acolhido como aluno deste egrégio departamento.

Ao amigo e companheiro Cícero Saraiva pelas intensas discussões e esclarecimentos, amadurecimento das idéias, profícua parceria, colaboração e interação durante todo o processo da pesquisa, nesta tese, sobretudo pela paciência e amizade para comigo, como também pelo seu testemunho de ética.

Ao professor Cleuton Freire, pelos valorosos conselhos, pelo amor e dedicação à docência, pelo forte estímulo a seguir em frente na pesquisa, pela amizade e confiança.

Aos professores José Carlos Parente, Carlos Alberto, José Evangelista Moreira, Cleuton Freire, Manoel Azevedo, Alejandro Ayala, Fátima Sombra, Carmensita Matos Braga, Audísio, Ismael, Marcos A. Lima, Suzete Suzana R. Pitombeira, Sérgio Antenor, Inês Mamede, Giovanni Cordeiro, Élvio César, Nildo Loiola, Charles Casimiro, e os demais professores que me lecionaram, da graduação e pós-graduação da UFC, por todos os ensinamentos.

Aos meus amigos e companheiros Pe. Luiz Alberto Peixoto, Gustavo José Mendes Pinto, Edson Roberto, José Wally Mendonça, Davi Moraes Ferreira, Márcio Porfírio, Guilherme Aragão, Guido Aragão, Raphael Moura Ferreira, Ir. Jackson Câmara N.J., Ir. Paulo Airton Maia S.J., Washington, Lucas Amaral, Fernando Oliveira, Herbert de Oliveira, pelo apoio e amizade, em muitos momentos.

Aos amigos Pe. Marcos Chagas, Pe. Almeida Neto, Pe. Leonardo Wagner, Pe. Antonio Lucas F.N., Pe. Sergio Jacinto Cometti F.N., Pe. Hindenburg A. Santana S.J. (in memorian), Pe. Carlos N.J., (in memorian), Pe. Fabrício N.J., Pe. Lauro N.J., pela oração, intercessão e amizade.

Aos amigos Jäder Montenegro, José Silva Almeida, Neuton Júnior, Hélio Henrique Barbosa, Chico Zenner, Andrey Chaves, Glendo Freitas, Ângelo Alves, Natalya Sampaio, Natália Said, Manoel H. B. Júnior, David Landim, Patrícia Gadelha, Jorge Pinheiro, Saulo Maia Dantas, Jaqueline Batista, Sabrina de Jesus, Rodolfo Frota, F. Brasil, Daniele Monteiro, Edson Dias, Alessandro Melo, Petrus, Esdras Filho, Maria Denise, Dona Nenzinha pela amizade e admiração.

A toda a galera do grupo Qadosh do Projeto Juventude, pela amizade, companheirismo, cumplicidade e intercessão.

Ao meu primo Paulo Anaximandro, pela amizade e estímulo sempre.

Sinceros agradecimentos aos companheiros do nosso grupo de pesquisa Cícero, Wally, Hélio Henrique, Wilton, José Silva, Antônio Filho, Apiano Ferreira, Amarílio, Guilherme, Jeferson, Agliberto, Almir, José Luiz, Glendo, Juscelino, José Rubens, Tiago, David Sabóia, Pierre, Aíla, Nivaldo, Paulo Maria, José Carlos, Roberval, Ricardo Moretz, Rodrigo, Fabíola, Manoel Henrique, Daniel Barros, Marcus Lopes, Cíntia.

Aos companheiros de graduação, de uma forma especial, ao Neuton Júnior, Juarez, Jackson Câmara, Viana Filho, Jorge André, Thiago Melo, Heitor Alves, Rogelma, Antônio Neves, Pablo Abreu, Chico Zenner, Fábio Eduardo Ferreira, Dioclécio, Marcelo Montanha Pires, Eduardo Girão, Edvalson, Paschoal, Andrey Chaves, Ana Teresa, Nadia Ferreira, Lino, Roberto Maluf, Pedro Accioly, Enerson, Alexander “Afrânio” Arley, José Júnior, Acrísio Lins, resumindo, a galera que entrou em 2002.1 e 2003.1.

Aos servidores do DETI, por esclarecimentos de dúvidas e resolução de pendências.

À CAPES, CNPq e Funcap, pelo apoio financeiro.

"Pai, perdoa-lhes, porque não sabem o que fazem."
Lucas 23,34.

Resumo

Neste trabalho de Tese, foram investigadas características de operação de dois dispositivos ópticos, o Interferômetro de Sagnac (NOLM) e o Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC) Duplo Simétrico. Com o primeiro dispositivo, trabalhando com pulsos de 10ps , o que equivale a uma largura espectral em banda de $0,1\text{ THz}$, em duas diferentes aplicações: estudo da performance do chaveamento não-linear sob a ação da não-linearidade relaxada Kerr; obtenção de portas lógicas E, OU e OU-Exclusivo, sob Modulação Por Amplitude de Pulsos (PAM). Com o segundo dispositivo, com pulso de 2 ps , e banda de $0,5\text{ THz}$, foi investigada a obtenção de portas lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo, com a modulação PAM e sob o efeito da Modulação de Fase Cruzada (XPM). A investigação é realizada, através de simulações numéricas, utilizando-se do método Split-Step nas duas primeiras aplicações e de Runge Kutta de quarta ordem, na terceira. Na primeira aplicação, foram investigados as curvas de transmissão, fator de compressão (C) e razão de extinção $[X\text{Ratio}_{(tr)}]$ versus energia de entrada para dois comprimentos do anel do NOLM, tendo sido verificado importante impacto da relaxação da não-linearidade no chaveamento do dispositivo. Na segunda aplicação, foi verificado que sob as condições definidas dos efeitos não-lineares, o dispositivo se comporta, de tal forma que, tem como comportamento resultante o surgimento de funções lógicas no interferômetro de Sagnac, considerando dispersão da velocidade de grupo (GVD) e automodulação de fase (SPM) apenas, foram utilizadas as quatro possíveis combinações para dois pulsos, nas fibras 1 e 2, modulados em PAM, nos níveis lógicos 0 ou 1. Foram investigados os efeitos de uma variação no parâmetro de ajuste da modulação PAM (ε), na amplitude inicial do pulso em relação à amplitude de referência, ou informação não modulada, observando o surgimento da função OU, e na diferença de fase (conseqüentemente de tempo) entre os pulsos de entrada modulados, com a obtenção de portas E, OU e OU-Exclusivo. Na terceira aplicação, o NLDC duplo simétrico é submetido à modulação PAM, considerando o efeito XPM. Foram investigados os efeitos da variação de ' ε ' na amplitude inicial do pulso em relação à amplitude de referência, obtendo-se porta OU, e observada a amplitude de saída modulada versus a diferença de fase entre os pulsos de entrada modulados, observando o aparecimento de portas Não-E, OU e OU-Exclusivo.

Palavras-chave: Interferômetro de Sagnac, NOLM, não-linearidade Kerr relaxada, Modulação por Amplitude de Pulsos (PAM), NLDC duplo, Portas lógicas ópticas, Modulação de Fase Cruzada (XPM).

Abstract

In this thesis work, the operating characteristics, for two optical devices, Sagnac interferometer (NOLM) and the Symmetric Dual-Core Non-Linear Directional Coupler (NLDC) have been investigated. The first device working with pulses of 10 ps, equivalent to a spectral band width of 0.1 THz, in two different applications: analysis of the nonlinear optical switching with non-instantaneous Kerr effect and the accomplishment of logical gates AND, OR and XOR, under Pulse Amplitude Modulation (PAM). In the second device (with pump pulses of 2 ps and bandwidth of 0,5 THz), NAND, OR and XOR logical gates was investigated, under PAM modulation and under the Cross Phase Modulation (XPM) effect, in a NLDC. The research is carried out through numerical simulations, using the Split-Step method in the first two applications, and of the fourth order Runge Kutta numerical method, in the third application. In the first application, the transmission, compression factor (C) and extinction ratio [$XRatio_{(tr)}$] curves, versus input energy were analyzed for two lengths of the loop of the NOLM, was investigated. A Very important impact of the relaxation of the nonlinearity in the switching device was observed. In the second application, was found that under the conditions defined of the nonlinear effects, the device behaves in such a way that the resulting behavior has the appearance of logic functions in the Sagnac interferometer, considering GVD and SPM, only. The four possible combinations for two pulses, on the input fibers 1 and 2, modulated by the amplitude (PAM) in the logical levels 0 or 1, were used. The effects of a variation in the coding parameter offset (ε) (of the PAM modulation), in the initial amplitude of the pulse associated to the reference amplitude or unmodulated information, have been investigated and an OR gate, having been emerged. If the phase difference (hence time) between the input pulses is considered, gates AND, OR and XOR were obtained. In the third application, the symmetric dual-core NLDC is submitted to PAM modulation, considering the XPM effect, were examined, as well. The effects of a variation in the coding parameter offset (ε) of the PAM modulation relative to the reference amplitude, was investigated, being obtained an OR gate. The modulated output amplitude versus a phase difference between the input pulses, was also observed, where logical gates NAND, OR and XOR arose.

Keywords: Sagnac interferometer, NOLM, Kerr nonlinearity relaxed, Pulse Amplitude Modulation (PAM), Dual-Core NLDC, Optical Logical Gates, Cross-Phase modulation (XPM).

Lista de Figuras

CAPÍTULO 1

Figura 1.1: O alargamento de um pulso gaussiano causado pelo SPM. Os espectros estão especificados pelo máximo deslocamento de fase não linear $\Phi_{\text{máx}}$ no pico do pulso.....37

CAPÍTULO 2

Figura 2.1a: Acoplador direcional não linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico.....48

Figura 2.1b: Seção transversal do NLDC.....48

Figura 2.2: Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zender.....54

Figura 2.3: A Configuração do Interferômetro de Sagnac (NOLM).....55

CAPÍTULO 3

Figura 3.1: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.....72

Figura 3.2: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.....73

Figura 3.3: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.....75

Figura 3.4: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.....75

Figura 3.5: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....77

Figura 3.6: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....77

Figura 3.7: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....80

Figura 3.8: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....80

Figura 3.9: Pulso de saída temporal, instantâneo, $E_{EN}= 2,19$ pJ ($C= 1,80$ e $P_{\eta}= 0,193$ W) (antes com $C>1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....	81
Figura 3.10: Pulso de saída temporal, instantâneo, $E_{EN}= 2,22$ pJ ($C= 0,48$ e $P_{\eta}= 0,196$ W) (depois com $C<1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....	81
Figura 3.11: Pulso de saída temporal, $\tau= 2$ ps, $E_{EN}=2,40$ pJ ($C>1$, $C=1,58$ e $P_{\eta}= 0,211$ W) (antes com $C>1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....	82
Figura 3.12: Pulso de saída temporal, $\tau= 2$ ps, $E_{EN}=2,43$ pJ ($C<1$, $C=0,33$ e $P_{\eta}= 0,215$ W) (depois com $C<1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....	82
Figura 3.13: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XR_{ratio_{tr}}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.....	84
Figura 3.14: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XR_{ratio_{tr}}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.....	84
Figura 3.15: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XR_{ratio_{tr}}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....	86
Figura 3.16: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XR_{ratio_{tr}}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.....	86
Figura 3.17: Intensidade temporal do pulso de saída, após ser propagado em um interferômetro de Sagnac de anel de comprimento $L=2Z_0=5,06$ Km, com não-linearidade relaxada, para parâmetro de relaxação $\tau=1$ ps, 2 ps e 5 ps, saída instantânea e pulso de entrada sóliton.....	89

CAPÍTULO 4

Figura 4.1: Delimitação do modelo de modulação digital por amplitude dos pulsos.....	104
Figura 4.2: Modelo proposto para a investigação do desempenho do NOLM operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas E, OU e OU-Exclusivo.....	106
Figura 4.3: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, ($A_{TS} - A_r$), no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação ($ \varepsilon $) no intervalo $0 \leq \varepsilon \leq 0,070 W^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot Km$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,1$	113

- Figura 4.4: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação $(|\varepsilon|)$, no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,2$ 113
- Figura 4.5: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação $(|\varepsilon|)$, no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,3$ 115
- Figura 4.6: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação $(|\varepsilon|)$, no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,4$ 115
- Figura 4.7: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$ e $\rho = 0,1$ ($|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$)117
- Figura 4.8: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$ e $\rho = 0,2$ ($|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$)118
- Figura 4.9: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$ e $\rho = 0,3$ ($|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$)119
- Figura 4.10: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$ e $\rho = 0,4$ ($|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$)120
- Figura 4.11: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida $(|A_{TS}|^2)$ realizando lógica OU, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 0,311\pi$, $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$, $\rho = 0,1$, $I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W$ e comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$ 124

Figura 4.12: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi|=0,080\pi$, $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, $\rho=0,2$, $I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W$ e comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot Km$124

Figura 4.13: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica E, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi|=1,135\pi$, $|\varepsilon|=0,059 W^{1/2}$, $\rho=0,3$, $I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W$ e comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot Km$125

Figura 4.14: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU-Exclusivo, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi|=1,673\pi$, $|\varepsilon|=0,059 W^{1/2}$, $\rho=0,3$, $I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W$ e comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot Km$125

Figura 4.15: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica E, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi|=1,187\pi$, $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, $\rho=0,4$, $I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W$ e comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot Km$126

Figura 4.16: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU-Exclusivo, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi|=1,784\pi$, $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, $\rho=0,4$, $I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W$ e comprimento do anel $1Z_0=2,53 \cdot Km$126

CAPÍTULO 5

Figura 5.1: Modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC simétrico operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo.....136

Figura 5.2: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2s} - A_r$, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon|$ no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,90 W^{1/2}$, com $L_C=64,30 m$ e $\Delta\phi = 0$145

Figura 5.3: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,18 W^{1/2}$146

Figura 5.4: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,22 W^{1/2}$147

Figura 5.5: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,30 W^{1/2}$148

Figura 5.6: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,36 W^{1/2}$148

Figura 5.7: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,43 W^{1/2}$149

Figura 5.8: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,50 W^{1/2}$150

Figura 5.9: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,75 W^{1/2}$151

Figura 5.10: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,90 W^{1/2}$151

Figura 5.11: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 $|A_{2S}|^2$ obtido da solução numérica das equações (5.1a) – (5.1b) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 0,922\pi$, $L_C=64,30$ m, $I_{REF} = 5,18 W$ e $|\varepsilon| = 0,30 W^{1/2}$153

Figura 5.12: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 $|A_{2S}|^2$ obtido da solução numérica das equações (5.1a) – (5.1b) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 0,982\pi$, $L_C=64,30$ m, $I_{REF} = 5,18 W$ e $|\varepsilon| = 0,75 W^{1/2}$154

Figura 5.13: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 $|A_{2s}|^2$ obtido da solução numérica das equações (5.1a) – (5.1b) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi|=1,333\pi$, $L_C=64,30$ m, $I_{REF}=5,18$ W e $|\varepsilon|=0,75$ W^{1/2}154

Lista de Tabelas

CAPÍTULO 3

Tabela 3.1: Tabela sobre razão de extinção para os anéis de comprimento $L=1Z_0$ e $L=2Z_0$, do NOLM ($\rho=0,4$) sob relaxação não-linear, para condição inicial sóliton.....91

Tabela 3.2: Tabela sobre razão de extinção para os anéis de comprimento $L=1Z_0$ e $L=2Z_0$, do NOLM ($\rho=0,4$) sob relaxação não-linear, para condição inicial quasi-sóliton.....91

CAPÍTULO 4

Tabela 4.1: Tabela para operação da porta lógica OU (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon|=0,068 W^{1/2}$ e $\Delta\phi=0,311\pi$ ($\phi_1=0$), no NOLM ($\rho=0,1$).....121

Tabela 4.2: Tabela para operação da porta lógica OU (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$ e $\Delta\phi=0,080\pi$ ($\phi_1=0$), no NOLM ($\rho=0,2$).....122

Tabela 4.3: Tabela para operação da porta lógica E (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon|=0,059 W^{1/2}$ e $\Delta\phi=1,135\pi$ ($\phi_1=0$), no NOLM ($\rho=0,3$).....122

Tabela 4.4: Tabela para operação da porta lógica OU-Exclusivo (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon|=0,059 W^{1/2}$ e $\Delta\phi=1,673\pi$ ($\phi_1=0$), no NOLM ($\rho=0,3$).....122

Tabela 4.5: Tabela para operação da porta lógica E (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$ e $\Delta\phi=1,187\pi$ ($\phi_1=0$), no NOLM ($\rho=0,4$).....123

Tabela 4.6: Tabela para operação da porta lógica OU-Exclusivo (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$ e $\Delta\phi=1,784\pi$ ($\phi_1=0$), no NOLM ($\rho=0,4$).....123

CAPÍTULO 5

Tabela 5.1: Tabela para porta lógica Não-E (pulso de saída na Fibra 2), quando $|\varepsilon| = 0,300 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,922\pi$ ($\phi_2 = 0$), no NLDC Duplo Simétrico.....155

Tabela 5.2: Tabela para porta lógica OU-Exclusivo (pulso de saída na Fibra 2), quando $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,982\pi$ ($\phi_2 = 0$), no NLDC Duplo Simétrico.....155

Tabela 5.3: Tabela para porta lógica OU (pulso de saída na Fibra 2), quando $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1,333\pi$ ($\phi_2 = 0$), no NLDC Duplo Simétrico.....156

Lista de abreviaturas e siglas

ASK – do inglês *Amplitude Shift Keying*.

Chirp – cuja tradução para o português é *gorjeio*. Dentro do contexto, significa variação de fase no tempo.

CW – do inglês *Continuous Wave*.

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

dB – do inglês *decibel*.

FFT – do inglês *Finite Fourier Transform*.

FWM – do inglês *Four Wave Mixing*.

GVD – do inglês *group velocity dispersion*.

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

LED – do inglês *light emission diode*.

LiNbO₃ – do inglês *Lithium Niobate* ou Niobato de Lítio.

NLDC – do inglês *Non Linear Directional Coupler*.

NLSE – do inglês *Non Linear Schrödinger Equation*.

NOLM – do inglês *Non Linear Optical Loop Mirror*.

NRZ – do inglês *Non Return to Zero*.

On-Off – dentro do contexto, significa liga-desliga.

OOK – do Inglês *On-Off Keying*.

OTDM – do inglês *Optical Time Division Multiplexing*.

PAM – do inglês *Pulse Amplitude Modulation*.

PPM – do inglês *Pulse Position Modulation*.

RZ – do inglês *Return to Zero*.

SPM – do inglês *Self Phase Modulation*.

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

UFC – Universidade Federal do Ceará.

XPM – do inglês *Cross-Phase Modulation*.

Índice

DEDICATÓRIA	5
AGRADECIMENTOS	6
RESUMO	9
ABSTRACT	10
LISTA DE FIGURAS	11
LISTA DE TABELAS	17
LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS	19
INTRODUÇÃO	23
CAPÍTULO 1 – Propagação de Sólitons em Fibras Ópticas	26
1.1 Regimes de Propagação	28
1.2 Regime Dispersivo	30
1.3 Regime Não Linear	34
1.4 Regime Dispersivo e Não Linear.....	37
1.5 Sóliton Óptico.....	39
1.6 Modulação de Fase Cruzada.....	40
1.7 Referências Bibliográficas.....	42
CAPÍTULO 2 – Dispositivos de Fibras Ópticas	46
2.1 Acopladores de Fibra	46
2.1.1 Características dos Acopladores.....	47
2.1.2 Classificação dos Acopladores	49
2.1.3 Acoplador Direcional Não Linear (NLDC).....	49
2.1.4 Modelagem de Acopladores.....	51
2.1.5 Acopladores Duplos.....	51
2.2 Interferômetro de Sagnac.....	53
2.3 Referências Bibliográficas.....	58
CAPÍTULO 3 – Análise do Chaveamento Óptico Não-Linear em um Interferômetro de Sagnac com Efeito Kerr Não-Instantâneo	64
3.1 Não-Linearidade Kerr Não-Instantânea.....	65
3.2 Modelo Proposto e Procedimento Numérico.....	68
3.3 Resultados e Discussões	71
3.4 Conclusões do Capítulo.....	92
3.5 Referências Bibliográficas.....	94

CAPÍTULO 4 – Estudo de Operações Lógicas por um NOLM sob Modulação por Amplitude de Pulsos (PAM)	99
4.1 O Interferômetro de Sagnac e a Modulação PAM-ASK.....	100
4.1.1 PAM-ASK.....	102
4.2 Modelo Proposto para Modulação por Amplitude de Pulsos Sólitons no Interferômetro de Sagnac (NOLM) para Obter Portas Lógicas	105
4.3 Ferramenta Teórica e Procedimento Numérico para Estudo do Parâmetro de Ajuste da Modulação PAM-ASK e Diferença de Fase dos Pulsos Sólitons de Entrada.....	106
4.4 Resultados e Discussões	111
4.5 Conclusões do Capítulo	127
4.6 Referências Bibliográficas	128
CAPÍTULO 5 – Estudo de Operações Lógicas por um NLDC sob Modulação por Amplitude de Pulso (PAM) sob a ação da Modulação de Fase Cruzada (XPM)	133
5.1 Acoplador Direcional Não-Linear e a Modulação por Amplitude no Processamento Óptico.....	133
5.2 Modelo Proposto para Modulação por Amplitude de Pulsos Sólitons em Acoplador Direcional Não Linear Simétrico para Obter Portas Lógicas	135
5.3 Ferramenta Teórica e Procedimento Numérico para Estudo do Parâmetro de Ajuste da Modulação PAM-ASK e Diferença de Fase dos Pulsos Sólitons de Entrada.....	137
5.4 Resultados e Discussões	143
5.5 Conclusões do Capítulo	156
5.6 Referências Bibliográficas	158
CONCLUSÕES GERAIS	164
PERSPECTIVAS FUTURAS	167
ANEXO A – Publicações Científicas	168
ANEXO B – Método Numérico	169
ANEXO C – Portas Lógicas e Funções Lógicas	172

Introdução

Nestas últimas décadas têm-se registrado uma demanda cada vez mais consistente e vigorosa por serviços de comunicação de dados, transporte de informações, serviços de comunicação de voz e vídeo, serviços de comunicações móveis, integração de diversas plataformas de comunicação distintas, redes de comunicações, entre tantos outros avanços recentes. Com o fenômeno da globalização, que transforma o mundo em uma imensa ‘aldeia global’, as necessidades que surgem para conectar os membros dessa ‘aldeia’ tornam-se cada vez mais prementes.

Os sistemas ópticos de comunicação surgem como a camada física que tem se prestado a dar suporte a esta necessidade de interligação e escoamento de dados. Como se não bastassem esses motivadores, muitos setores paralelos registram um crescimento da pesquisa associada à fotônica e dispositivos ópticos, como por exemplo, instrumentação médica, engenharia biomédica, sensoriamento, processamento de imagens, comunicações quânticas, computação quântica.

O cabedal de contextos e cenários, atuais e vindouros, nos quais o impacto da óptica se mostra presente, desperta o interesse em se obter dispositivos totalmente ópticos, atuando como elementos habilitados a tratar, processar informações a velocidades ultra-rápidas. A fim de corresponder a essas exigências, pesquisadores têm investigado tecnologias de chaveamento ultra-rápido, processamento óptico de informações. Neste sentido, fica bastante claro de que os dispositivos ópticos representam um impacto crescente na geração e desenvolvimento de tecnologias que fazem parte do dia-a-dia das pessoas, empresas, negócios, tanto em sistemas de comunicações, como nas áreas mais diversas possíveis.

Diante desse cenário, no que tange ao processamento totalmente óptico de informações, esta tese trata do estudo numérico de dois dispositivos amplamente difundidos na literatura, com vastas aplicações em diferentes áreas, o interferômetro de Sagnac, também conhecido como espelho óptico não-linear em anel (NOLM – sigla que vem do inglês *nonlinear optical loop mirror*), e o acoplador direcional não-linear (NLDC – sigla que vem do inglês *nonlinear directional coupler*) duplo simétrico, analisando características de chaveamento não-linear do primeiro dispositivo, e a modulação por amplitude de pulsos (PAM – sigla que vem do inglês *pulse amplitude modulation*), também no primeiro, como no segundo dispositivo, visando a obtenção de portas lógicas totalmente ópticas.

No primeiro capítulo desta tese, é feita uma revisão da propagação de sólitons em fibras ópticas, sobretudo os efeitos de dispersão da velocidade de grupo (GVD – sigla que vem do inglês *Group Velocity Dispersion*), da automodulação de fase (SPM – sigla que vem do inglês *Self Phase Modulation*) e da modulação de fase cruzada (XPM – sigla que vem do inglês *Cross Phase Modulation*), como uma introdução dos conceitos fundamentais a respeito.

No capítulo 2 é realizada uma descrição básica sobre os dispositivos ópticos abordados na pesquisa, no caso o NOLM e o NLDC, com suas aplicações e formalização básica do modelo que os descrevem.

No capítulo 3 é implementado um estudo do impacto da relaxação da não-linearidade Kerr, ou seja, do tempo de resposta não-linear da não-linearidade Kerr sobre o chaveamento não-linear do interferômetro de Sagnac, usando pulsos ópticos ultracurtos, nas condições iniciais sóliton e quasi-sóliton. O efeito da dispersão da velocidade de grupo (GVD) é incluído e as perdas são desprezadas. Em seguida, analisa-se as curvas de transmissão, fator de compressão (C), razão de extinção versus a energia de entrada para os dois comprimentos do anel do interferômetro, $1Z_0$ e $2Z_0$, onde Z_0 é um período do sóliton.

No capítulo 4 é investigada a função de portas lógicas que o interferômetro de Sagnac adquire sob modulação PAM, proposta nesta tese. Nesta nova aplicação, pulsos sólitons fundamentais são modulados nos níveis lógicos 1 e 0, através da modulação por amplitude de pulsos (PAM). Para verificar a realização de operações lógicas E, OU e OU-Exclusivo, pelo NOLM, utilizam-se as quatro combinações possíveis de dois bits, considerando portas de duas entradas. Em seguida, investiga-se uma variação no parâmetro de ajuste da modulação PAM (ϵ), ou seja, na amplitude inicial do pulso em relação à amplitude de referência, ou sinal sem modulação, e na diferença de fase entre os pulsos sóliton de entrada devidamente modulados. O estudo leva em conta apenas os efeitos da automodulação de fase (SPM) e da dispersão da velocidade de grupo (GVD), apresentados no capítulo 1.

No capítulo 5 é analisado o surgimento das funções de portas lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo, com o NLDC duplo simétrico sob modulação PAM, numa perspectiva de chaveamento de amplitude de pulsos (ASK – sigla que vem do inglês *Amplitude Shift Keying*), e sob a ação do efeito da modulação de fase cruzada (XPM). Faz-se uso de pulsos sóliton fundamentais, modulados em amplitude, nos níveis lógicos 1 e 0, utilizando as quatro combinações de dois bits possíveis. Para analisar a obtenção das funções lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo, através do NLDC duplo simétrico, investiga-se a amplitude dos pulsos sóliton de saída menos a amplitude de referência (sem modulação) versus a variação do parâmetro de

ajuste de modulação em amplitude, bem como a variação do controle de fase entre os pulsos de entrada modulados.

Agora, na seqüência, fazemos uma breve introdução dos conceitos fundamentais relacionados à propagação de sólitons em fibras ópticas, e dos efeitos não-lineares básicos associados a este fenômeno.

Capítulo 1

Propagação de Sólitons em Fibras Ópticas

Modernas tecnologias de processamento da 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.

O aumento da velocidade no tráfego de informações transportadas em um canal de dados continua crescendo a cada dia, permitindo o uso de novas aplicações e ampliando, assim, a consolidação de atividades que dependem cada vez mais da transferência de informações. Setores como energia, indústria, comércio, serviços de saúde e educação, que já estão ancorados a uma vasta rede de sistemas, trabalhando em níveis locais, nacionais e mundial, são a prova mais evidente de como a tecnologia da informação ampliou os ganhos particulares de cada setor. Tudo isso tem fomentado a busca, sempre renovada, de sistemas e produtos que respondam à demanda crescente dos mercados internacionais, impulsionando, direta e indiretamente, o interesse científico e tecnológico no estudo de dispositivos que funcionem como elementos capazes de processar informações em velocidades ultra-rápidas. O motivo do interesse científico e tecnológico em tais dispositivos está centrado, principalmente, em saber que o mais previsível, a longo prazo, é utilizar-se da grande largura de banda disponível pela fibra óptica, a qual pode chegar a 40 THz na região de baixas perdas ópticas (1,3 - 1,6 μm), e que a forma de explorar esta vantagem em sistemas OTDM, por exemplo, usando a fibra como canal de comunicação, requer o desenvolvimento de dispositivos capazes de realizar o processamento da informação com velocidades superiores às usadas pelos dispositivos opto-eletrônicos atuais [1].

Existe uma expectativa de que os futuros sistemas de chaveamentos demandem o processamento de dados na ordem de terabits por segundo (Tbits/s). O terabit por segundo, do ponto de vista das pesquisas, faz referência a um valor de taxa de transmissão crucial, uma vez que aponta para sistemas que devem exigir dispositivos e arquiteturas diferentes das usadas atualmente. Tais sistemas futuros podem usar alguns aspectos do chaveamento de fótons, para tomar proveito das propriedades inerentes à óptica. A óptica pode ser benéficamente utilizada, por exemplo, em interconexões fotônicas, operações lógicas,

processamento lógico; e dispositivos de chaveamento ultra-rápidos. Nas duas primeiras aplicações, o processamento em (Tbits/s) pode ser alcançado a partir de arranjo maciçamente paralelo de dispositivos opto-eletrônicos, operando em velocidades de MHz. Por outro lado, a terceira aplicação é serial por natureza e implica na utilização de dispositivos com velocidades próximas do (Tbits/s). O processamento serial rápido requer dispositivos ultra-rápidos e a velocidade final obtida será encontrada em sistemas totalmente fotônicos, isto é, os sinais permanecem como fótons através de todo o sistema [2].

No bojo destas exigências, o que se percebe, nas últimas décadas, é o aumento do interesse no processamento de sinais totalmente ópticos, que possam suplantar os limites de velocidade dos processadores eletro-ópticos, atualmente hegemônicos. Nestes sistemas de processamento de sinais totalmente ópticos, portas lógicas ópticas ultra-rápidas, figuram como dispositivos essenciais, tendo em vista sua habilidade em processar sinais ópticos em velocidades superiores e adequadas a esta nova tecnologia. Portas lógicas fazem parte de uma categoria de dispositivos na qual uma operação Booleana é executada com base nos valores dos sinais de entrada. A lógica, em si, é uma ferramenta poderosa, uma vez que possibilita uma distribuição inteligente da informação ao longo do sistema, no sentido de que um fluxo de dados pode controlar outro. Esta é uma das razões que tornam a operação dos sistemas eletrônicos modernos já baseados na lógica digital [1].

Sob certas condições que veremos adiante, pulsos ópticos podem se propagar em fibras ópticas na forma de sólitons – pulsos que permanecem sem sofrer distorção apesar dos efeitos dispersivos e não-lineares. Claramente, sólitons são úteis para representar bits em sistemas ópticos desde que tais pulsos permaneçam confinados a seus slots de bits [3,4].

Sistemas de ondas de luz (*lightwave systems*) representam uma extensão natural de sistemas de comunicação microondas (*microwave systems*) visto que a informação é transmitida sobre uma portadora eletromagnética em ambos os tipos de sistemas [5]. A maior diferença de um ponto de vista conceitual é que, enquanto a frequência da portadora é tipicamente ~ 1GHz para sistemas microondas, ela aumenta por 5 ordens de magnitude e é tipicamente ~100 THz no caso de sistemas de ondas de luz [5]. Este aumento na frequência da portadora, se traduz em um correspondente aumento na capacidade do sistema. De fato, enquanto sistemas de microondas raramente operam acima de 0,2Gb/s, sistemas de ondas de luz comerciais podem operar a taxas de bits excedendo 1 Tb/s [5]. Embora a portadora óptica seja transmitida, em espaço livre, para algumas aplicações relacionadas com satélites e pesquisa espacial, sistemas ópticos terrestres muitas vezes empregam fibras ópticas para

transmissão de informação [5]. Tais sistemas de comunicação de fibra óptica têm sido implantados em todo o mundo desde 1980 e constituem a espinha dorsal por detrás da internet [5]. Pode-se até afirmar que a tecnologia óptica, em conjunto com os avanços da microeletrônica, foi responsável pelo advento da “era da informação” pelo final do século XX [5].

O estudo da maior parte dos efeitos não lineares em fibras ópticas envolvem a utilização de pulsos curtos com larguras variando de ~ 10 ns até 10fs. Quando tais pulsos ópticos se propagam dentro de uma fibra, ambos os efeitos, dispersivo e não linear, influenciam sua forma e espectro [4,6].

Neste capítulo são analisados os efeitos dispersivos e não lineares que atuam sobre um pulso que se propaga através de uma fibra óptica, tendo como ponto de partida o estudo da equação não linear de Schrödinger (NLSE).

1.1 Regimes de Propagação

A equação não linear de Schrödinger que governa a propagação de pulsos ópticos dentro de fibras monomodo é [4,6] :

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad (1.1)$$

Vale ressaltar que os efeitos não-lineares de ordem menor, em fibras ópticas, originam-se da susceptibilidade de terceira ordem, χ^3 , a qual é responsável por fenômenos tais como geração de terceiro harmônico, mistura de quatro-ondas, e refração não-linear [4]. Em (1.1) $A = A(z, T)$ se traduz pela amplitude do pulso transmitido como função de z e T . T é o tempo retardado ou a medida de referência movendo com o pulso na velocidade de grupo v_g ($T = t - (z/v_g)$). Os termos no lado direito da Equação (1.1) representam, respectivamente, os efeitos de perda na fibra, dispersão e não linearidade em pulsos propagando-se em fibras ópticas. Dependendo da largura inicial T_0 e da potência de pico P_0 do pulso incidente, efeitos dispersivos ou efeitos não lineares podem prevalecer ao longo da fibra. Dessa forma, sendo determinantes para um regime de propagação ou outro [4,6,7]. É útil introduzir duas escalas de comprimento, conhecidas como comprimento de dispersão L_D e comprimento de não linearidade L_{NL} . O comprimento de dispersão e o comprimento de não linearidade fornecem as escalas de comprimento sobre as quais os efeitos dispersivos e não lineares tornam-se importantes para a evolução do pulso numa fibra de comprimento L [6-10].

Tomamos o tempo normalizado como [4,6,7]:

$$\tau_N = \frac{T}{T_0} = \frac{t - \frac{z}{V_g}}{T_0}, \quad (1.2)$$

e ao mesmo tempo, introduzimos a amplitude normalizada como

$$A(z, \tau_N) = \sqrt{P_0} \exp(-\alpha z / 2) U(z, \tau_N), \quad (1.3)$$

$$\text{com [4]} \quad U(z, \tau_N) = \frac{A(z, \tau_N)}{\sqrt{P_0}} \quad (1.4)$$

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

Logo, de (1.1) até (1.3), escrevemos a NLSE normalizada como [4,6,7]:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{\text{sgn}(\beta_2)}{2L_D} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau_N^2} - \frac{\text{sgn}(n_{NL}) \exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (1.5)$$

$$\text{na qual } \text{sgn}(\beta_2) = \begin{cases} 1, & \beta_2 > 0 \\ -1, & \beta_2 < 0 \end{cases}, \quad (1.6)$$

dependendo do sinal do parâmetro GVD (β_2), com

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad (1.7)$$

Na dependência da relação entre as quantidades L , L_D e L_{NL} , o pulso em propagação pode ser enquadrado em quatro comportamentos distintos [4,6,7]:

1) Quando o comprimento da fibra é tal que $L \ll L_{NL}$ e $L \ll L_D$, nem a dispersão e nem a não linearidade serão importantes durante a propagação do pulso. Como resultado: $U(z, \tau_N) = U(0, \tau_N)$, ou seja, o pulso mantém sua forma durante a propagação. Este regime é ideal para comunicação a pequena distância. Podemos estimar valores de T_0 e P_0 para dados valores dos

parâmetros β_2 e γ da fibra. Considerando $\lambda=1,55\mu\text{m}$, $\beta_2=20\text{ps}^2/\text{km}$, e $\gamma \approx 20\text{W}^{-1}\text{km}^{-1}$ e $L \lesssim 50\text{km}$, temos que $T_0 \gtrsim 100\text{ps}$ e $P_0 \lesssim 0,1\text{mW}$ [4,6,7].

2) Quando L , L_D e L_{NL} estão na mesma ordem, tanto o efeito de dispersão como a não linearidade influenciam no pulso propagante. Tomando como exemplo os parâmetros pré-definidos (λ , β_2 , γ e L) e $T_0 \cong 1\text{ps}$ e $P_0 \cong 1\text{W}$ podemos provocar uma situação que propicie a equivalência entre os três comprimentos: L , L_D e L_{NL} [4,6,7].

3) Quando o comprimento L é tal que $L \ll L_{NL}$ e $L \gtrsim L_D$, a propagação do pulso é governada pela dispersão da velocidade de grupo (GVD) e a não linearidade pode ser desprezada. O regime dominado pela dispersão é aplicável quando os parâmetros da fibra e do pulso são tais que [4,6,7]

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\mathcal{P}_0 T_0^2}{|\beta_2|} \ll 1 \quad (1.8)$$

4) Quando o comprimento L da fibra é tal que $L \ll L_D$ e $L \gtrsim L_{NL}$, o termo de dispersão na Equação (1.5) é desprezível comparado com a não linearidade. Neste caso, a evolução do pulso é conduzida pela auto-modulação de fase (SPM) que produz um alargamento espectral no pulso [4,6,7,11,12]. O regime com predominância da não linearidade é aplicável quando

$$\frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\mathcal{P}_0 T_0^2}{|\beta_2|} \gg 1 \quad (1.9)$$

Esta condição é satisfeita, quando aplicamos uma largura do pulso $T_0 \gtrsim 100\text{ps}$ com a potência de pico $P_0 \gtrsim 1\text{W}$.

1.2 Regime Dispersivo

O estudo da propagação de pulsos ópticos em meios dispersivos é importante em muitas aplicações, incluindo a transmissão de pulsos ópticos através de fibras ópticas, usadas em sistemas de comunicações ópticas. Quando um pulso (com um certo perfil temporal inicial) propaga-se em uma fibra óptica apenas dispersiva, ele sofrerá um aumento gradativo na largura temporal. A quantidade de dispersão acumulada depende do comprimento propagado, e o espalhamento pode causar interferência intersimbólica, o que, por sua vez, implica em algumas penalidades no desempenho do sistema [6,13].

Dispersão é o nome dado a qualquer efeito no qual diferentes componentes em frequência do sinal transmitido propagam-se em velocidades diferentes através do meio, chegando em tempos diferentes no final de sua propagação. Como resultado desta diferença de velocidade, pode haver um certo espalhamento temporal no pulso propagado. A dispersão modal e a dispersão por modo de polarização (PMD), são fenômenos ópticos que também resultam em espalhamento, no tempo, do pulso propagado e são particularmente observados em fibras ópticas, devido às imperfeições adquiridas durante o seu processo de fabricação [6,14].

O fenômeno da dispersão no tempo continua a despertar intenso interesse por parte da comunidade científica, sobretudo na aplicação em sistemas ópticos diversos e teoria fundamental [15-20].

Quando uma onda eletromagnética interage com os elétrons de um dielétrico, a resposta do meio, em geral, depende da frequência óptica ω . Em um nível fundamental, a origem da dispersão cromática está relacionada às frequências ressonantes características do meio, pelas quais ocorre a absorção da radiação eletromagnética, através das oscilações dos elétrons. Esta propriedade, referida como dispersão cromática ou material, manifesta-se através de uma dependência com a frequência do índice de refração linear do meio $n_L(\omega)$. Como a velocidade de uma onda eletromagnética em um determinado meio tem uma dependência inversamente proporcional ao seu índice de refração, dada por $c/n_L(\omega)$, tem-se que diferentes componentes espectrais de um pulso óptico propagarão com diferentes velocidades em um meio dispersivo [4,6]. No regime puramente dispersivo temos que $\gamma=0$, logo podemos escrever (1.5) como:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} \quad (1.10)$$

Esta Equação pode ser resolvida utilizando o método da transformada de Fourier [4,6,7]:

$$U(z,T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(z,\omega) \exp(-i\omega T) d\omega \quad (1.11)$$

que satisfaz a Equação diferencial ordinária. Aplicando a transformada na Equação (1.10) temos [4,6,7]:

$$i \frac{\partial \tilde{U}}{\partial z} = -\frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 \tilde{U}, \quad (1.12)$$

onde a solução fica,

$$\tilde{U}(z, \omega) = \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(i \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 z\right). \quad (1.13)$$

A Equação (1.13) mostra que a dispersão da velocidade de grupo altera o valor da fase de cada componente espectral do pulso, dependendo da distância propagada, com o quadrado da frequência. Observa-se que embora essa mudança não afete a densidade de potência espectral do pulso, ela pode modificar a forma temporal do pulso [4,6,7].

Com o objetivo de determinar $\tilde{U}(0, \omega)$, necessitamos conhecer o pulso de entrada $U(0, T)$. $\tilde{U}(0, \omega)$ é a transformada de Fourier do campo incidente em $z=0$ [4,6,7]:

$$\tilde{U}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} U(0, T) \exp(i\omega T) dT. \quad (1.14)$$

Consoante com os resultados anteriores, uma solução geral para a Equação (1.10) é expressa por:

$$U(z, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{U}(0, \omega) \exp\left(i \frac{1}{2} \beta_2 \omega^2 z - i\omega T\right) d\omega. \quad (1.15)$$

As equações (1.14) e (1.15) podem ser utilizadas para pulsos de entrada de formas arbitrárias.

Pulsos do tipo Gaussiano são um exemplo simples, do ponto de vista do cálculo analítico, e que podem ser utilizados como pulsos incidentes para estudar os efeitos dispersivos de um sistema composto por fibra e onda. A seguir, apresentamos o pulso Gaussiano, que é representando matematicamente da seguinte forma [4,6,7,21]

$$U(0,T) = \exp\left(-\frac{T^2}{2T_0}\right). \quad (1.16)$$

Utilizando as equações (1.15) e (1.16) e resolvendo a integral, temos que a amplitude em qualquer ponto z ao longo da fibra é dada por [4,6]:

$$U(z,T) = \left[\frac{T_0}{T_0^2 - i\beta_2 z}\right]^{1/2} \exp\left[-\frac{T^2}{2(T_0^2 - i\beta_2 z)}\right]. \quad (1.17)$$

Logo, podemos observar que um pulso Gaussiano mantém sua forma durante a propagação. Mas, por outro lado, sua largura temporal T_1 e amplitude variam com a propagação obedecendo as seguintes equações [4,6,7]:

$$T_1(z) = T_0 \left[1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right]^{1/2} \quad (1.18a)$$

$$I_1(z) = \frac{1}{1 + (z/L_D)}. \quad (1.18b)$$

As Equações (1.14) e (1.15) não consideram a perda de energia durante a propagação.

Comparando as Equações (1.16) e (1.17), notamos, em virtude da propagação, o surgimento de uma fase para o pulso. Sendo assim, podemos expressar $U(z,T)$ como [4,6,7]:

$$U(z,T) = |U(z,T)| \exp[i\Phi(z,T)] \quad (1.19)$$

onde

$$\Phi = -\text{sgn}(\beta_2) \frac{\left(\frac{z}{L_D}\right) T^2}{T_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right)} + \text{tg}^{-1}\left(\frac{z}{L_D}\right). \quad (1.20)$$

Observando a Equação (1.20), vemos que cada frequência está deslocada da frequência central ω_0 , de:

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Phi}{\partial T} = \frac{\text{sgn}(\beta_2) \left(2 \frac{z}{L_D}\right) T}{\left(1 + \left(\frac{z}{L_D}\right)^2\right) T_0^2} . \quad (1.21)$$

O perfil do pulso no tempo é alterado pelo deslocamento $\delta\omega$ ou *chirp* (gorjeio), que depende do comprimento da propagação z , do sinal de β_2 e do tempo retardado T [4,6,7].

1.3 Regime Não Linear

A resposta de qualquer dielétrico à luz torna-se *não-linear* para campos eletromagnéticos intensos, e fibras ópticas não são exceção. Mesmo que a sílica seja, intrinsecamente, um material não tão altamente não-linear, a geometria do guia de onda que confina luz em uma seção cruzada pequena, sobre longos comprimentos de fibra, faz os efeitos não-lineares bastante importantes no projeto de sistemas de comunicação ópticos modernos [4,5].

Registra-se a ocorrência de duas categorias de efeitos não lineares. A primeira surge devido à interação de ondas de luz com fônons (vibrações moleculares) no meio da sílica, podendo ocorrer também em variados tipos de materiais que não sejam somente a sílica – um dos diversos tipos de efeitos de espalhamento, assim chamado, espalhamento Rayleigh. Os dois principais efeitos desta categoria são espalhamento *Brillouin estimulado* e espalhamento *Raman estimulado*. O segundo conjunto de efeitos não lineares surge devido à dependência do índice de refração com a intensidade do campo elétrico aplicado, o qual por sua vez é proporcional ao quadrado da amplitude do campo. Os efeitos não lineares mais importantes nesta categoria são a *auto-modulação de fase (SPM)* e a *mistura de quatro ondas (FWM)* [14]. Desde 1970, SPM tem sido observado em sólidos e vidros pela utilização de pulsos de picossegundos. A observação preliminar de SPM em fibras ópticas foi feita, primeiramente, com uma fibra cujo núcleo foi preenchido com CS_2 [6,22]. Nesta seção é estudada a propagação de pulsos Gaussianos em regime puramente não linear em um meio com não linearidade do tipo Kerr. Em meios com não linearidade Kerr, observa-se o surgimento do SPM, que como já foi afirmado, depende tanto da intensidade, como do índice de refração não linear do meio. Tem sido estudado, recentemente, a dependência do índice de refração de

nanopartículas de silício com seus respectivos tamanhos, e seu impacto na não-linearidade óptica [23,24]. O SPM é responsável pelo alargamento espectral do pulso, quando este se propaga numa fibra óptica [7,11,12]. Para uma melhor compreensão, devemos inicialmente analisar a NLSE desprezando apenas o termo correspondente aos efeitos de dispersão, ou seja, $\beta_2 = 0$. A situação mais adequada para estudar os efeitos da auto-modulação de fase é aquela onde a dispersão pode ser ignorada contando somente com os efeitos não lineares. Logo, temos que [4]:

$$L_D \gg L \text{ e } L_{NL} \ll L. \quad (1.22)$$

A partir da Equação (1.5) obtemos:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = i \frac{\text{sgn}(n_{NL}) \exp(-\alpha z)}{L_{NL}} |U|^2 U, \quad (1.23)$$

na qual n_{NL} é o índice de refração não linear. A solução para a expressão (1.23) é [4,6,7]:

$$U(z,T) = U(0,T) \exp[i\Phi_{NL}(z,T)] \quad (1.24)$$

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

$$\Phi_{NL}(z,T) = |U(0,T)|^2 \left(\frac{z_{eff}}{L_{NL}} \right) \quad (1.25)$$

Sendo z_{eff} uma distância efetiva dada por :

$$z_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha z)], \quad (1.26)$$

z_{eff} é sempre menor que z , a distância propagada. Isto se atribui ao fato de existir perda durante a propagação. Na ausência da perda, $\alpha=0$, tem-se a igualdade $z_{eff}=z$ [4].

A Equação (1.24) nos mostra que o SPM origina um deslocamento de fase que depende da intensidade e do comprimento propagado. Contudo, observamos que o surgimento deste deslocamento de fase não altera a forma do pulso em qualquer momento da propagação.

O deslocamento de fase não linear $\Phi_{NL}(z,T)$ sempre cresce com a propagação de z . O máximo deslocamento de fase $\Phi_{m\acute{a}x}$ ocorre no centro do pulso $T=0$. Sendo U a amplitude normalizada, onde $|U(0,0)|^2 = 1$, temos que [4]:

$$\Phi_{m\acute{a}x} = \frac{z_{eff}}{L_{NL}} = \mathcal{P}_0 z_{eff}. \quad (1.27)$$

O alargamento espectral induzido pelo SPM é uma conseqüência da dependência temporal da fase $\Phi_{NL}(z,T)$. Isso pode ser entendido notando-se que uma variação temporal da fase implica numa diferença de frequência óptica instantânea ao longo do pulso com relação à frequência central ω_0 . Essa diferença $\delta\omega$ é dada por [4]:

$$\delta\omega(T) = -\frac{\partial\Phi_{NL}}{\partial T} = -\frac{\partial|U(0,T)|^2}{\partial T} \frac{z_{eff}}{L_{NL}}. \quad (1.28)$$

O sinal negativo está relacionado com a escolha $\exp(-i\omega_0 t)$ na Equação (1.20). A dependência no tempo de $\delta\omega$ é denominada como um gorjeio. O gorjeio induzido pelo SPM aumenta em magnitude com a distância propagada. Em outras palavras, novas componentes de frequência são geradas continuamente com o pulso se propagando ao longo da fibra. Estas componentes de frequência geradas pelo SPM alargam o espectro em relação à sua largura inicial em $z=0$ [4].

Consideremos um pulso incidente do tipo Gaussiano, como da Equação (1.16). A partir da Equação (1.26), aplicando o pulso Gaussiano na Equação (1.28), temos que o gorjeio (*chirp*) $\delta\omega(T)$ é dado por [4]:

$$\delta\omega(T) = \frac{2}{T_0} \frac{z_{eff}}{L_{NL}} \left[\frac{T}{T_0} \right] \exp \left[-\left(\frac{T}{T_0} \right)^2 \right] \quad (1.29)$$

A variação temporal do chirp $\delta\omega(T)$ tem algumas características. Primeira, $\delta\omega(T)$ é negativo na região onde $T < 0$ e positivo para $T > 0$. Segunda, o chirp é linearmente crescente com T , ao longo da parte central [4,6,7].

A forma real do espectro do pulso é obtida fazendo uma transformada de Fourier da Equação (1.24). Para um dado comprimento de fibra, $\Phi_{m\acute{a}x}$ cresce linearmente com a potência

de pico P_0 de acordo com a Equação (1.27) [4,6,7]. Na Figura 1.1 é mostrado o espectro de um pulso Gaussiano para diversos valores do máximo deslocamento de fase $\Phi_{\text{máx}}$.

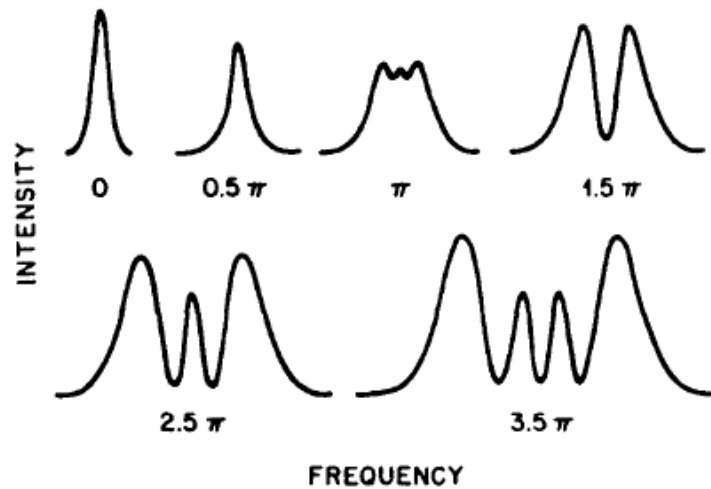


Figura 1.1 O alargamento de um pulso gaussiano causado pelo SPM. Os espectros estão especificados pelo máximo deslocamento de fase não linear $\Phi_{\text{máx}}$ no pico do pulso [4].

1.4 Regime Dispersivo e Não Linear

Quando os parâmetros T_0 e P_0 se combinam de tal forma que $L_D \ll L$ e $L \gg L_{NL}$, tanto a dispersão quanto os efeitos não lineares passam a ser importantes. Quando os pulsos tornam-se mais curtos e o comprimento de dispersão torna-se comparável ao comprimento da fibra, torna-se necessário considerar os efeitos combinados de GVD e SPM [25]. Novas características qualitativas surgem de uma interconexão entre os efeitos de dispersão da velocidade de grupo GVD e da automodulação de fase SPM. No regime de dispersão anômalo de uma fibra óptica, os dois fenômenos podem cooperar de tal forma que o pulso se propaga como um sóliton óptico. No regime de dispersão normal, os efeitos combinados de GVD e SPM podem ser usados para compressão de pulso [6,26-27]. O ponto de partida para o estudo dessa combinação é a equação de propagação normalizada [4] abaixo (Equação 1.30). Vale ressaltar que a Equação (1.30) difere da Equação (1.5) pela introdução da normalização da variável “z” pelo comprimento de dispersão “ L_D ”, levando em conta a aproximação $L_D \sim L \sim L_{NL}$, se apresentando da forma

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau_N^2} - N^2 \text{sgn}(n_{NL}) \exp(-\alpha z) |U|^2 U, \quad (1.30)$$

fica implícito que, após uma manipulação conveniente, a Equação (1.5) implica na Equação (1.30), onde ξ representa a distância normalizada dada por

$$\xi = \frac{z}{L_D} , \quad (1.31)$$

τ_N é dado pela Equação (1.2), sendo o tempo normalizado como foi visto anteriormente, e o parâmetro N é dado por [4]:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} . \quad (1.32)$$

O parâmetro N tem uma considerável influência sobre os efeitos GVD e SPM que atuam diretamente no pulso em evolução. Para $N \ll 1$, o pulso se propaga sob um domínio totalmente dispersivo. Por outro lado, caso $N \gg 1$, teremos o domínio dos efeitos relacionados com SPM. Quando N tem valor próximo da unidade, tanto os efeitos dispersivos quanto os não lineares terão igual importância [4,6,7] .

Na Equação (1.30), o $\text{sgn}(\beta_2)$ pode ser positivo ou negativo. Dependendo do sinal de β_2 , obteremos características diferentes para dispersão: regime dispersivo normal para $\text{sgn}(\beta_2) = 1$ e anômalo para $\text{sgn}(\beta_2) = -1$. No regime de dispersão normal, as ondas eletromagnéticas de frequências menores se propagam mais rápido que as de frequências maiores. Entretanto, no regime de dispersão anômalo, são as frequências maiores que viajam mais rapidamente, ou seja, a velocidade de grupo de cada componente do campo cresce com a frequência [4,6,7].

Quando $n_{NL} > 0$ a automodulação de fase gera frequências maiores na borda posterior do pulso ($T > 0$) e menores na anterior ($T < 0$).

É combinando estas características de dispersão e não linearidade que obtemos comportamentos diferentes para a dinâmica do campo que evolui numa fibra óptica.

Quando um sinal se propaga sob efeitos de regime dispersivo normal e com índice de refração não linear n_{NL} positivo, temporalmente o pulso é alargado. Nesta condição, o alargamento temporal se torna mais rápido do que quando causado somente pela dispersão. Isto ocorre devido ao surgimento de frequências mais rápidas na borda anterior ($T < 0$) e lentas na borda posterior ($T > 0$) [4,6,7].

Uma situação diferente ocorre quando o pulso é submetido a um regime de dispersão anômala com índice de refração não linear n_{NL} positivo. Devido ao fato das componentes do

campo de frequência mais rápida se encontrarem na borda posterior e as mais lentas na borda anterior, o pulso tende a se comprimir temporalmente. Simultaneamente, o sinal sofre um alargamento causado pela dispersão. Estes dois comportamentos tendem a se equilibrar, propiciando estabilidade ao pulso e criando uma situação favorável ao surgimento de sólitons [4,6,7].

1.5 Sóliton Óptico

Um fenômeno interessante em uma fibra óptica operando em regime não linear, acontece no regime de dispersão anômala onde podemos obter um sóliton óptico devido à interação entre a dispersão e os efeitos não lineares. O termo sóliton refere-se a um tipo especial de onda que se propaga ao longo de grandes distâncias sem gerar distorções no campo e sem sofrer danos após colisões com outros sólitons. O sóliton é de fundamental interesse, além do grande número de aplicações no campo da comunicação através de fibras ópticas, e nos mais variados setores em engenharia e ciência básica [1-6,8-15]. Sólitons de altas energias tem sido pesquisados recentemente [20,28-31], com aplicações também, em instrumentação médica [30], assim como em estudos de seu comportamento dinâmico [31-34].

A equação que descreve melhor o comportamento do sóliton numa fibra é a Equação Não-Linear de Schrödinger (NLSE) [4]. Esta equação tem sido estudada, também, em contextos mais gerais em física ondulatória não-linear recentemente [35-38].

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \gamma |A|^2 A = 0 \quad (1.33)$$

onde $\beta_2 < 0$.

Para melhor trabalhar com a Equação (1.33), é necessário normalizá-la usando as transformações relativas às Equações (1.2), (1.4) e (1.31), que dizem respeito à normalização do tempo, amplitude e comprimento de propagação, respectivamente [4,6].

Com base nestas transformações, a Equação (1.33) fica da forma [4,6,7]:

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau_N^2} + N^2 |U|^2 U = 0 \quad (1.34)$$

onde P_0 é a potência de pico, T_0 a meia largura do pulso incidente e o parâmetro N foi definido anteriormente nas Equações (1.30) e (1.32). Podemos eliminar N da Equação (1.34) fazendo a seguinte substituição:

$$u(\xi, \tau_N) = NU(\xi, \tau_N), \quad (1.35)$$

dessa forma,

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau_N^2} + |u|^2 u = 0. \quad (1.36)$$

A Equação (1.36) tem várias soluções, sendo a mais conhecida [39]

$$u(\xi, \tau_N) = A \operatorname{sech}(A \tau_N) \exp\left(-i \frac{A^2 \xi}{2} + i \Phi\right) \quad (1.37)$$

na qual A representa a amplitude do pulso e Φ uma fase arbitrária. N pode assumir qualquer valor real, entretanto para $N=1$, as amplitudes u e U são iguais, o sóliton é então chamado de primeira ordem ou fundamental; $N=2$, segunda ordem, e assim por diante.

A compreensão e o alcance da aplicação de sólitons em sistemas de comunicações ópticos, bem como de sistemas ópticos em geral, continua em evidência em pesquisas científicas atuais [40-44].

1.6 Modulação de Fase Cruzada.

Quando dois ou mais campos ópticos tendo diferentes comprimentos de onda propagam-se simultaneamente dentro de uma fibra, eles interagem um com o outro através da não-linearidade da fibra. Em geral, interações dessa natureza podem gerar novas ondas sob condições apropriadas através de uma variedade de fenômenos não-lineares tais como espalhamento Raman estimulado ou espalhamento Brillouin, geração de harmônicos, e

mistura de quatro-ondas [4]. A não-linearidade da fibra pode, também, acoplar dois campos ópticos através da *Modulação de Fase Cruzada* (XPM) sem induzir qualquer transferência de energia entre eles. Modulação de fase cruzada é sempre acompanhada pela auto-modulação de fase (SPM) e ocorre por causa do índice de refração efetivo visto por um feixe óptico em um meio não-linear que depende não somente da intensidade daquele feixe mas, também, da intensidade de outros feixes copropagantes [45].

Considerando, por uma questão de simplicidade, que os feixes ópticos de entrada preservam sua polarização durante a propagação, em uma fibra que mantém a polarização, e que a fibra exibe grande birrefringência, segue que, a propagação de pulsos ópticos em uma fibra elipticamente birrefringente é governada pelo seguinte conjunto de equações de modo acoplado, incluindo os efeitos de GVD e SPM, ficando dessa forma [4]:

$$\frac{\partial A_x}{\partial z} = +i\gamma(|A_x|^2 + B|A_y|^2)A_x - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_x}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2}A_x \quad (1.38a)$$

$$\frac{\partial A_y}{\partial z} = +i\gamma(|A_y|^2 + B|A_x|^2)A_y - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_y}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2}A_y \quad (1.38b)$$

O parâmetro de acoplamento B depende do ângulo de elipticidade θ (ver Eq. 1.39 na seqüência) e pode variar de 2/3 a 2 para valores de θ na faixa de 0 a $\pi/2$ [4],

$$B = \frac{2 + 2\text{sen}^2\theta}{2 + \text{cos}^2\theta} . \quad (1.39)$$

Para uma fibra linearmente birrefringente, $\theta=0$, e $B=2/3$. Por outro lado, $B=2$ para uma fibra circularmente birrefringente ($\theta=\pi/2$). Note também que, $B=1$ quando $\theta \approx 35^\circ$ [4].

Os estudos, com respeito à modulação de fase cruzada (XPM), tem sido mantido nos últimos tempos, em diversos experimentos, confirmando assim o interesse que este importante efeito não-linear gera junto aos pesquisadores [46-49].

1.7 Referências Bibliográficas

- [1] M. N. Islam (1992). *Ultrafast Fiber Switching Devices and Systems*. AT&T / Cambridge University Press, New York.
- [2] D. A. B. Miller (1990). *Device Requirement for Digital Optical Processing in Digital Optical Computing*. Ed. R. A. Athale, Spie Critical Reviews Optical Science and Technology, CR 35, páginas 68 – 76.
- [3] G. P. Agrawal (2001). *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press.
- [4] G. P. Agrawal (2007). *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press/Elsevier. Quarta Edição.
- [5] G. P. Agrawal, (2005). *Lightwave Technology – Telecommunication Systems*, Hoboken: John Wiley & Sons.
- [6] A. C. Ferreira e A. S. B. Sombra (2008), “Estudo Numérico do Acoplador Duplo Simétrico de Fibras Ópticas Operando com PPM e PAM para Obtenção de Portas Lógicas”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Eng. de Teleinformática, UFC.
- [7] M. G. Silva e A. S. B. Sombra (1997), “Estudo do Desempenho de Acopladores Direcionais Triplos Solitônicos de Fibras Ópticas: Resultados Analíticos e Numéricos”. Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, UFC.
- [8] I. N. Sisakyan e A. B. Shvartsburg, “*Nonlinear dynamics of picosecond pulses in fiber-optic waveguides (review)*”, *Sov. J. Quantum Electron.* **14**, (9) (1984)1146-1157.
- [9] S. A. Akhmanov, V. A. Vysloukh, e A. S. Chirkin, *Optics of Femtosecond Laser Pulses* (American Institute of Physics, New York, 1992), Chap.1.
- [10] G. P. Agrawal, in *Supercontinuum Laser Source*, R. R. Alfano, ed. (Springer-Verlag, Heidelberg, 1989), Chap. 3.
- [11] F. Shimizu, “Frequency Broadening in Liquids by a Short Light Pulse”, *Phys. Rev. Lett.* **19** (19), 1097-1100 (1967).
- [12] R. H. Stolen e C. Lin, “Self-phase-modulation in silica optical fibers”, *Phys. Rev. A* **17** (4), 1448-1453 (1978).
- [13] L. Kazovsky, S. Benedetto e A. Willner (1996). *Optical Fiber Communication Systems*. Artech House, Inc. Primeira edição.
- [14] R. Ramaswami e K. N. Sivarajan (1999). *Optical Networks: A practical perspective*. The Morgan Kaufman. Series in networking. Segunda edição.

- [15] G. P. Agrawal, (2004). *Lightwave Technology – Components and Devices*, Hoboken: John Wiley & Sons.
- [16] Q. Li, Y. Xie, Y. Zhu, Y. Qi e Z. Zhao, “Effects of Second-Order Coupling Coefficient Dispersion on Short-Pulse Propagation and Switching in an Active Two-Core Nonlinear Fiber Coupler”, *Journal of Lightwave Technology*, 27 (15) (2009) 2933-2940
- [17] M. Asobe, "Effects of group-velocity dispersion in all-optical switching devices using highly nonlinear optical waveguides," *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (7), 1287-1299 (1995)
- [18] L. Jia, M. Geng, L. Zhang, L. Yang, P. Chen, e Y. Liu, "Dispersion characteristics of nanometer-scaled silicon rib waveguides," *Chin. Opt. Lett.* 8 (5), 485-489 (2010)
- [19] S. E. Schrauth, B. Shim, A. D. Slepukov, L. T. Vuong, A. L. Gaeta, N. Gavish, e G. Fibich, "Pulse splitting in the anomalous group-velocity-dispersion regime," *Opt. Express* **19** (10), 9309-9314 (2011)
- [20] W. H. Renninger, A. Chong, e F. W. Wise, “Dissipative solitons in normal-dispersion fiber lasers”, *Phys. Rev. A* 77 (2), 023814 (2008).
- [21] D. Marcuse, "Pulse distortion in single-mode fibers," *Appl. Opt.* **19** (10), 1653-1660 (1980)
- [22] E. P. Ippen, C. V. Shank e T. K. Gustafson, “Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers”, *Appl. Phys. Lett.* **24** (4), 190-191 (1974).
- [23] S. Prusty, H. S. Mavi, e A. K. Shukla, “Optical nonlinearity in silicon nanoparticles: Effect of size and probing intensity”, *Phys. Rev. B* 71(11), 113313 (2005).
- [24] K. Imakita, M. Ito, M. Fujii e S. Hayashi, “Nonlinear optical properties of Si nanocrystals embedded in SiO₂ prepared by a cosputtering method”, *J. Appl. Phys.* 105 (9), 093531 (2009).
- [25] R. A. Fisher e W. K. Bischel, “Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses”, *J. Appl. Phys.* 46 (11), 4921 (1975).
- [26] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky e A. C. Balant, “Nonlinear Picosecond-Pulse Propagation through Optical Fibers with Positive Group Velocity Dispersion”, *Phys. Rev. Lett.* **47** (13), 910-913 (1981).
- [27] P. Weidner e A. Penzkofer, *Spectral broadening of picosecond laser pulses in optical fibres*, *Opt. Quantum Electron.* **25**, (1) (1993) 1-25.
- [28] G. Genty, S. Coen e J. M. Dudley, “Fiber supercontinuum sources (Invited)”, *J. Opt. Soc. Am. B* **24** (8), 1771-1785 (2007).

- [29] A. Ankiewicz, Wenjing Chen, P. St. Russell, M. Taki, and N. Akhmediev, “Velocity of heat dissipative solitons in optical fibers”, *Opt. Lett.* 33 (19), 2176-2178 (2008).
- [30] Iva Maxwell, Samuel Chung, Eric Mazur “Nanoprocessing of subcellular targets using femtosecond laser pulses”, *Medical Laser Application* 20, (3) (2005) 193-200.
- [31] H. Li, D. G. Ouzounov, e F. W. Wise, "Starting dynamics of dissipative-soliton fiber laser," *Opt. Lett.* **35** (14), 2403-2405 (2010)
- [32] A. Peleg, Q. M. Nguyen e Y. Chung “Cross-talk dynamics of optical solitons in a broadband Kerr nonlinear system with weak cubic loss”, *Phys. Rev. A* 82 (5), 053830 (2010).
- [33] A. Szameit, Y. V. Kartashov, F. Dreisow, T. Pertsch, S. Nolte, A. Tünnermann e L. Torner, “Observation of Two-Dimensional Surface Solitons in Asymmetric Waveguide Arrays”, *Phys. Rev. Lett.* 98 (17), 173903 (2007).
- [34] Anjan Biswas, “Statistical Dynamics of Solitons in Optical Fibers”, *Fiber and Integrated Optics* 20, (5), (2001) 495-501.
- [35] D. Zhao e M. Y. Yu, “Generalized nonlinear Schrödinger equation as a model for turbulence, collapse, and inverse cascade”, *Phys. Rev. E* 83 (3), 036405 (2011).
- [36] K. Nakkeeran, “Optical solitons in a new type of coupled nonlinear Schrödinger equations”, *Journal of Modern Optics* 48 (12), 1863-1867 (2001).
- [37] J. Tian “Optical Solitonlike Pulses for Nonlinear Schrödinger Equation with Variable Coefficients”, *Fiber and Integrated Optics* 25 (2), 101-110 (2006)
- [38] C. G. L. Tiofack, A. Mohamadou, T. C. Kofané e K. Porsezian, “Exact quasi-soliton solutions and soliton interaction for the inhomogeneous coupled nonlinear Schrödinger equations”, *Journal of Modern Optics* 57 (4), 261-272 (2010).
- [39] G. D. Peng, A. Ankiewicz, “Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fibre couplers”, *International Journal of Nonlinear Opt. Phys.* 1 (1), 135-150 (1992).
- [40] M. F. S. Ferreira, M. M. V. Facão, S. C. V. Latas e M. H. Sousa, “Optical Solitons in Fibers for Communication System”, *Fiber and Integrated Optics* 24, (3-4) 287-313 (2005).
- [41] A. Docherty, P. L. Chu, e B. A. Malomed, "Notch filters in soliton communications systems: a comparison," *J. Opt. Soc. Am. B* **19** (2), 190-197 (2002).
- [42] Y. J. He e H. Z. Wang, “Phase jitter control of ultrashort soliton in high-speed communication systems with nonlinear gain”, *Journal of Modern Optics* 53, (3) 323-331 (2006).
- [43] A. Hasegawa, "Optical Solitons in Fibers for Communication Systems," *Optics & Photonics News* 13(2), 33-37 (2002)

- [44] C. S. Jun, J. H. Im, S. H. Yoo, S. Y. Choi, F. Rotermund, D.-Il Yeom, e B. Y. Kim, "Low noise GHz passive harmonic mode-locking of soliton fiber laser using evanescent wave interaction with carbon nanotubes," *Opt. Express* **19** (20), 19775-19780 (2011)
- [45] S. A. Akhmanov, R. V. Khokhlov, e A. P. Sukhorukov, in *Laser Handbook*, Vol. 2, Eds, F. T. Arecchi e E. O. Schulz-Dubois, Eds. (North-Holland, Amsterdam, 1972), Cap. E3.
- [46] L. Zhao e J. Sun, "Investigation of the phase-locking behavior by utilizing self-phase- and cross-phase-modulation in cubic susceptibility medium: Theory and experiment", *Phys. Rev. A* **82** (6), 063831 (2010).
- [47] J. Huang e J. Yao, "Small-signal analysis of cross-phase modulation instability in lossy fibres", *Journal of Modern Optics* **52** (14), 1947-1955 (2005).
- [48] Y. Guo, S.-S. Li e L.-M. Kuang, "Large cross-phase shifts among three slow weak pulses via triple electromagnetically induced transparency", *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics.*, **44** (6), 065501 (2011).
- [49] G. F. Sinclair, "Time-dependent cross-phase-modulation in ^{87}Rb ", *Phys. Rev. A* **79** (2), 023815 (2009).

Capítulo 2

Dispositivos de Fibras Ópticas

O aumento contínuo da velocidade dos sistemas de transmissão de telecomunicações tem despertado o interesse de se conseguir dispositivos totalmente ópticos capazes de processar e tratar informações em velocidades ultra-rápidas. Neste sentido, vários dispositivos ópticos, passivos e ativos, foram e continuam sendo desenvolvidos para este propósito. Uma grande variedade de efeitos ópticos têm sido observados usando fibras ópticas como meio não-linear, como temos visto. Baseado nesses efeitos, uma série de dispositivos ópticos foram, com bastante êxito, demonstrados [1]. Esse capítulo trata, de forma concisa, alguns desses dispositivos ópticos de roteamento, tais como: o acoplador direcional não-linear (NLDC) e o interferômetro de Sagnac, conhecido também como espelho óptico não-linear em anel (NOLM).

Estes dispositivos desempenham um papel extremamente importante em circuitos ópticos, em particular, no estudo de chaveamento óptico de pulsos e em outras aplicações.

2.1 Acopladores de Fibra.

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 do feixe óptico em outros dois feixes coerentes, por exemplo, mas fisicamente separados [1-3]. 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 [1-3]. Aplicações em optoeletrônica, telecomunicações, processamento digital totalmente óptico, portas lógicas totalmente ópticas, chaveamento óptico, processamento de sinal óptico, são os principais motivos que têm estimulado os grupos de pesquisa a estudarem mais detalhadamente esses dispositivos [4-16]. Recentemente, também, tem sido estudado o comportamento do acoplador direcional não-linear óptico, sob a ação da não-linearidade não instantânea [15]. Aplicações com o NLDC, utilizando técnicas de modulação para obter portas lógicas, também tem sido registradas [12,13].

Os acopladores têm sido fabricados usando guias de ondas planares, bem como têm sido extensivamente estudados no contexto dos LiNbO_3 e guias de ondas semicondutores [1]. Nesta tese, consideramos exclusivamente os acopladores direcionais baseados em fibras ópticas.

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 [1,2,17]: a) retirada da maioria da camada de casca por meio de corrosão química; b) remoção parcial da camada de casca em ambas as fibras por meio de um polimento mecânico controlado; c) fusão de duas ou mais fibras após um leve entrelaçamento entre elas e um posterior aquecimento. 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.

2.1.1 Características dos Acopladores.

Acopladores fibra são, na sua versão mais simples, constituídos de duas fibras ópticas paralelas separadas por uma distância d , conforme mostram as Figuras 2.1a e 2.1b, e são regularmente usados em diversas aplicações relacionadas a fibras ópticas [1-20]. Seus núcleos são bastante próximos de maneira que os modos fundamentais de propagação de cada núcleo sobrepõem-se parcialmente na região da casca entre os dois núcleos. Tal acoplamento de onda evanescente entre os dois modos provoca a transferência da potência óptica de um núcleo para o outro. Esta transferência de potência está diretamente relacionada com a potência crítica P_C , que é a potência de entrada necessária para se obter uma transferência de 50% entre os guias do acoplador. A potência crítica para um acoplador é dada por [1-5]:

$$P_C = \frac{A_{\text{eff}} \lambda}{n_{\text{NL}} L_c} \quad (2.1)$$

em que A_{eff} representa a área de seção transversal efetiva do guia de onda, λ é o comprimento de onda no vácuo, n_{NL} é o índice de refração não linear e L_c é o comprimento de acoplamento necessário para a transferência de um guia para outro. Para o acoplador da Figura 2.1a, o comprimento L_c é definido como [1-5]:

$$L_c = \frac{\pi}{2K} \quad (2.2)$$

sendo K o coeficiente de acoplamento linear entre os guias adjacentes. Como podemos verificar pelas equações (2.1) e (2.2), a potência crítica é inversamente proporcional ao comprimento de acoplamento, o que implica no fato de que quanto maior for o seu comprimento, menor será a potência crítica.

De um modo geral, os acopladores, na sua configuração mais simples, são dispositivos de 4 portas (duas de entrada e duas de saída) cuja função é dividir coerentemente o feixe óptico incidente em uma das portas de entrada e direcioná-lo para as portas de saída [1-5].

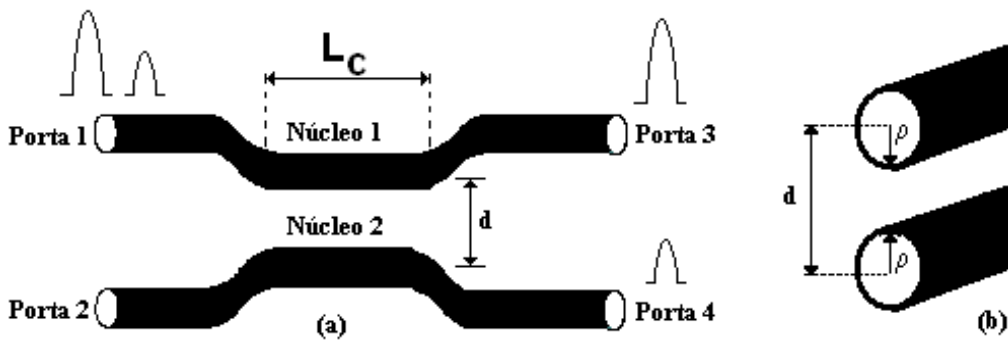


Figura 2.1a : Acoplador direcional não linear (NLDC) com uma ilustração esquemática do processo de chaveamento. Os pulsos aplicados na porta 1 aparecem em diferentes portas de saídas dependendo de suas potências de pico. Figura 2.1b : Seção transversal do NLDC.

Dependendo da potência de pico aplicada às entradas do acoplador, um pulso óptico pode ser direcionado para diferentes portas de saídas. A partir dos sinais aplicados à porta 1 do acoplador, Figura 2.1a, temos que para baixa potência de luz (abaixo da potência crítica), o dispositivo se comporta como um acoplador linear, ou seja, o feixe óptico se propaga periodicamente entre os guias que constituem o acoplador. Por causa do acoplamento evanescente, o sinal de baixa intensidade aplicado à porta 1 é completamente chaveado para a porta 4. Se o sinal aplicado à porta 1 do acoplador apresentar uma intensidade maior (acima da potência crítica), a potência de luz simplesmente emerge no mesmo guia (porta 3) [1-9].

Para o acoplador das Figuras 2.1a e 2.1b, temos que d é a separação entre os centros dos núcleos das fibras e ρ o raio dos núcleos. Para que ocorra a interação entre os campos que se propagam nos guias do acoplador, a relação d/ρ usualmente varia entre 2 e 4 [21], ou seja, a

relação d/ρ deve ser, no mínimo, da ordem do diâmetro do núcleo das fibras que constituem o acoplador [22].

2.1.2 Classificação dos Acopladores.

Acopladores Direcionais e Contradirecionais.

Em um acoplador, se o sentido do campo chaveado for igual ao do campo incidente, esse acoplador é denominado acoplador direcional ou copropagante, caso o sentido seja contrário, ele é denominado contrapropagante ou contradirecional [2].

Acopladores Simétricos.

Os acopladores são ditos simétricos quando seus núcleos apresentam mesmo raio ($r_1=r_2$) e também possuem iguais índices de refração ($n_1=n_2$). Em outras palavras, os acopladores são simétricos quando seus núcleos são idênticos sob todos os aspectos [1]. No caso dos acopladores direcionais simétricos, a diferença de fase entre os dois modos dos núcleos é sempre zero.

Acopladores Assimétricos.

Existem diversas formas pelas quais os núcleos de um acoplador tornam-se diferentes. Por exemplo, os núcleos podem ter diferentes formas ou tamanhos, diferentes propriedades dispersivas, podem ter diferentes dopagens ou bombeamento, ou ainda, um ou mais núcleos podem ser integrados com redes de Bragg, de modo que os efeitos não lineares, em acopladores assimétricos, têm atraído crescente interesse nos últimos anos [23-27]. O processo de acoplamento em um acoplador direcional assimétrico ocorre de uma forma mais complicada, comparativamente ao acoplador simétrico, devido a diferentes velocidades de fases nos dois núcleos.

2.1.3 Acoplador Direcional Não Linear (NLDC).

Na análise de fibras ópticas, verificamos a dependência do índice de refração $n(\omega)$, observamos que o índice de refração $n(\omega)$ depende do índice de refração não linear n_{NL} e da intensidade do campo. Este tipo de não linearidade é conhecida como Kerr, que por sua vez

está relacionada à parte real do tensor de susceptibilidade de terceira ordem $\chi^{(3)}$ [1,28]. Em particular, podemos escrever o índice de refração como:

$$n(\omega) = n_o(\omega) + n_{NL}|E|^2 \quad (2.3)$$

na qual [23]

$$n_{NL} = \frac{3}{8} \frac{\chi^{(3)}_{jkz}}{n_o(\omega)} \quad (2.4)$$

e $n_o(\omega)$ é a parte linear do índice de refração.

A não linearidade Kerr dá origem a vários efeitos, dependendo das condições com que o sinal óptico é bombeado no guia. Dentre eles estão a automodulação de fase (SPM), a modulação de fase cruzada (XPM) e a instabilidade modulacional. Inúmeras são as aplicações para esses efeitos, dentre elas podemos citar o chaveamento óptico, implementação de portas lógicas ópticas e compressão de pulsos [28].

A teoria dos modos acoplados tem provado ser útil para descrever a operação de um acoplador não linear com perturbações não lineares não muito intensas e guias satisfatoriamente separados, sendo já bastante discutida e aceita. Jensen [29], em 1982, foi o primeiro a propor e a desenvolver uma equação que representasse a evolução da onda no acoplador duplo não linear. A propagação de uma onda contínua num acoplador duplo não linear, como o da Figura 2.1a, é dado por [29]:

$$i \frac{dA(z)}{dz} = i\alpha A + \gamma |A|^2 A + KB \quad (2.5a)$$

$$i \frac{dB(z)}{dz} = i\alpha B + \gamma |B|^2 B + KA \quad (2.5b)$$

em que **A** e **B** são as amplitudes dos campos nos núcleos, α representa a perda ou amplificação ao longo do acoplador, γ é o coeficiente de automodulação de fase (SPM), que é dado por [29]:

$$\gamma = \pm \frac{4Kn_{NL}L_C}{A_{eff}\lambda} \quad (2.6)$$

2.1.4 Modelagem de Acopladores

No acoplador direcional, a propagação de pulsos nas fibras é acompanhada de interações entre os campos adjacentes. Para descrever a propagação de pulso neste dispositivo é necessária uma equação de evolução para cada uma das fibras que constituem o acoplador e cada equação deve conter o termo de acoplamento entre os guias. Essa abordagem, de caráter introdutório, teórica, que dá uma noção básica do dispositivo ‘acoplador direcional’, por uma questão de objetividade dentro do escopo desta seção, somente considera a presença dos efeitos devidos à não linearidade do tipo Kerr e à dispersão de velocidade de grupo, β_2 . Ressaltamos que não gera prejuízo do objetivo proposto de introdução do conceito, a não inclusão de outros efeitos não-lineares neste momento. Posteriormente, no capítulo 5, introduzir-se-á o efeito da modulação de fase cruzada (XPM) na análise do dispositivo ‘acoplador direcional’, com suas devidas particularidades. A modelagem do acoplador é feita por um sistema de equações diferenciais acopladas e este sistema está fundamentado na equação não linear de Schrödinger (NLSE), sendo o sistema que descreve um acoplador direcional de n fibras semelhantes dado por [30]:

$$i \frac{\partial A_j}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_j}{\partial T^2} + \gamma |A_j|^2 A_j + S_j(A_k, A_j, A_k^*, A_j^*) = 0 \quad j = 1, 2, 3, \dots, n \text{ e } k \neq j \quad (2.7)$$

Este sistema de equações para um acoplador com n núcleos acoplados tem n equações diferenciais. O índice j refere-se ao pulso que se propaga na fibra j , k nas demais fibras, e o asterisco representa o complexo conjugado do campo. O termo de acoplamento S_j depende do tipo de processo que gera o acoplamento considerado. Esses processos de acoplamento podem ser lineares ou não lineares nas amplitudes dos pulsos dos guias e ainda podem conter termos cruzados que dependem simultaneamente da amplitude do pulso em evolução e dos demais campos.

2.1.5 Acopladores Duplos.

Acopladores direcionais são usados para combinar e dividir sinais em uma rede óptica, dentre outras funções já vistas. Um acoplador é um dispositivo versátil e tem muitas aplicações em uma rede óptica [31]. Por exemplo, um acoplador pode ser usado para distribuir um sinal de entrada igualmente entre duas portas de saída, se ajustado para isso, de

tal forma que metade da potência de entrada apareça em cada saída, um tal acoplador 2x2 é chamado de acoplador 3 dB, por exemplo [31].

Da NLSE escrevemos as equações que descrevem a dinâmica de um acoplador duplo, em que os efeitos de não linearidade do tipo Kerr, dispersão de velocidade de grupo e acoplamentos lineares são considerados. Assim para acopladores duplos como o da Figura 2.1a, temos [1-3]:

$$i \frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} + \gamma |A_1|^2 A_1 + K A_2 = 0 \quad (2.8a)$$

$$i \frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} + \gamma |A_2|^2 A_2 + K A_1 = 0 \quad (2.8b)$$

onde A_j é a intensidade de campo no guia j ($j=1,2$), γ é o coeficiente de automodulação de fase e β_2 é a dispersão de velocidade de grupo.

O parâmetro β_2 na equação (2.7) pode assumir um valor positivo ou negativo. No regime de dispersão normal ($\beta_2 > 0$) os efeitos do GVD e SPM podem ser usados para técnicas de compressão de pulsos ao passo que no regime de dispersão anômalo ($\beta_2 < 0$) os efeitos do GVD e SPM permitem que o sistema suporte pulsos solitônicos.

No sistema de equações (2.8a e 2.8b) consideramos β_2 negativo, o que corresponde a um regime de dispersão anômala. A normalização introduzida aqui, é conhecida na literatura [1,28] e foi vista no Capítulo 1, aqui está com a inclusão da normalização da constante de acoplamento. Ao normalizar este sistema de equações obtemos

$$i \frac{\partial u_1}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_1}{\partial \tau_N^2} + |u_1|^2 u_1 + C u_2 = 0 \quad (2.9a)$$

$$i \frac{\partial u_2}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u_2}{\partial \tau_N^2} + |u_2|^2 u_2 + C u_1 = 0 \quad (2.9b)$$

onde u_1 e u_2 são, respectivamente, as amplitudes modais do campo nos núcleos 1 e 2, dadas por

$$u_j = \frac{A_j}{\sqrt{P_0}} \quad (2.10)$$

,sendo P_0 a potência de pico do pulso, com $j = 1, 2$, e C é a constante de acoplamento normalizada, dada por

$$C = L_D K \quad (2.11)$$

sendo o comprimento de acoplamento para o acoplador duplo dado por

$$L_c = \frac{\pi}{2K} . \quad (2.12)$$

2.2 Interferômetro de Sagnac.

Um interferômetro é um dispositivo óptico que divide uma onda em duas, usando um divisor de feixes, as atrasa fazendo-as percorrer distâncias diferentes, as redireciona, usando espelhos, as recombina usando outro (ou o mesmo) divisor de feixes 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: Fabry-Perot, Michelson, Mach-Zender e Sagnac. Os dois últimos tipos têm despertado uma atenção particular por parte dos pesquisadores [1,31-64].

Interferômetro de Mach-Zender

A Fig. 2.2, apresenta a configuração de um interferômetro de Mach-Zender. Um feixe de luz incidente na entrada 1 é dividido em duas partes que propagarão nos dois braços do dispositivo. Caso haja alguma assimetria, os dois feixes irão sofrer deslocamentos de fases diferentes à medida que se propagam.

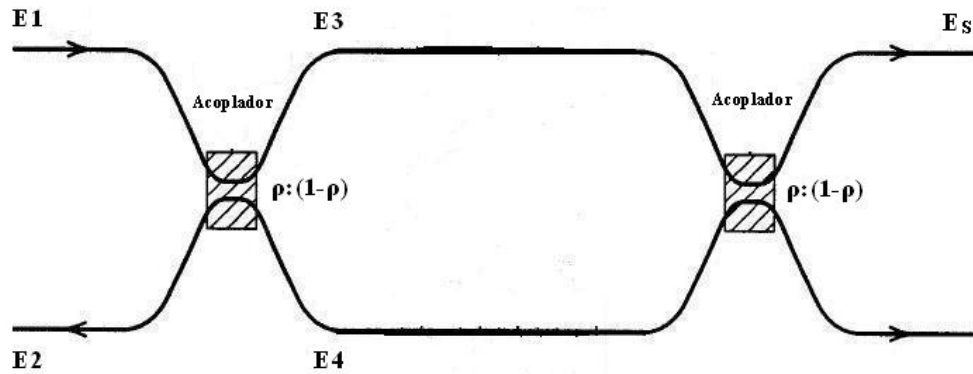


Fig. 2.2 – Diagrama esquemático de um interferômetro de fibra Mach-Zender.

Por outro lado, um campo intenso que se propaga numa fibra óptica sofre um deslocamento de fase não-linear através da auto-modulação de fase (SPM) ou da modulação de fase cruzada (XPM). Esse deslocamento de fase é dependente da intensidade de luz aplicada I , do coeficiente de índice de refração não-linear n_{NL} , do comprimento de onda do espaço livre da luz incidente λ_0 e do comprimento de propagação L . Considerando apenas os efeitos de SPM, essa diferença de fase é dada por [37,38]:

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi}{\lambda_0} n_{NL} LI \quad (2.13)$$

Num interferômetro de Mach-Zender, a diferença de fase entre os dois canais varia com a intensidade óptica. Enquanto um acoplador direcional não-linear requer um deslocamento de fase de 2π para chavear, um interferômetro requer somente uma diferença de fase π entre os dois canais para alternar o estado de interferência de destrutivo para construtivo. Contudo, a resposta de um interferômetro obedece a uma função senoidal quadrática da fase não linear, a qual é menos acentuada do que a de um acoplador direcional [1,39,43].

Interferômetro de Sagnac

Os dispositivos dependentes da fase e do comprimento são susceptíveis a flutuações ambientais (temperatura, pressões mecânicas, etc.). No interferômetro Mach-Zender é necessário aumentar o comprimento do guia para reduzir a energia de chaveamento causando assim problemas de instabilidade [1,41]. É fator complicante, implementar um interferômetro de Mach-Zender longo com comprimentos exatamente iguais nos dois braços de fibra. Dessa forma, uma das desvantagens do interferômetro de Mach-Zender, é o difícil controle do tamanho dos braços, de modo a alcançar a condição de chaveamento, devido à flutuações

ambientais; haja vista essa dificuldade emanar, também, do fato de se manter comprimentos de caminho óptico idênticos nos dois braços do MZI quando eles tipicamente excedem 1Km devido à não-linearidade relativamente fraca de fibras de sílica [1,40,41,43]. Além disso, mesmo que desejássemos trabalhar com o chaveamento através de condições que não levassem em consideração o tamanho dos braços, seria difícil alcançar condições de igualdade dos mesmos, devido a fatores de geometria [39]. O interferômetro de Sagnac ou espelho óptico não-linear em anel (NOLM)[42], não apresenta esta dificuldade [42]. Ele foi proposto por N. J. Doran e David Wood para demonstrar que sólitons permitem chaveamento completo de pulso e que um soliton pode agir como um “bit” de dado fundamental em processos ópticos ultra-rápidos [42,44]. O interferômetro de Sagnac não requer alinhamento interferométrico, é de simples construção e bastante robusto, além de permitir a análise de efeitos de propagação de sólitons [42]. Este consiste de um acoplador direcional de quatro portas, na qual as duas portas de saída estão conectadas formando um anel de fibra óptica. Os dois braços de fibra correspondem às duas direções de propagação (horária e anti-horária) ao redor do anel. Esta configuração é bastante estável, pois os dois caminhos ópticos são exatamente os mesmos. Quando o acoplador divide a energia de entrada igualmente, o NOLM opera como um espelho perfeito, ou seja, toda a energia de entrada retorna pelo mesmo canal. Para outras razões de divisão de potência, o deslocamento de fase não-linear é diferente para as duas direções e o NOLM age como um espelho dependente da intensidade [1,42]. A Figura 2.3 apresenta o esquema do interferômetro de Sagnac construído de fibras ópticas.

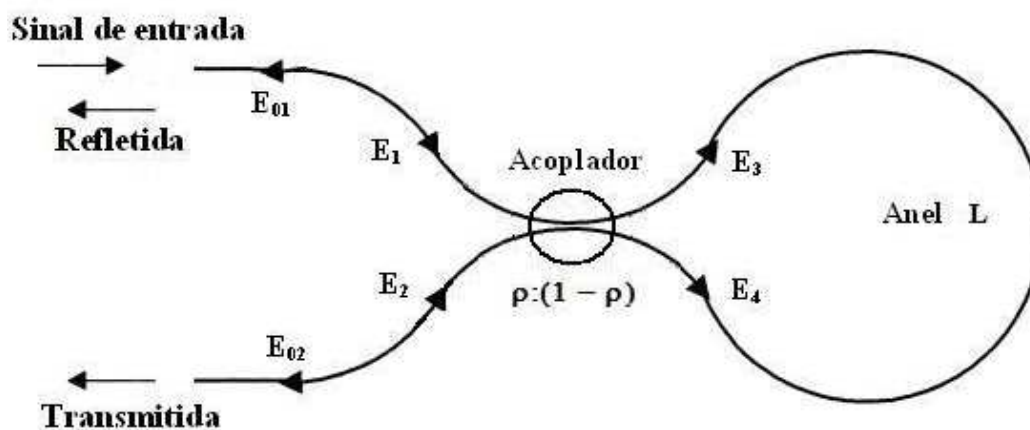


Fig. 2.3 - A Configuração do Interferômetro de Sagnac (NOLM).

O sinal de entrada E_1 , posicionado na porta 1, é dividido em duas partes através do acoplador direcional de razão de acoplamento de potência $\rho : (1-\rho)$. Esses campos compartilham o mesmo caminho óptico e interferem no acoplador coerentemente[1]. Os dois campos E_3 e E_4 irão se contra-propagar no anel em direções opostas, se recombinando novamente no

acoplador e produzindo uma saída refletida pela porta 1, \mathbf{E}_{01} e outra saída transmitida pela porta 2, \mathbf{E}_{02} (vide Fig. 2.3). Se o anel não apresentar nenhuma assimetria, toda a potência de entrada será refletida pela porta 1, por isso o nome de espelho. Por outro lado, se alguma assimetria é produzida ou provocada no anel, uma parte da potência de entrada será transmitida pela porta 2 e a outra será refletida pela porta 1. A condição de transmissão máxima é alcançada para um defasamento de 180° entre os feixes contra-propagantes.

A diferença relativa de fase entre os feixes contra-propagantes determina se um feixe de entrada é refletido ou transmitido pelo interferômetro de Sagnac. De fato, se um acoplador de fibra 3-dB ($\rho=0,5$) (uma situação de simetria) é utilizado, qualquer entrada é totalmente refletida e o anel de Sagnac atua como um espelho perfeito [1].

O comprimento do caminho óptico é precisamente o mesmo para ambos os feixes contra-propagantes, já que eles seguem a mesma trajetória, sendo que em direções opostas. Esta é uma característica importante do dispositivo [42]. De um ponto de vista não-linear, o efeito de propagação já não será idêntico para os dois caminhos se $\rho \neq 0,5$, desde que a velocidade da fase é dependente da intensidade [42]. A realização mais simples de um dispositivo não-linear baseado na configuração da Fig. 2.3, qual seja o NOLM, é permitir o efeito SPM no circuito de fibra e levar $\rho \neq 0,5$ [42]. O deslocamento de fase adquirido por um campo \mathbf{E} , propagando no anel de Sagnac, sob a influência de SPM é dado por:

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} n_{NL} |E|^2 L \quad (2.14)$$

Onde n_{NL} é o coeficiente de índice de refração não-linear (Kerr), λ é o comprimento de onda da luz, L é o comprimento do ‘loop’ de fibra do NOLM [42].

Fisicamente, se a potência é igualmente dividida entre as ondas contra-propagantes, o deslocamento de fase não-linear é igual para ambas ondas, resultando em nenhuma diferença de fase relativa entre as ondas contra-propagantes [1]. Contudo, se o fator de divisão de energia ρ é diferente de 0,5, o espelho de anel de fibra exibe comportamento diferente em baixas e altas potências e pode atuar como uma chave óptica [1].

O princípio de funcionamento do NOLM é parecido com o do interferômetro de Mach-Zender.

Os campos \mathbf{E}_3 e \mathbf{E}_4 , estão relacionados com as entradas \mathbf{E}_1 e \mathbf{E}_2 , antes da propagação através de [42]:

$$E_3 = \sqrt{\rho}E_1 + i\sqrt{(1-\rho)}E_2 \quad (2.15a)$$

$$E_4 = i\sqrt{(1-\rho)}E_1 + \sqrt{\rho}E_2 \quad (2.15b)$$

Considerando a operação do dispositivo com uma única entrada, dada por \mathbf{E}_1 , após uma volta no anel, esses dois campos são dados por:

$$E_3 = \sqrt{\rho}E_1 \exp\left(i\rho|E_1|^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_{NL}L\right) \quad (2.16a)$$

$$E_4 = i\sqrt{(1-\rho)}E_1 \exp\left(i(i-\rho)|E_1|^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_{NL}L\right) \quad (2.16b)$$

As saídas transmitida \mathbf{E}_{02} e refletida \mathbf{E}_{01} podem ser obtidas, invertendo as equações (2.15a) e (2.15b), devido à nova posição dos campos \mathbf{E}_3 e \mathbf{E}_4 . Dessa forma, a saída transmitida pela porta 2 é dada por [42]:

$$|E_{02}|^2 = |E_1|^2 \left(1 - 2\rho(1-\rho) \left\{1 + \cos\left[(1-2\rho)|E_1|^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_{NL}L\right]\right\}\right) \quad (2.17)$$

Esta equação mostra que para $\rho \neq 1/2$, toda a potência emerge pela porta 2 (ver Fig. 2.3), ou seja, uma condição de transmissão máxima (defasamento de π). Sendo uma condição periódica e ocorre sempre que

$$|E_1|^2 \frac{2\pi}{\lambda} n_{NL}L = m \frac{\pi}{1-2\rho} \quad \text{para } m \text{ ímpar [42].} \quad (2.18)$$

Por outro lado, a condição de transmissão mínima ocorre para m par e é dada por [42]:

$$|E_{02}|^2 = |E_1|^2 [1 - 4\rho(1-\rho)] \quad (2.19)$$

A comutação de pulsos em dispositivos de fibras geralmente está acompanhada pelo desmembramento (breakup) do pulso, decorrente da distribuição desigual do deslocamento de fase não-linear ao longo de envelope do pulso [46]. Esse tipo de comportamento degrada a

performance do dispositivo por causa da variação da amplitude do pulso. Contudo, sólitons tornam possível a comutação completa do pulso, uma vez que não alteram sua forma durante a propagação [1,28,46].

O interferômetro de Sagnac é um dispositivo dinâmico, versátil e simples, cujas aplicações em diversos campos despertam um particular interesse por parte dos pesquisadores. Podemos enumerar funções como sensoriamento e medição [50,51], formação de pulsos, eliminação de pedestal, eliminação de ruído [36,49,52-54,56], chaveamento óptico [44,46,48,62-64], processamento de sinal totalmente óptico, portas lógicas, regeneração de sinal [47-49,52,55], demultiplexação[48,58-60], como também memória óptica [61] .

A título de informação, para efeito comparativo, citamos sistemas experimentais típicos os quais registram potências de entrada de pico, no interferômetro de Sagnac, de 0,5W e 0,6W para entrada 1 [48] e 0,5W e 0,9W para entrada 2 [48], com entrada de controle (relativo à configuração presente na citação) 3,3mW [48], e trem de pulsos com potência de entrada 2,5mW de pico [48] com entrada de controle de 1,8W de potência de pico [48].

2.3 Referências Bibliográficas

- [1] G. P. Agrawal (2001). *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, New York.
- [2] J. W. M. Menezes e A. S. B. Sombra, “Implementação de Portas Lógicas Ópticas com Acoplador Direcional Não-Linear Triplo Planar Simétrico de Fibras Ópticas”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Universidade Federal do Ceará, Fevereiro de 2006.
- [3] A. C. Ferreira e A. S. B. Sombra, “Estudo Numérico do Acoplador Duplo Simétrico de Fibras Ópticas Operando com PPM e PAM para Obtenção de Portas Lógicas”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Eng. de Teleinformática, Universidade Federal do Ceará, Janeiro de 2008.
- [4] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva e A. S. B. Sombra. “*Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers*”, *Opt. Commun.* 276 (1), 107 – 115 (2007).
- [5] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho e A. S. B. Sombra, “*All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler*”, *Opt. Commun.* 262 (1), 32-37 (2006).

- [6] J. S. Almeida, J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, J. C. Sales, A. C. Ferreira, S. P. Marciano, A. F. G. Furtado Filho, M. G. Silva e A. S. B. Sombra. “*All-Optical Logic Gates Based in Asymmetric Couplers: Numerical Analysis*”, *Fiber and Integrated Optics*, 26 (4), 217-228 (2007).
- [7] C. C. Yang, A. J. S. Wang. “Asymmetric nonlinear and its applications to logic functions”, *IEEE J. Quantum Electron.* (1992), 28, 479–487.
- [8] M. N. Islam (1992). *Ultrafast fiber switching devices and systems*, Cambridge University Press, AT&T Bell, Laboratories Division.
- [9] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha e A. S. B. Sombra. “*Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers*”. *Optical and Quantum Electronics*, 39 (14) (2007) 1191-1206.
- [10] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, C. S. Sobrinho e A. S. B. Sombra. “All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’”. *Fiber and Integrated Optics*, 29 (4) (2010) 254 – 271.
- [11] Prasanta Mandal e Swati Midda, “All optical method of developing OR and NAND logic system based on nonlinear optical fiber couplers”, *Optik* 122 (20) (2011) 1795– 1798.
- [12] C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, W. B. Fraga, A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, S. P. Marciano, K. D. A. Sabóia, A. S. B. Sombra. Analysis of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM). *Optics Communications* 281 (5), 1056–1064 (2008)
- [13] A.C. Ferreira, C.S. Sobrinho, J.W.M. Menezes, W.B. Fraga, H.H.B. Rocha, A. Wirth L. Jr, K.D.A. Sabóia, G.F. Guimarães, J.M.S. Filho e A.S.B. Sombra, “A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK”, *Journal of Modern Optics* 56 (8) 1004-1013 (2009).
- [14] Q. Li; Y. Xie; Y. Zhu; S. Qian, “Soliton switching and propagation in two-core nonlinear fiber coupler with high order coupling coefficient”. *Optics Communications*, 281 (2008), 2811–2818.
- [15] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, F. T. Lima, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, M. L. Lyra e A. S. B. Sombra, “Study of the Performance of an All-Optical Half Adder Based on Three-Core Nonlinear Directional Fiber Coupler Under Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response”, *Fiber and Integrated Optics*, 30 (3) (2011), 201-230.

- [16] Qiliang Li, Yuyong Xie, Yinfang Zhu, Yongmin Qi e Zhijing Zhao, “Effects of Second-Order Coupling Coefficient Dispersion on Short-Pulse Propagation and Switching in an Active Two-Core Nonlinear Fiber Coupler”, *Journal of Lightwave Technology*, 27 (15) (2009) 2933-2940.
- [17] A. K. Ghatak e K. Thyagarajan (1999). *Introduction to Fiber Optics*, Cambridge University Press, New York, Chap. 17.
- [18] V. J. Tekippe, “Passive fiber-optic components made by the fused biconical taper process”, (1990). *Fiber Integ. Opt.* 9 (2), 97-123.
- [19] P. E. Green (1993). *Fiber-Optic Networks*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap.3.
- [20] J. Hecht (1999). *Understanding Fiber Optics*, Prentice-Hall, Upper Saddle River, NJ. Chap. 15.
- [21] K. S. Chiang, “Intermodal dispersion in two-core optical fibers” (1995). *Opt. Lett.* 20 (9), 997-999.
- [22] S. Droulias, M. Manousakis, K. Hizanidis, “Switching dynamics in nonlinear directional fiber couplers with intermodal dispersion”, *Opt. Comm.*, 240 (1-3), (2004) 209-219.
- [23] P. B. Hansen, A. Kloch, T. Aakjer, T. Rasmussen, “Switching power reduction in asymmetrically designed nonlinear directional couplers”, *Opt. Communications*, (1995) 119 (1-2), 178-182.
- [24] B. A. Malomed, “Bound solitons in a nonlinear optical coupler”, *Phys. Rev. E.* 51 (2), R.864–R866 (1995).
- [25] B. A. Malomed, I. M. Skinner, P. L. Chu, and G. D. Peng “Symmetric and asymmetric solitons in twin-core nonlinear optical fibers”, (1996). *Phys. Rev. E.* 53 (4), 4084-4091.
- [26] D. J. Kaup (1997). and *et al.*, *Asymmetric solitons in mismatched dual-core optical fibers*, *J. Opt. Soc. Am B* vol14, pp 1199.
- [27] D. J. Kaup. e B. A. Malomed (1998). *J. Opt. Soc. Am. B.* 15, 2838.
- [28] G. P. Agrawal (2007). *Nonlinear Fiber Optics*, New York: Academic Press/Elsevier. Quarta Edição.
- [29] S. M. Jensen (1982). “*The nonlinear coherent coupler*”, *IEEE J. Quantum Electron.*, Vol QE-18, pp. 1580-1583.
- [30] G. D. Peng e A. Ankiewicz, (1992). “Fundamental and second order soliton transmission in nonlinear directional fiber coupler”, *International Journal of Nonlinear Opt. Phys.* 1 (1), 135-150 (1992).

- [31] R. Ramaswami e K. N. Sivarajan (2002). *Optical Networks – A practical Perspective*. Morgan Kaufmann Pub. San Francisco.
- [32] Y. D. Wu, T. T. Shih and M. H. Chen, “New all-optical logic gates based on the local nonlinear Mach-Zehnder interferometer”, *Optics Express* 16 (1) (2008) 248-257.
- [33] A. Srivastava, S. Medhekar, “Switching of one beam by another in a Kerr type nonlinear Mach-Zehnder interferometer”, *Optics & Laser Technology* 43 (1) (2011) 29–35.
- [34] Y.-D. Wu , T.-T. Shih e M.-H. Chen, “New all-optical logic gates based on the local nonlinear Mach-Zehnder interferometer”, *Optics Express* 16 (1) (2008) 248-257.
- [35] A. Srivastava, S. Medhekar, “Switching behavior of a nonlinear Mach-Zehnder interferometer: Saturating nonlinearity”, *Optics & Laser Technology* 43 (7) (2011) 1208–1211.
- [36] T. Jintao, L. Hongjun, G. Cunxiao, Z. Wei, W. Yishan, C. Guofu, “Spectrum shape compression and pedestal elimination employing a Sagnac loop”, *Optics Communications* 282 (1) 74-77 (2009).
- [37] D. J. G Mestdagh, *Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*; Artech House: Norwood, (1995).
- [38] J. R. Taylor, “*Optical Soliton- Theory and Experiment*”, Cambridge University Press: Cambridge, 1992.
- [39] J. L. S. Lima e A.S B. Sombra, “Chaveamento Solitônico no Espelho Óptico Não-Linear em Anel (NOLM) Construído de Fibra de Dispersão Decrescente (DDF)”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Física, Universidade Federal do Ceará, Setembro de 1998.
- [40] A. M. Melo e A.S.B. Sombra, “Demultiplexação Óptica Temporal (OTDM) Operando com Pulsos Ultracurtos (ps) em um Interferômetro Assimétrico de Fibra Óptica (TOAD)”, Dissertação de Mestrado, Departamento de Engenharia Elétrica, Universidade Federal do Ceará, Julho de 2000.
- [41] N. Imoto, S. Watkins, Y. Sasaki, “A nonlinear optical-fiber interferometer for nondemolitional measurement of photon number”, *Optics Communications*. 61 (2) (1987), 159-163.
- [42] N. J. Doran e D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror”, *Optics Letters* 13, 56-58 (1988).
- [43] G. P. Agrawal, (2004). *Lightwave Technology – Components and Devices*, Hoboken: John Wiley & Sons.
- [44] K. J. Blow, N. J. Doran and B. K. Nayar, “Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer”, *Optics Letters* 14, 754 (1989).

- [45] D. B. Mortimore, “Fiber Loop Reflectors”, *J. Lightwave Technology* 6, 1217 (1988).
- [46] J. E. Midwinter, *Photonics in Switching*, Vol.1, Academic Press (1993).
- [47] M. Jinno e T. Matsumoto, “*Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two control beams*”, *Optics Letters*, 16 (4) (1991) 220-222.
- [48] M. Jinno, T. Matsumoto, “Nonlinear Sagnac Interferometer Switch and Its Applications”, *IEEE Journal of Quantum Electronics* 28 (4) (1992) 875-882.
- [49] K. Kravtsov, P. R. Prucnal, and M. M. Bubnov, “Simple nonlinear interferometer-based all-optical thresholder and its applications for optical CDMA”, *Opt. Express* 15, 13114-13122 (2007).
- [50] J. Gan, L. Shen, Q. Ye, Z. Pan, H. Cai e R. Qu, “Orientation-free pressure sensor based on π -shifted single-mode-fiber Sagnac interferometer”, *Applied Optics* 49 (27) 5043-5048 (2010).
- [51] Liangjia Zong, Fengguang Luo, Suochao Cui e Xiangdong Cao, "Rapid and accurate chromatic dispersion measurement of fiber using asymmetric Sagnac interferometer," *Opt. Lett.* **36** (5), 660-662 (2011).
- [52] B. K. Nayar, N. Finlayson e N. J. Doran, “*Concatenated All-optical Loop Mirror Switches*”, *Journal of Modern Optics* 40 (12) (1993) 2327-2332.
- [53] J. K. Lucek e K. Smith, “All-optical signal regenerator”, *Opt. Lett.* 18 (15), 1226-1228 (1993).
- [54] K. Smith, N. J. Doran, e P. G. J. Wigley, "Pulse shaping, compression, and pedestal suppression employing a nonlinear-optical loop mirror", *Opt. Lett.* **15** (22) 1294-1296 (1990).
- [55] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, K. J. Blow, “All-optical passive 2R regeneration for $N \times 40$ Gbit/s WDM transmission using NOLM and novel filtering technique”, *Optics Communications*, 217 (1-6) (2003) 227-232.
- [56] C. Stephan, K. Sponsel, G. Onishchukov, B. Schmauss e G. Leuchs, “Phase noise suppression in a DPSK transmission system by the use of an attenuation-imbalanced NOLM”, *Optics Communications*, 284 (12) (2011) 3079-3083.
- [57] K. J. Blow, N. J. Doran e B. P. Nelson, “Demonstration of the nonlinear fiber loop mirror as an ultrafast all-optical demultiplexer”, *Electron. Letters* 26, 962 (1990).
- [58] I. Glesk, J. P. Sokoloff e P. R. Prucnal, “Demonstration of all-optical demultiplexing of TDM data at 250 Gbit/s”, *Electron. Lett.* **30** (4), 339-341 (1994).
- [59] A. M. Melo, J. L. S. Lima, R. S. de Oliveira and A. S. B. Sombra, “Photonic time-division multiplexing (OTDM) using ultrashort picosecond pulses in a terahertz optical asymmetric demultiplexer (TOAD)”, *Optics Communications* 205, 299-312 (2002).

- [60] A. M. Melo, J. L. S. Lima and A. S. B. Sombra, “Optical time-division multiplexing using picosecond solitons in a terahertz optical asymmetric demultiplexer”, *Optics Communications* 186, 87-97 (2000).
- [61] A. J. Poustie , A. E. Kelly, R. J Manning e K.J Blow, “All-optical regenerative memory with full write/read capability”, *Optics Communications*, 154 (5-6) (1998), 277-281.
- [62] J.L.S. Lima, A.S.B. Sombra, “Ultrafast optical switching in a nonlinear loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber”, *Journal of Opt. Commun.* 20 (3) (1999) 82–87.
- [63] J. L. S. Lima, A. S. B. Sombra, “Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber”, *Optics Communications* 163, 292-300 (1999).
- [64] P.P. Yupapin e P. Chunpang, “An experimental investigation of the optical switching characteristics using an optical Sagnac interferometer incorporating one and two ring resonators”, *Optics & Laser Technology*, 40 (2) (2008) 273-277.

Capítulo 3

Análise do Chaveamento Óptico Não-Linear em um Interferômetro de Sagnac com Efeito Kerr Não-Instantâneo.

Tem aumentado o interesse no desenvolvimento de sistemas ópticos para processamento de sinal ultra-rápido e comunicações. Chaves ópticas que usam o efeito Kerr em guias de onda ópticos são interessantes em virtude de seu tempo de resposta na ordem de picossegundos ou abaixo desta ordem, alta densidade de energia e longo comprimento de interação. Processamento de sinal totalmente óptico é um ramo importante das comunicações ópticas modernas, o uso de tecnologias fotônicas para processamento de dados no domínio totalmente óptico é um campo de crescimento considerável, com um forte potencial para uma variedade de aplicações interessantes em diversas áreas semelhantes tais como telecomunicações ópticas ultra-rápidas (como mencionado supra), metrologia ultra-rápida, sensoriamento óptico, engenharia de microondas, processamento de imagens e computação óptica. As vantagens do processamento de informações no domínio totalmente óptico incluem uma vasta largura de banda disponível e o paralelismo intrínseco à abordagem óptica, a qual se traduz em velocidades de processamento ultra-altas que não seriam possíveis de outra forma. Em sistemas de comunicações ópticas atuais, funções de processamento de sinal tais como chaveamento, roteamento, conversão de frequência, e regeneração são tipicamente realizadas eletricamente, os quais exigem converter o sinal óptico para elétrico e retorna para óptico novamente na retransmissão.

Enquanto esta abordagem tradicional tem a vantagem de confiar em tecnologia já amadurecida, existe um interesse significativo em contornar a conversão optoeletrônica e empreender as tarefas de processamento inteiramente no domínio óptico, desde que a abordagem totalmente óptica gere uma rota para redes ópticas de capacidade aumentada, escalabilidade, e flexibilidade, bem como complexidade de gerenciamento da rede e custos reduzidos [1-4]. Além dos setores citados supra, muitos pesquisadores tem estudado regeneração de sinais ópticos, chaveamento totalmente óptico, divisores de potência ópticos, multiplexação totalmente óptica, conexões ópticas com gateways fotônicos, multiplexação por divisão no tempo óptica, obtenção de portas lógicas e blocos lógicos ópticos mediante chaveamento on-off, obtenção de portas lógicas com técnicas de modulação ópticas [1-35].

Neste trabalho nós abordaremos o Interferômetro de Sagnac, também conhecido como Espelho Óptico Não-Linear em Anel (NOLM) [1]. Esse dispositivo gera bastante interesse na pesquisa contemporânea [1-4,15-36] contemplando, dessa forma, diferentes linhas de pesquisa. Entre as várias funções em que o dispositivo é inserido, podemos destacar o chaveamento ultra-rápido, o processamento de sinais [1-4,15-19,22-27,32,33], monitoramento de dados ópticos [21], portas lógicas [23-25], demultiplexação óptico-temporal [28-29,35], filtro eliminador de pedestal [30], filtragem e processamento óptico de sinais [32], conformação de pulsos [20] e regeneração de sinal óptico [19,22]. Este consiste de um acoplador direcional de quatro portas, no qual as duas portas de saída estão conectadas formando um anel de fibra óptica.

Algo que tem despertado a atenção de muitos pesquisadores é, também, o impacto da não-linearidade relaxada, ou seja, de resposta lenta, em sistemas de comunicações ópticos e sistemas ópticos em geral [38-50]. O aspecto que será aprofundado nesse estudo é, justamente, sobre o comportamento de chaveamento do **NOLM** sob um regime de não-linearidade não-instantânea.

Em interferômetros totalmente ópticos, o deslocamento de fase não-linear, necessário ao chaveamento, é produzido pela auto-modulação de fase ou pela modulação de fase cruzada. Neste trabalho, o XPM é desprezado, pela consideração de que a largura do pulso inicial é curta comparado com o comprimento do anel do interferômetro de Sagnac, consideração prevista na literatura [1].

3.1 Não-Linearidade Kerr Não-Instantânea.

O fenômeno da não-linearidade relaxada tem ocupado um espaço relevante nos domínios experimental e teórico. Analisando a equação que governa a propagação de sólitons ópticos em meios guiados não-lineares instantâneos, que é descrita pela Equação Não-Linear de Schrödinger (NLSE),

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (3.1)$$

onde $A=A(z,T)$ é a amplitude do campo transmitido como função de z e T , T é o tempo retardado ou a medida de referência movendo com o pulso na velocidade de grupo v_g [$T=t'-(z/v_g)$]. Os três termos no lado direito da Eq. (3.1) governam respectivamente, os efeitos de perda na fibra (α), β_2 é a dispersão de velocidade de grupo (**GVD**), γ é o coeficiente não-linear para auto-modulação de fase (**SPM**) que representa a não-linearidade em pulsos propagando-se no interior de fibras ópticas [37]. Esta equação provê uma descrição razoável na dinâmica dos sólitons ópticos. O segundo termo do lado direito da Eq. 3.1, o termo de GVD, é responsável pelo alargamento de pulsos sólitons ópticos. O terceiro termo, de SPM (não linearidade Kerr), é responsável pela compressão do pulso óptico. Quando os efeitos de GVD e SPM se balançam exatamente entre si, ocorre a formação do sóliton, que viaja sem sofrer distorção de sua forma [37]. Limitações de chaveamento decorrentes de perda, saturação, difusão, e aquecimento que são inerentes à não-linearidade ressonante de poços multi-quânticos e semicondutores tem sido discutidos mais extensivamente. De qualquer maneira, uma questão importante permanece ainda a ser discutida, é aquela referente aos efeitos de um tempo de relaxação finito (ou não-instantâneo) do índice não-linear [38]. Para meios não-lineares relaxados ou não-instantâneos, por causa do atraso no tempo de resposta em tais materiais/estruturas, perturbações da NLSE são adicionadas e o comportamento dinâmico é afetado [39].

Recentemente muita atenção tem sido dada ao processo de relaxação na resposta não-linear. Em investigações de fenômenos ultra-curtos em fibras, os efeitos de relaxação e espalhamento Raman, em adição aos efeitos dispersivos, podem ser relevantes, sendo fatores-chave na performance final de sistemas ópticos. Em materiais ressonantes tais como semicondutores, vidros dopados com semicondutores, o tempo de resposta da não-linearidade pode variar de dezenas de picosegundos a centenas de nanosegundos [38-47].

Desprezando os efeitos de perda (α), por exemplo, escreve-se a equação NLSE (Eq. 3.1), como um sistema de equações acopladas da seguinte forma:

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \gamma N A \quad (3.2a)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \frac{1}{\tau} (-N + |A|^2) \quad (3.2b)$$

onde $N = N(t,z)$ representa o índice não-linear dependente do tempo e o parâmetro τ é o tempo de resposta do meio. A dinâmica do meio é descrita por um modelo de relaxação simples na Eq. (3.2b), algumas vezes chamado modelo de relaxação de Debye [39-42]. A dinâmica de N está relacionada com a intensidade do campo local $|A|^2$ e o tempo de resposta do meio Kerr [39]. Nenhuma saturação da resposta não-linear com a intensidade de campo é considerada neste trabalho. Estudos fundamentais sobre saturação da não-linearidade tem sido reportados na literatura [50]. O estudo da saturação pode tornar-se uma perspectiva para estudo futuro neste dispositivo. Não há prejuízo para o estudo do chaveamento, neste momento, se trabalhar sem a perspectiva do estudo da saturação da não-linearidade. É até preferível não levar em conta esse aspecto, haja vista sem estabelecermos limite de atuação da não-linearidade Kerr em virtude de saturação, poderemos observar de forma mais acurada apenas as conseqüências da relaxação da não-linearidade. Para os objetivos propostos neste trabalho de tese é suficiente, apenas, a observação dos limites impostos ao chaveamento não-linear em virtude da não-linearidade não-instantânea. Um método numérico largamente utilizado para resolver a Eq. (3.2a) é o método Split-Step ou método espectral [37,39]. Neste método as partes linear e não-linear da equação diferencial parcial são separadas e manipuladas em passos separados. Dessa forma, nós reescrevemos a Eq. (3.2a) na seguinte forma

$$\frac{\partial A}{\partial z} = -i\frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} - i\gamma N A = [\tilde{D} + \tilde{N}]A \quad (3.3)$$

onde $\tilde{D} = -\frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ e $\tilde{N} = -i\gamma N$ são os operadores linear e não-linear, respectivamente.

O passo linear deste método pode facilmente ser realizado no domínio da frequência e o passo não-linear pode ser tratado no domínio do tempo. Métodos de Transformada de Fourier Rápida (FFT) são aplicados para resolver as equações dinâmicas. A solução de segunda ordem para A na distância incrementada $z + \Delta z$ é encontrada ser [37,39]

$$A(t, z + \Delta z) = \exp\left(\frac{\Delta z D}{2}\right) \exp(\Delta z N) \exp\left(\frac{\Delta z D}{2}\right) A(t, z). \quad (3.4)$$

A utilização do método numérico Split-Step nas etapas, do trabalho de tese, relativas aos capítulos 3 e 4, deve-se a um incremento importante de velocidade de processamento em

comparação com o método de Runge-Kutta, para o caso do interferômetro de Sagnac. Esse dispositivo tem um tempo de simulação maior, em virtude da propagação do anel, comparando-se com o acoplador direcional. Na situação do estudo da relaxação da não-linearidade, tem-se o agravante de se resolver numericamente o sistema de equações (3.2), onde a equação (3.5) abaixo é resolvida, e a quantidade “N” é levada na equação (3.2a), demandando um tempo extra de processamento considerável. Nos testes preliminares efetuados, o método de Runge-Kutta, apesar de sua excelente precisão, demonstrou ser inviável, do ponto de vista do cronograma a ser obedecido, daí implicando na opção pelo método Split-Step para a resolução numérica do NOLM. A utilização do método Runge-Kutta no capítulo 5, referente ao estudo numérico do NLDC, deve-se à utilização do referido método, com ótima convergência, tempo de simulação adequado e algoritmo validado, de acordo com resultados já simulados e comprovados na literatura [13].

A solução da Eq. (3.2b) na forma integral é [39]

$$N(t, z) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^t e^{-\frac{(t-t')}{\tau}} |A(t', z)|^2 dt' . \quad (3.5)$$

As equações (3.4) e (3.5) constituem as ferramentas matemáticas para a simulação numérica.

3.2 Modelo Proposto e Procedimento Numérico.

Neste estudo analisou-se as funções de transmissão do NOLM sob efeito da relaxação não-linear. Na Eq. (3.1), que descreve a propagação de pulsos ópticos em fibras, a perda é considerada igual a zero ($\alpha=0$), e o parâmetro XPM σ não foi levado em consideração. O sistema de equações (3.2) foi resolvido considerando as simulações numéricas simultâneas da equação de propagação sob relaxação (3.2a) e a diferencial do cálculo do fator N da relaxação (3.2b). O regime de dispersão adotado é o anômalo (β_2 negativo) e a fibra dessa forma pode suportar solitons de ordem qualquer. A ordem η de um soliton é calculada através da expressão [37],

$$\eta^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_\eta T_0^2}{|\beta_2|}, \quad (3.6)$$

onde

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.7a)$$

$$L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_\eta} \quad (3.7b)$$

são os comprimentos de dispersão e de não-linearidade, respectivamente, sendo P_η a potência de bombeamento necessária para um sóliton de ordem η e T_0 é a meia-largura temporal no ponto de intensidade P_η / e . É comum o uso da largura temporal do pulso na metade do valor do ponto de máxima intensidade (‘largura na meia altura’) T_{FWHM} no lugar de T_0 . Para um pulso secante-hiperbólico, estes dois parâmetros são relacionados por $T_{PULSO} = T_{FWHM} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0$ [37].

Analisou-se, também, a grandeza *extinction ratio* (XR) ou razão de extinção. O XR está associado à operação de chaves ópticas ou mecânicas. É simplesmente definido como a razão, numa mesma porta, da potência de saída quando a chave está ligada em relação à potência de saída quando a chave está desligada [3]. A razão de extinção depende apenas da energia de saída, tornando-se um parâmetro essencial na avaliação do desempenho de qualquer tipo de chave, principalmente quando não se tem a informação da quantidade de energia na entrada [3]. O cálculo de XR (*extinction ratio*) é estabelecido como a razão entre a energia de saída, na saída transmitida (E_{02}), e a energia de saída, na saída refletida (E_{01}):

$$XR = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_t(L, T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{+\infty} |A_r(L, T)|^2 dT} \quad (3.8).$$

Analogamente, a razão de extinção em unidades ‘dB’ é dada por: $XR(dB) = XR_{ratio} = 10 \log_{10}(XR)$. No presente estudo nós calculamos a razão de extinção da saída transmitida (E_{TR}) em relação à saída refletida (E_{RF}), $XR_{ratio}(tr) = XR_{atr} = 10 \log_{10}(E_{TR}/E_{RF})$. O período de um sóliton fundamental (ordem $\eta=1$) é dado por $Z_0 = L_D \left(\frac{\pi}{2}\right)$.

Esta análise numérica computacional examina dois tamanhos diferentes de “L” do anel do Interferômetro de Sagnac, especificamente, $L = 1Z_0$ e $L = 2Z_0$, onde $L = 1Z_0$ é o

comprimento de um período do sóliton fundamental (ordem $\eta=1$). O parâmetro ρ , que determina a fração de energia de entrada trafegando na direção horária (ou de forma complementar na anti-horária) do anel, foi mantido fixo ($\rho=0,4$) em todas as simulações. É útil definir o fator de compressão $C = \frac{T_{FWHM}}{T_L}$, em que T_{FWHM} é a largura temporal completa do pulso de entrada à meia altura (metade da potência de pico) como mencionado anteriormente e T_L é a largura temporal completa do pulso de saída (saída transmitida) à meia altura (metade da potência de pico). Sendo assim, o fator de compressão deve medir a razão de compressão (ou alargamento) sofrida pelo pulso na saída do Interferômetro de Sagnac. Esses fatores são imprescindíveis para se verificar as características comutadoras do dispositivo sob relaxação.

Para o estudo numérico, considerou-se a excitação da entrada 1 (\mathbf{E}_1) somente. No Interferômetro de Sagnac, a potência (ou energia) do sinal de entrada é usado como um parâmetro de referência para a análise da potência (ou energia) dos sinais refletido e transmitido. Além disso, em nosso estudo, a variação da potência de entrada (ou energia de entrada) também é usado como um parâmetro de referência para a análise da razão de extinção e do fator de compressão. Por uma questão de conveniência, estabeleceu-se duas situações numéricas para as condições iniciais do sinal de entrada (\mathbf{E}_1): Primeiro, a variação da potência de entrada implica, naturalmente, em mudar a ordem do sóliton [ver Eq. (3.6)]. Nesta situação temos a condição inicial para pulsos de entrada Quasi-Sóliton $A(0, T) = (P_\eta)^{1/2} \text{sech}(T/T_0)$. Segundo, impôs-se que a variação da potência de entrada não altera a ordem do soliton. Para esta segunda situação, a largura temporal do pulso de entrada deve compensar a variação da potência de bombeamento (P_η) de modo que a ordem do soliton permaneça preservada. Numericamente, isso pode ser feito colocando a razão $(P_\eta/P_1)^{1/2}$ dentro do argumento da função secante hiperbólica. Nesta segunda situação, temos sempre a condição inicial para pulsos de entrada sóliton fundamental $A(0, T) = (P_\eta)^{1/2} \text{sech}\left[\left(P_\eta/P_1\right)^{1/2}(T/T_0)\right]$. Note que, para $P_\eta = P_1$, as condições iniciais para Sóliton fundamental e Quasi-Sóliton são semelhantes.

O sistema de equações (3.2) foi resolvido, numericamente, utilizando-se de uma janela temporal com 4096 pontos e método numérico Split-Step [37,39], com as condições iniciais supra. A utilização de 4096 pontos na janela temporal faz-se necessário em virtude da exigência de boa resolução na obtenção das figuras do fator de compressão, as quais exigem

um refinamento no domínio do tempo importante, com passo menor. A convergência é garantida com esse valor. Outro fator que pesou foi a resolução da integral numérica, no sistema de equações (3.2), pois os tempos de resposta não-linear (τ) menores, tais como 1 ps e 2 ps, exigem um passo no tempo pequeno, haja vista a janela de tempo utilizada nas simulações ter sido da ordem de 500 ps. Em todas as nossas análises, o anel do Interferômetro de Sagnac é feito de uma fibra padrão com o parâmetro relacionado à dispersão da velocidade de grupo $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ e o coeficiente da não-linearidade Kerr $\gamma = 20 (\text{Wkm})^{-1}$. Vale ressaltar que os valores característicos dos parâmetros da fibra óptica utilizada nesta simulação teórica são referenciados na literatura, como é verificado nas referências [28,29,34,49,51,52]. O parâmetro GVD (β_2) e o coeficiente não-linear Kerr (γ) já são encontrados na literatura científica [28,29,34,52]. Os valores simulados do tempo de resposta do meio (τ) estão cuidadosamente de acordo com os valores reportados na literatura, enfatizando o fato de que se tem fibras com tempo de resposta retardada em torno 25 ps [48,51] (por exemplo, fibras ópticas de polímeros). Dispositivos ópticos para obter portas lógicas totalmente ópticas sob o efeito da relaxação Kerr, simulando fibras ópticas de polímeros tem sido registrados na literatura recentemente [48]. Este tipo de simulação abre o caminho para o desenvolvimento experimental de dispositivos de chaveamento, demultiplexação óptica, processamento de sinal óptico, portas lógicas ópticas baseadas no comportamento da não-linearidade Kerr relaxada, por exemplo. Assim, esses parâmetros mencionados acima são claramente aceitos na literatura.

Além disso, considerou-se o atraso no tempo de resposta dos efeitos não-lineares no anel da fibra (meio não-instantâneo), quantificados numericamente pelo modelo de relaxação de Debye do índice não-linear do meio [Eq. (3.5)]. Estabeleceu-se o valor de referência para a largura temporal dos pulsos de entrada Sóliton e Quasi-Sóliton como $T_{\text{FWHM}} = 10 \text{ ps} = T_{\text{PULSO}}$ que equivale a $T_0 = 5,672 \text{ ps}$. Neste valor de referência $P_\eta = P_1$, a potência de sóliton fundamental de ordem 1 (P_1) será $P_1 = 31,07 \text{ mW}$, de acordo com a Eq. (3.6), e o comprimento de um período de sóliton fundamental é $L = 1Z_0 = 2,53 \text{ Km}$.

3.3 Resultados e Discussões

Analisando a Fig. 3.1, que aborda as curvas de transmissão de pulsos sóliton em um loop de comprimento $L = 1Z_0$. Observou-se que no meio não-linear instantâneo, temos a

formação de dois picos de transmissão, onde o 1º pico atinge 1,23 pJ de energia transmitida (E_{TR}) para uma energia de entrada (E_{EN}) de 1,65 pJ, e o 2º atinge 1,88 pJ de energia transmitida (E_{TR}) para 2,59 pJ de E_{EN} . Considerando o meio não-linear relaxado, nota-se um abrandamento das curvas de transmissão, verificando-se formação de um pico somente para a curva relativa ao $\tau=1$ ps, sendo a energia transmitida (E_{TR}) de 1,00 pJ para uma energia de entrada (E_{EN}) de 2,02 pJ. Nesse valor de resposta não-linear não-instantânea de $\tau = 1$ ps, nota-se um pico mais alargado, e a curva mais suave com a energia de entrada. Para valores do tempo de resposta τ superiores, tais como $\tau=2$ ps, 5ps, 10ps, 15ps e 30ps não há formação de pico de transmissão, apresentando uma curva ascendente, com característica linear. Observa-se que, à medida que o valor do τ aumenta, a declividade diminui, diminuindo, conseqüentemente, o valor da energia transmitida para valores de τ maiores que 1ps, se o valor de energia de entrada estiver fixo. Portanto, os picos de transmissão atingidos pela curva do meio instantâneo são maiores do que os dos casos relaxados. Analisando a Fig. 3.2, que aborda as curvas de transmissão no caso em que $L=1Z_0$ e pulso quasi-sóliton, observa-se no caso instantâneo, como também nos casos relaxados, a não formação de picos de transmissão nas curvas estudadas. O deslocamento de fase não-linear, necessário para o chaveamento totalmente óptico, é mais estável e uniforme para a propagação de pulsos sóliton, devido a sua maior largura temporal [36] [ver Figura 3.3], de modo que seus resultados com as curvas de transmissão são bastante semelhantes ao chaveamento não-linear periódico de um feixe de entrada CW, conforme registra a literatura [36].

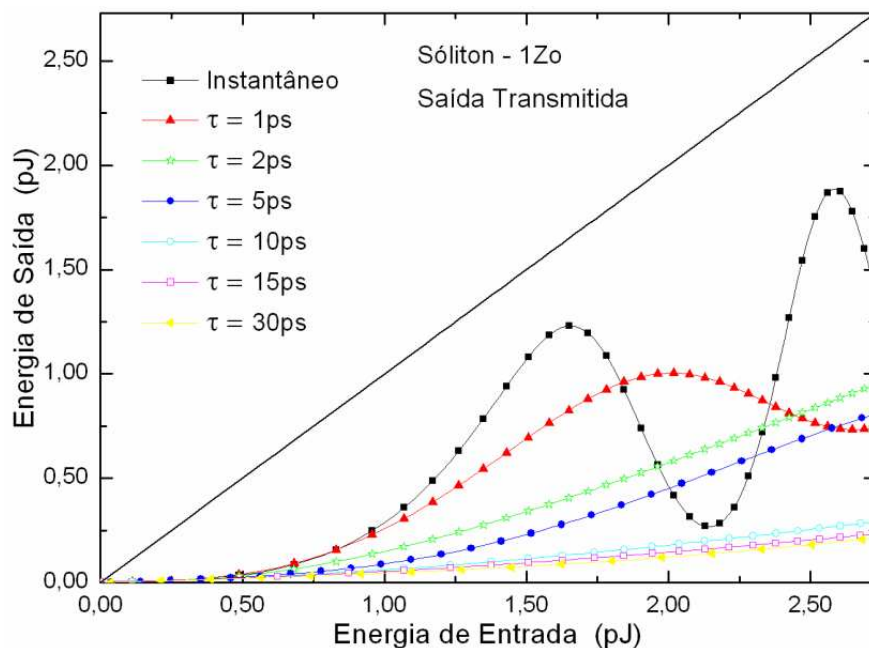


Fig. 3.1: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.

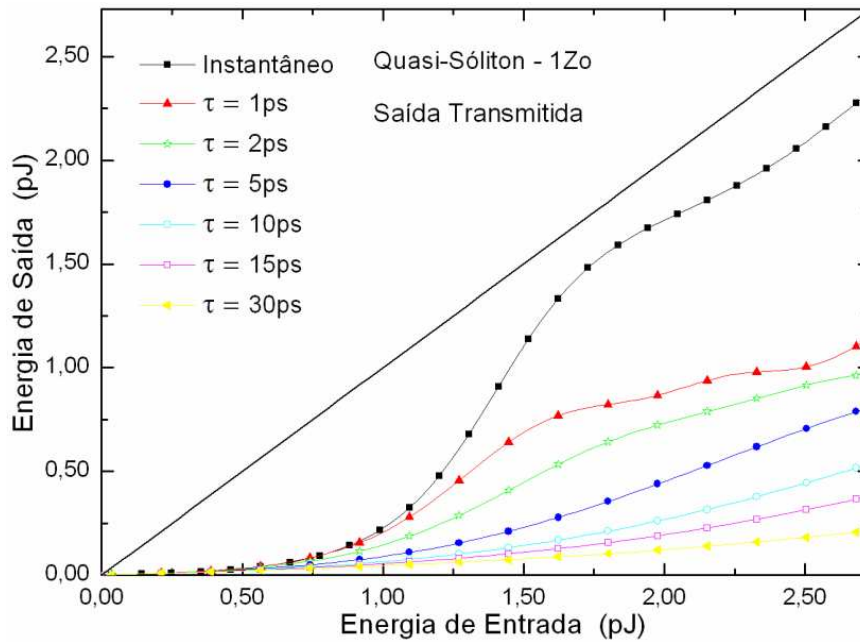


Fig. 3.2: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.

A Fig. 3.3 ilustra o fator de compressão versus a energia de entrada (E_{EN}) para o caso de $L=1Z_0$ e pulso de entrada sóliton. Observa-se que, para curva do meio instantâneo, o parâmetro fator de compressão (C) está apresentando alargamento temporal ($C<1$). Com o aumento da energia de entrada há um aumento do alargamento que para altas energias de entrada oscila, praticamente, em torno da faixa de 0,45 a 0,6, enquanto que o alargamento temporal ($C<1$) para $\tau=1$ ps se estabiliza na faixa em torno de $C\approx 0,30$ a $C\approx 0,40$. Para $\tau=2$ ps, o alargamento temporal é também crescente com o aumento da energia de entrada, e varia de $C\approx 0,35$ a $C\approx 0,08$, para variação de $E_{EN}=0,86$ pJ a $E_{EN}=2,70$ pJ respectivamente. Para os valores de $\tau>2$ ps, verifica-se um leve aumento do alargamento temporal nas mesmas circunstâncias de variação de energia de entrada. As curvas relativas aos valores τ de 5, 10, 15 e 30 ps praticamente irão assintotar juntas em torno da faixa de $C\approx 0,04$ a $C\approx 0,02$, demonstrando um sensível alargamento temporal, para o caso de pulso sóliton. A Fig. 3.4 apresenta o fator de compressão versus energia de entrada em um anel $L=1Z_0$ e pulso quasi-sóliton. No caso instantâneo, é observado o comportamento de compressão ($C>1$) a partir da $E_{EN}=0,43$ pJ, atingindo um máximo de $C=2,31$ ($E_{EN}=1,38$ pJ), depois caindo suavemente até $C=1,70$ ($E_{EN}=2,70$ pJ). Para o $\tau=1$ ps, a compressão ($C>1$) se inicia junto com a curva

instantânea, em $E_{EN}=0,43$ pJ, e caminha junto a mesma até $E_{EN}=0,49$ pJ e $C=1,09$. A partir daí, segue um comportamento oscilante e crescente com três picos de compressão um com $C=1,91$ em $E_{EN}=1,34$ pJ, outro com $C=2,55$ em $E_{EN}=2,15$ pJ e $C=2,90$ em $E_{EN}=2,71$ pJ. Para a curva do $\tau = 2$ ps, o comportamento de compressão ($C > 1$) se inicia em $E_{EN}=0,53$ pJ e segue crescente com oscilação leve e picos de menor intensidade comparados com o de $\tau = 1$ ps, sendo um com $C=1,64$ em $E_{EN}=1,55$ pJ e o segundo com $C=2,08$ em $E_{EN}=2,58$ pJ. Para valores de $\tau \geq 5$ ps, nota-se cada vez mais o enfraquecimento do processo de compressão, sendo que em $\tau = 30$ ps, mesmo em rota crescente, não supera a barreira de $C > 1$. As curvas de 10ps e 15ps são crescentes e lineares, demonstrando compressão suave, atingindo máximo de $C=1,23$ e $C=1,07$ respectivamente. Após o acoplador, a fração 0,4 da energia do pulso de entrada, sóliton ou quasi-sóliton, viaja na direção horária e a outra 0,6 trafega na direção anti-horária. Os efeitos não-lineares e dispersivos acontecem durante uma volta completa no anel de fibra do interferômetro. Para o perfil sóliton, a largura temporal do pulso de entrada compensa a variação da energia de bombeamento. Conseqüentemente, a taxa da divisão de energia do acoplador sempre implica no fato da energia presente no anel estar abaixo da energia necessária para a propagação do sóliton fundamental, de modo que o efeito de dispersão é mais forte e o pulso da saída transmitida alarga. Por outro lado, para o perfil quasi-sóliton não há nenhum ajuste na largura temporal do pulso de entrada e a potência de bombeamento pode mudar a ordem do sóliton dentro do anel, de forma que a baixas potências de entrada, o efeito dispersivo é mais forte mas a medida que a potência do pulso de entrada aumenta o pulso de saída estreita, comprime.

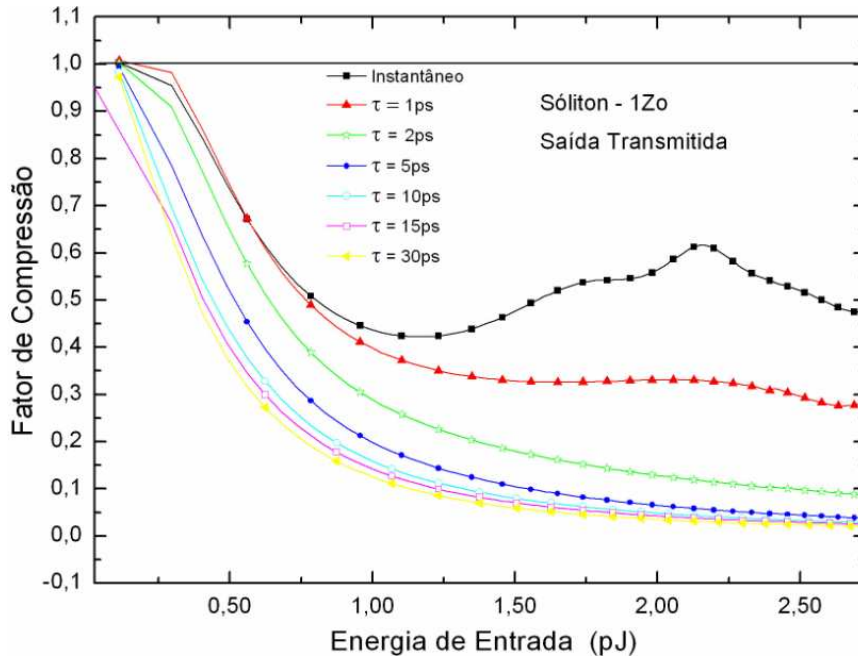


Fig. 3.3: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.

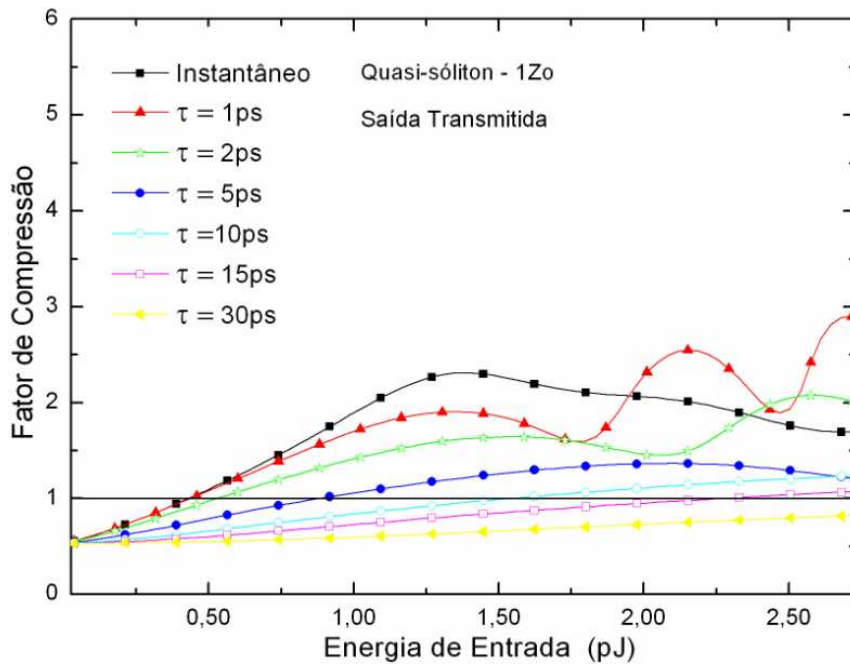


Fig. 3.4: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.

A Figura 3.5 mostra a transmissão de pulsos sóliton em um anel de comprimento $L=2Z_0$. Observamos que para o meio não-linear instantâneo ocorre a formação de três picos de transmissão, o 1º atinge $E_{TR}=0,87$ pJ de energia transmitida para uma energia de entrada (E_{EN}) de 1,17 pJ, o 2º atinge uma energia transmitida (E_{TR}) de 1,32 pJ para uma energia de

entrada (E_{EN}) de 1,82 pJ e o 3º pico alcança $E_{TR}=1,87$ pJ para $E_{EN}=2,33$ pJ. Já para o meio não-linear não instantâneo ($\tau \geq 1$ ps), há uma relaxação das curvas de transmissão, levando à formação de dois picos para $\tau=1$ ps com uma energia transmitida $E_{TR}=0,68$ pJ (para uma energia de entrada $E_{EN}=1,23$ pJ) e $E_{TR}=0,71$ pJ ($E_{EN}=1,94$ pJ). Neste valor de $\tau = 1$ ps, há um comportamento amortecido com mais um sub-pico em $E_{TR}=0,83$ pJ ($E_{EN}=2,43$ pJ). Por outro lado, a curva do tempo de resposta $\tau = 2$ ps não exibe pico e tem comportamento crescente, estando abaixo da curva $\tau = 1$ ps até $E_{EN}=1,44$ pJ, sendo que a partir daí ela supera a curva de $\tau = 1$ ps ficando acima dela até o fim do domínio analisado. Para valores de $\tau > 2$ ps, (casos relaxados de 5 ps, 10 ps, 15 ps e 30 ps) as curvas apresentam um aumento gradual da transmissão com o aumento da energia. A Fig. 3.6 exibe as características de transmissão do NOLM operando agora com pulsos quasi-sóliton. Observa-se, na curva do meio instantâneo, um pico com $E_{TR}=1,45$ pJ (para $E_{EN}=1,59$ pJ), com um vale logo em seguida. Na curva relaxada de $\tau = 1$ ps não há formação de picos e sim uma curva crescente e com leve oscilação. Para valores de $\tau > 2$ ps, não há formação de picos na energia transmitida como função da energia incidente. Observam-se curvas com característica linear crescente, sendo que novamente a inclinação da mesma vai diminuindo à medida que o τ aumenta. A propósito, com o aumento do tempo de resposta não-linear τ , o que significa que a resposta não linear do meio para a potência de bombeamento torna-se mais lenta, observa-se uma diminuição do deslocamento de fase não-linear necessário ao chaveamento não-linear para ambos os pulsos de entrada sóliton e quasi-sóliton. A diminuição do chaveamento não-linear, com o aumento de “ τ ” diz respeito, exclusivamente, à diminuição do impacto dos efeitos não-lineares (aqui no caso SPM) motivado pelo atraso no tempo de resposta não-linear. Em sumário, verifica-se que surgem conseqüências relevantes na transmissão do NOLM, devido aos efeitos relaxados da resposta não-linear do meio, comparativamente aos efeitos instantâneos, nas diversas situações analisadas, em que são avaliados o perfil temporal do pulso de entrada e o comprimento do anel do NOLM.

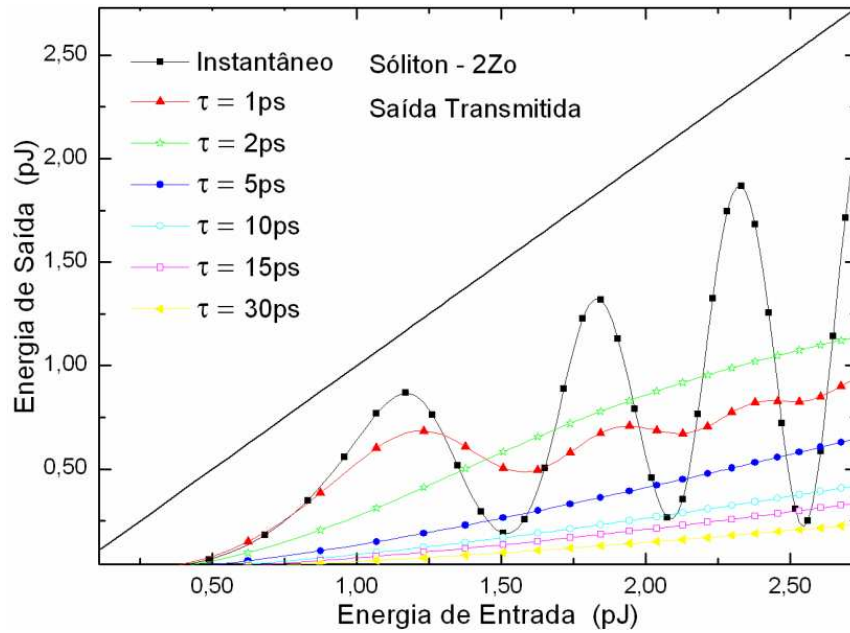


Fig. 3.5: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

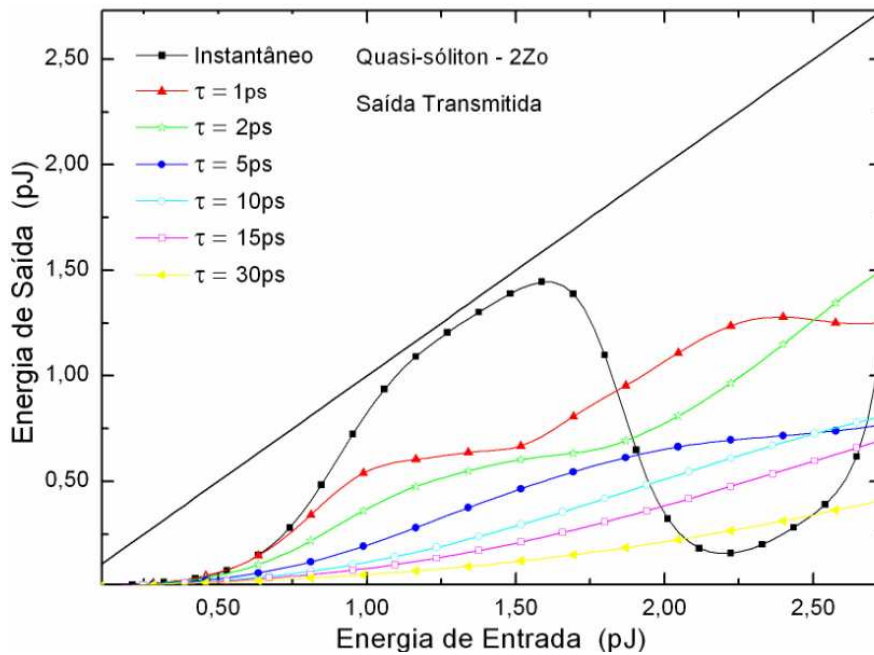


Fig. 3.6: Energia de Saída versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

A Fig. 3.7 aborda o fator de compressão versus a energia de entrada (E_{EN}) para um anel de comprimento $L=2Z_0$ e pulso de entrada sóliton. É observado nesta Fig. um alargamento temporal ($C<1$) predominante. A partir do meio instantâneo, temos um máximo de alargamento temporal de $C=0,42$ em $E_{EN}=0,83$ pJ, com oscilações em ‘C’ variando entre 0,42 e 0,75. Para o meio relaxado (caso $\tau =1ps$), o alargamento do pulso no domínio do tempo é

um pouco maior, apresentando algumas oscilações que variam na faixa de 0,42 a 0,27 e tendo picos de alargamento temporal para $C=0,34$ ($E_{EN}=1,53$ pJ), $C=0,29$ ($E_{EN}=2,13$ pJ) e $C=0,27$ ($E_{EN}=2,54$ pJ). No caso do $\tau = 2$ ps, o alargamento temporal aumenta sensivelmente. Em $E_{EN}=0,62$ pJ já está com $C=0,37$. Essa curva ($\tau=2$ ps) revela aumento constante do alargamento temporal e de forma suave com o aumento da energia de entrada, conseqüentemente C está diminuindo, atingindo valor mínimo $C=0,10$ (em $E_{EN}=2,72$ pJ), ponto de maior alargamento temporal. Para respostas não-lineares mais lentas ($\tau > 2$ ps), verifica-se um aumento mais acentuado do alargamento temporal, evidenciando o crescimento do alargamento com o aumento do tempo de resposta τ do meio. Estas curvas praticamente estão assintotando com ‘ C ’ em torno de 0,02 (para $\tau = 5$ ps) e 0,01 (para valores de τ de 10, 15 e 30ps).

Na Fig 3.8, temos o fator de compressão versus a energia de entrada para pulsos do tipo quasi-sóliton e anel $L=2Z_0$. Nesta figura verifica-se uma tendência de compressão comparando-se com os resultados obtidos com o pulso sóliton na mesma situação. Para o meio instantâneo, começa a compressão ($C > 1$) em $E_{EN}=0,54$ pJ, atingindo dois picos de compressão, o 1º com $C=3,11$ ($E_{EN}=1,90$ pJ) e o 2º com $C=4,86$ ($E_{EN}=2,71$ pJ). Após o 1º pico, a compressão cai abruptamente, e se inicia um regime de alargamento temporal, atingindo um máximo em $C=0,47$ ($E_{EN}=2,26$ pJ). A significativa taxa de variação de C relativa a variações no domínio da potência óptica no intervalo para a operação do dispositivo com pulsos iniciais no regime quasi-sóliton, pode não garantir a estabilidade desejada, quando existem variações aleatórias (não esperadas) na potência de bombeamento óptica. Essa variação abrupta no fator de compressão deve-se a divisão do pulso inicial em um pulso principal, com maior intensidade, e um ou mais sub-pulsos de intensidade menor. Desta forma, o fator de compressão passa a representar a medida da largura apenas do pulso principal, o qual é mais estreito do que a largura da composição de todos os pulsos. Em geral, essa divisão, ou quebra, deve ocorrer quando o pulso sofrer um forte efeito não linear, não contrabalanceado, suficientemente, pelo efeito dispersivo do meio. Podemos verificar nas Figuras 3.9, 3.10, 3.11, 3.12, os respectivos pulsos de saída, relativos aos pontos de energia de entrada $E_{EN}= 2,19$ pJ ($C= 1,80$ e $P_{\eta}= 0,193$ W) (antes com $C > 1$), e $E_{EN}= 2,22$ pJ ($C= 0,48$ e $P_{\eta}= 0,196$ W) (depois com $C < 1$). Fica constatado ao analisar as figuras dos pulsos de saída que, pelo motivos especificados acima acerca do comportamento do perfil de pulso quasi-sóliton, o pulso da Figura 3.10 exibe uma largura de saída de aproximadamente $T_{FWHM} = 20,95$ ps, enquanto o pulso da Figura 3.9 exibe uma largura de saída de $T_{FWHM} = 5,58$ ps, nota-se explicitamente o impacto do forte efeito

não-linear na deformação do pulso na Figura 3.10 comparativamente à Figura 3.9, é bom lembrar que esta condição é aquela da não-linearidade instantânea, a qual os efeitos não-lineares agem em sua plenitude. O aumento da potência e do comprimento de propagação do pulso são fatores que provocam o aumento do efeito não linear do meio sobre o pulso e estão, intrinsecamente, relacionados com a magnitude e o tempo de resposta destes efeitos para um determinado material. Considerando os dois comprimentos de propagação, para o NOLM, a diferença aparece justamente onde a resposta não-linear do meio, para o pulso de entrada, é mais rápida. Comparando-se as Figuras 3.4 e 3.8, é possível observar que a variação abrupta em C surge apenas quando consideramos comprimentos maiores [2Zo na Fig. 3.8] com valores de energia maiores ($E_{EN}=2,25$ pJ) e para meios com resposta não linear rápida ou próxima da instantânea. Para o caso relaxado, em $\tau=1$ ps, inicia-se a compressão em $E_{EN}=0,56$ pJ, sendo crescente com pequenas oscilações e atingindo um máximo com $C=2,70$ (para $E_{EN}=2,72$ pJ). Para $\tau=2$ ps, $C>1$ a partir de $E_{EN}=0,74$ pJ. A curva permanece crescendo, com pequenas oscilações, suavemente, até atingir um pico de compressão, com $C=1,58$ (em $E_{EN}=2,40$ pJ). A partir desse ponto ($E_{EN}=2,40$ pJ), a curva ($\tau =2$ ps) passa a exibir queda abrupta do fator de compressão, e entrando em regime de alargamento temporal, exibindo alargamento temporal com $C=0,33$ ($E_{EN}=2,43$ pJ) e atingindo um máximo de alargamento temporal com $C=0,27$ ($E_{EN}=2,72$ pJ). Exibimos as Figuras 3.11 e 3.12, demonstrando dessa forma, o motivo pelo qual, ocorre esse salto no valor do fator de compressão medido no pulso de saída. Na Fig. 3.11, no ponto antes $E_{EN}=2,40$ pJ ($C>1$, $C=1,58$ e $P_{\eta}= 0,211$ W), $T_{FWHM} = 6,25$ ps, no ponto depois $E_{EN}=2,43$ pJ ($C<1$, $C=0,33$ e $P_{\eta}= 0,215$ W), já na Fig. 3.12, temos $T_{FWHM} = 29,94$ ps, haja vista nesta última condição, a largura completa ser medida tomando-se os dois sub-pulsos, e não mais somente a largura completa do sub-pulso principal, como ocorrido na Fig. 3.11. Esse comportamento é similar ao ocorrido para a curva instantânea, gerado pela intensidade dos efeitos não-lineares agindo sobre os pulsos iniciais quasi-sóliton. Com $\tau =5$ ps, evidencia-se uma compressão em ritmo bem mais lento e de menor magnitude, com $C>1$ a partir de $E_{EN}=1,73$ pJ, atingindo um máximo com $C=1,11$ ($E_{EN}=2,08$ pJ). Para os tempos de resposta da não-linearidade mais lentos ($\tau \geq 10$ ps), verifica-se que estão em regime de alargamento temporal ($C<1$), em todo o domínio de variação de energia de entrada, com C variando entre 0,87 e 0,36, sendo que a medida que a energia aumenta, o alargamento temporal vai diminuindo com o ‘ C ’ aumentando.

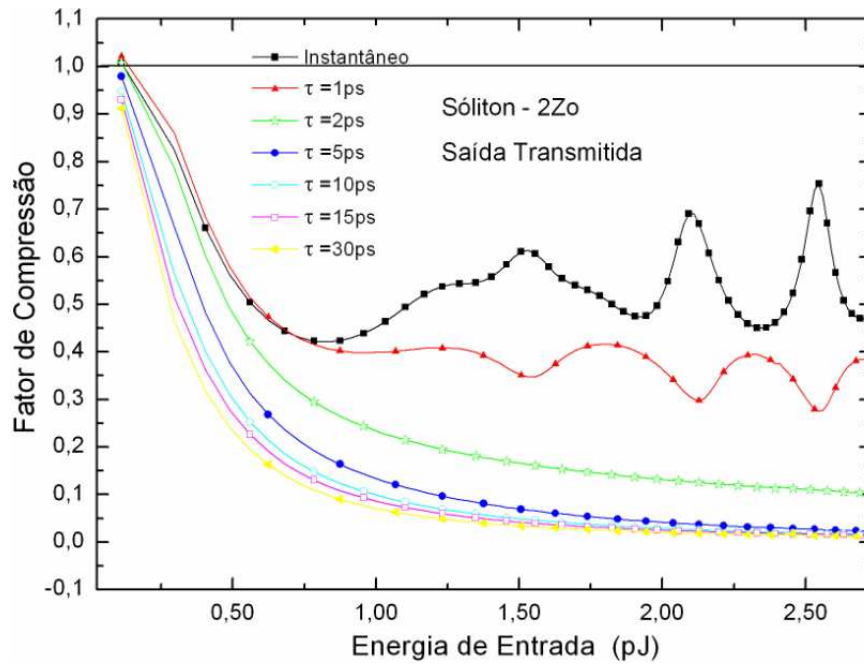


Fig. 3.7: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

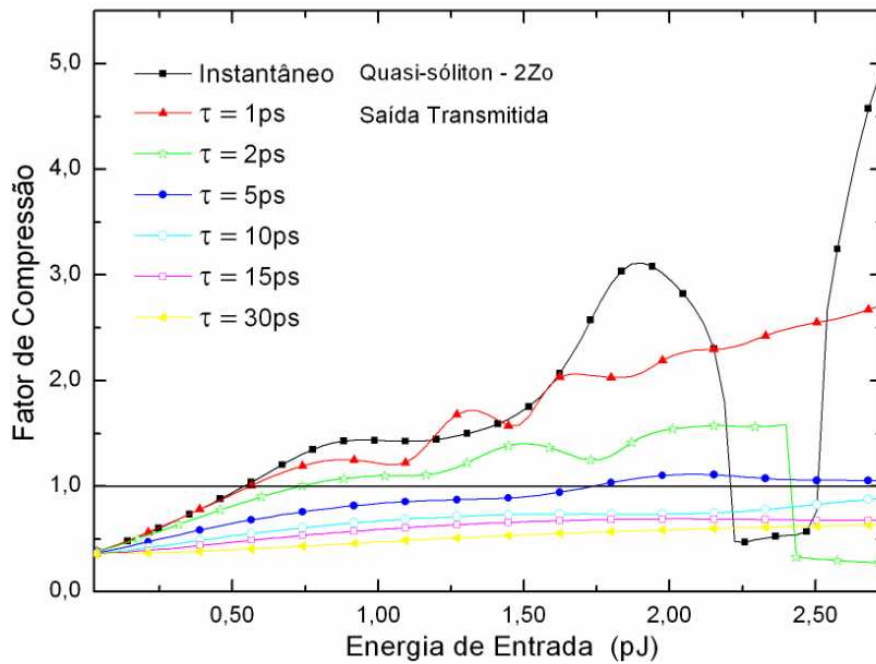


Fig. 3.8: Fator de Compressão versus Energia de Entrada, da saída de transmissão, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

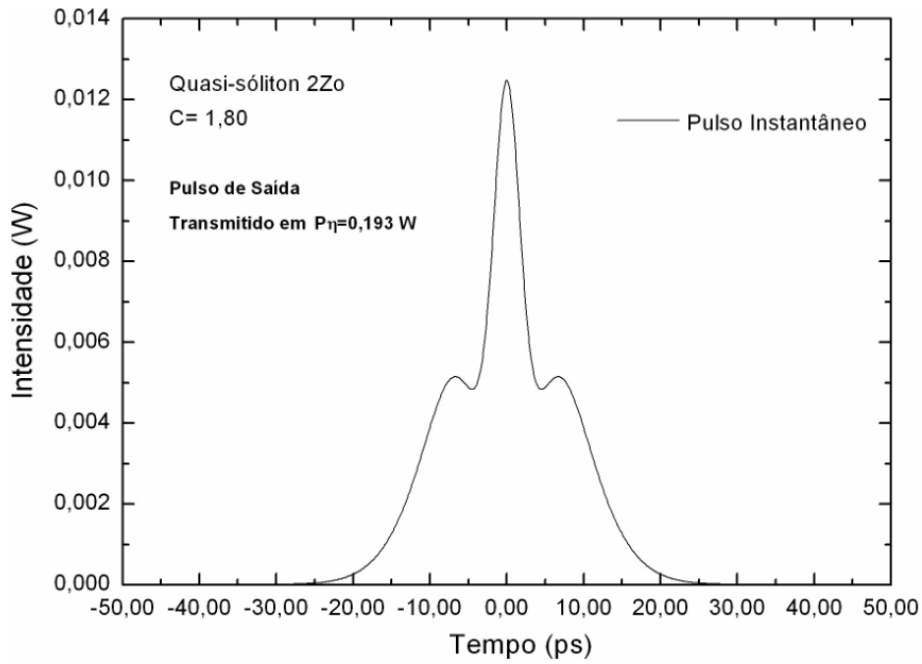


Fig. 3.9: Pulso de saída temporal, instantâneo, $E_{EN} = 2,19$ pJ ($C = 1,80$ e $P_{\eta} = 0,193$ W) (antes com $C > 1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho = 0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

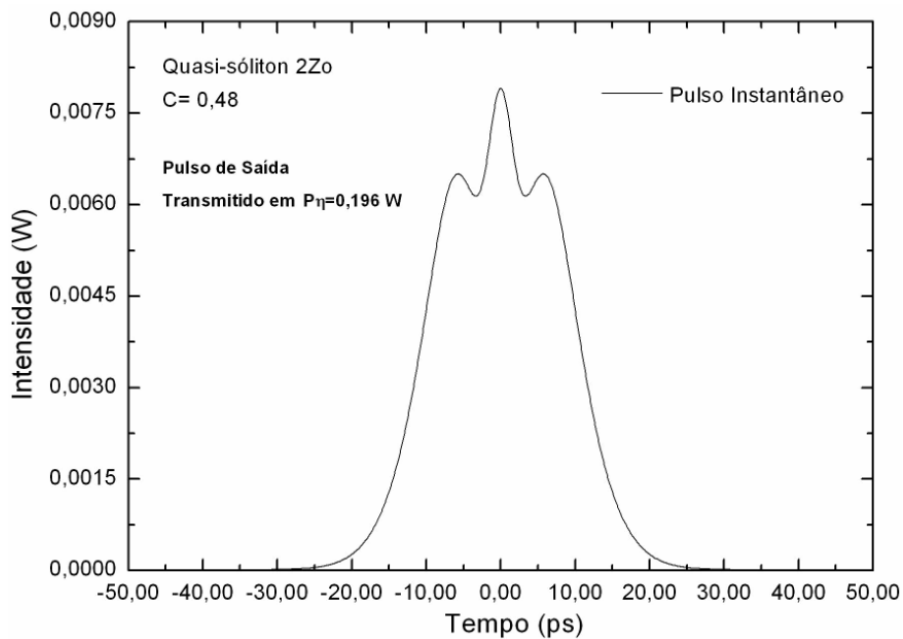


Fig. 3.10: Pulso de saída temporal, instantâneo, $E_{EN} = 2,22$ pJ ($C = 0,48$ e $P_{\eta} = 0,196$ W) (depois com $C < 1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho = 0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

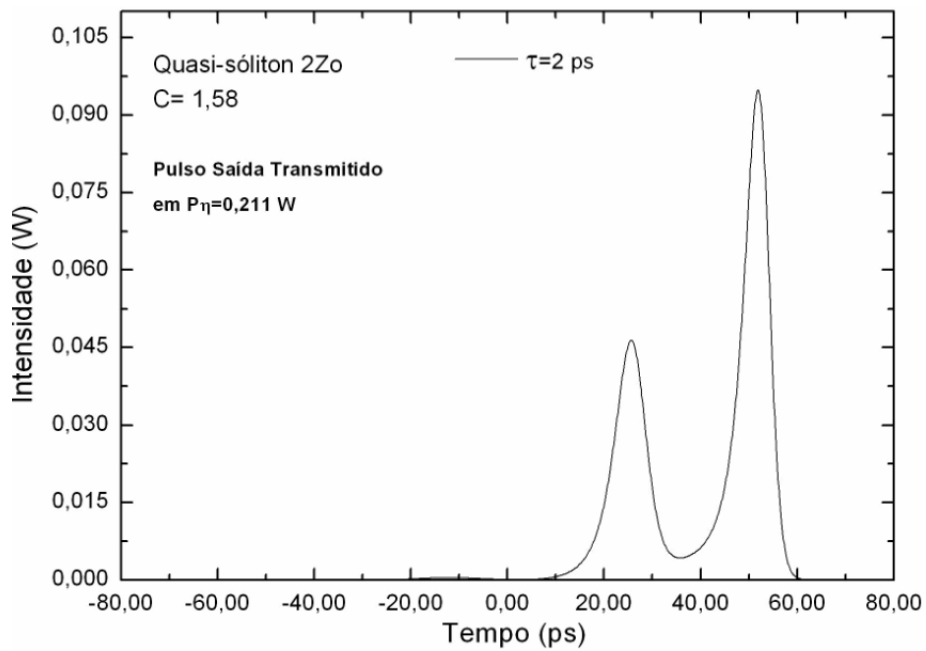


Fig. 3.11: Pulso de saída temporal, $\tau= 2$ ps, $E_{EN}=2,40$ pJ ($C>1$, $C=1,58$ e $P_{\eta}= 0,211$ W) (antes com $C>1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

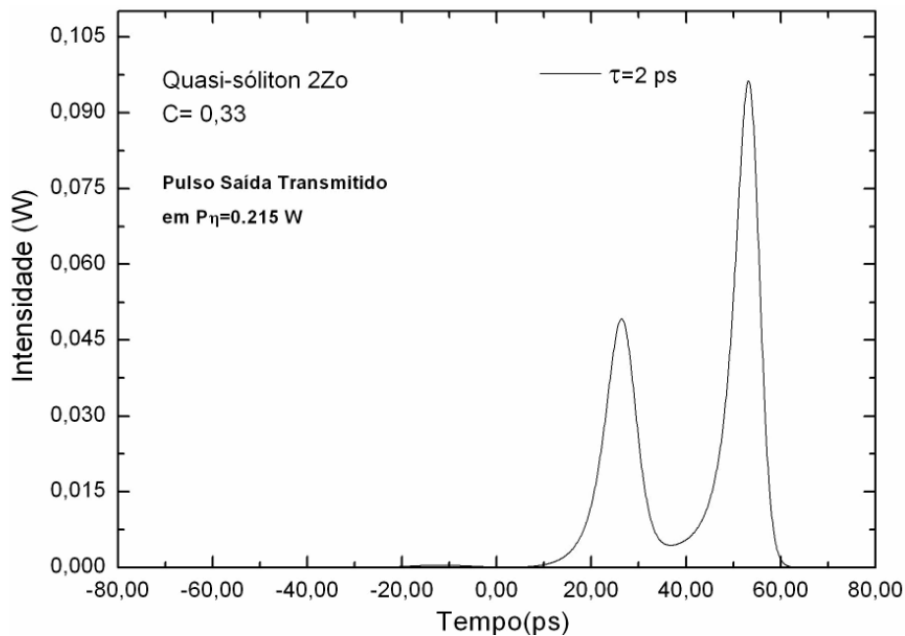


Fig. 3.12: Pulso de saída temporal, $\tau= 2$ ps, $E_{EN}=2,43$ pJ ($C<1$, $C=0,33$ e $P_{\eta}= 0,215$ W) (depois com $C<1$), para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

As figuras seguintes referem-se agora ao estudo da razão de extinção (*extinction ratio*) no mesmo dispositivo, operando com pulsos de entrada nas condições iniciais de sóliton e

quasi-sóliton. Estudou-se a razão de extinção da saída transmitida em relação à saída refletida [$\text{XRatio}_{\text{tr}}$ também conhecido como XRatio]. Esses resultados do XRatio mostram regiões onde a energia de saída transmitida é maior, igual ou menor do que a energia de saída refletida. Para a condição inicial de sóliton e NOLM com anel de comprimento $L=1Z_0$ [Figura 3.13], a razão de extinção para o meio instantâneo, apresenta um comportamento oscilatório periódico, reproduzindo assim um comportamento característico do dispositivo em suas figuras de transmissão [Figura 3.1], notadamente do seu chaveamento óptico. Para o meio instantâneo, aparecem dois picos de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$, o 1º com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +4,86$ dB ($E_{\text{EN}}=1,60$ pJ), o 2º com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +4,35$ dB ($E_{\text{EN}}=2,58$ pJ), e um vale em $E_{\text{EN}}=2,14$ pJ com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -8,47$ dB. Para o meio não-linear relaxado com $\tau=1$ ps, a curva de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ atinge apenas um pico ($\text{XRatio}_{\text{tr}} = +0,37$ dB para $E_{\text{EN}}=1,82$ pJ) e num valor de energia superior, o que significa a necessidade de uma excitação maior para o chaveamento não-linear ocorrer. Para o meio não-linear relaxado com $\tau=2$ ps, 5 ps, 10 ps, 15 ps e 30 ps, $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ assume -2,75 dB, -7,07 dB, -9,22 dB, -10,30 dB, -11,84 dB, respectivamente, em $E_{\text{EN}}=2,72$ pJ e a razão de extinção aumenta lentamente com o aumento da energia de entrada, sem atingir picos, sendo que nesses pontos a energia estará saindo majoritariamente pela saída refletida. O chaveamento não-linear vai perdendo força, haja vista com o aumento do tempo τ da resposta não-linear o sistema caminhar para o regime cada vez mais dispersivo. A medida que o efeito da relaxação se faz mais presente, a inclinação da curva vai diminuindo.

A Fig. 3.14 apresenta a análise do parâmetro $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ versus a energia de entrada, para um NOLM com anel de comprimento $L=1Z_0$ e condição inicial quasi-sóliton. Para o meio instantâneo, o $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ cresce, passa a ser positivo em $E_{\text{EN}}=1,28$ pJ ($\text{XRatio}_{\text{tr}} > 0$) e atinge máximo em $E_{\text{EN}}=1,83$ pJ ($\text{XRatio}_{\text{tr}} = +8,13$ dB). Para o meio relaxado ($\tau=1$ ps), o $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ cresce com o aumento da energia de entrada, atingindo um máximo em $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -0,46$ dB ($E_{\text{EN}}=1,62$ pJ), depois apresenta suave diminuição e oscilação entre esse máximo e $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -1,76$ dB ($E_{\text{EN}}=2,54$ pJ). As curvas para $\tau=2$ ps, 5 ps, 10 ps, 15 ps e 30 ps atingem os respectivos valores máximos para razão de extinção, $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -2,37$ dB ($E_{\text{EN}}=2,05$ pJ), $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -3,76$ dB ($E_{\text{EN}}=2,72$ pJ), $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -6,14$ dB ($E_{\text{EN}}=2,72$ pJ), $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -7,93$ dB ($E_{\text{EN}}=2,72$ pJ) e $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -10,72$ dB ($E_{\text{EN}}=2,72$ pJ).

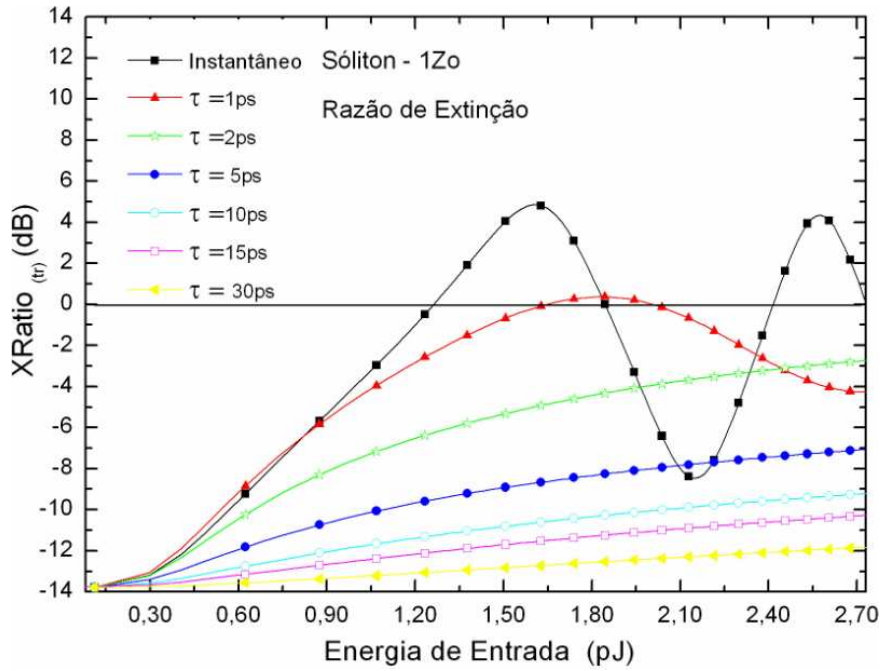


Fig. 3.13: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($X\text{Ratio}_{tr}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.

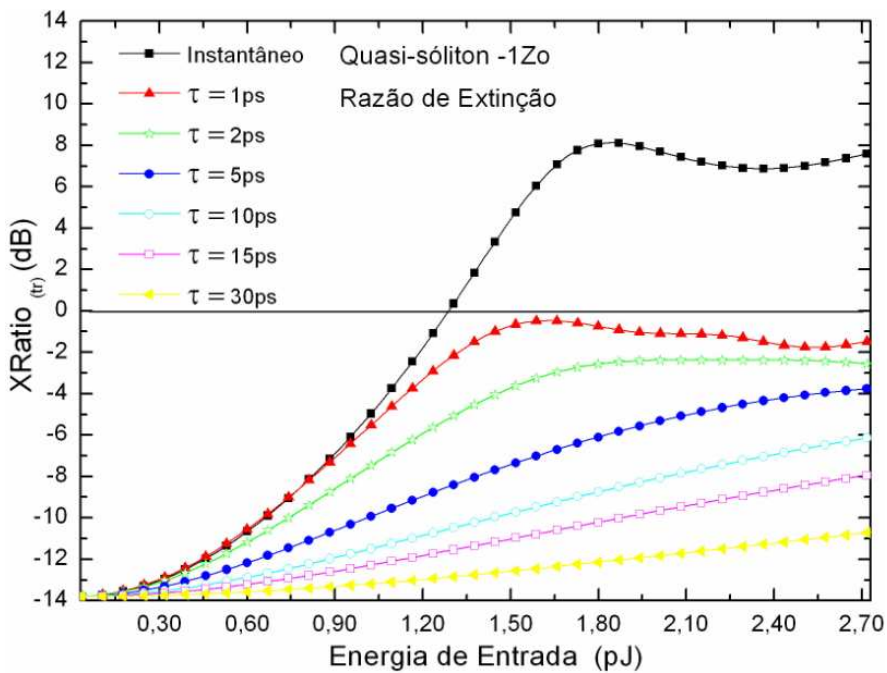


Fig. 3.14: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($X\text{Ratio}_{tr}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $1Z_0$ do anel.

Na Fig. 3.15, abordamos a análise da razão de extinção ($X\text{Ratio}_{tr}$) versus a energia de entrada, em um NOLM de anel de comprimento $L=2Z_0$ e condição inicial sóliton, como pulso

de entrada. Para o meio instantâneo, em um interferômetro de loop maior, observou-se um aumento no número de picos da curva de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$, comparado com o caso anterior [Figura 3.13] e uma diminuição no valor da energia de entrada para se atingir o 1º pico da curva do $\text{XRatio}_{\text{tr}}$. Este fato acontece devido ao detalhe de que um anel maior causa o crescimento do deslocamento de fase não-linear, necessário ao chaveamento não-linear. Dessa forma, no caso da resposta não-linear instantânea, é observado o 1º pico $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +4,83$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,14$ pJ), o 2º pico com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +4,21$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,82$ pJ) e o 3º pico $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +6,15$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,31$ pJ). No meio relaxado, verifica-se, somente para o $\tau = 1$ ps, a formação de um pico com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +1,36$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,14$ pJ), com diminuição também do valor da energia de entrada para a formação do 1º pico de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ em relação ao loop de $1Z_0$. Logo em seguida, ainda para $\tau = 1$ ps, verifica-se uma ligeira queda, com a formação de pequenos picos (sub-picos) como que numa oscilação amortecida da curva de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$, com $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ variando de $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -3,57$ dB a $-2,30$ dB. Para as curvas relativas a $\tau = 2$ ps, 5 ps, 10 ps, 15 ps e 30 ps, o valor máximo da razão de extinção é, respectivamente, $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -1,20$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,16$ pJ), $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -5,08$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ), $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -7,41$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ), $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -8,55$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ) e $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -10,32$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ). Para os casos relaxados, supracitados, verifica-se uma diminuição do chaveamento não-linear, sobretudo acima do $\tau = 2$ ps, com a maior parte da energia emergindo pela saída refletida, conforme visto, implicitamente, nos gráficos de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$. Conseqüentemente, o valor de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ diminui com o aumento do valor do parâmetro de tempo de resposta não-linear do meio ‘ τ ’.

Na Fig. 3.16, é apresentada a análise da razão de extinção ($\text{XRatio}_{\text{tr}}$) versus a energia de entrada, para um NOLM com anel de comprimento $L = 2Z_0$ e condição inicial quasi-sóliton. Para o meio instantâneo, há um único pico com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +12,65$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,27$ pJ). Esta curva exibe uma alteração forte, apresentando um vale com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -11,11$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,22$ pJ). Para o meio relaxado, praticamente não há formação de picos, e os valores de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ são bem menores. Para $\tau = 1$ ps, há um crescimento mais leve que o meio instantâneo, atingindo $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +0,85$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,02$ pJ), e ocorre uma oscilação amortecida da curva, com $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ oscilando entre $-1,04$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,52$ pJ) e $+0,99$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,22$ pJ). A curva para $\tau = 2$ ps atinge um máximo com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = +0,83$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ). Os respectivos valores máximos de $\text{XRatio}_{\text{tr}}$ para os outros tempos de resposta não-linear (τ) são: $\tau = 5$ ps com $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -3,12$ dB ($E_{\text{EN}} = 1,91$ pJ), $\tau = 10$ ps $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -3,78$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ), $\tau = 15$ ps $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -4,68$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ) e $\tau = 30$ ps $\text{XRatio}_{\text{tr}} = -7,55$ dB ($E_{\text{EN}} = 2,72$ pJ). Nota-se para

os casos não-instantâneos, tal qual como no comportamento com pulso sóliton, no loop de $2Z_0$, através das curvas de $XRatio_{tr}$, uma prevalência da energia emergindo pela saída refletida, com os níveis do caso quasi-sóliton, ligeiramente maiores do que no caso sóliton, e um arrefecimento do chaveamento não-linear.

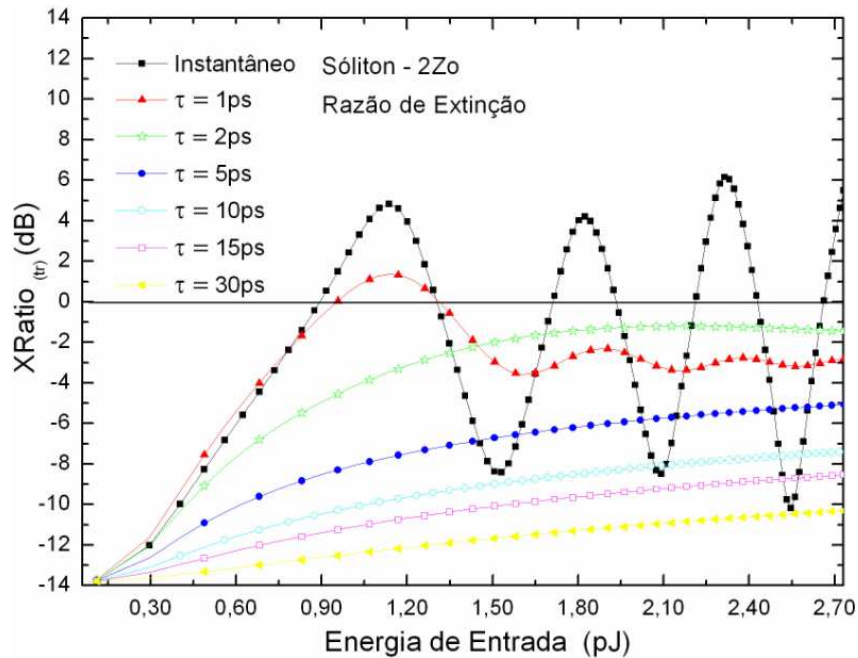


Fig. 3.15: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XRatio_{tr}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

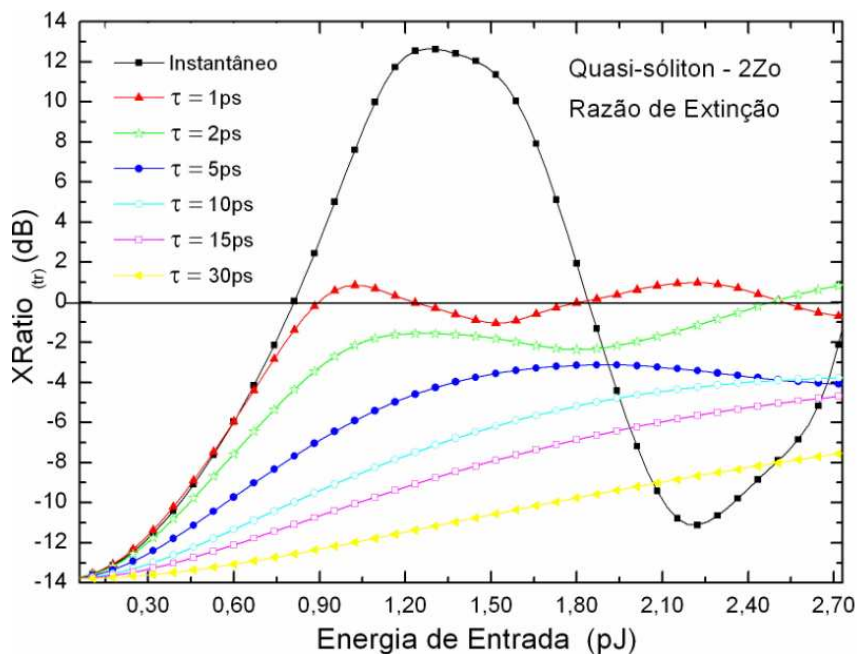


Fig. 3.16: Razão de Extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XRatio_{tr}$) versus Energia de Entrada, para um NOLM padrão com pulso de entrada quasi-sóliton, ($\rho=0,4$), comprimento $2Z_0$ do anel.

Verificando novamente as Figuras 3.13, 3.14, 3.15 e 3.16, observa-se que, em geral, o valor do pico máximo e o número de picos do $XRatio_{tr}$ é maior para o anel de comprimento $2Z_0$, do que no caso de $1Z_0$. Além disso, à medida que o comprimento do anel aumenta, o nível de energia de entrada para alcançar o primeiro pico de $XRatio_{tr}$ torna-se menor. Na verdade, o aumento no comprimento de propagação ‘L’ é um dos fatores que causam o crescimento do deslocamento de fase não-linear do pulso, o qual está intrinsecamente relacionado ao chaveamento não-linear periódico do interferômetro de Sagnac.

O estudo do comportamento dos pulsos de saída no primeiro pico para a curva de transmissão do interferômetro de Sagnac, permite a análise da máxima taxa de transmissão em baixa potência de operação. [Na Fig. 3.17, afim de exibir, de forma mais evidente, o efeito da relaxação da não-linearidade na propagação de um pulso de entrada sóliton no interferômetro de Sagnac com anel de comprimento $L=2Z_0$ (dois períodos de sóliton fundamental, $L=5,06$ Km), $\beta_2 = -20 \cdot 10^{-27}$ s²/m e $\gamma = 20 \cdot 10^{-3}$ (Wm)⁻¹.] Utilizou-se a potência $P_\eta = 0,34$ W, equivalente a $E_{EN} = 1,17$ pJ [ver Figura 3.5], primeiro pico de transmissão meio não-linear instantâneo, que para esses parâmetros da fibra, equivale a aproximadamente onze vezes ($P_\eta \approx 11P_1$) a energia necessária para a propagação de um sóliton de ordem 1 ($\eta = 1$). Na potência de sóliton fundamental $P_1 = 31,07$ mW, o valor de referência para a largura temporal do pulso de entrada sóliton é $T_{FWHM} = 10$ ps. Como foi mencionado anteriormente, em relação às características do pulso sóliton em estudo, a sua largura deve variar com a potência. Quando a potência muda, sua largura sofrerá variação para manter sempre o pulso como sóliton fundamental, ou seja, a largura do pulso sóliton se ajusta à potência determinada para operação. Portanto, com o aumento na potência de bombeamento (P_η), a largura temporal do pulso de entrada diminui para manter a condição de sóliton fundamental, como foi discutido na seção 3.2. Para a potência de bombeamento $P_\eta = 0,34$ W, a largura temporal do pulso de entrada sóliton é $T_{FWHM} = 3,13$ ps. Diante disso, a largura temporal do pulso de saída para o meio instantâneo é $T_{FWHM} = 5,86$ ps, após a propagação. Para os meios não-instantâneos, foi observado que para os tempos de

resposta $\tau = 1\text{ps}$, 2ps e 5ps , a largura temporal final era $T_{FWHM} = 7,26\text{ps}$, $14,74\text{ps}$ e 29ps , respectivamente. É notável a variação na largura e na posição temporal, que os pulsos propagados sofrem, a medida que o valor do parâmetro do tempo de resposta τ da relaxação aumenta. A largura e a posição temporais, do pulso de saída, aumentam. Note que, mesmo considerando o meio instantâneo e o pulso de entrada sóliton fundamental, o pulso de saída apresenta alargamento. Isto é devido ao fato de que a energia do pulso, após o acoplador, está abaixo da energia necessária para a propagação de um sóliton fundamental no anel, por isso que o efeito dispersivo é mais forte e o pulso de saída transmitida está apresentando alargamento. Além disso, a largura temporal tende a aumentar à medida que aumenta o tempo de resposta τ . Este comportamento é previsível, considerando que o aumento no tempo de resposta do efeito não-linear, do meio, favorece a predominância do efeito dispersivo, o qual é caracterizado por induzir o alargamento temporal e a queda da intensidade de pico dos pulsos ópticos. Para o meio não-linear relaxado, pode-se observar que, a medida que o parâmetro de resposta da relaxação τ cresce, os picos dos pulsos da saída transmitida são atrasados para tempos mais longos e o perfil do pulso é severamente alargado. Da mesma forma, no domínio da frequência, o pico do pulso é deslocado para frequências mais altas. Este processo é análogo ao deslocamento de frequência para o vermelho, encontrado no espalhamento Raman estimulado intrapulso [39]. No entanto, o atraso do pulso é mais evidente para os tempos mais curtos da relaxação. O atraso no tempo alcançado para o pico do pulso da saída transmitida é $21,49\text{ps}$ (para $\tau=1\text{ps}$); $23,97\text{ps}$ ($\tau=2\text{ps}$); e $25,04\text{ps}$ ($\tau=5\text{ps}$). O atraso do pulso de saída é intuitivamente entendido a partir do modelo (modelo de relaxação de Debye) do tempo de resposta do meio não-instantâneo Kerr [39]. Além disso, τ também determina a magnitude da resposta não-linear no modelo. À medida que τ aumenta, a magnitude de N diminui, e o efeito da não-linearidade é diminuída, a qual também limita o deslocamento da frequência e o atraso do pulso [39]. A magnitude do atraso do pulso também depende do comprimento propagado pelo pulso. Em nosso caso $L=2Z_0=5,06\text{Km}$ foi suficiente para o atraso do pulso de saída crescer, abruptamente, para $21,49\text{ps}$ no tempo de resposta $\tau=1\text{ps}$.

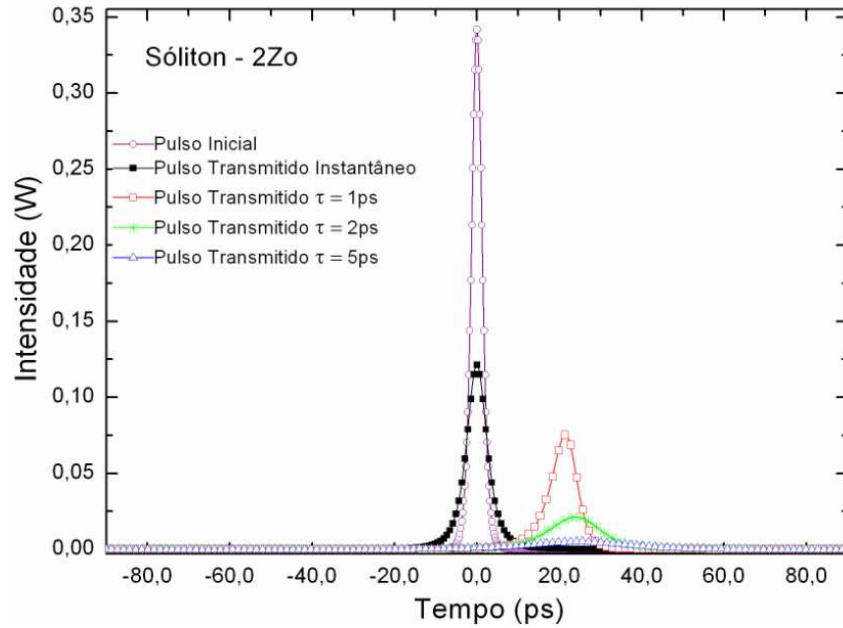


Fig. 3.17: Intensidade temporal do pulso de saída, após ser propagado em um interferômetro de Sagnac de anel de comprimento $L=2Z_0=5,06$ Km, com não-linearidade relaxada, para parâmetro de relaxação $\tau = 1$ ps, 2 ps e 5 ps, saída instantânea e pulso de entrada sóliton.

A Tabela 3.1, apresenta o parâmetro da razão de extinção ($XRatio_{tr}$) para os meios não-lineares instantâneo e relaxado, nos anéis de comprimento $1Z_0$ e $2Z_0$, com a utilização de pulso de entrada sóliton, como condição inicial. Inicialmente, para o anel de $1Z_0$, nas energias de entrada $E_{EN}=1,65$ pJ e $E_{EN}=2,02$ pJ, analisou-se a razão de extinção da saída transmitida em relação à saída refletida ($XRatio_{tr}$). É importante notar que, para $E_{EN}=1,65$ pJ, a razão de extinção vai diminuindo de um valor máximo de $XRatio_{tr}=+4,66$ dB (pico de transmissão na saída transmitida), para o meio instantâneo, a um valor mínimo de $XRatio_{tr}= -12,70$ dB para o meio não-instantâneo com $\tau = 30$ ps. Para $E_{EN}=2,02$ pJ, o meio instantâneo apresenta $XRatio_{tr}= -5,83$ dB, o qual está abaixo dos valores para o meio não-instantâneo com $\tau=1$ ps ($XRatio_{tr}= -0,048$ dB) e $\tau=2$ ps ($XRatio_{tr}= -3,90$ dB). Isto se explica em virtude de que, neste ponto de energia de entrada, ocorre um pico de transmissão para $\tau=1$ ps, e uma depressão para o meio instantâneo. Para o meio com uma resposta não-linear atrasada, τ relaxado, verifica-se sempre uma queda do valor de $XRatio_{tr}$ com o aumento do parâmetro τ do tempo de resposta não-linear. Para o anel de comprimento $2Z_0$, na $E_{EN}=1,17$ pJ, no meio instantâneo, $XRatio_{tr}=+4,60$ dB está acima dos valores de τ relativos ao meio relaxado, $\tau=1$ ps, 2 ps, 5 ps, 10 ps, 15 ps e 30 ps, haja vista nesse ponto de energia ($E_{EN}=1,17$ pJ) haver um

pico de transmissão para o meio não-linear instantâneo bem como para o meio não-linear não-instantâneo (relaxado) com $\tau=1$ ps ($XRatio_{tr}= 1,33$ dB). Observa-se uma diminuição significativa da razão de extinção para $\tau \geq 5$ ps, com $\tau=5$ ps ($XRatio_{tr}= -7,57$ dB), chegando a $XRatio_{tr}= -12,17$ dB (para $\tau=30$ ps). Para o anel de comprimento $L=2Z_0$ (e $E_{EN}=1,82$ pJ), observou-se $XRatio_{tr}= 4,20$ dB, para o meio instantâneo (2º pico de transmissão). Para o meio relaxado, é observado que a razão de extinção para $\tau=1$ ps ($XRatio_{tr}= -2,46$ dB) é menor do que para $\tau=2$ ps ($XRatio_{tr}= -1,38$ dB), haja vista existirem oscilações leves para a curva de $\tau=1$ ps [ver Figura 3.5]. Os valores da razão de extinção para $\tau \geq 5$ ps, são levemente maiores do que no ponto de energia $E_{EN}=1,17$ pJ.

A Tabela 3.2 apresenta a mesma análise anterior, mas agora utilizando o pulso de entrada quasi-sóliton, como condição inicial. Para o anel de comprimento $L=1Z_0$ e $E_{EN}=1,83$ pJ ou $E_{EN}=2,36$ pJ, os valores da razão de extinção, da saída transmitida em relação à saída refletida ($XRatio_{tr}$), são relativamente próximos, especialmente por causa da ausência de oscilações significativas nos meios instantâneo e relaxados. Para o anel de comprimento $L=2Z_0$ (na $E_{EN}=1,59$ pJ), o meio instantâneo tem razão de extinção de $XRatio_{tr}=10,05$ dB (pico de transmissão). Para o meio relaxado, o maior valor é $XRatio_{tr}= -0,90$ dB ($\tau=1$ ps), seguindo um expressivo padrão de decrescimento semelhante ao vistos em $L=1Z_0$ com $\tau \geq 2$ ps. Para $E_{EN}=2,19$ pJ, a razão de extinção apresenta o valor $XRatio_{tr}= -11,08$ dB, para o meio instantâneo. Esta situação é uma exceção, pois será a única situação em que ficará abaixo de todos os outros valores de razão de extinção para os meios relaxados, sendo um vale (mínimo local) para o meio instantâneo. Para o meio relaxado, com $E_{EN}=2,19$ pJ, observa-se que os valores de $XRatio_{tr}$ são levemente maiores do que em $E_{EN}=1,59$ pJ. Os seguintes valores foram observados para a razão de extinção em $E_{EN}=2,19$ pJ: $\tau =1$ ps ($XRatio_{tr}= 0,99$ dB), $\tau =2$ ps ($XRatio_{tr}= -1,29$ dB), $\tau =5$ ps ($XRatio_{tr}= -3,36$ dB), $\tau =10$ ps ($XRatio_{tr}= -4,28$ dB), $\tau =15$ ps ($XRatio_{tr}= -5,73$ dB) e $\tau =30$ ps ($XRatio_{tr}= -8,75$ dB).

NOLM		$L = 1Z_0$		$L = 2Z_0$	
		SÓLITON		SÓLITON	
PARÂMETRO DE RELAXAÇÃO NÃO-LINEAR τ (ps)		$E_{EN} = 1,65 \text{ pJ}$	$E_{EN} = 2,02 \text{ pJ}$	$E_{EN} = 1,17 \text{ pJ}$	$E_{EN} = 1,82 \text{ pJ}$
Instantâneo	$XRatio_{tr}(dB)$	4,66	-5,83	4,60	4,20
$\tau = 1 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	0,019	-0,048	1,33	-2,46
$\tau = 2 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-4,85	-3,90	-3,30	-1,38
$\tau = 5 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-8,61	-7,96	-7,57	-6,14
$\tau = 10 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-10,57	-10,03	-9,71	-8,46
$\tau = 15 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-11,49	-11,02	-10,74	-9,58
$\tau = 30 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-12,70	-12,38	-12,17	-11,26

Tabela 3.1: Tabela sobre razão de extinção para os anéis de comprimento $L=1Z_0$ e $L=2Z_0$, do NOLM ($\rho=0,4$) sob relaxação não-linear, para condição inicial sóliton.

NOLM		$L = 1Z_0$		$L = 2Z_0$	
		QUASI-SÓLITON		QUASI-SÓLITON	
PARÂMETRO DE RELAXAÇÃO NÃO-LINEAR τ (ps)		$E_{EN} = 1,83 \text{ pJ}$	$E_{EN} = 2,36 \text{ pJ}$	$E_{EN} = 1,59 \text{ pJ}$	$E_{EN} = 2,19 \text{ pJ}$
Instantâneo	$XRatio_{tr}(dB)$	8,13	6,87	10,05	-11,08
$\tau = 1 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-0,83	-1,48	-0,90	0,99
$\tau = 2 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-2,50	-2,39	-1,97	-1,29
$\tau = 5 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-5,95	-4,34	-3,40	-3,36
$\tau = 10 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-8,63	-7,03	-5,90	-4,28
$\tau = 15 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-10,11	-8,76	-7,61	-5,73
$\tau = 30 \text{ ps}$	$XRatio_{tr}(dB)$	-12,10	-11,27	-10,35	-8,75

Tabela 3.2: Tabela sobre razão de extinção para os anéis de comprimento $L=1Z_0$ e $L=2Z_0$, do NOLM ($\rho=0,4$) sob relaxação não-linear, para condição inicial quasi-sóliton.

3.4 Conclusões do Capítulo

Neste capítulo, inicialmente analisou-se um estudo detalhado das curvas de transmissão do interferômetro de Sagnac como uma função da energia de entrada, considerando que a potência de bombeamento, o comprimento do anel, e a não-linearidade do meio são fatores que podem causar variações no deslocamento da fase não-linear e, conseqüentemente, mudam o chaveamento não-linear do dispositivo. Vale salientar que as condições iniciais sóliton e quasi-sóliton são opções que se colocam à disposição do projetista, a fim de que o mesmo possa identificar, a partir do estudo preliminar de seus comportamentos de chaveamento, qual seria o mais apropriado para aquela aplicação que ele pretenda implementar. Para o meio não-linear instantâneo, verificou-se as características esperadas de chaveamento não-linear em função da energia do pulso de entrada [36]. Em geral, para o meio não-linear não-instantâneo, o comportamento oscilatório é mais suave, o que implica em uma redução do número de picos ou mesmo na sua ausência completa dentro da faixa de energias de entrada investigados. Verifica-se, em primeira análise, que há um impacto importante, da relaxação, na formação dos picos de transmissão do interferômetro de Sagnac, implicando em um menor chaveamento não-linear. Devido ao aumento no deslocamento da fase não-linear do pulso, o valor da energia de entrada para alcançar o primeiro pico de transmissão diminui quando o comprimento do anel é aumentado. Este comportamento é verificado, especialmente, para o meio não-linear instantâneo, quando se tem a condição de sóliton inicial. Além disso, para o meio não-instantâneo com comprimento de $1Z_0$ e $2Z_0$, no regime de propagação quasi-sóliton, os picos de transmissão não são alcançados. Por outro lado, o regime de propagação sóliton consegue atingir picos de transmissão para o caso de $\tau = 1$ ps. A medida que o parâmetro τ do tempo de resposta não-linear aumenta, o valor da energia transmitida cai, para os regimes de propagação quasi-sóliton e sóliton, nos dois comprimentos de anel analisados.

Considerando os dois comprimentos de anéis analisados, feitos com material não-linear instantâneo ou não-instantâneo, as curvas para o fator de compressão ‘C’ apresentam comportamentos semelhantes para o mesmo regime de propagação de pulso. A diferença

aparece justamente quando a resposta não-linear do meio para a energia de entrada é rápida. Para o regime de propagação sóliton, a taxa de divisão de energia do acoplador implica sempre na energia do anel abaixo do valor de energia necessário para a propagação do sóliton fundamental, por isso que o efeito dispersivo é mais forte e o pulso da saída transmitida alarga (mínimo $C \sim 0,12$ – para $\tau \geq 15$ ps, anel de comprimento $2Z_0$ e $E_{EN}=2,75$ pJ). Por outro lado, para o regime de propagação quasi-sóliton, em baixas energias de entrada, o efeito dispersivo é mais forte mas, a medida que a energia do pulso de entrada aumenta, o pulso de saída estreita (máximo $C \sim 4,87$ – para material instantâneo, anel de comprimento $2Z_0$ e $E_{EN}=2,75$ pJ). Em valores mais altos do tempo de resposta não-linear τ , os efeitos não-lineares diminuem, e os pulsos de saída estão apresentando alargamento para ambos os pulsos de entrada sóliton e quasi-sóliton.

Os resultados da análise da razão de extinção levam a considerações semelhantes às aquelas relacionadas às curvas de transmissão. Tomando-se a condição inicial sóliton, observa-se que, quando o comprimento do anel é aumentado de $1Z_0$ para $2Z_0$, há a ocorrência do aumento no número de picos de $XRatio_{tr}$, como também a diminuição do valor da energia de entrada para se atingir o 1º pico de $XRatio_{tr}$. Verifica-se que os níveis de $XRatio_{tr}$ para a condição inicial quasi-sóliton são levemente superiores aos da condição inicial sóliton, para os dois tamanhos de anel analisados. Para o meio relaxado (não-instantâneo), ocorre uma predominância de $XRatio_{tr} < 0$ para os pulsos de entrada sóliton e quasi-sóliton. Este fato representa um considerável impacto do mecanismo de relaxação da não-linearidade no chaveamento não-linear do interferômetro de Sagnac, conseqüentemente sendo decisivo para que a energia do interferômetro saia majoritariamente pela saída refletida. Este comportamento é justificável em função do fato de que à medida que se aumenta o tempo de resposta τ , a resposta não-linear do meio para a potência de bombeamento se torna mais lenta, diminuindo o deslocamento de fase não-linear necessário para o chaveamento não-linear. Os valores mais altos de $XRatio_{tr}$ aparecem para o meio instantâneo, onde a resposta não-linear para a potência de bombeamento é rápida (máximo $XRatio_{tr} \sim 12,75$ dB – para a condição inicial quasi-sóliton, anel de comprimento $2Z_0$ e $E_{EN}=1,27$ pJ). Este estudo é crucial para a análise do comportamento dos interferômetros de Sagnac baseados em fibras de resposta Kerr não-instantânea, aplicadas em sistemas de telecomunicações, em processamento óptico de sinal, instrumentação optoeletrônica e em diversos campos relacionados.

3.5 Referências Bibliográficas

- [1] N. J. Doran and D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror”, *Optics Letters* 13, 56-58 (1988).
- [2] K. J. Blow, N. J. Doran and B. K. Nayar, “Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer”, *Optics Letters* 14, 754 (1989).
- [3] K. Kravtsov, P. R. Prucnal, and M. M. Bubnov, “Simple nonlinear interferometer-based all-optical threshold and its applications for optical CDMA”, *Opt. Express* 15, 13114-13122 (2007).
- [4] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, K. J. Blow, “Nonlinear loop mirror-based all-optical signal processing in fiber-optic communications”, *Optical Fiber Technology* 14, (4) 299-316 (2008).
- [5] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A.C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva, A. S. B. Sombra, “Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers”, *Optics Communications* 276 (1), 107-115 (2007).
- [6] Qiliang Li, Yuyong Xie, Yinfang Zhu, Sheng Qian, “Soliton Switching and Propagation in Two-Core Nonlinear Fiber Coupler with High Order Coupling Coefficient”, *Opt. Commun.* . 281 (10) 2811–2818 (2008).
- [7] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha and A. S. B. Sombra. “Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers”, *Optical and Quantum Electronics*, 39 (14) (2007) 1191-1206.
- [8] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, C. S. Sobrinho and A. S. B. Sombra. “All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’”, *Fiber and Integrated Optics* , 29 (4) (2010) 254 – 271.
- [9] C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, W. B. Fraga, A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, S. P. Marciano, K. D. A. Sabóia, A. S. B. Sombra, “Analysis of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM)”, *Optics Communications* 281 (5), 1056–1064 (2008).

- [10] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho, A. S. B. Sombra, “All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler”, *Optics Communications* 262 (1), 32-37 (2006).
- [11] H. Goto, T. Konishi, and K. Itoh, “Simultaneous amplitude and phase modulation by a discrete phase-only filter”, *Optics Letters* 34, (5) 641-643 (2009).
- [12] J.W.M. Menezes, W.B. de Fraga, M.G. da Silva, A.C. Ferreira, A.F.G.F. Filho, A.F. de Moraes Neto, C.S. Sobrinho, A.S.B. Sombra, “Numerical analysis in triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers (TNLDC) operating logical gates” In: *Proceedings of the VI IEEE International Telecommunication Symposium (ITS2006) - IEEE Conference Proceedings VI ITS 2006* (2006) pp.13-18 (September 3-6, Fortaleza, Ceará, Brazil, 2006).
- [13] A.C. Ferreira, C.S. Sobrinho, J.W.M. Menezes, W.B. Fraga, H.H.B. Rocha, A. Wirth L. Jr, K.D.A. Sabóia, G.F. Guimarães, J.M.S. Filho and A.S.B. Sombra, “A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK”, *Journal of Modern Optics* 56 (8) 1004-1013 (2009)
- [14] K. D. A. Sabóia, A. C. Ferreira. C. S. Sobrinho, W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Optical Cryptography Under PPM-PAM Modulation Based in Short Optical Pulses in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF)”, *Optical and Quantum Electronics* 41 (14-15) 963-980 (2009).
- [15] A. Bogoni, L. Poti, R. Proietti, G. Meloni, F. Ponzini, P. Ghelfi, “Regenerative and reconfigurable all-optical logic gates for ultra-fast applications”, *Electron. Lett.* 41 (7) (2005) 435-436.
- [16] S. Oda, A. Maruta, “All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (5) (2006) 703-705.
- [17] K. Cvecek, G. Onishchukov, K. Sponsel, A.G. Striegler, B. Schmauss, G. Leuchs, “Experimental Investigation of a Modified NOLM for Phase-Encoded Signal Regeneration”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (17) (2006) 1801-1803.
- [18] J.H. Lee, T. Tanemura, Y. Takushima, K. Kikuchi, “All-Optical 80-Gb/s Add-Drop Multiplexer Using Fiber-Based Nonlinear Optical Loop Mirror”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17 (4) (2005) 840-842.
- [19] A. Bogoni, P. Ghelfi, M. Scaffardi, L. Potì, “All-optical regeneration and demultiplexing for 160-Gb/s transmission systems using a NOLM-based three-stage scheme”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 10 (2004) 192–196.

- [20] O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, “Optical pulse shaping at moderate power using a twisted-fibre NOLM with single output polarization selection”, *Optics Communications*, 281 (5) (2008) 1037–1046
- [21] R. Adams, M. Rochette, T.T. Ng, B.J. Eggleton, “All-Optical In-Band OSNR Monitoring at 40 Gb/s Using a Nonlinear Optical Loop Mirror”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (3) (2006) 469-471.
- [22] S. Boscolo, S.K. Turitsyn, K.J. Blow, “Study of the operating regime for all-optical passive 2R regeneration of dispersion-managed RZ data at 40 Gb/s using inline NOLMs”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 14 (2002) 30–32.
- [23] K. E. Zoiros, G. Papadopoulos, T. Houbavlis, G. T. Kanellos, “Theoretical analysis and performance investigation of ultrafast all-optical Boolean XOR gate with semiconductor optical amplifier-assisted Sagnac interferometer”, *Optics Communications*, 258 (2), 114–134 (2006).
- [24] M. Jinno and T. Matsumoto, “Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two control beams”, *Optics Letters*, 16 (4) (1991) 220-222.
- [25] Y. Miyoshi, K. Ikeda, H. Tobioka, T. Inoue, S. Namiki and K. Kitayama, “Ultrafast all-optical logic gate using a nonlinear optical loop mirror based multi-periodic transfer function”, *Optics Express* 16 (4) 2570-2577 (2008)
- [26] J. Li, K. Xu, S. Fu, J. Wu, J. Lin, M. Tang and P. Shum, “Ultra-wideband pulse generation with flexible pulse shape and polarity control using a Sagnac interferometer-based intensity modulator”, *Optics Express* 15 (26), 18156-18161 (2007).
- [27] E. H. W. Chan and R. A. Minasian, “A new technique for generating negative coefficients in photonic signal processors based on dual-input and dual-output intensity modulator sagnac interferometers”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18, 1252-1254 (2006).
- [28] A. M. Melo, J. L. S. Lima, R. S. de Oliveira and A. S. B. Sombra, “Photonic time-division multiplexing (OTDM) using ultrashort picosecond pulses in a terahertz optical asymmetric demultiplexer (TOAD)”, *Optics Communications* 205, 299-312 (2002).
- [29] A. M. Melo, J. L. S. Lima and A. S. B. Sombra, “Optical time-division multiplexing using picosecond solitons in a terahertz optical asymmetric demultiplexer”, *Optics Communications* 186, 87-97 (2000).
- [30] T. Jintao, L. Hongjun, G. Cunxiao, Z. Wei, W. Yishan, C. Guofu, “Spectrum shape compression and pedestal elimination employing a Sagnac loop”, *Optics Communications* 282 (1) 74-77 (2009).

- [31] J. Bogdanski, J. Ahrens and M. Bourennane, “Single mode fiber birefringence compensation in Sagnac and ‘plug & play’ interferometric setups”, *Optics Express* 17 (6) 4485-4494 (2009).
- [32] Y. Gao, L. Dou , A. Xu , P. Shum and M. Tang, “Novel tunable microwave photonic notch filter using a 3 X 3 coupler based Sagnac loop”, *Optics Communications* 281, 1476–1479 (2008).
- [33] O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E.A. Kuzin, “Step-like all-optical decision function using nonlinear polarisation rotation in a Nonlinear Optical Loop Mirror and in a subsequent fibre section with output polarisation selection”, *Opt. Fiber Technology* 15, (3) 258-265 (2009).
- [34] J. L. S. Lima, A. S. B. Sombra, “Soliton and quasi-soliton switching in nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber”, *Optics Communications* 163 (4-6), 292-300 (1999).
- [35] K. Kravtsov, Yue-Kai Huang and Paul R. Prucnal, “All-optical 160 Gbits/s time-domain demultiplexer based on the heavily GeO₂-doped silica-based nonlinear fiber”, *Opt. Lett.* 34, (4) 491-493 (2009).
- [36] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, 1st ed.; Academic Press: New York, (2001).
- [37] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, New York: Academic Press/Elsevier. Quarta Edição. (2007).
- [38] S. Trillo, S. Wabnitz, G. I. Stegeman, and E. M. Wright, “Parametric amplification and modulational instabilities in dispersive nonlinear directional couplers with relaxing nonlinearity”, *J. Opt. Soc. Am. B* 6, 889–900 (1989).
- [39] X. Liu, J. W. Haus, and S. M. Shahriar, “Modulation instability for a relaxational Kerr medium”, *Opt. Commun.* 281 (10) 2907–2912 (2008).
- [40] G. L. da Silva, Iram Gleria, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Modulational instability in lossless fibers with saturable delayed nonlinear response”, *Journal of the Optical Society of America B*, 26 (1) 183-188 (2009).
- [41] C. Cambournac, H. Maillotte, E. Lantz, J. M. Dudley and M. Chauvet, “Spatiotemporal behavior of periodic arrays of spatial solitons in a planar waveguide with relaxing Kerr nonlinearity”, *Journal of the Optical Society of America B*, 19 (3) 574-585 (2002).
- [42] M. J. Potasek, “Modulation instability in an extended nonlinear Schrödinger equation”, *Optics Letters* 12 (11) 921-923 (1987).

- [43] E. Lantz, C. Cambournac, H. Maillotte, “Spatiotemporal dynamics of soliton arrays generated from spatial noise in a planar waveguide with relaxing Kerr nonlinearity”, *Optics Express*, 10 (18) 942-948 (2002).
- [44] M. Nurhuda and E. van Groesen, “Effects of delayed Kerr nonlinearity and ionization on the filamentary ultrashort laser pulses in air,” *Phys. Rev. E* 71, 066502 (2005).
- [45] K. J. Blow and D. Wood, “Theoretical description of transient stimulated Raman scattering in optical fibers”, *IEEE J. Quantum Electron.* 24, 2665–2673 (1989).
- [46] E. A. Golovchenko and A. N. Pilipetskii, “Unified analysis of 4-photon mixing, modulational instability, and stimulated Raman-scattering under various polarization conditions in fibers”, *J. Opt. Soc. Am. B* 11, 92–101 (1994).
- [47] S. B. Cavalcanti and M. L. Lyra, “Modulational instability of ultrashort pulses via a generalized nonlinear Schrödinger equation with deviating argument”, *Phys. Lett. A* 211, 276–280 (1996).
- [48] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, F. T. Lima, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Study of the Performance of an All-Optical Half-Adder Based on Three-Core Non-Linear Directional Fiber Coupler Under Delayed and Instantaneous Non-Linear Kerr Responses”, *Fiber and Integrated Optics*, 30 (3) (2011), 201-230.
- [49] A. A. Canabarro, B. Santos, Iram Gleria, M. L. Lyra, and A. S. B. Sombra, “Interplay of XPM and nonlinear response time in the modulational instability of copropagating optical pulses” , *J. Opt. Soc. Am. B* 27 (2010) 1878.
- [50] M.L. Lyra and A.S. Gouveia-Neto, “Saturation effects on modulational instability in non-Kerr-like monomode optical fibers”, *Opt. Comm.* 108 (1-3) (1994) 117-120.
- [51] Chen C. Ku and Raimond Liepins, *Electrical Properties of Polymers: Chemical Principles*, Hanser Publishers, Munich-Vienna-New York (1988).
- [52] J.L.S. Lima, A.S.B. Sombra, “Ultrafast optical switching in a nonlinear loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber”, *Journal of Opt. Commun.* 20 (3) (1999) 82–87.

Capítulo 4

Estudo de Operações Lógicas por um NOLM sob Modulação por Amplitude de Pulsos (PAM).

Neste capítulo, analisou-se a execução de operações lógicas pelo Interferômetro de Sagnac sob uma modulação por amplitude de pulsos (PAM), no caso particular de um chaveamento por amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, gerando uma informação digital codificada. O Interferômetro de Sagnac, também conhecido como NOLM, resulta em um dispositivo com aplicações diversas e fundamentadas na área do chaveamento ultra-rápido, processamento de sinais totalmente óptico, processamento lógico óptico dentre outras aplicações, como abordado nos capítulos 2 e 3.

Observando esta motivação, foram utilizados pulsos ópticos na condição de sóliton fundamental, de forma que seus parâmetros T_0 e $P_0^{(N)}$ foram ajustados para se chegar a esse fim, codificados nos sinais digitais 0 e 1 mediante o chaveamento por amplitude de pulsos PAM-ASK. Em seguida, admitindo portas lógicas de duas entradas, faz-se uso das quatro combinações possíveis para dois pulsos, com a informação codificada nos níveis lógicos 0 ou 1, com o intuito de se verificar a realização de operações lógicas pelo interferômetro de Sagnac. Os pulsos entrantes nas fibras 1 e 2 podem ser provenientes de um sistema de comunicação digital operando com PAM-ASK. No estudo desta operação, neste capítulo, um sistema dessa natureza é substituído por um modulador PAM-ASK, no qual se faz possível controlar o valor do parâmetro de ajuste de modulação ε aplicado às amplitudes dos pulsos de entrada, tornando possível estabelecer a análise dos quatro casos possíveis a serem verificados.

Estuda-se também o comportamento do sistema diante de uma variação de ‘ ε ’, isto é, na alteração da amplitude inicial do pulso em relação à amplitude de referência ou informação sem modulação. Intensidades de pico abaixo da intensidade de pico de referência ($I < I_{REF}$) representam nível lógico 0. Por outro lado, intensidades de pico maiores que a intensidade de pico de referência ($I > I_{REF}$) representam nível lógico 1. Desta forma, o valor de intensidade de referência (I_{REF}) delimita duas regiões nas quais os pulsos de saída no NOLM possam aparecer modulados, logicamente, em 0 ou 1. Essas considerações preliminares são

perfeitamente aplicáveis à motivação inicial do próximo capítulo (capítulo 5), ressalvadas as características pertinentes ao dispositivo acoplador direcional não-linear, lá analisado.

Neste sentido, trabalhou-se fixando alguns valores do parâmetro de ajuste da modulação ε e variou-se a fase em uma das fibras de entrada do NOLM, através do controle de fase $\Delta\phi$, objetivando a obtenção das portas OU, OU-Exclusivo e E. Neste estudo, leva-se em consideração que o sistema tem perda desprezível, como também os efeitos simultâneos da automodulação de fase (SPM) e dispersão de velocidade de grupo (GVD). Dessa forma, procuram-se os valores do parâmetro de ajuste de modulação ε e da diferença de fase $\Delta\phi$ entre os pulsos codificados, para que se possa montar as tabelas-verdade relativas à consecução de portas lógicas OU, OU-Exclusivo e E.

4.1 O Interferômetro de Sagnac e a Modulação PAM-ASK.

Nos anos recentes, o aumento na demanda por serviços de telecomunicações, tecnologia da informação e processamento digital totalmente óptico têm sido registrado. Grandes esforços em pesquisa nestas áreas de estudo estão crescendo de forma inevitável com a exigência do desenvolvimento de sistemas ópticos para processamento de sinal ultra-rápido e comunicações ópticas. Extraordinária melhora do desempenho de tecnologias fotônicas tem resultado em uma espetacular diminuição dos custos de transmissão [1], portanto habilitando sua vigorosa expansão e investimento aumentado em pesquisa de tecnologia de sistemas ópticos. O uso de tecnologias fotônicas para processamento de dados no domínio totalmente óptico é um campo de importância crescente, com um forte potencial para uma variedade de aplicações interessantes em diferentes áreas, tais como: telecomunicações ópticas de velocidade ultra-rápida, metrologia ultra-rápida, sensoriamento óptico, engenharia de microondas, processamento de imagens e computação óptica.

Vantagens de processar a informação no domínio totalmente óptico incluem a enorme largura de banda disponível e o paralelismo intrínseco à abordagem óptica o qual se traduz em velocidades de processamento ultra-rápidas que não seriam possíveis de outra forma. Em sistemas de comunicações ópticas atuais, funções de processamento de sinal tais como: chaveamento, roteamento, conversão de frequência, e regeneração são tipicamente realizadas eletricamente, as quais exigem converter o sinal óptico para elétrico e retornar para óptico novamente para re-transmissão.

Enquanto esta abordagem tradicional tem a vantagem de contar com uma tecnologia madura, há um significativo interesse em ultrapassar a conversão optoeletrônica e o compromisso em processar tarefas inteiramente no domínio óptico, desde que a abordagem totalmente óptica forneça uma rota de redes ópticas de capacidade, escalabilidade e flexibilidade aumentadas, assim como complexidade da gerência de rede e custos reduzidos [2-5].

Processamento de sinal totalmente óptico é uma parte importante das modernas comunicações ópticas. Desenvolvimento de sistemas de comunicação ultra-rápidos, trabalhando além do limite da eletrônica de hoje, demanda elementos totalmente ópticos baratos, efetivos e simples, para processamento de dados.

Tecnologias de processamento digital de sinal totalmente ópticas servem para aperfeiçoar os atributos do sistema e colocá-los na linha de frente de sistemas de comunicação totalmente ópticos futuros, como um meio de manter a qualidade dos sinais, os quais são deteriorados por intempéries tais como acumulação de ruído de amplificadores ópticos, dispersão cromática da fibra, diferentes tipos de crosstalk, jitter e não-linearidades, e outras imperfeições na transmissão e conexões cruzadas (*cross-connects*). A fim de corresponder a este conjunto de requisitos e necessidades de tecnologia, diversos pesquisadores têm dedicado atenção especial ao campo de tecnologias fotônicas, investigando temas tais como processamento de sinal totalmente óptico, regeneração de sinais ópticos, chaveamento totalmente óptico, divisores de potência óptica, multiplexação totalmente óptica, conexões ópticas com gateways fotônicos, portas lógicas totalmente ópticas e blocos lógicos ópticos utilizando chaveamento liga-desliga, obtenção de portas lógicas com técnicas de modulação óptica [1-33].

Neste trabalho, nós apresentamos um estudo do Interferômetro de Sagnac também chamado como Espelho Óptico Não-Linear em Anel (NOLM) [2], como visto anteriormente. Trata-se de um dispositivo que desperta considerável atenção em pesquisas recentes [2-5,18-33].

Entre as lógicas obtidas, aquela que assume uma proeminência especial é a porta lógica óptica OU-Exclusivo. Dentro do contexto do processamento de sinal totalmente óptico, é importante obter a porta lógica óptica OU-Exclusivo porque ela é um elemento-chave para realizar um conjunto de importantes funções de rede tais como: comparação de endereço, encriptação e geração de sequência pseudo-randômica binária, somadores binários, contadores binários e circuitos de decisão, assim como codificadores e circuitos de reconhecimento de padrões de bits, verificação de paridade de bits [26], entre outras aplicações.

Investigou-se a Modulação por Amplitude de Pulso (PAM) na forma do Chaveamento em Amplitude de Pulso (ASK) como o formato de modulação usado para obter portas lógicas no interferômetro de Sagnac (NOLM). Neste estudo, decidiu-se trabalhar com o formato de modulação ASK multinível, que é uma forma de modulação por amplitude de pulso, com dois níveis de amplitude codificados digitalmente. A maior parte dos sistemas ópticos empregam ASK porque seu uso simplifica o projeto de transmissores ópticos e receptores consideravelmente. O formato ASK é também conhecido como um tipo de chaveamento liga-desliga (*on-off*) (OOK) [16,35,36]. Apesar de inúmeros avanços registrados na literatura, nas aplicações de processamento de sinais ópticos incluindo o interferômetro de Sagnac (NOLM), faz-se mister o estudo de um novo formato de modulação, objetivando o processamento lógico óptico. A primeira contribuição deste trabalho é analisar os efeitos não-lineares em um Interferômetro de Sagnac operando com pulsos ultracurtos do tipo sóliton fundamental de 10ps, modulados pela técnica PAM-ASK com modulação binária da amplitude para representar os níveis lógicos 1 e 0. Esta análise é realizada em vista do uso deste dispositivo como portas lógicas em redes de comunicações ópticas.

4.1.1 PAM-ASK.

A eficiente combinação de técnicas de multiplexação tais como multiplexação por divisão de comprimento de onda (WDM) e multiplexação óptica por divisão de tempo (OTDM) [16,37] tem tornado viável o desenvolvimento de redes de telecomunicações ópticas de alta capacidade. Embora esta realização tenha resolvido essencialmente a questão da transmissão na camada óptica, ao mesmo tempo não é suficiente de um ponto de vista prático, dado que, no ambiente de internet banda larga, serviços de transmissão de dados em alta velocidade, e aplicações multimídia mudando rapidamente, uma rede deve ser capaz de oferecer alta qualidade, serviços sob demanda flexíveis e escaláveis para satisfazer as várias necessidades de usuários. Tal fato torna imperativa a adoção da abordagem do processamento de sinal totalmente óptico [16,38], a qual pode lidar com informações exclusivamente no domínio óptico, de modo que conversões óptico-eletróptico (O-E-O) complexas, complicadas e que consumam energia sejam evitadas e que o custo por bit transmitido seja mantido baixo. A crescente demanda de largura de banda de telecomunicações devido ao crescimento de serviços como a Internet tem impulsionado o desenvolvimento de sistemas ópticos capazes de operar a taxas de bits muito acima de 100Gbps. No entanto, o desempenho destes sistemas tem sido limitado pela incapacidade de processar, no domínio óptico, recursos básicos de telecomunicações tais como chaveamento e processamento lógico. No entanto,

portas lógicas ópticas capazes de realizar operações lógicas básicas ainda estão nos estágios iniciais de desenvolvimento. Em sistemas de fibra óptica não-linear, sólitons existem devido ao balanço entre a dispersão da velocidade de grupo (GVD) e a não-linearidade tipo Kerr [39]. O princípio de operação de uma porta lógica totalmente óptica é baseada na alteração das propriedades de transmissão de um meio não-linear por sinais de controle ópticos. Em princípio, todo meio mostrando uma não-linearidade óptica pode ser utilizado em uma porta lógica óptica. Um alto coeficiente não-linear e um tempo de resposta rápido do efeito não-linear são geralmente importantes. Particularmente o tempo de resposta tem de ser suficientemente rápido para permitir os breves tempos de chaveamento lógico (na ordem de uns poucos picosegundos)[18]. Pulsos do tipo sóliton são utilizados para evitar a quebra do pulso causados pelo GVD e efeitos não-lineares. Um dispositivo como este 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 [13], unidades lógicas aritméticas, somadores [9], 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 tem sido obtidos usando esta técnica recentemente [17]. A concatenação deste dispositivo lógico óptico em estágios de optoeletrônica expande o horizonte de aplicações para as funções mais diversas possíveis.

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. Admitiu-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.

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). A Figura 4.1 expõe uma pequena ilustração deste modelo de modulação digital.

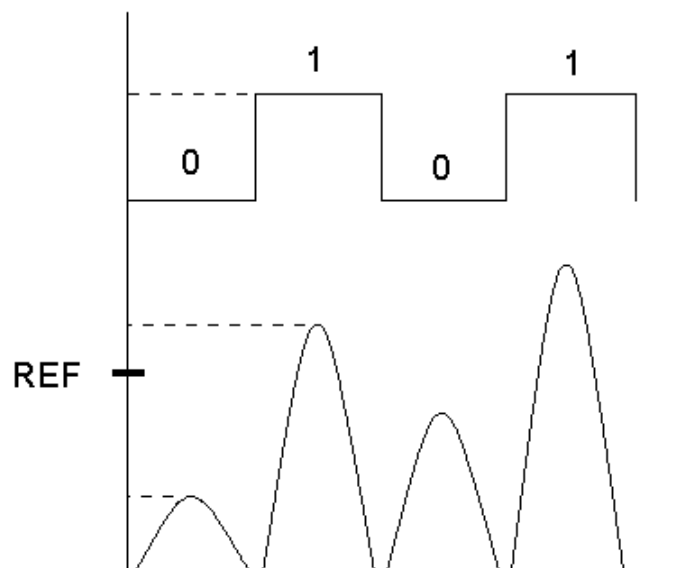


Figura 4.1: Delimitação do modelo de modulação digital por amplitude dos pulsos.

4.2 Modelo Proposto para Modulação por Amplitude de Pulsos Sólitons no Interferômetro de Sagnac (NOLM) para Obter Portas Lógicas.

Neste capítulo, optou-se por trabalhar com algumas considerações objetivando a montagem de um modelo de modulação por amplitude de pulso, numa perspectiva de chaveamento de amplitude, com o NOLM realizando operações lógicas E, OU e OU-Exclusivo.

O modelo que é abordado aqui para análise do desempenho do NOLM, operando funções lógicas E, OU e OU-Exclusivo, têm arquitetura ilustrada na Figura 4.2. Nesta mesma Figura, as entradas E_1 e E_2 representam os pulsos ópticos iniciais sem a devida modulação PAM-ASK. A análise é feita de forma paralela, ou seja, após passar pelo modulador PAM-ASK, os dois pulsos ópticos iniciais de entrada sem modulação, A_{1r} (fibra 1) e A_{2r} (fibra 2), ($A_r = A_{1r} = A_{2r}$), as entradas E_1 e E_2 , respectivamente, têm suas amplitudes acrescidas ($A_{jr} + \varepsilon_{jE}$) ou decrescidas ($A_{jr} - \varepsilon_{jE}$) do parâmetro de ajuste de modulação ε_{jE} . Daí em diante, após passar pelo controle de fase e pelo modulador PAM-ASK, tem-se o sinal entrante na entrada 1, A_1 , e na entrada 2, A_2 , do Interferômetro de Sagnac. Em termos lógicos, as entradas A_1 e A_2 serão representadas pelos níveis lógicos L_{1E} e L_{2E} respectivamente. O interferômetro de Sagnac atua como uma chave óptica, nas condições propostas aqui, dessa forma a energia é chaveada entre as saídas transmitida e refletida, a depender dos níveis aplicados nas entradas 1 e 2. Os pulsos ópticos de saída, nas saídas transmitida e refletida, do NOLM, emanam do mesmo, tendo suas correspondentes amplitudes A_{TS} e A_{RS} , onde são associados com seus correspondentes níveis lógicos de saída L_{1S} e L_{2S} , ora definidos, em função do cálculo de suas correspondentes amplitudes em relação à amplitude de referência A_r , levando-se em consideração o devido sincronismo entre os pulsos de entrada e de saída.

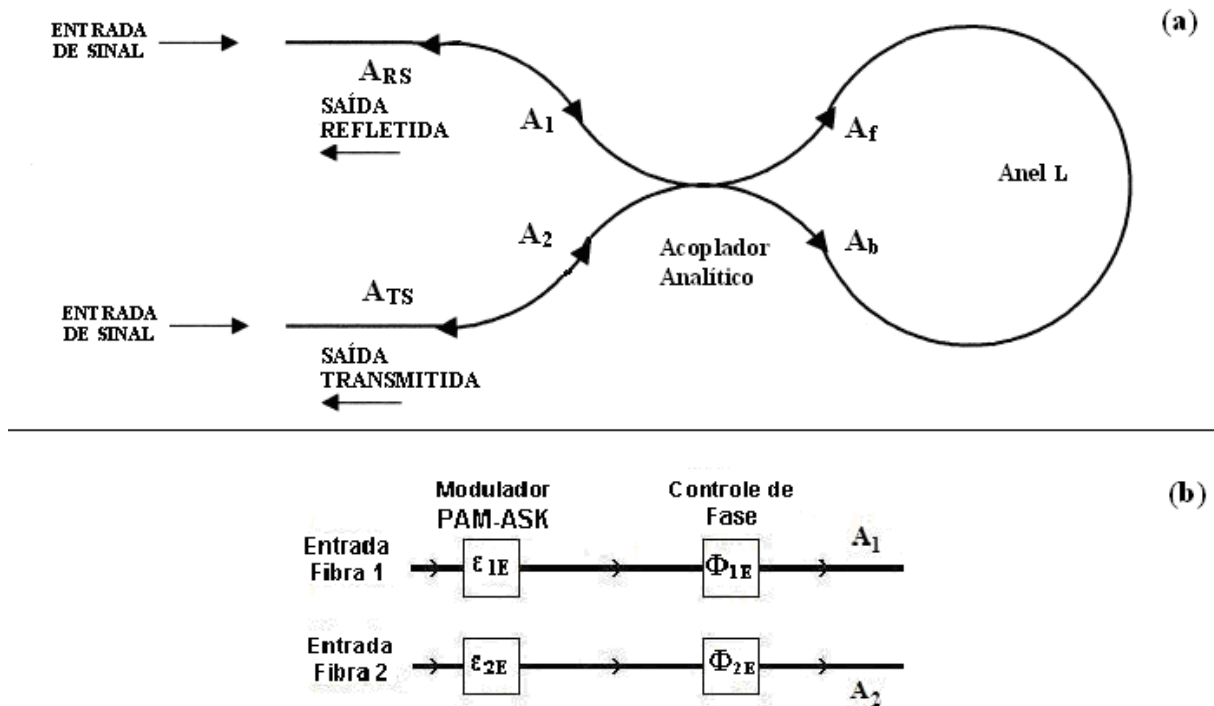


Figura 4.2: Modelo proposto para a investigação do desempenho do NOLM operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas E, OU e OU-Exclusivo.

A execução de operações lógicas E, OU e OU-Exclusivo pelo NOLM, é verificada em cada saída do interferômetro separadamente, e nesse trabalho em questão, analisamos a saída transmitida. Lembrando que, o pulso de saída representará bit 1, quando sua amplitude for maior do que a amplitude de referência ($A_{js} > A_r$), representará bit 0, quando sua amplitude for menor do que a amplitude de referência ($A_{js} < A_r$), e, finalmente, resultará saída sem modulação (na região de decisão) uma amplitude de saída semelhante à da entrada sem modulação quando tivermos um igual ao outro ($A_{js} = A_r$).

4.3 Ferramenta Teórica e Procedimento Numérico para Estudo do Parâmetro de Ajuste da Modulação PAM-ASK e Diferença de Fase dos Pulsos Sólitons de Entrada

Quando um sinal óptico é incidente em uma das portas do acoplador fibra, a transmissividade de um Interferômetro de Sagnac depende da razão de divisão de energia ρ do acoplador do interferômetro. Se a fração ρ da potência de entrada viaja na direção horária, a transmissividade para um loop de comprimento L é obtida por calcular os deslocamentos de fase adquiridos durante uma volta completa pelo contador de ondas ópticas propagantes, e, em

seguida, recombina-as interferometricamente no acoplador. As amplitudes dos campos propagantes *forward* – (horário) (A_f) e *backward* – (anti-horário) (A_b) com suas respectivas equações conectando os campos de entrada e de saída (transmitido e refletido) são dados por [2,34]:

$$A_f = \sqrt{\rho}A_1 + i\sqrt{(1-\rho)}A_2 \quad (4.1a)$$

$$A_b = i\sqrt{(1-\rho)}A_1 + \sqrt{\rho}A_2 \quad (4.1b)$$

$$A'_f = A_f \exp[i\Phi_0 + i\gamma(|A_f|^2 + \sigma|A_b|^2)L] \quad (4.2a)$$

$$A'_b = A_b \exp[i\Phi_0 + i\gamma(|A_b|^2 + \sigma|A_f|^2)L] \quad (4.2b)$$

$$\begin{pmatrix} A_{TS} \\ A_{RS} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sqrt{\rho} & i\sqrt{1-\rho} \\ i\sqrt{1-\rho} & \sqrt{\rho} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A'_f \\ A'_b \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Onde $\Phi_0 \equiv \beta L$ é o deslocamento de fase não-linear para um anel de comprimento L e β é a constante de propagação dentro do anel; os parâmetros γ e σ contabilizam os efeitos de SPM e XPM, respectivamente, e A_{TS} e A_{RS} são os campos transmitidos e refletidos do NOLM [34].

Para concretizar o estudo do NOLM no regime de energia fixo com pequenas variações da energia de entrada (provenientes da modulação PAM-ASK) em torno da potência de sóliton fundamental que favorece a obtenção de portas lógicas, efetuou-se a análise do interferômetro neste contexto. Sob essas condições, o NOLM atua efetivamente como uma excelente chave óptica. Em nossas simulações numéricas, a equação diferencial para o anel do Interferômetro de Sagnac é:

$$i\frac{\partial A_j}{\partial z} = -\gamma|A_j|^2 A_j + \frac{1}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_j}{\partial T^2} - i\frac{\alpha}{2}A_j \quad (4.4)$$

onde A_j ($j=1,2$) é a amplitude referente aos pulsos sóliton iniciais, nas entradas 1 e 2 do interferômetro de Sagnac (veja Fig. 4.2(a)), os parâmetros relativos à perda ($\alpha=0$) e modulação cruzada de fase ($\sigma=0$), foram desprezados neste capítulo. O parâmetro β_2 contabiliza o efeito GVD no anel do interferômetro de Sagnac. O parâmetro GVD pode ser positivo ou negativo dependendo se o comprimento de onda da luz de bombeio (λ) está abaixo ou acima do comprimento de onda de dispersão zero (λ_d) da fibra. No regime de

dispersão anômalo ($\lambda > \lambda_D$), β_2 é negativo, e a fibra pode suportar sólitons ópticos de qualquer ordem. A ordem N de um sóliton é calculada através da expressão:

$$N^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} = \frac{L_D}{L_{NL}}, \text{ onde } L_D = T_0^2 / |\beta_2| \text{ é o comprimento de dispersão, } L_{NL} = 1/\gamma P_0 \text{ é o}$$

comprimento de não-linearidade, P_0 é a potência de bombeamento e $T_{PULSO} = T_{FWHM} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0$ é a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade de um pulso sóliton com perfil secante hiperbólico.

A performance do interferômetro de Sagnac operando funções lógicas de duas entradas, E, OU e OU-Exclusivo, sob modulação PAM-ASK, é analisado mediante a arquitetura proposta mostrada na Figura 4.2. Para a análise numérica, considerou-se as quatro combinações possíveis (caso (0 0), caso (0 1), caso (1 0) e caso (1 1)) de dois bits nas fibras de entrada 1 e 2, (cf. Fig. 4.2(b)) respectivamente, de uma porta lógica de duas entradas, permitindo uma variação, na faixa de 0 a $0,070 \text{ W}^{1/2}$, no parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) dos pulsos de entrada, modulados pela amplitude PAM-ASK. Neste modelo aqui assumido (ver Figura 4.2(b)), esta função é executada pelo modulador PAM-ASK, antes do controle de fase. Após passar através do modulador PAM-ASK, no lado esquerdo, os pulsos de entrada são introduzidos para o controle de fase, quando a diferença de fase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, na faixa de 0 a 2π , pode ser inserida entre os pulsos. Após atravessar o controle de fase, os pulsos de entrada ($A_j, j = 1,2$) são roteados às entradas 1 e 2 do interferômetro de Sagnac (ver Figura 4.2(a)). O circuito de controle de fase é composto de uma linha de atraso, totalmente óptica, por isso não deve limitar significativamente a velocidade da porta lógica [1]. Um ponto importante a respeito do desempenho de qualquer operação lógica com o modelo proposto é que o circuito de controle para fase não precisa ser controlado pelo estado dos bits dos pulsos de entrada. Em outras palavras, o NOLM executa a operação lógica sem necessariamente saber em qual das quatro combinações de dois bits está operando a porta lógica. Como os pulsos de entrada são aplicados simultaneamente nas duas entradas do interferômetro de Sagnac, a amplitude temporal adquirida pelos pulsos propagados é influenciada pela diferença de fase aplicada entre os pulsos de entrada devido às suas diferentes velocidades durante a propagação. Para realizar esta análise, a fase é somente aplicada em um dos pulsos de entrada (neste capítulo, na entrada 2), embora considerando diferentes valores para o parâmetro de ajuste de modulação (ε). No interferômetro de Sagnac,

os pulsos A_1 e A_2 , após adentrarem ao dispositivo, são separados em duas partes contrapropagantes que compartilham o mesmo caminho óptico e interferem no acoplador coerentemente. Na saída do NOLM, o máximo deslocamento de amplitude alcançado por cada pulso em sua respectiva saída (transmitida (A_{TS}) ou refletida (A_{RS})), é calculado considerando a sincronização com o pulso de entrada pelo tempo de referência (t_r) e em relação à amplitude de referência A_r . Por uma questão de conveniência e para facilitar a visualização dos resultados, optou-se por explicitar o resultado da amplitude de saída em termos da quantidade : $A_{jS} - A_r$, com ($j=T,R$) conforme a saída seja a transmitida ou refletida, respectivamente. Dessa forma, passa-se a ler da seguinte maneira o resultado: $(A_{jS} - A_r) > 0 \rightarrow bit\ 1$, $(A_{jS} - A_r) < 0 \rightarrow bit\ 0$, $(A_{jS} - A_r) = 0 - sem\ definição\ lógica$.

Na equação (4.4) o tempo $T = t' - z/v_g$ é medido em uma referência se movendo com o pulso na velocidade de grupo (ver Cap.1) (v_g). Analisou-se numericamente a transmissão de pulsos ultracurtos no regime de propagação fundamental ou sóliton de primeira ordem ($N = 1$) através do anel de fibra do interferômetro de Sagnac. Considerou-se a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade dos pulsos de entrada é $T_{PULSO} = T_{FWHM} = 10ps$, correspondendo a uma largura de banda espectral completa no ponto de máxima intensidade $\Delta f_{PULSO} = 0,0315\ THz$. Após o modulador PAM-ASK e o controle de fase, a forma dos pulsos ópticos iniciais na entrada do NOLM é dada por :

$$A_j(0,T) = (\sqrt{P_o} \pm A_d) \operatorname{sech} \left[\frac{(T - t_r)}{T_o} \right] \exp(i\phi_j) \quad (4.5)$$

onde o índice $j=1,2$ faz referência aos sinais de entrada 1 ou 2, ϕ_j é a fase inserida (controle) e A_d é a modulação da amplitude de entrada, a qual representa o parâmetro de ajuste de modulação de amplitude PAM-ASK $|\varepsilon| = |\varepsilon_{1E}| = |\varepsilon_{2E}|$ ($A_d = +\varepsilon$, para bit 1 e $A_d = -\varepsilon$, para bit 0) para os pulsos iniciais, sendo responsável pelo deslocamento de amplitude efetivado pelo modulador na entrada. A modulação de amplitude (dos pulsos de entrada (A_j) e de saída (A_{TS}, A_{RS}), ε_{jE} e $\varepsilon_{TS}, \varepsilon_{RS}$, respectivamente) é calculada na posição temporal de máxima intensidade, com $t_r = 0$ (com os pulsos ópticos centrados em zero) como tempo de referência, correspondendo à metade do time-slot (Δt_b), em relação à amplitude de referência A_r . O

período do sólito fundamental ($N=1$) é dado por $Z_0 = L_D \left(\frac{\pi}{2}\right)$. Esta análise computacional examina a possibilidade de se obter portas lógicas ópticas sob a modulação PAM-ASK com somente um tamanho de anel L do interferômetro de Sagnac, o qual é suficiente para checar sua função comutadora, especificamente $L = 1Z_0$, onde Z_0 é o comprimento de um período do sólito fundamental ($N=1$). O parâmetro ρ da divisão de energia do acoplador analítico assume o seguinte conjunto de valores de 0,1, 0,2, 0,3 e 0,4, durante as simulações. O valor de $\rho = 0,5$ não é conveniente porque, nesta situação, o interferômetro de Sagnac atua como um espelho perfeito, onde o sinal inserido em sua respectiva entrada é completamente refletido pela mesma saída. O outro conjunto de valores remanescentes (0,6, 0,7, 0,8 e 0,9) é complementar ao primeiro conjunto, o que implicaria em um resultado redundante, por isso ele não foi considerado.

Para o estudo numérico, considerou-se a excitação da fibra de entrada 1 (A_1) e da fibra de entrada 2 (A_2) necessárias para a realização de todas as combinações lógicas pertinentes a uma tabela-verdade de duas entradas. A equação (4.4) foi resolvida numericamente usando o método numérico Split-Step com 4096 pontos na janela de tempo levando em consideração as condições iniciais dadas pela equação (4.5), na situação sem perda ($\alpha=0$) [39].

Os coeficientes de dispersão e não linearidade são tipicamente $\beta_2 = -20 \cdot 10^{-3} \text{ ps}^2/\text{m}$ e $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{\text{eff}} = 20 \cdot 10^{-3} (\text{Wm})^{-1}$, respectivamente, com a dispersão permanecendo constante no anel de fibra usado, as perdas foram desprezadas ($\alpha = 0$). Esses parâmetros são os mesmos utilizados no Capítulo 3. Em todas as nossas investigações, os pulsos de entrada estão no regime de propagação do sólito fundamental ($L_D = L_{NL}$). Para pulsos sólito de primeira ordem ultracurtos de $T_{\text{PULSO}}=T_{\text{FWHM}}=10 \text{ ps}$, correspondendo a $T_0=5,672 \text{ ps}$. Portanto a potência de bombeio requerida para a propagação do sólito de primeira ordem ($P_0 N1$) é $P_0 N1 = 31,07 \cdot 10^{-3} \text{ W}$. Vale ressaltar que, como $P_0 N1 = 31,07 \cdot 10^{-3} \text{ W}$, essa é a intensidade de referência ($I_r = P_j = P_0$) antes do pulso de entrada ser inserido no modulador PAM-ASK, antes de ocorrer modulação, daí a amplitude de referência ser definida como $A_r = \sqrt{P_0}$, ficando aproximadamente ($A_r = P_0^{1/2} = 0,176 \text{ W}^{1/2}$). Além disso, assume-se que para os parâmetros considerados, o período de sólito fundamental (Z_0) é $1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km}$, que é o comprimento L do anel do interferômetro de Sagnac nesta simulação.

Para o estudo correto da transmissão de pulsos sóliton ultracurtos modulados pelo nível de amplitude, conforme um chaveamento pulsado, aplicam-se deslocamentos de amplitude (ε) para os pulsos de entrada sem modulação A_{j_r} e observa-se a diferença entre a amplitude de saída (A_{TS} e A_{RS}) e a amplitude de referência (A_r), do respectivo pulso de saída, após o interferômetro de Sagnac. As funções lógicas E, OU e OU-Exclusivo serão verificadas observando as combinações dos níveis lógicos das fibras de entrada L_{jE} (ver Fig. 4.2(b)), correspondendo aos casos $\{(0,0),(0,1),(1,0),(1,1)\}$, e verificando se suas respectivas saídas estão na região para bit 1, verificando sempre se as saídas dos respectivos casos de entrada estão na região para bit 1 $[(A_{TS} - A_r) > 0]$, $[(A_{RS} - A_r) > 0]$ ou bit 0 $[(A_{TS} - A_r) < 0]$, $[(A_{RS} - A_r) < 0]$.

4.4 Resultados e Discussões

O primeiro passo deste estudo foi considerar o modelo do NOLM operando com pulsos sóliton fundamentais ultracurtos, codificados por amplitude de pulsos em um chaveamento digital, num esquema PAM, observando a amplitude e o perfil dos pulsos de saída como função do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$), como também, em um segundo momento da variação da fase inserida em um das entradas, para um determinado ε . A performance do interferômetro de Sagnac realizando operações lógicas de duas entradas foi analisada, considerando a propagação de dois pulsos de entrada, Equação (4.4), modulados de acordo com os quatro casos possíveis para a porta lógica de duas entradas e permitindo uma variação, no intervalo $0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070W^{1/2}$ no parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$). Nesta situação da variação do parâmetro, nenhuma fase é inserida nas duas portas de entrada. Neste capítulo, os resultados foram analisados em relação à saída transmitida somente.

Nas próximas figuras, o parâmetro de ajuste de modulação (ε) representa os deslocamentos aplicados aos pulsos de entrada. Estabeleceu-se que as linhas cheias com círculos vazios pretos e círculos cheios vermelhos representam, respectivamente, as linhas PAM para os bits 0 e 1. Quadrados vazios verdes e linhas cheias representam o caso (0 0), linhas cheias com triângulos para cima vazios azuis representam o caso (0 1), linhas cheias com triângulos para cima cheios ciano representam o caso (1 0), linhas cheias com quadrados magenta cheios representam o caso (1 1). Como foi frisado anteriormente, o deslocamento de

amplitude medido no pulso de saída que resulta no bit 1, deve se localizar acima da linha de decisão representada pela linha horizontal traço-pontilhada (linha traço-ponto - $\varepsilon_{TS} = 0$), que se trata da região $\varepsilon_{TS} = [(A_{TS} - A_r) > 0]$. De outra forma, a região do gráfico relativa ao deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta no bit 0, deve se localizar abaixo da linha de decisão (linha traço-ponto - $\varepsilon_{TS} = 0$), que corresponde à região $\varepsilon_{TS} = [(A_{TS} - A_r) < 0]$. Nas Figuras 4.3 a 4.6, (pulsos de saída na saída transmitida), analisou-se os efeitos resultantes sobre a amplitude do pulso de saída (A_{TS}) devido às mudanças no parâmetro de ajuste de modulação PAM ($0 \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$).

Na Fig. 4.3, que aborda o estudo da variação do parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon|$, $\rho=0,1$, na saída transmitida, verifica-se que para $|\varepsilon| \geq 0,028 W^{1/2}$, há a ocorrência de porta OU, pois o caso (1 0) passa para a região $[A_{TS} - A_r] > 0$ (bit 1). A curva relativa ao caso (1 0) continua a subir, cruzando o caso (0 1) em $|\varepsilon| = 0,044 W^{1/2}$, e cruzando a linha de modulação PAM bit 1 em $|\varepsilon| = 0,054 W^{1/2}$. Os casos (0 0) e (1 1) permanecem distantes da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$, em regiões opostas. O caso (0 0) diminui constantemente e se afasta da linha de decisão. O caso (1 1) cresce constantemente. O caso (1 0), do início da faixa até $|\varepsilon|=0,028 W^{1/2}$ permanece muito próximo da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$ e abaixo dela (região bit 0 - $[(A_{TS} - A_r) < 0]$). O caso (0 1) exibe uma trajetória crescente logo abaixo da curva de modulação PAM bit 1 e após $|\varepsilon|=0,048 W^{1/2}$ passa a cair, mas permanecendo na área para bit 1 $[A_{TS} - A_r] > 0$.

Na Fig. 4.4, que trata da análise da variação do parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon|$, $\rho=0,2$, na saída transmitida, é notado que para $|\varepsilon| \geq 0,058 W^{1/2}$, há a ocorrência de porta OU, logo no intervalo $0,058 W^{1/2} \leq |\varepsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$ de valores de $|\varepsilon|$ que formam porta OU. O caso (1 0) se mantém um pouco abaixo da linha de modulação PAM bit 0, e no $|\varepsilon|=0,028 W^{1/2}$ esse caso cruza a referida linha, continua crescendo e no $|\varepsilon|=0,058 W^{1/2}$ cruza a linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$, deixando a região para bit 0 $[(A_{TS} - A_r) < 0]$ e entrando na região para bit 1 $[A_{TS} - A_r] > 0$. O caso (0 1) está um pouco acima da linha de modulação PAM bit 1, e se mantém crescente até $|\varepsilon|= 0,065 W^{1/2}$ e a partir daí experimenta uma pequena queda. Os casos (0 0) e (1 1) se mantêm distantes da linha de decisão. O caso (0 0) diminui constantemente na região bit 0. O caso (1 1) cresce constantemente na região bit 1.

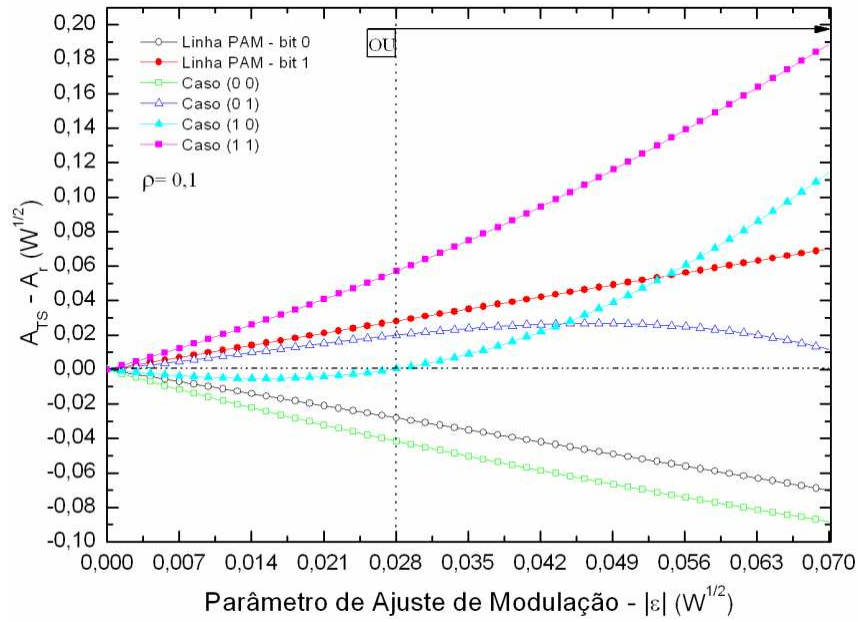


Figura 4.3: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, ($A_{TS} - A_r$), no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação ($|\epsilon|$) no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 0,070 \text{ W}^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 \text{ W}^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,1$.

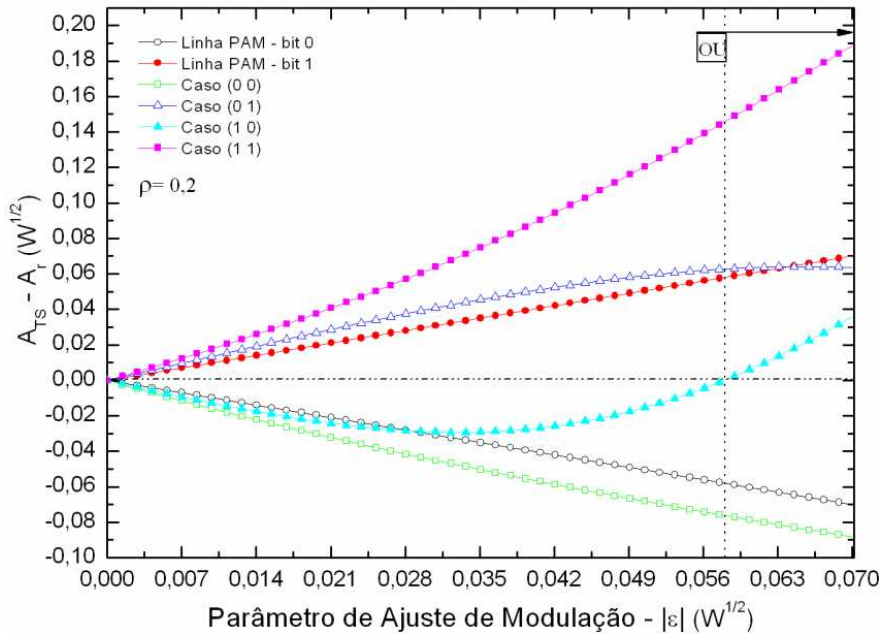


Figura 4.4: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, ($A_{TS} - A_r$), no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação ($|\epsilon|$), no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 0,070 \text{ W}^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 \text{ W}^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,2$.

Na Fig. 4.5, verificando o estudo da variação do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) e fator de divisão de energia $\rho=0,3$, os casos (0 1) e (1 0) se mantêm em regiões distintas para toda a faixa de variação de $|\varepsilon|$, dessa forma não existindo nenhum valor de $|\varepsilon|$ para o qual haja formação de portas lógicas, pelo NOLM com este valor de ρ . O caso (0 1) se mantêm acima da linha de modulação PAM bit 1. O caso (1 0) caminha praticamente sobre a curva do caso (0 0), até o $|\varepsilon|=0,041 W^{1/2}$, daí em diante a curva (1 0) deixa de decrescer e começa a crescer novamente. Na Fig. 4.6, onde analisamos a situação em que o $\rho=0,4$ e variando o parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, os casos (0 1) e (1 0), também, estão em regiões distintas, impossibilitando 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). A razão de ser da inclusão da Figura 4.6 neste trecho do trabalho, apesar de não ter sido registrada a ocorrência de porta lógica na mesma, encontra justificativa no fato de que o $\rho=0,4$ por sua representatividade, necessita ser conhecido em seu comportamento no que diz respeito às conseqüências da aplicação da modulação PAM-ASK com variação do parâmetro ($|\varepsilon|$) sobre o NOLM. Por uma questão pedagógica, chamemos de “A” e “B”, as entradas lógicas referentes a “A₁” e “A₂”, representadas pelos níveis lógicos L_{1E} e L_{2E}, sendo “A” o algarismo lógico mais significativo e “B” o algarismo lógico menos significativo, os quais representam as quatro combinações possíveis de casos ‘(A B)’. Chamemos, também, de “S”, a saída lógica resultado conseqüente da demodulação da saída “(A_{TS} - A_r)”. Há de se notar um fato interessante, vejamos que embora não se registre a obtenção de portas lógicas nas Figuras 4.5 ($\rho=0,3$) e 4.6 ($\rho=0,4$) com a variação do parâmetro ($|\varepsilon|$), obtém-se, em todo o domínio do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$), uma expressão lógica. Expressão aparentemente trivial, $[S = B]$ (cf. dedução no apêndice), que não significa nada num sistema em que as entradas A e B são conhecidas. Todavia, num sistema em que A e B sejam desconhecidas, o interferômetro de Sagnac com a configuração simulada permite descobrir o estado de ‘B’ através da demodulação de “(A_{TS} - A_r)”. Basta verificar que os casos (0 0) e (1 0) estão na região para bit 0, e os casos (0 1) e (1 1) estão na região para bit 1. Na Fig. 4.3 ($\rho=0,1$), no intervalo $0 \leq |\varepsilon| < 0,028 W^{1/2}$, registra-se, também, a ocorrência da função lógica $[S = B]$. Na Fig. 4.4 ($\rho=0,2$), no intervalo $0 \leq |\varepsilon| < 0,058 W^{1/2}$, é também registrada a ocorrência da função lógica $[S = B]$. Vale salientar que a expressão lógica $[S = B]$ comporta, também, sua expressão complementar $[\bar{S} = \bar{B}]$. Desta maneira, a saída (A_{TS} - A_r) pode retornar essa função lógica nos intervalos do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) supracitados.

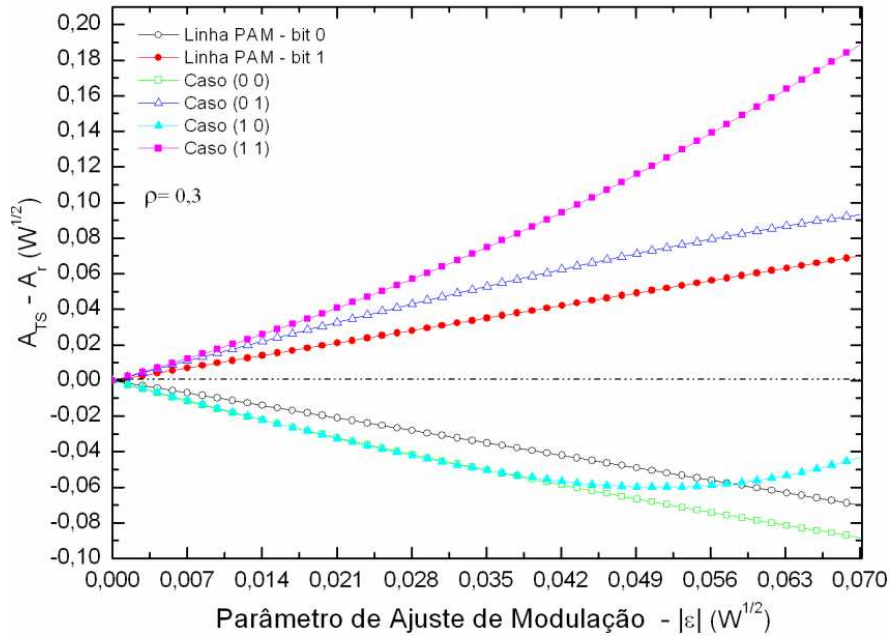


Figura 4.5: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, ($A_{TS} - A_r$), no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação ($|\epsilon|$), no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,3$.

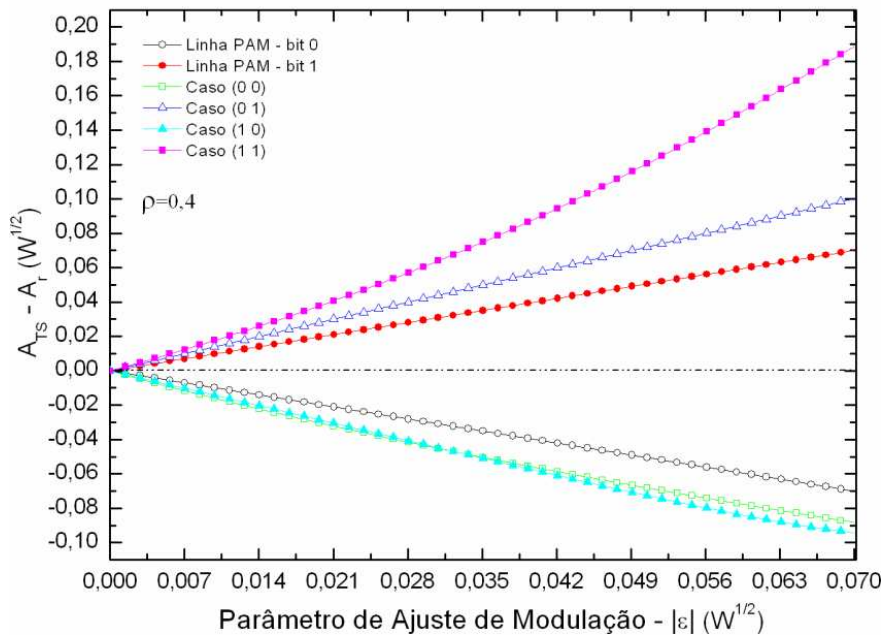


Figura 4.6: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, ($A_{TS} - A_r$), no NOLM padrão, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação ($|\epsilon|$), no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 0,070 W^{1/2}$, com comprimento de anel $1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}$, $A_r = 0,176 W^{1/2}$, $\Delta\phi = 0$ e $\rho = 0,4$.

A verificação direta de portas lógicas ópticas nesta primeira etapa (variação do parâmetro de ajuste de modulação) do estudo caracteriza uma boa versatilidade do dispositivo. A obtenção de porta lógica OU, utilizando PAM-ASK, nos casos de $\rho=0,1$ e $\rho=0,2$ constitui um resultado interessante, e, dentro da dinâmica do interferômetro de Sagnac, é justificável pelo fato da assimetria maior inserida no dispositivo pelo valor do fator de divisão de energia (ρ) do acoplador analítico, gerando maior contraste dos níveis de energia de saída. Esse mesmo fato explica, também, por que não se obtêm portas lógicas, dentro da mesma faixa de variação de $(|\varepsilon|)$ estudada, com $\rho=0,3$ e $\rho=0,4$, haja vista nesta condição o dispositivo passar a ser menos assimétrico, impossibilitando um chaveamento de energia necessário que permita a obtenção de portas lógicas com a variação de $(|\varepsilon|)$.

A fim de resolver a questão da não obtenção de portas lógicas ópticas com a variação do parâmetro de ajuste de modulação $(|\varepsilon|)$, como também aperfeiçoar e aprofundar o referido estudo nos outros casos onde foram obtidas, considerou-se um controle de fase, atuando na faixa $0 < |\Delta\phi| < 2\pi$, aplicados no pulso de entrada da fibra 2 ($\phi_1 = 0$), após o modulador PAM-ASK. Implementou-se esta análise considerando o seguinte conjunto de valores para o parâmetro de ajuste de modulação $(|\varepsilon|)$ e para o parâmetro de divisão de energia (ρ), do NOLM, nomeadamente: ($\rho = 0,1$ e $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$; $\rho = 0,2$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$; $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$; $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$). A intenção desta iniciativa é analisar o comportamento do NOLM em torno da linha de decisão, onde as mudanças de níveis lógicos são mais prováveis, levando em conta a contribuição do fator de divisão de energia (ρ) e as características de chaveamento não-linear do interferômetro de Sagnac sob o valor da potência de sóliton fundamental fixa. Dessa forma, criou-se mais possibilidades para a análise e a realização de operações lógicas.

Na Figura 4.7, que aborda o estudo variando a fase, para $\rho=0,1$ e $|\varepsilon|=0,068 W^{1/2}$, na saída transmitida, observa-se a ocorrência de porta OU, nos intervalos $0 < |\Delta\phi| < 0,772\pi$ e $1,935\pi < |\Delta\phi| < 2\pi$, e também a existência da porta lógica E nos intervalos $1,373\pi < |\Delta\phi| < 1,519\pi$ e $1,624\pi < |\Delta\phi| < 1,724\pi$, conforme as retas verticais pontilhadas que sinalizam as mesmas respectivamente. Para a primeira porta OU, nota-se que os casos (0 1), (1 0), e (1 1) estão na região para bit 1 [$(A_{TS} - A_r) > 0$], e o caso (0 0) na região para bit 0 [$(A_{TS} - A_r) < 0$], como esperado, com os casos limítrofes (0 0) e (0 1) relativamente afastados da linha de decisão [$(A_{TS} - A_r) = 0$], e também num intervalo de fase relativamente largo, configurando uma faixa estável de operação da lógica OU. A outra porta OU localiza-se em

um intervalo estreito de valores de fase e com o caso (0 1) perto da linha de decisão. Por outro lado, em relação aos intervalos de porta E, temos todos os casos na região para bit 0 $[(A_{TS} - A_r) < 0]$, com exceção do caso (1 1), sendo que os casos limítrofes estão relativamente próximos da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$ e o intervalos de ocorrência são também estreitos mas mais largos do que o da 2ª porta OU.

Na Figura 4.8, que trata do estudo variando a fase, para o $\rho=0,2$ e $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, na saída transmitida, verifica-se a ocorrência de duas faixas de porta OU, nos intervalos $0 < \Delta\phi < 0,902\pi$ e $1,950\pi < \Delta\phi < 2\pi$, e verifica-se a existência de uma porta E no intervalo $1,173\pi < \Delta\phi < 1,303\pi$. É importante frisar que foram registradas, também, em resultados com a variação da fase, faixas de fase que retornam a função lógica $[S = B]$, e seu complemento $[\bar{S} = \bar{B}]$, na saída $(A_{TS} - A_r)$. Por ex. aqui em $\rho=0,2$ e $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, nas faixas de fase seguintes, $1,303\pi < \Delta\phi < 1,353\pi$ e $1,789\pi < \Delta\phi < 1,950\pi$. Em relação ao primeiro intervalo OU, o mesmo é bastante largo com os casos limítrofes distantes da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$. O segundo intervalo (porta OU) é estreito e com o caso (1 0) próximo da linha de decisão. A porta E, tem também os casos (0 1) e (1 0) próximos da linha de decisão e com curvas relativamente inclinadas.

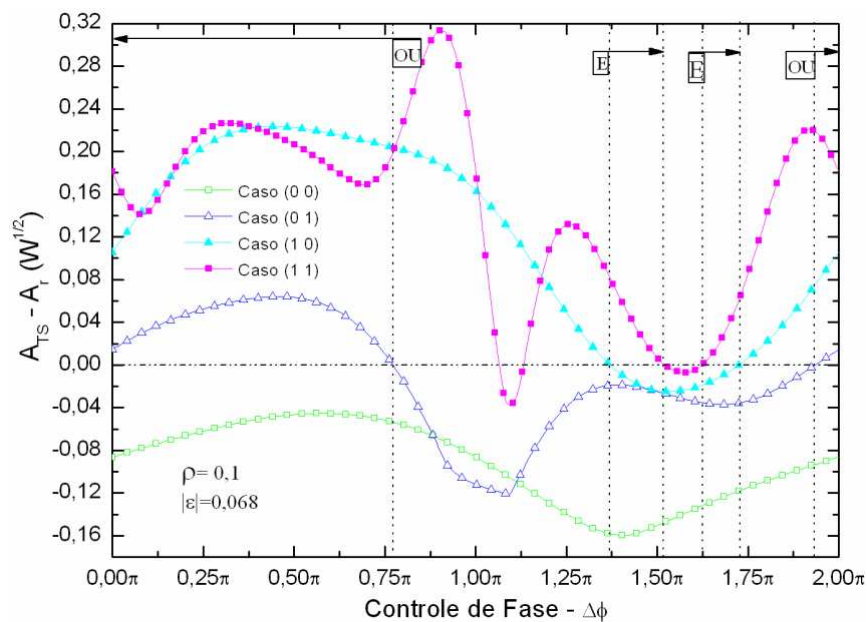


Figura 4.7: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel

$$1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}, A_r = 0,176 W^{1/2} \text{ e } \rho = 0,1 (|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}).$$

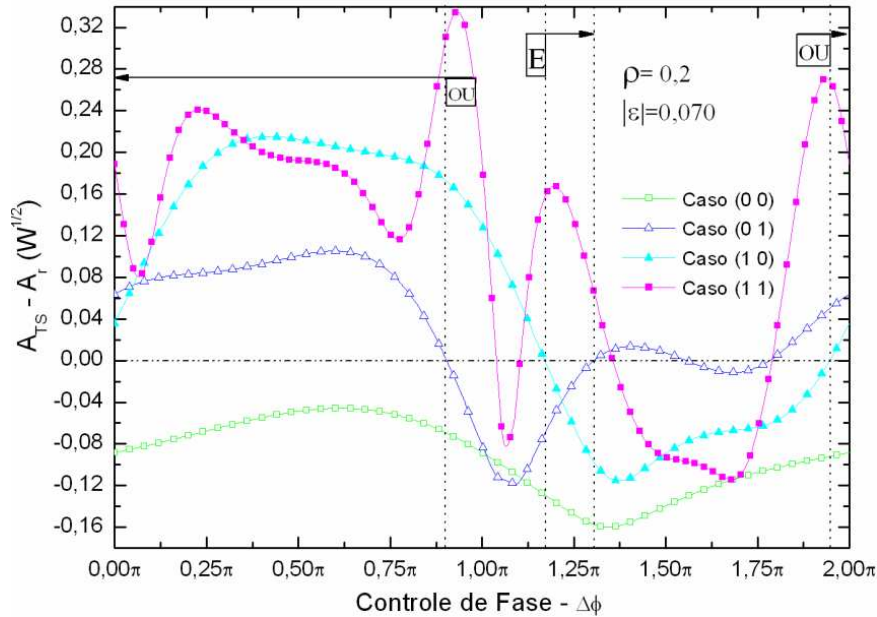


Figura 4.8: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel

$$1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km}, A_r = 0,176 \text{ W}^{1/2} \text{ e } \rho = 0,2 \text{ (} |\varepsilon| = 0,070 \text{ W}^{1/2} \text{)}.$$

Na Figura 4.9, com fator de divisão de energia $\rho=0,3$ e parâmetro de ajuste da modulação $|\varepsilon|=0,059 \text{ W}^{1/2}$, na saída transmitida e analisando o estudo da variação de fase, verificamos a existência de uma faixa de fase para porta OU no intervalo $0,085\pi < |\Delta\phi| < 0,988\pi$, outro intervalo para porta E em $1,111\pi < |\Delta\phi| < 1,298\pi$ e outro para porta OU-Exclusivo em $1,448\pi < |\Delta\phi| < 1,760\pi$. Observou-se, também, a função lógica $[S = B]$, e seu conseqüente complemento $[\bar{S} = \bar{B}]$, nas faixas de fase seguintes, $0 < |\Delta\phi| < 0,085\pi$, $1,303\pi < |\Delta\phi| < 1,443\pi$ e $1,764\pi < |\Delta\phi| < 2\pi$. O intervalo para porta OU obtido é relativamente largo e os casos limítrofes (0 0) e (0 1) mantêm uma boa distância da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$. Para porta E, o intervalo é mais estreito mas suficiente para uma boa estabilidade de operação, com os casos limítrofes (0 1) e (1 1) longe da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$. Para a porta OU-Exclusivo, os casos (0 0) e (1 1) estabelecem-se na região para bit 0 $[(A_{TS} - A_r) < 0]$ e os casos (0 1) e (1 0) na região para bit 1 $[(A_{TS} - A_r) > 0]$, o intervalo obtido tem sua largura um pouco maior do que a da porta E, no entanto seus casos limítrofes ((0 1), (1 0) e (1 1)) estão mais próximos da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$.

Na Figura 4.10, onde considerou-se a análise da variação de fase com $\rho=0,4$ e $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, na saída transmitida, verifica-se a existência de três intervalos de fase para porta OU, quais sejam, $0,137\pi < \Delta\phi < 1,002\pi$, $1,318\pi < \Delta\phi < 1,740\pi$ e $1,826\pi < \Delta\phi < 1,850\pi$. A porta E ocorre no intervalo $1,086\pi < \Delta\phi < 1,308\pi$. E um intervalo para a porta OU-Exclusivo é registrado em $1,740\pi < \Delta\phi < 1,826\pi$. Com $\rho=0,4$ e $|\varepsilon|=0,070 W^{1/2}$, observou-se também a ocorrência da função lógica $[S = B]$ nos intervalos $0 < \Delta\phi < 0,040\pi$, $0,070\pi < \Delta\phi < 0,135\pi$, $1,007\pi < \Delta\phi < 1,028\pi$ e $1,849\pi < \Delta\phi < 2\pi$. O primeiro intervalo para porta OU é consideravelmente largo e os casos fronteiros (0 0), (0 1) e (1 1) guardam uma relativa distância da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$, em um intervalo menor. A segunda porta OU tem os casos (0 1) e (1 1) mais próximos da linha de decisão $[(A_{TS} - A_r) = 0]$, o terceiro intervalo é bem mais estreito, com os casos fronteiros (1 0) e (1 1) muito próximos da linha de decisão. O intervalo para porta E tem uma largura superior ao do caso para $\rho=0,3$ ($|\varepsilon|=0,059 W^{1/2}$), é digno de nota a existência da porta OU-Exclusivo mesmo que tenha uma largura de fase menor.

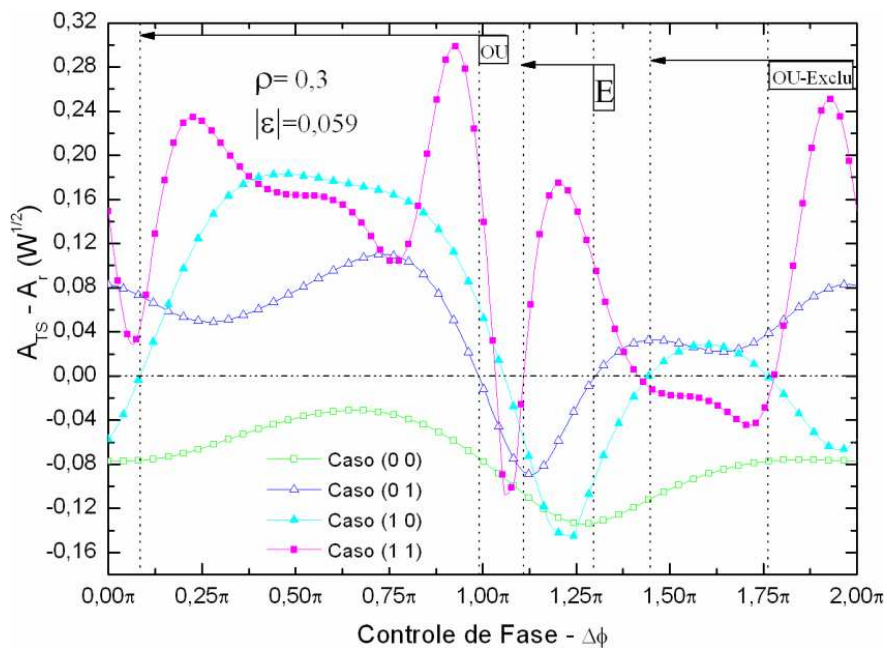


Figura 4.9: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, $(A_{TS} - A_r)$, no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel

$$1Z_0=2,53 \cdot \text{Km}, A_r = 0,176 W^{1/2} \text{ e } \rho = 0,3 \text{ (} |\varepsilon| = 0,059 W^{1/2} \text{)}.$$

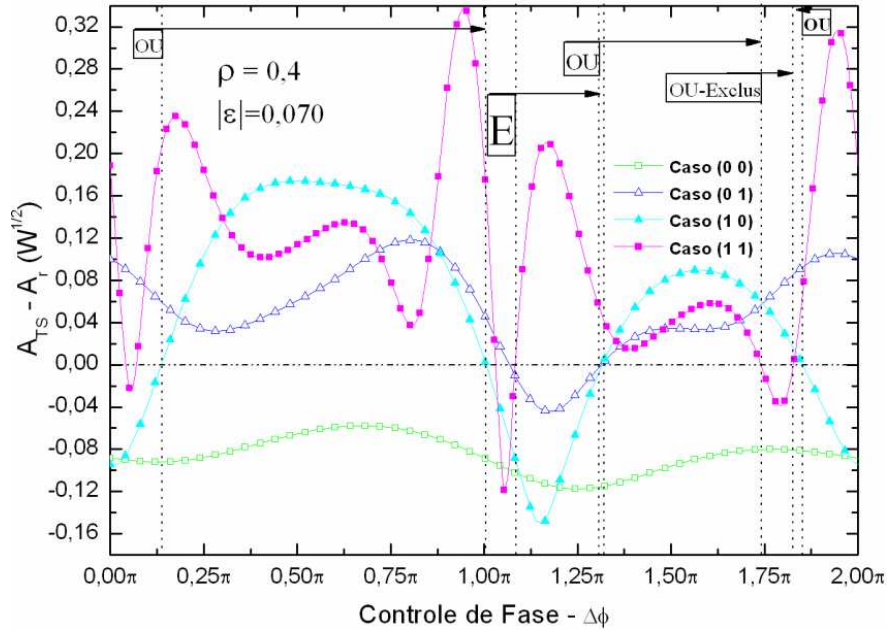


Figura 4.10: Amplitude do pulso de saída da saída transmitida menos amplitude de referência, ($A_{TS} - A_r$), no NOLM padrão, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_1 = 0$), entre os pulsos de entrada A_1 e A_2 , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com comprimento do anel

$$1Z_0=2,53\text{-Km}, A_r = 0,176 W^{1/2} \text{ e } \rho = 0,4 \text{ (} |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2} \text{)}.$$

Vale ressaltar a versatilidade nos casos de $\rho=0,3$ e $\rho=0,4$, com uma variedade maior de lógicas obtidas (OU, E e OU-Exclusivo) através do estudo variando fase, sendo que no caso $\rho=0,3$ as larguras dos intervalos são ligeiramente maiores e com os casos limítrofes mais distantes da linha de decisão, possibilitando assim, faixas mais estáveis para a operação das portas lógicas. O caso do $\rho=0,4$ tem uma boa variedade de portas distintas mas com intervalos um tanto mais estreitos. Nota-se um aproveitamento importante dos quatro valores de ρ utilizados na situação ‘variando fase’.

As figuras seguintes mostram os pulsos de saída (em sua intensidade temporal) de alguns pontos relativos às fases utilizadas com os quatro valores de ρ definidos nesta simulação, representando as portas lógicas ópticas obtidas mediante o uso da técnica de modulação PAM-ASK, nos casos OU, E e OU-Exclusivo. As Figuras 4.11 a 4.16 apresentam as portas lógicas ópticas através dos pulsos de intensidade temporal: Fig. 4.11

($\Delta\phi = 0,311\pi$ $\rho = 0,1$ $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$), Fig.4.12 ($\Delta\phi = 0,080\pi$ $\rho = 0,2$ $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$),

Fig.4.13 ($\Delta\phi = 1,135\pi$ $\rho = 0,3$ $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$), Fig. 4.14

($\Delta\phi = 1,673\pi$ $\rho = 0,3$ $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$), Fig.4.15 ($\Delta\phi = 1,187\pi$ $\rho = 0,4$ $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$) e

Fig. 4.16 ($\Delta\phi = 1,784\pi$ $\rho = 0,4$ $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$). Totalizando, nestes pulsos de saída, duas portas OU, duas portas E e duas portas OU-Exclusivo, a título de exemplo de viabilidade. Este conjunto de figuras objetiva demonstrar explicitamente a operacionalidade da técnica de modulação PAM-ASK na implementação direta de portas lógicas ópticas. Vê-se em todas as figuras, uma margem de distância relevante dos casos limítrofes para a linha de decisão, que está na posição relativa a $P_0 = 31,07 \cdot 10^{-3} W$. Desta forma, pelos pulsos de saída, se confirma uma relativa estabilidade de operação do dispositivo na configuração simulada.

As Tabelas 4.1, 4.2, 4.3, 4.4, 4.5 e 4.6 apresentam os valores numéricos associados ao conjunto de figuras relativos aos pulsos de saída temporais, Figuras 4.11, 4.12, 4.13, 4.14, 4.15 e 4.16 respectivamente. Elas conseguem dar uma noção numérica das curvas dos pulsos de saída vistos nas respectivas figuras.

Tabela 4.1: Tabela para operação da porta lógica OU (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,311\pi$ ($\phi_1 = 0$), no NOLM ($\rho = 0,1$).

ENTRADA		$\rho = 0,1$		$\varepsilon_{TS} = A_{TS} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				OU
$ \varepsilon = \varepsilon_{1E} = \varepsilon_{2E} = 0,068 W^{1/2}$		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$)			
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{TS}	L_{TS}
0	0	0	$0,311\pi$	-0,0568	0
0	1	0	$0,311\pi$	0,0570	1
1	0	0	$0,311\pi$	0,2152	1
1	1	0	$0,311\pi$	0,2266	1

Tabela 4.2: Tabela para operação da porta lógica OU (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,080\pi$ ($\phi_1 = 0$), no NOLM ($\rho = 0,2$).

ENTRADA		$\rho = 0,2$		$\varepsilon_{TS} = A_{TS} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				OU
$ \varepsilon = \varepsilon_{1E} = \varepsilon_{2E} = 0,070 W^{1/2}$		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$)			
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{TS}	L_{TS}
0	0	0	$0,080\pi$	-0,0821	0
0	1	0	$0,080\pi$	0,0763	1
1	0	0	$0,080\pi$	0,0941	1
1	1	0	$0,080\pi$	0,0876	1

Tabela 4.3: Tabela para operação da porta lógica E (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1,135\pi$ ($\phi_1 = 0$), no NOLM ($\rho = 0,3$).

ENTRADA		$\rho = 0,3$		$\varepsilon_{TS} = A_{TS} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				E
$ \varepsilon = \varepsilon_{1E} = \varepsilon_{2E} = 0,059 W^{1/2}$		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$)			
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{TS}	L_{TS}
0	0	0	$1,135\pi$	-0,1130	0
0	1	0	$1,135\pi$	-0,0892	0
1	0	0	$1,135\pi$	-0,0873	0
1	1	0	$1,135\pi$	0,0853	1

Tabela 4.4: Tabela para operação da porta lógica OU-Exclusivo (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1,673\pi$ ($\phi_1 = 0$), no NOLM ($\rho = 0,3$).

ENTRADA		$\rho = 0,3$		$\varepsilon_{TS} = A_{TS} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				OU-Exclusivo
$ \varepsilon = \varepsilon_{1E} = \varepsilon_{2E} = 0,059 W^{1/2}$		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$)			
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{TS}	L_{TS}
0	0	0	$1,673\pi$	-0,0819	0
0	1	0	$1,673\pi$	0,0228	1
1	0	0	$1,673\pi$	0,0227	1
1	1	0	$1,673\pi$	-0,0379	0

Tabela 4.5: Tabela para operação da porta lógica E (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1,187\pi$ ($\phi_1 = 0$), no NOLM ($\rho = 0,4$).

ENTRADA		$\rho = 0,4$		$\varepsilon_{TS} = A_{TS} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2	Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$)			E
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{TS}	L_{TS}
0	0	0	$1,187\pi$	-0,1156	0
0	1	0	$1,187\pi$	-0,0423	0
1	0	0	$1,187\pi$	-0,1255	0
1	1	0	$1,187\pi$	0,2043	1

Tabela 4.6: Tabela para operação da porta lógica OU-Exclusivo (pulso de saída na saída transmitida), na situação quando $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1,784\pi$ ($\phi_1 = 0$), no NOLM ($\rho = 0,4$).

ENTRADA		$\rho = 0,4$		$\varepsilon_{TS} = A_{TS} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2	Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_2 - \phi_1$)			OU-Exclusivo
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{TS}	L_{TS}
0	0	0	$1,784\pi$	-0,0800	0
0	1	0	$1,784\pi$	0,0713	1
1	0	0	$1,784\pi$	0,0404	1
1	1	0	$1,784\pi$	-0,0371	0

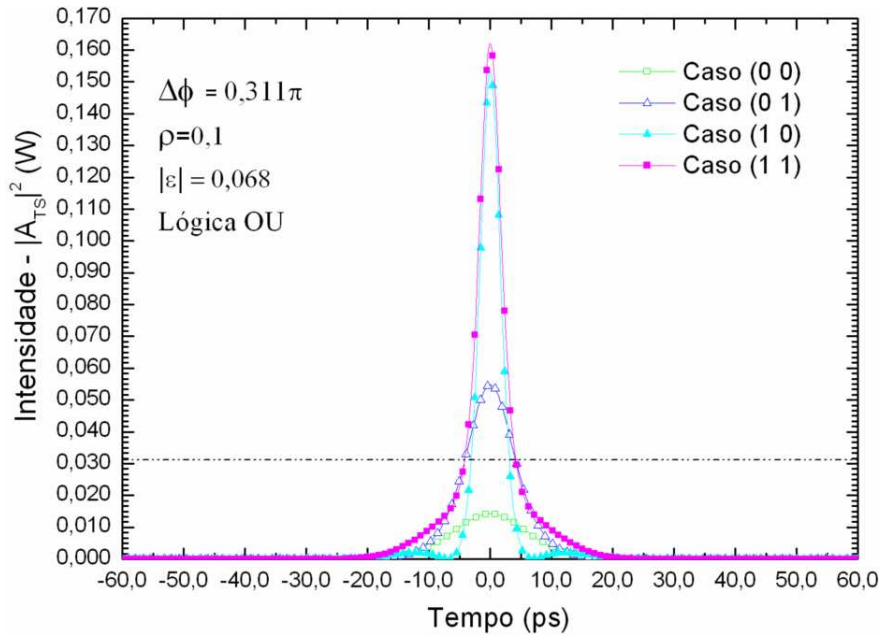


Figura 4.11: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 0,311\pi$, $|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$, $\rho = 0,1$,

$$I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W \text{ e comprimento do anel } 1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km}$$

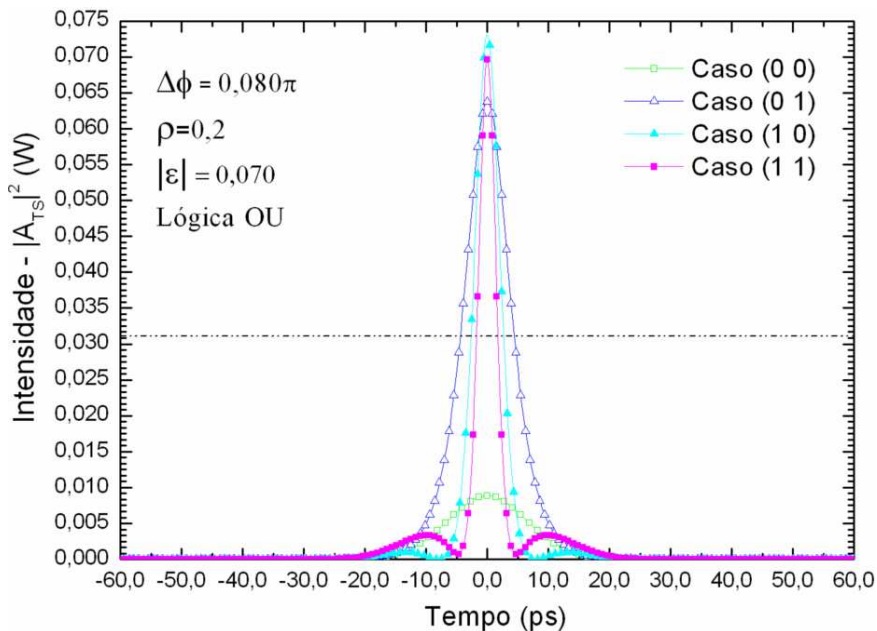


Figura 4.12: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 0,080\pi$, $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, $\rho = 0,2$,

$$I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W \text{ e comprimento do anel } 1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km}$$

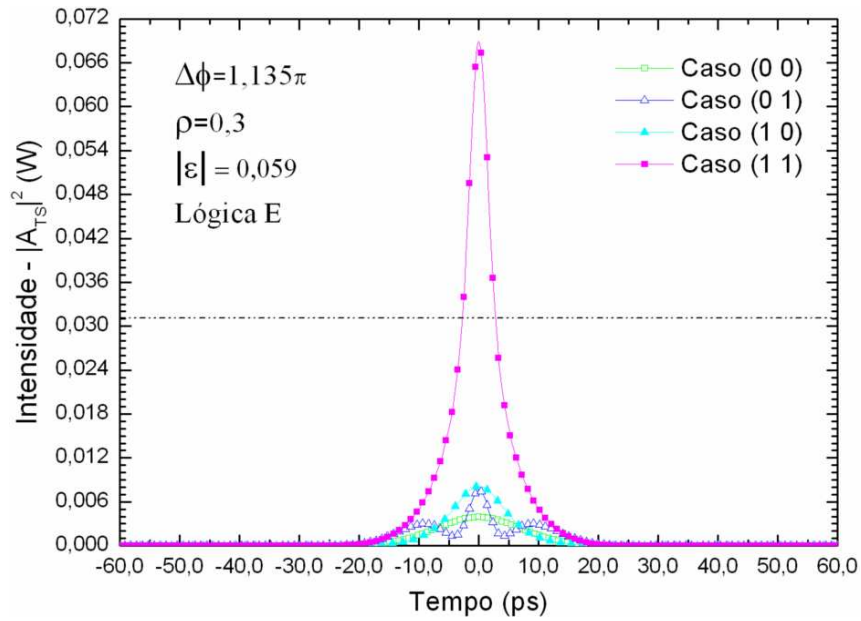


Figura 4.13: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica E, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 1,135\pi$, $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, $\rho = 0,3$,

$$I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W \text{ e comprimento do anel } 1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km.}$$

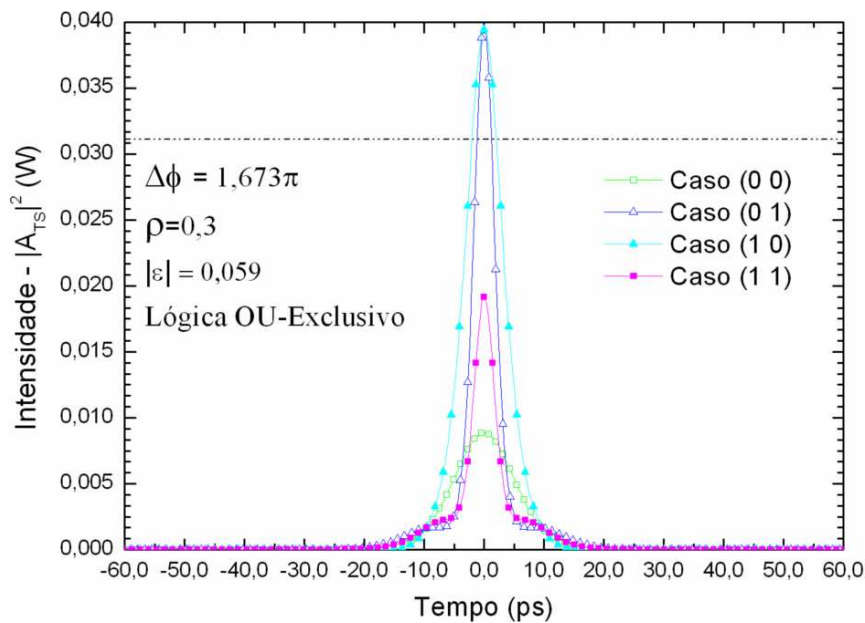


Figura 4.14: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU-Exclusivo, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 1,673\pi$, $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$,

$$\rho = 0,3, I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W \text{ e comprimento do anel } 1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km.}$$

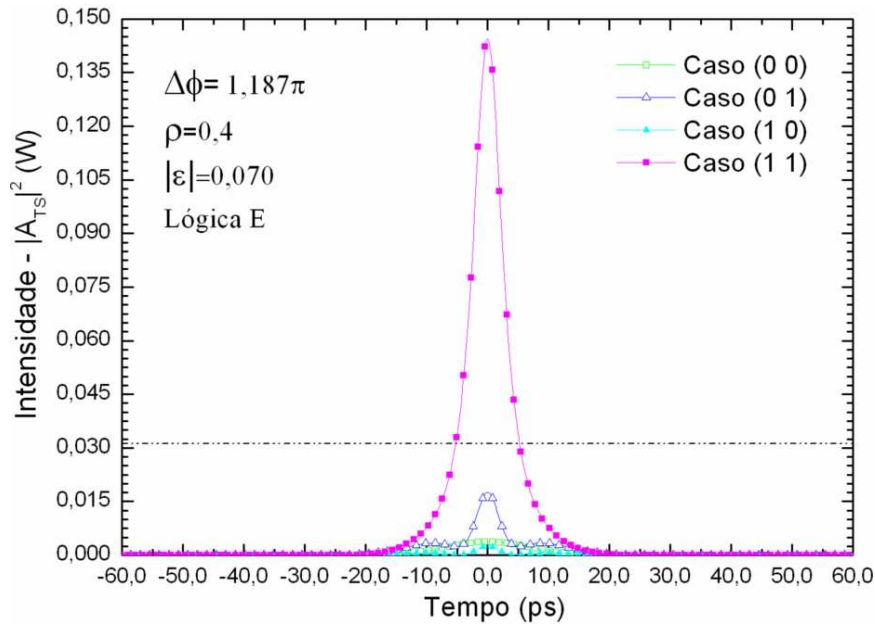


Figura 4.15: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica E, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 1,187\pi$, $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, $\rho = 0,4$,

$$I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W \text{ e comprimento do anel } 1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km.}$$

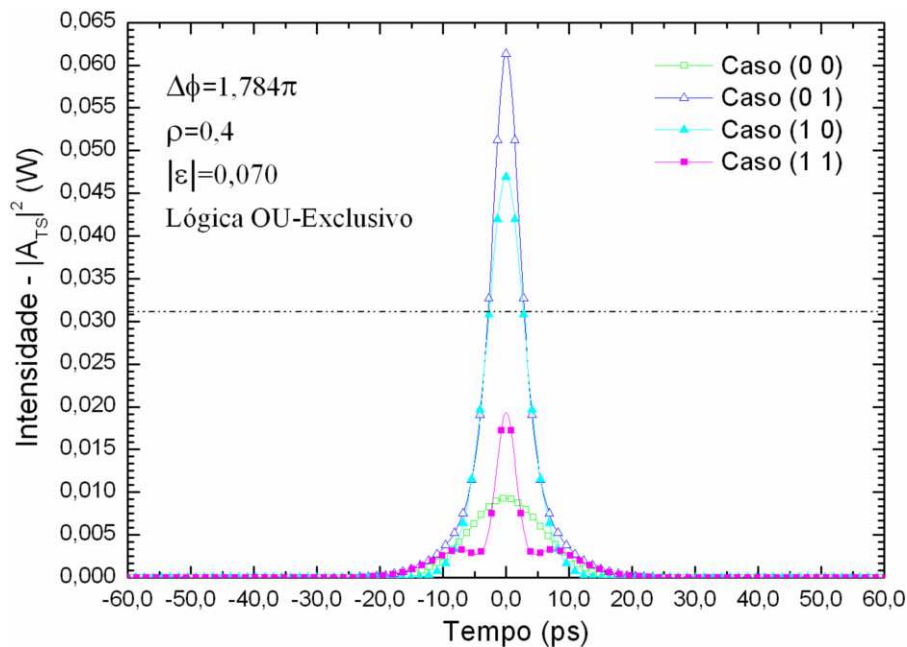


Figura 4.16: Perfil de intensidade temporal do pulso da saída transmitida ($|A_{TS}|^2$) realizando lógica OU-Exclusivo, obtido da solução numérica da equação (4.4) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem no NOLM, considerando $|\Delta\phi| = 1,784\pi$, $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$,

$$\rho = 0,4, I_r = 31,07 \cdot 10^{-3} W \text{ e comprimento do anel } 1Z_0 = 2,53 \cdot \text{Km.}$$

4.5 Conclusões do Capítulo

Neste trabalho foi apresentado um estudo de simulação numérica sobre a implementação de um Interferômetro de Sagnac gerando portas lógicas ópticas OU, E e OU-Exclusivo operando com pulsos sóliton ultracurtos, os quais são modulados nos níveis lógicos 1 e 0 através da modulação por amplitude de pulsos (PAM). Inicialmente, consideramos os efeitos da dispersão de velocidade de grupo (GVD) e da não-linearidade (SPM) e num regime de propagação sem perdas, para os pulsos de entrada aplicados às fibras de entrada 1 e 2. Foram analisadas as quatro situações possíveis para a porta lógica de duas entradas, observando a modulação em amplitude do pulso de saída transmitida (A_{TS}) como função do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) dos pulsos de entrada sem fase. Conclui-se que o NOLM mostra resultados interessantes com a variação do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$, especialmente com a obtenção direta de porta lógica OU para um largo intervalo de $|\varepsilon|$, no caso de $\rho = 0,1$ com $0,028 W^{1/2} < |\varepsilon| < 0,070 W^{1/2}$; este fato se repete para o caso de $\rho = 0,2$ com porta OU obtida em $0,058 W^{1/2} < |\varepsilon| < 0,070 W^{1/2}$ sendo um intervalo mais estreito. Por outro lado, para $\rho = 0,3$ e $\rho = 0,4$ não se verifica a obtenção direta de portas lógicas no estudo de variação do parâmetro de ajuste de modulação. Esse fato se explica pela inserção de assimetria no fator de divisão de energia à medida que ρ diminui, o que por sua vez favorece o contraste dos níveis de amplitude de saída, possibilitando a geração de portas lógicas. Quanto mais simétrico for o fator de divisão de energia menos a obtenção direta de portas lógicas, usando a variação do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$, é favorecida. Mesmo na situação em que não foram obtidas portas lógicas, foi registrada a obtenção da função lógica $[S = B]$, a qual possibilita conhecer o valor lógico de pelo menos uma das duas entradas, caso as mesmas sejam desconhecidas, nesta etapa da variação do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$), sendo que esse fato se repetirá, em alguns intervalos de fase na etapa posterior do estudo, de variação da fase de entrada. Logo depois, foi introduzida uma diferença de fase ($0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$) entre os pulsos de entrada. Este estudo visou aprofundar a obtenção de portas lógicas para $\rho = 0,1$ e $\rho = 0,2$, e principalmente quebrar a quase simetria em $\rho = 0,3$ e $\rho = 0,4$. Foram obtidos resultados interessantes com $\rho = 0,3$ e no valor de $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, com uma grande versatilidade e variedade de lógicas obtidas (OU, E e OU-Exclusivo) com intervalos de operação mais largos e com casos limítrofes mais distantes da linha de decisão. Vale ressaltar os pulsos de saída temporal porta

$E(\Delta\phi = 1,135\pi \quad |\varepsilon| = 0,059 W^{1/2})$ e porta OU-Exclusivo ($\Delta\phi = 1,673\pi \quad |\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$). Este mesmo estudo, com $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, também demonstra ser versátil, com boa variedade de lógicas obtidas, no entanto seus intervalos são mais estreitos. Destacam-se os pulsos de saída E ($\Delta\phi = 1,187\pi \quad |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$) e OU-Exclusivo ($\Delta\phi = 1,784\pi \quad |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$). Os casos de estudo de variação de fase aplicados aos $\rho = 0,1$ ($|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$) e $\rho = 0,2$ ($|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$), resultaram apenas lógicas OU e E, mas com as portas OU apresentando intervalos bem largos de operação e com casos limítrofes distantes da linha de decisão, com destaque para os pulsos de saída ($\Delta\phi = 0,311\pi \quad \rho = 0,1 \quad |\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$) e ($\Delta\phi = 0,080\pi \quad \rho = 0,2 \quad |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$). Este trabalho inicial da técnica de modulação PAM-ASK sobre o interferômetro de Sagnac, mostra uma boa viabilidade, em virtude da obtenção direta de resultados com o estudo de variação do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$ e do aperfeiçoamento e melhora na obtenção de resultados com o estudo de variação de fase. Vale ressaltar a extrema importância de se trabalhar com a potência fixa, aproximadamente no valor da potência de soliton fundamental com o NOLM e a técnica de modulação PAM-ASK. Essas características favoreceram sobremaneira o chaveamento não-linear e a obtenção de portas lógicas com esta técnica de modulação.

4.6 Referências Bibliográficas

- [1] Ramaswami, R., “Optical fiber communication: from transmission to networking”, IEEE Communic. Magazine, 40 (5), 138–147 (2002).
- [2] N. J. Doran and D. Wood, “Nonlinear-optical loop mirror”, Optics Letters 13, 56-58 (1988).
- [3] K. J. Blow, N. J. Doran and B. K. Nayar, “Experimental demonstration of optical soliton switching in an all-fiber nonlinear Sagnac interferometer”, Optics Letters 14 (14), 754-756 (1989).
- [4] S. Boscolo, S. K. Turitsyn, K. J. Blow, “Nonlinear loop mirror-based all-optical signal processing in fiber-optic communications”, Optical Fiber Technology 14, (4) 299-316 (2008).

- [5] K. Kravtsov, P. R. Prucnal, and M. M. Bubnov, “Simple nonlinear interferometer-based all-optical thresholder and its applications for optical CDMA”, *Opt. Express* 15, 13114-13122 (2007).
- [6] J. W. M. Menezes, W. B. de Fraga, G. F. Guimarães, A.C. Ferreira, H. H. B. Rocha, M. G. da Silva, A. S. B. Sombra, ‘Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers’, *Optics Communications* 276, 107 (2007).
- [7] Y. D. Wu, T. T. Shih and M. H. Chen, “New all-optical logic gates based on the local nonlinear Mach-Zehnder interferometer”, *Optics Express* 16 (1) (2008) 248-257.
- [8] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha and A. S. B. Sombra. “*Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers*”. *Optical and Quantum Electronics*, 39 (14) (2007) 1191-1206.
- [9] A. K. Cherri, “All-Optical Negabinary Adders Using Mach-Zehnder Interferometer”. *Optics & Laser Technology* , 43 (1) (2011) 194-203.
- [10] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, C. S. Sobrinho and A. S. B. Sombra. “All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’”. *Fiber and Integrated Optics* , 29 (4) (2010) 254 – 271.
- [11] C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, W. B. Fraga, A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, S. P. Marciano, K. D. A. Sabóia, A. S. B. Sombra. *Analysys of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM)*. *Optics Communications* 281, 1056–1064 (2008)
- [12] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho, A. S. B. Sombra, ‘All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler’, *Optics Communications* 262, (1) 32-37 (2006).
- [13] H. Goto, T. Konishi, and K. Itoh, "Simultaneous amplitude and phase modulation by a discrete phase-only filter," *Optics Letters* 34, (5) 641-643 (2009).
- [14] A. Ghadi and S. Mirzanejhad, “All-optical logic gates using semiconductor-based three-coupled waveguides nonlinear directional coupler.” *Optics Communications* 284 (1) 432-435 (2011).
- [15] J.W.M. Menezes, W.B. de Fraga, M.G. da Silva, A.C. Ferreira, A.F.G.F. Filho, A.F. de Moraes Neto, C.S. Sobrinho, A.S.B. Sombra, “*Numerical analysis in triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers (TNLDC) operating logical gates*” In:

Proceedings of the VI IEEE International Telecommunication Symposium (ITS2006) - IEEE Conference Proceedings VI ITS 2006 (2006) pp.13-18 (September 3-6, Fortaleza, Ceará, Brazil, 2006).

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

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

[18] C. Schubert, *Interferometric Gates for All-optical Signal Processing*, Thesis, Technical University of Berlin (2004).

[19] A. Bogoni, L. Poti, R. Proietti, G. Meloni, F. Ponzini, P. Ghelfi, “Regenerative and reconfigurable all-optical logic gates for ultra-fast applications” *Electron. Lett.* 41 (7) (2005) 435-436.

[20] S. Oda, A. Maruta, “All-optical digital-to-analog conversion using nonlinear optical loop mirrors” *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (5) (2006) 703-705.

[21] K. Cvecek, G. Onishchukov, K. Sponsel, A.G. Striegler, B. Schmauss, G. Leuchs, “Experimental Investigation of a Modified NOLM for Phase-Encoded Signal Regeneration”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 18 (17) (2006) 1801-1803.

[22] J. H. Lee, T. Tanemura, Y. Takushima, K. Kikuchi, “All-Optical 80-Gb/s Add-Drop Multiplexer Using Fiber-Based Nonlinear Optical Loop Mirror”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 17 (4) (2005) 840-842.

[23] M. Bello-Jiménez, E. A. Kuzin, O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, A. Flores-Rosas, and M. Durán-Sánchez, “Experimental investigation of the extraction of solitons at the initial stage of the soliton formation process” *Optics Express* 18, (3) 2090-2099 (2010).

[24] O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E. A. Kuzin, “Optical pulse shaping at moderate power using a twisted-fibre NOLM with single output polarisation selection”, *Optics Communications*, 281 (2008) 1037–1046

[25] T. Chattopadhyay and J. N. Roy, “Semiconductor optical amplifier (SOA)-assisted Sagnac switch for designing of all-optical tri-state logic gates”, *Optik* (Article in Press) (2010).

- [26] K. E. Zoiros, G. Papadopoulos, T. Houbavlis, G. T. Kanellos, “Theoretical analysis and performance investigation of ultrafast all-optical Boolean XOR gate with semiconductor optical amplifier-assisted Sagnac interferometer”, *Optics Communications*, 258, 114–134 (2006).
- [27] M. Jinno and T. Matsumoto, “Ultrafast all-optical logic operations in a nonlinear Sagnac interferometer with two control beams”, *Optics Letters*, 16 (4) (1991) 220-222.
- [28] Y. Miyoshi, K. Ikeda, H. Tobioka, T. Inoue, S. Namiki and K. Kitayama, “Ultrafast all-optical logic gate using a nonlinear optical loop mirror based multi-periodic transfer function”, *Optics Express* 16 (4) 2570-2577 (2008)
- [29] J. Li, K. Xu, S. Fu, J. Wu, J. Lin, M. Tang and P. Shum “Ultra-wideband pulse generation with flexible pulse shape and polarity control using a Sagnac interferometer-based intensity modulator.” *Optics Express* 15 (26), 18156-18161 (2007).
- [30] T. Jintao, L. Hongjun, G. Cunxiao, Z. Wei, W. Yishan and C. Guofu, “Spectrum shape compression and pedestal elimination employing a Sagnac loop”, *Optics Communications* 282 (1), 74-77 (2009).
- [31] J. Bogdanski, J. Ahrens and M. Bourenane, “Single mode fiber birefringence compensation in Sagnac and “plug & play” interferometric setups” *Optics Express* 17 (6) 4485-4494 (2009).
- [32] Y. Gao, L. Dou , A. Xu , P. Shum and M. Tang, “Novel tunable microwave photonic notch filter using a 3 X 3 coupler based Sagnac loop”, *Optics Communications* 281, 1476–1479 (2008).
- [33] O. Pottiez, B. Ibarra-Escamilla, E.A. Kuzin, “Step-like all-optical decision function using nonlinear polarisation rotation in a Nonlinear Optical Loop Mirror and in a subsequent fibre section with output polarisation selection”, *Opt. Fiber Technology* 15, (3) 258-265 (2009).
- [34] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, 1st ed.; Academic Press: New York, (2001).
- [35] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology – Telecommunication Systems*, 1st ed.; Wiley: New York, (2005).
- [36] D. J. G Mestdagh, *Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*, Artech House: Norwood, (1995).
- [37] A. H Gnauck, G. Raybon, P.G. Bernasconi, J. Leuthold, C.R. Doerr, L.W. Stulz, “1-Tb/s (6×170.6 Gb/s) transmission over 2000-km NZDF using OTDM and RZ-DPSK format”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 15 (11), 1618–1620 (2003).

- [38] T. Houbavlis, K. E. Zoiros, M. Kalyvas, G. Theophilopoulos, C. Bintjas, K. Yiannopoulos, N. Pleros, K. Vlachos, H. Avramopoulos, L. Schares, L. Occhi, G. Guekos, J. R. Taylor, S. Hansmann, W. Miller, “All-optical signal Processing and applications within the esprit project DO_ALL”, *Journal Lightwave Technol.* 23 (2), 781–801 (2005).
- [39] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, New York: Academic Press/Elsevier. Quarta Edição. (2007).

Capítulo 5

Estudo de Operações Lógicas por um NLDC sob Modulação por de Amplitude de Pulso (PAM) e sob a ação da Modulação de Fase Cruzada (XPM).

Neste capítulo, foi implementado o estudo da execução de operações lógicas pelo NLDC duplo, na configuração simétrica, sob uma modulação por amplitude de pulsos (PAM), no caso particular de um chaveamento por amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, gerando uma informação digital codificada. O NLDC como visto anteriormente (veja também Cap.2), resulta em um dispositivo altamente flexível em se tratando de chaveamento ultra-rápido e, conseqüentemente, no processamento digital de informações.

5.1 Acoplador Direcional Não-Linear e a Modulação por Amplitude no Processamento Óptico.

Hoje em dia, a necessidade dos serviços de comunicações de banda larga, para transmissão de dados em alta velocidade, a demanda por recursos para dar suporte à grande quantidade de informações a ser roteada, multiplexada e transmitida por sistemas de comunicação é cada vez maior. Novo ambiente de rede de banda larga fotônico é caracterizado pela rápida convergência de telecomunicações e informática e largamente utilizado em internet e multimídia. A fim de superar os gargalos eletrônicos e explorar completamente as vantagens das fibras, é necessário avançar para as redes, onde os dados transmitidos permanecerão exclusivamente no domínio óptico sem conversões óptico-eletrônico (OEO) [1]. Dispositivos fotônicos ultra-rápidos usando efeitos ópticos não-lineares para aplicações em comunicações ópticas e sistemas de processamento de sinal óptico tem tido popularizado interesse no meio científico. Tem havido grande interesse na possibilidade de se utilizar dispositivos ópticos guias de onda não-lineares como dispositivos lógicos e de chaveamento óptico ultra-rápido para processamento de sinal óptico e sistemas de comunicação óptica [2]. O contexto atual torna clara a importância de investir em pesquisa de chaves totalmente ópticas ultra-rápidas e portas lógicas ópticas para processamento de sinal de alta velocidade e superar as limitações de velocidade da eletrônica, como também no

campo de sistemas *lightwave* gerais, sistemas de telecomunicações totalmente óptico, óptica e fotônica. Diversos trabalhos tem sido desenvolvidos nessa direção atualmente [1-60]. É válido ressaltar que o fenômeno de acoplamento direcional não-linear tem sido largamente investigado para aplicações em chaveamento ultra-rápido totalmente óptico, roteamento, óptica não-linear ultra-rápida, processamento digital de sinal óptico e portas lógicas ópticas, redes ópticas, entre muitas outras aplicações atualmente sugeridas[10,12,22-46,57], portanto ocupando uma grande evidência na pesquisa da óptica não-linear.

Pode-se mencionar que as portas lógicas ópticas são chamadas a desempenhar um papel importante em chaveamento, regeneração de sinal, endereçamento, reconhecimento de cabeçalho, codificação de dados e criptografia, processamento de imagens, verificador de paridade, construção de meio-somador óptico, meio subtrator e blocos de somadores completos, etc. [58-60]. Operações lógicas totalmente ópticas tem muitas aplicações potenciais em comunicação óptica e sistemas de computação. Pesquisadores têm dedicado esforço especial no estudo de portas lógicas ópticas [2-4,13-21,29-46,52]. Este campo de estudo tem tido espaço especialmente através do acoplador direcional não-linear (NLDC) [29-46].

Um outro assunto bastante abordado, também, ultimamente é a modulação de fase cruzada (XPM) e seus efeitos sobre os sistemas *lightwave* e sistemas de comunicações ópticos bem como a óptica não-linear[23,28,47-56], entre outros temas têm sido estudados chaveamento de sólitons[23,28], conversores de comprimento de onda [47,49], filtragem [49], processamento de sinal óptico e portas lógicas ópticas baseadas em XPM[50-52], instabilidade modulacional [54], foi recentemente projetado um circulador totalmente óptico baseado em XPM [56].

Entre os vários tipos de modulação, um tipo tem se destacado e vem conquistando um espaço no campo do processamento de sinal totalmente óptico, que é a modulação PAM-ASK [6,45]. Neste capítulo, tem-se investigado a modulação por amplitude de pulsos (PAM) na modalidade de chaveamento em amplitude de pulsos (ASK) em dois níveis, como um formato de modulação usado para obter portas lógicas em um NLDC duplo simétrico, sob os efeitos da modulação de fase cruzada (XPM), gerando uma informação digital codificada. A maioria dos sistemas *lightwave* digitais empregam ASK porque seu uso simplifica o projeto de transmissores e receptores ópticos consideravelmente. O formato ASK é também conhecido como um tipo de chaveamento *On-Off* (OOK) [45,61,62]. No Capítulo 4 foi mencionada, de forma mais pormenorizada, a definição do modelo PAM utilizado nas nossas simulações, economizando aqui esse intróito, sem prejuízo para a explicação. Embora incontáveis

progressos têm sido feitos na melhoria do desempenho de acopladores direcionais não-lineares, é ainda necessário incluir novos formatos de modulação para sua análise. Para nosso melhor conhecimento, esta é a primeira vez que uma técnica semelhante é apresentada e sistematicamente analisada na literatura, com o objetivo de estudar a obtenção de portas lógicas com base na modulação de fase cruzada (XPM) em um NLDC duplo simétrico.

Este trabalho contribui para a análise de aquisição destas portas lógicas ópticas em um acoplador duplo simétrico operando com pulsos sólton fundamentais ultracurtos de 2ps, modulados por PAM-ASK, com modulação em amplitude binária para representar os níveis lógicos 1 e 0. Esta análise é realizada em vista do uso destes dispositivos como portas lógicas em redes de comunicações ópticas e outras aplicações baseadas em sistemas *lightwave*.

Tendo em vista as motivações dos temas que são hoje evidentes, este estudo torna-se pertinente para as necessidades atuais. Dentre as funções lógicas, duas merecem destaque, e também foram obtidas neste trabalho, quais sejam a porta OU-Exclusivo e a porta Não-E. Dentro do contexto de processamento de sinal óptico, torna-se importante a obtenção da porta lógica OU-Exclusivo porque ela é um elemento-chave para realizar um conjunto de importantes funções de rede, tais como: comparação de endereço, geração de sequência binária pseudorandômica e encriptação, somadores binários, contadores binários e circuitos de decisão, assim como codificadores e circuitos de reconhecimento de padrões de bits, checagem de paridade de bit [16], entre outras aplicações mais. É apropriado enfatizar, também, a importância da porta lógica Não-E, em virtude do fato de que outros elementos lógicos booleanos e circuitos podem ser realizados usando portas Não-E como bloco lógico básico [18].

5.2 Modelo Proposto para Modulação por Amplitude de Pulsos Sólitons em Acoplador Direcional Não Linear Simétrico para Obter Portas Lógicas.

O modelo ora proposto para análise do desempenho do NLDC simétrico, realizando operações lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo, possui arquitetura explanada na Figura 5.1. Nesta situação, tal qual no Capítulo 4 desta tese, o modulador PAM-ASK e o controle de fase nada mais são que ferramentas controláveis utilizadas neste estudo, podendo ter seus valores como características dos pulsos dentro do sistema de transmissão. Dessa forma, a realização das operações lógicas ficam a cargo do NLDC duplo simétrico, mediante o chaveamento simultâneo de energia dos pulsos entre os braços 1 e 2 do acoplador. Na Figura 5.1, as entradas E_1 e E_2 representam os pulsos ópticos iniciais sem a devida modulação PAM-ASK. A análise é feita de forma paralela, ou seja, após passar pelo modulador PAM-ASK, os dois

pulsos ópticos iniciais de entrada sem modulação, A_{1r} (fibra 1) e A_{2r} (fibra 2), ($A_r = A_{1r} = A_{2r}$), as entradas E_1 e E_2 , respectivamente, têm suas amplitudes acrescidas ($A_{jr} + \varepsilon_{jE}$) ou decrescidas ($A_{jr} - \varepsilon_{jE}$) do parâmetro de ajuste de modulação ε_{jE} . Daí em diante, após passar pelo controle de fase e pelo modulador PAM-ASK, tem-se o sinal entrante no braço 1, A_{1E} , e no braço 2, A_{2E} , do acoplador. Em termos lógicos, as entradas A_{1E} e A_{2E} serão representadas pelos níveis lógicos L_{1E} e L_{2E} respectivamente. Na região de interação do NLDC, ocorrerá o possível chaveamento de energia entre os braços. Em seguida, os pulsos ópticos de saída, nos braços de saída 1 e 2, do NLDC são disponibilizados, com suas correspondentes amplitudes A_{1S} e A_{2S} , e são definidos os respectivos níveis lógicos de saída L_{1S} e L_{2S} , em função do cálculo de suas correspondentes amplitudes em relação à amplitude de referência A_r , levando-se em consideração o devido sincronismo entre os pulsos de entrada e de saída.

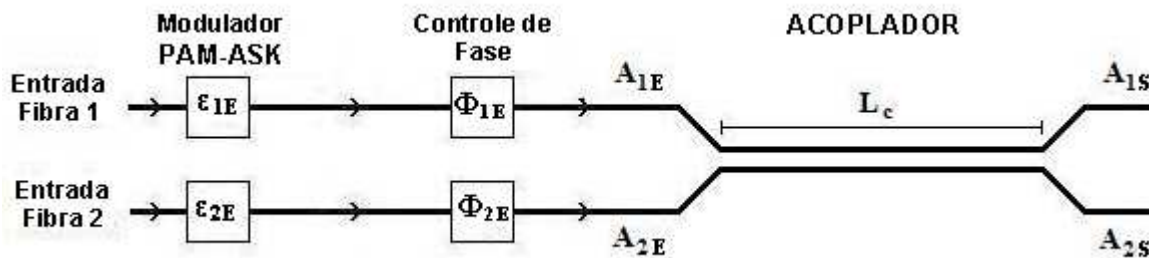


Figura 5.1: Modelo proposto para a investigação do desempenho do NLDC simétrico operando sob modulação PAM-ASK, realizando operações lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo.

A execução de operações lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo pelo NLDC, é verificada em cada fibra do acoplador separadamente. Na análise da porta lógica proposta neste capítulo, é esperado que exista mudança de nível lógico durante o chaveamento de energia intrínseco ao acoplador, do pulso de entrada em relação ao de saída na mesma fibra. Lembrando que, o pulso de saída representará bit 1, quando sua amplitude for maior do que a amplitude de referência ($A_{jS} > A_r$), representará bit 0, quando sua amplitude for menor do que a amplitude de referência ($A_{jS} < A_r$), e, finalmente, resultará saída sem modulação (na região de decisão) uma amplitude de saída semelhante à da entrada sem modulação quando tivermos um igual ao outro ($A_{jS} = A_r$), conforme visto no Capítulo 4.

5.3 Ferramenta Teórica e Procedimento Numérico para Estudo do Parâmetro de Ajuste da Modulação PAM-ASK e Diferença de Fase dos Pulsos Sólitons de Entrada

Acoplador Direcional Não-Linear (NLDC).

Acopladores fibra, também conhecidos como acopladores direcionais, constituem um componente essencial de sistemas ópticos. Eles são aplicados rotineiramente para uma gama imensa de dispositivos a fibra óptica que exigem divisão de um campo óptico em duas partes coerentes mas fisicamente separadas (e vice-versa). Acopladores fibra são dispositivos de 4 portas (duas de entrada e duas de saída). Sua função está relacionada com o chaveamento completamente óptico, e roteamento em sistemas de onda de luz [29,30,33,45,60].

Em acopladores direcionais, luz confinada em um dos guias de onda, pula para o outro guia de onda após propagar uma distância conhecida como comprimento de acoplamento. O acoplador não-linear coerente básico consiste de dois guias de onda similares feitos de um material com susceptibilidades de terceira ordem, incorporado em um host com susceptibilidade puramente linear. Quando os guias são colocados paralelos entre si e em estreita proximidade a uma determinada distância, os campos dos guias se sobrepõem em certa medida e a energia pode ser transferida entre os dois. Quando toda a energia é inicialmente lançada em um dos guias de onda, a susceptibilidade não-linear pode dar origem a interceptação de auto-alimentação no guia original. A saída de energia no guia original, para um comprimento de dispositivo igual a um comprimento de acoplamento, pode ser feito chavear de essencialmente 0% em baixos níveis de energia, a 100% para níveis de energia de entrada excedendo um limiar característico [29,41,60]. Acopladores direcionais são dispositivos flexíveis e eles são usados para gerar soluções no campo de chaveamento e processamento lógico de sinais.

A simetria dos acopladores direcionais duplos fazem eles inconvenientes para operações com portas lógicas. De fato, desde que eles são geometricamente simétricos, a saída é revertida se as entradas são também revertidas. Esta situação é claramente indesejável para portas lógicas onde, algumas vezes, um dos núcleos de saída deve ser favorecido em detrimento de outros. Em acopladores assimétricos, o GVD (dispersão da velocidade de grupo) é diferente para cada núcleo. Para núcleos levemente diferentes, por exemplo diferentes diâmetros, as velocidades de fase e de grupo diferentes podem ser desprezadas e as

constantes não-lineares efetivas permanecem aproximadamente iguais [45]. Dessa forma, há uma grande dificuldade em construir um modelo de um NLDC simétrico operando como uma porta lógica. Não obstante este obstáculo, o modelo aqui proposto tenta dar uma contribuição para esse aspecto baseado no efeito da modulação de fase cruzada (XPM) juntamente com a modulação PAM-ASK. Este estudo desempenha um papel singular no sentido de quebrar a simetria do dispositivo NLDC simétrico; com esta técnica, o NLDC simétrico pode ser usado sem sua simetria. A primeira vez em que esta simetria foi quebrada usando modulação por amplitude de pulso foi em um artigo de A. C. Ferreira et al [45] em 2009.

É mais economicamente viável e fácil fabricar o NLDC simétrico do que o assimétrico. Ao prever teoricamente a possibilidade de usá-lo para obter portas lógicas totalmente ópticas, este fato denota um progresso original. Esta investigação é fundamental porque ela mostra a possibilidade alcançada. Evidentemente, há muito ainda a aperfeiçoar em pesquisas futuras, até uma implementação experimental ser alcançada. Ao contrário de outros trabalhos que tem abordado o acoplador assimétrico e dispositivos lógicos obtidos com ele [29-33,35–43], este trabalho é um dos primeiros a obter portas lógicas com o acoplador simétrico. Desenvolver uma análise numérica para pesquisa do acoplador duplo NLDC simétrico, sob a ação do efeito XPM com a modulação PAM-ASK, é um trabalho pioneiro neste sentido.

Todas estas razões mencionadas acima, justificam mais do que nunca, o estudo do NLDC sob a ação do efeito XPM com a modulação PAM-ASK para obter portas lógicas ópticas com ele. Considerou-se a investigação do acoplador duplo simétrico não linear realizando operações lógicas. Esta análise é realizada usando a modulação por amplitude de pulso (PAM) em uma perspectiva de chaveamento por 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 $A_r = A_{REF} = I_r^{1/2}$. Nesta situação, analisando a partir 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 diminuição de amplitude $(-\varepsilon)$, em relação à mesma amplitude de referência A_r , a modulação representa o nível lógico 0, ou simplesmente, bit 0. Assim, como foi dito no Capítulo 4, este raciocínio é estendido a qualquer estágio do processo de transmissão. Para amplitudes maiores e menores do que a

amplitude de referência, o pulso propagado deve representar bits 1 e 0, respectivamente. Nos casos em que a amplitude tem o mesmo valor da amplitude de referência (A_r), o pulso localiza-se na região de fronteira, sem nível lógico definido.

A função dos acopladores de fibra é dividir coerentemente um campo óptico, incidente sobre uma das portas de entrada, e direcionar as duas partes para as portas de saída. Uma vez que as duas partes coerentes são encaminhadas em duas direções diferentes, tais dispositivos são também denominados acopladores direcionais [60]. Acopladores fibra são simétricos quando seus núcleos são idênticos em todos os aspectos físicos. Embora a maior parte das aplicações de acopladores fibra somente usam suas características lineares, efeitos não-lineares tem sido estudados desde 1982 e podem prover uma comutação totalmente óptica, entre outras aplicações [60]. Aqui consideramos um acoplador duplo simétrico.

Procedimento Numérico.

Realizou-se a análise do NLDC no regime de energia fixa com pequenas variações da energia de entrada (decorrentes da modulação PAM-ASK) em torno da potência de sóliton fundamental que favorece a implementação de portas lógicas. Principalmente, porque, nestas condições, o NLDC age eficazmente com importantes condições de chaveamento óptico [44,45]. A baixos níveis de energia, o dispositivo comporta-se como um acoplador direcional linear. Por causa do acoplamento evanescente, sinais introduzidos no canal 1 (canal direto) são transferidos diretamente pro canal 2 (canal cruzado) em um comprimento de acoplamento (ver Figura 5.1). As maiores intensidades induzem mudanças no índice de refração e descasam o acoplador, tirando o mesmo da região de acoplamento. A teoria de modo acoplado é utilizada comumente para acopladores direcionais [63,64-69].

Utilizou-se, para efeito das simulações numéricas, as equações diferenciais parciais acopladas para acopladores simétricos sem perda:

$$\frac{\partial A_{1E}}{\partial z} = i\kappa A_{2E} + i\gamma(|A_{1E}|^2 + \sigma|A_{2E}|^2)A_{1E} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_{1E}}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2}A_{1E} \quad (5.1a)$$

$$\frac{\partial A_{2E}}{\partial z} = i\kappa A_{1E} + i\gamma(|A_{2E}|^2 + \sigma|A_{1E}|^2)A_{2E} - \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A_{2E}}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2}A_{2E} \cdot \quad (5.1b)$$

Onde A_j ($j=1,2$) é a quantidade relativa às amplitudes dos pulsos sólitons iniciais nas entradas de sinal 1 e 2, relativas aos núcleos 1 e 2 do acoplador direcional não-linear (NLDC) (ver Fig. 5.1), κ é o coeficiente de acoplamento entre os guias adjacentes do acoplador, as perdas neste trabalho foram desprezadas, logo $\alpha=0$. Neste trabalho, considerou-se o parâmetro de modulação de fase cruzada (XPM) $\sigma=2$, para uma fibra circularmente birrefringente, com grande birrefringência, o ângulo de elipticidade θ é igual a $\pi/2$ ($\theta = \pi/2$), sendo uma fibra típica que mantém a polarização, onde [63]

$$\sigma = \frac{2 + 2\text{sen}^2 \theta}{2 + \text{cos}^2 \theta} \quad (5.2).$$

Os parâmetros γ e β_2 representam SPM e GVD, respectivamente, em cada núcleo do acoplador fibra. O parâmetro GVD pode ser positivo ou negativo dependendo se o comprimento de onda da luz de bombeio (λ) está abaixo ou acima do comprimento de onda de dispersão zero (λ_D) da fibra. No regime de dispersão anômalo ($\lambda > \lambda_D$), β_2 é negativo, e a fibra pode suportar sólitons ópticos de qualquer ordem. A ordem ‘ η ’ de um sóliton é calculada

através da expressão: $\eta^2 = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2| L_{NL}}$, onde $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ é o comprimento de dispersão,

$L_{NL} = 1/\gamma P_0$ é o comprimento de não-linearidade, P_0 é a potência de bombeamento e $T_{PULSO} = T_{FWHM} = 2\ln(1 + \sqrt{2})T_0$ é a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade de um pulso sóliton com perfil secante hiperbólico. O acoplador é inibido para potências de entrada acima da potência crítica [70]. Na potência crítica, 50% da luz emerge de cada guia de onda. Acima da P_C a maior parte da luz emerge do núcleo 1. Em outras palavras, a condição de casamento de fase é alcançada para acoplamento linear. Quando o sinal de entrada é forte, o índice de refração da entrada do guia de onda é mudado por causa do efeito Kerr. A mudança do índice de refração destrói a condição de casamento de fase, e a potência de acoplamento pode ser minimizada no fim do comprimento de acoplamento. Portanto, a potência óptica é comutada entre os dois guias de onda pelo nível de intensidade do sinal de entrada (ver também no Cap.2). Dessa forma, neste estudo o acoplamento entre A_1 e A_2 é essencialmente linear [60,63].

O comportamento do NLDC simétrico operando funções lógicas de duas entradas, Não-E, OU e OU-Exclusivo, sob modulação PAM-ASK, é analisado mediante a arquitetura

proposta mostrada na Figura 5.1. Para a análise numérica, considerou-se as quatro combinações possíveis de dois bits na entrada de uma porta lógica de duas entradas, permitindo uma variação, de 0 a $0,90 W^{1/2}$, no parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) dos pulsos de entrada, modulados pela amplitude PAM-ASK. No modelo, ora aqui proposto, esta tarefa é efetivada pelo modulador PAM-ASK, antes do controle de fase. Após passar através do modulador PAM-ASK, os pulsos de entrada são introduzidos para o controle de fase, quando a diferença de fase $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$, na faixa de 0 a 2π , pode ser inserida entre os pulsos. O circuito de controle de fase é composto de uma linha de atraso, totalmente óptica, por isso não deve limitar significativamente a velocidade da porta lógica [59]. O atraso máximo para a faixa de diferença de fase estudada é da ordem de fentossegundos e por isso não deve resultar em problemas de sincronização em relação ao tempo de referência (t_r). Um ponto importante relativo ao desempenho de qualquer operação lógica com o modelo proposto é que o circuito de controle para fase não precisa ser controlado pelo estado dos bits dos pulsos de entrada. Em outras palavras, o NLDC executa a operação lógica sem necessariamente saber em qual das quatro combinações de dois bits está operando a porta lógica. Como os pulsos de entrada são aplicados simultaneamente dentro dos dois núcleos, a amplitude temporal adquirida pelos pulsos propagados é influenciada pela diferença de fase aplicada entre os pulsos de entrada devido às suas diferentes velocidades durante a propagação. Para realizar esta análise, a fase é somente aplicada em um dos pulsos de entrada (neste capítulo, na entrada 1), embora considerando diferentes valores para o parâmetro de ajuste de modulação (ε). Na região de interação L_C , os pulsos A_{1E} e A_{2E} são convertidos entre os dois núcleos, simultaneamente, se a potência de bombeio P_0 está abaixo da potência crítica P_C , como discutido no Cap.2. Na saída do NLDC simétrico ((A_{1S}) ou (A_{2S})), do lado direito, o máximo deslocamento de amplitude alcançado por cada pulso em seu respectivo núcleo, é calculado considerando a sincronização com o pulso de entrada pelo tempo de referência (t_r) e em relação à amplitude de referência A_r . Por uma questão de conveniência e para facilitar a visualização dos resultados, optou-se por explicitar o resultado da amplitude de saída em termos da quantidade $: A_{jS} - A_r$. Dessa forma, passa-se a ler da seguinte maneira o resultado: $(A_{jS} - A_r) > 0 \rightarrow bit\ 1$, $(A_{jS} - A_r) < 0 \rightarrow bit\ 0$, $(A_{jS} - A_r) = 0 - sem\ definição\ lógica$.

Nas equações (5.1) o tempo $T = t' - z/v_g$ é medido em uma referência se movendo com o pulso na velocidade de grupo (ver Cap.1) (v_g). Analisou-se numericamente a transmissão

de pulsos ultracurtos no regime de propagação fundamental ou sóliton de primeira ordem ($\eta = 1$) através do NLDC simétrico, Equações (5.1a) e (5.1b). Assume-se que a meia largura temporal no ponto de máxima intensidade dos pulsos de entrada é $T_{\text{PULSO}} = T_{\text{FWHM}} = 2\text{ps}$, que corresponde a uma largura de banda espectral completa no ponto de máxima intensidade $\Delta f_{\text{PULSO}} = 0,157 \text{ THz}$. Depois do modulador PAM-ASK e do controle de fase, a forma dos pulsos ópticos iniciais na entrada do NLDC é dada por :

$$A_{jE}(0, T) = (\sqrt{P_0} \pm A_d) \text{sech} \left[\frac{(T - t_r)}{T_0} \right] \exp(i\phi_j), \quad (5.3)$$

na qual os índices $j = 1, 2$ fazem menção às fibras 1 e 2, ϕ_j é a fase inserida, $|\varepsilon| = |\varepsilon_{1E}| = |\varepsilon_{2E}|$ ($A_d = +\varepsilon$, para bit 1 e $A_d = -\varepsilon$, para bit 0) é o parâmetro de ajuste de modulação de amplitude PAM-ASK, responsável pelo deslocamento de amplitude efetivado pelo modulador na entrada. Implementando a simulação na entrada do sistema temos que uma soma de epsilon, $+\varepsilon$, representará bit 1 e uma subtração de epsilon, $-\varepsilon$, representará bit 0. Os deslocamentos de amplitude ε_{jE} e ε_{jS} , da entrada A_{jE} e saída A_{jS} , respectivamente são calculados nas posições temporais de máxima intensidade, correspondendo à metade do time-slot, em relação à amplitude de referência A_r , com os pulsos ópticos centrados em zero, ou seja, com o tempo de referência igual a zero, $t_r = 0$. Nesta mesma análise numérica, L_{jE} e L_{jS} representam os níveis lógicos para os pulsos de entrada A_{jE} e de saída A_{jS} , respectivamente. O sistema de equações NLSE acopladas (5.1a) – (5.1b) foi resolvido numericamente usando o método Runge Kutta de 4ª ordem com 2048 pontos na janela de tempo levando em consideração as condições iniciais dadas pela equação (5.3), na situação sem perda ($\alpha=0$). Para resolver o sistema de equações NLSE acopladas com este método, usado somente para equações diferenciais ordinárias, foi necessário substituir o operador diferencial $\partial^2 / \partial t^2$ por (ω^2) , onde ω é a frequência no domínio de Fourier. Desde que ω é apenas um número no espaço de Fourier, o uso do algoritmo FFT faz o cálculo numérico dos últimos termos do lado direito de [(5.1a)-(5.1b)] de forma simples e relativamente rápida [44,45]. Basicamente, esta situação não significa perda de generalidade tendo em vista que o efeito da perda nos pulsos na saída ($z = L_C$) é desprezível ($64,30 \text{ m} \times 0,2 \cdot 10^{-3} \text{ dB/m} \approx 0,013 \text{ dB}$). Assumindo a operação em fibras de sílica, na região de comprimento de onda próximo a $1,55 \mu\text{m}$ (perda mínima de

aproximadamente $\alpha_{dB} = 0,2 \cdot 10^{-3}$ dB/m), os coeficientes de dispersão e não linearidade são tipicamente $\beta_2 = -20 \cdot 10^{-3}$ ps²/m e $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{eff} = 3 \cdot 10^{-3}$ (Wm)⁻¹ [44,45], o parâmetro de modulação de fase cruzada (XPM) é $\sigma=2$ como falado anteriormente, nesta situação sem perda ($\alpha = 0$). Em todas as nossas investigações, os pulsos de entrada estão no regime de propagação do sóliton fundamental ($L_D=L_{NL}$). Levando-se em conta os valores de $T_{FWHM} = T_{PULSO} = 2$ ps, $T_O=1,135$ ps (para pulsos sóliton de primeira ordem ultracurtos), a potência de bombeio requerida para a propagação do sóliton de primeira ordem é $P_0\eta_1 = 5,18$ W. Vale ressaltar que, como $P_0 = 5,18$ W, essa é a intensidade de referência ($I_r = P_j = P_0$) antes do pulso ser inserido no modulador PAM-ASK, antes de ocorrer modulação, daí a amplitude de referência ser definida como $A_r = \sqrt{P_0}$, ficando aproximadamente $A_r = 2,28$ W^{1/2}. Além disso, assume-se um comprimento de acoplamento $L_C \cong L_D = L_{NL} = 64,30$ m. Sob estas condições, o coeficiente de acoplamento é $\kappa = 24 \cdot 10^{-3}$ m⁻¹ e a potência crítica calculada $P_C = 32$ W está acima da potência de bombeio $P_0 = 5,18$ W. Para o estudo correto da transmissão de pulsos sóliton ultracurtos modulados pela amplitude, obedecendo a um chaveamento pulsado, aplicam-se deslocamentos de amplitude ε para os pulsos de entrada sem modulação A_{jr} e observa-se a diferença entre a amplitude de saída A_{js} (A_{1S}, A_{2S}) e a amplitude de referência A_r , do respectivo pulso de saída ($j = 1,2$), após o acoplador.

5.4 Resultados e Discussões

Inicialmente, admitiu-se o NLDC trabalhando com pulsos ultracurtos do tipo sóliton fundamental codificados via PAM em um chaveamento digital, sempre observando a amplitude temporal e os perfis dos pulsos de saída como função do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$), como também da variação da fase inserida em um dos braços, para um determinado valor de ε . Analisou-se o desempenho de um NLDC duplo simétrico realizando operações lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo, de duas entradas, considerando a propagação de dois pulsos de entrada, Equação (5.3) – fibras 1e 2, modulados de acordo com os quatro casos possíveis para a porta lógica de duas entradas e permitindo uma variação, na faixa de 0 a 0,900 W^{1/2} no parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$. As funções lógicas Não-E, OU e OU-Exclusivo são investigadas na saída da fibra 2.

Nas figuras que se seguem, o parâmetro ε representa os deslocamentos aplicados aos pulsos de entrada e as linhas cheias com círculos vazios pretos e círculos cheios vermelhos representam, respectivamente, as linhas PAM para os bits 0 e 1. Quadrados vazios verdes e linhas cheias representam o caso (0 0), linhas cheias com triângulos para cima vazios azuis representam o caso (0 1), linhas cheias com triângulos para cima cheios ciano representam o caso (1 0), linhas cheias com quadrados magenta cheios representam o caso (1 1). Como foi frisado anteriormente, o deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta no bit 1, deve se localizar acima da linha de decisão $[(A_{2s} - A_r) = 0]$ representada pela linha horizontal pontilhada linha traço-ponto - $\varepsilon_{2s} = 0$). De outra forma, o deslocamento de amplitude medido no pulso de saída que resulta no bit 0, deve se localizar abaixo da linha de decisão.

Na Fig. 5.2, que aborda o estudo variando o $|\varepsilon|$, observando a saída da fibra 2, verifica-se que para $|\varepsilon| \geq 0,474 W^{1/2}$, há a ocorrência de porta OU, pois o caso (0 0) passa para a região $[A_{2s} - A_r] < 0$ (bit 0). As curvas relativas aos casos (0 1), (1 0) e (1 1) mantêm-se distantes da linha de decisão $[(A_{2s} - A_r) = 0]$. A obtenção de portas lógicas nesta fase do estudo, variando o parâmetro de ajuste de modulação, é inédita no acoplador (NLDC) duplo simétrico em qualquer situação, como também se utilizando a modulação PAM. Em um outro estudo feito anteriormente [45], onde se contabilizava apenas os efeitos de auto-modulação de fase (SPM) e dispersão da velocidade de grupo (GVD), a modulação PAM sozinha não foi capaz de gerar portas lógicas somente com a variação do parâmetro ajuste de modulação no NLDC duplo simétrico. Aqui neste estudo, a inserção do efeito de modulação de fase cruzada (XPM), potencializa os efeitos da não-linearidade, através da ação recíproca que os campos entrantes experimentam entre si, na região de acoplamento do dispositivo, e a dinâmica da modulação PAM na região de acoplamento do dispositivo.

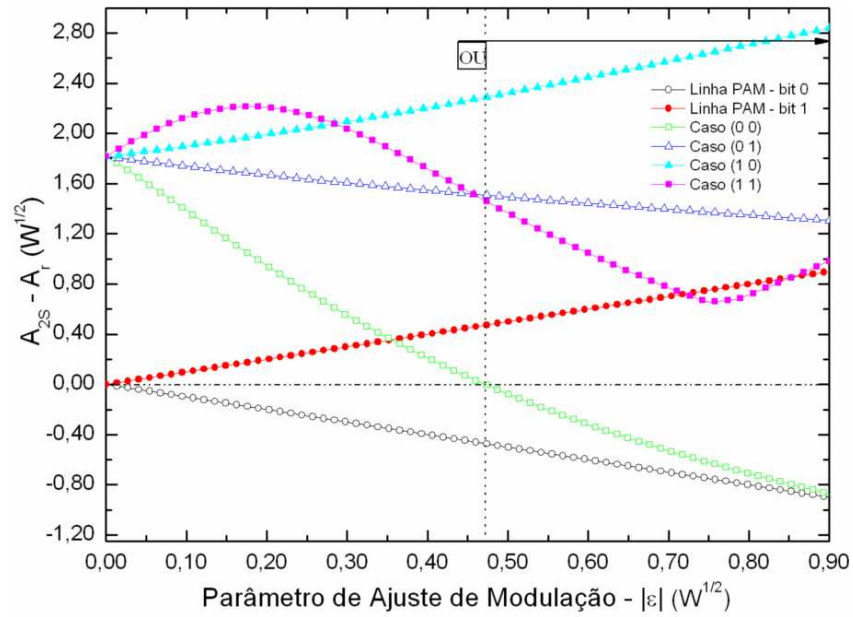


Figura 5.2: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_1$, calculada como função do parâmetro de ajuste da modulação $|\epsilon|$ no intervalo $0 \leq |\epsilon| \leq 0,90 W^{1/2}$, com $L_C=64,30$ m e $\Delta\phi = 0$.

A fim de aperfeiçoar e aprofundar a referida investigação da obtenção de portas lógicas ópticas com a variação do parâmetro de ajuste de modulação ($|\epsilon|$), decidiu-se implementar também o estudo de variação da fase do sinal óptico em uma das entradas do dispositivo NLDC, no caso entrada da fibra 1 ($\phi_2 = 0$), mediante um controle de fase, no intervalo $0 \leq \Delta\phi \leq 2\pi$, após o modulador PAM-ASK. A variação de fase visa explorar com maior profundidade as características de chaveamento não-linear do dispositivo, ampliando a possibilidade de obtenção de portas lógicas, tanto na diversidade como na qualidade das portas lógicas ópticas. Para isso, aplicou-se alguns valores de deslocamento de amplitude $|\epsilon|$ em particular, dentro da faixa estudada do dispositivo (especificamente $|\epsilon| = 0,180 W^{1/2}$; $|\epsilon| = 0,220 W^{1/2}$; $|\epsilon| = 0,300 W^{1/2}$; $|\epsilon| = 0,360 W^{1/2}$, $|\epsilon| = 0,430 W^{1/2}$, $|\epsilon| = 0,500 W^{1/2}$, $|\epsilon| = 0,750 W^{1/2}$ e $|\epsilon| = 0,900 W^{1/2}$). Ao aplicar esses valores de deslocamento de amplitude, na entrada, inseriu-se um controle de fase, na faixa de 0 a 2π , aplicados aos pulsos de entrada (nestas simulações esse controle de fase foi implementado na entrada 1) após o modulador PAM-ASK.

Na Figura 5.3, que aborda o estudo variando a fase, para $|\epsilon|=0,180 W^{1/2}$, na saída da fibra 2, observa-se a ocorrência de porta Não-E, no intervalo $0,843\pi \leq \Delta\phi \leq 0,872\pi$, apesar de bem estreito e dos casos limítrofes estarem próximos à linha de decisão. Já é um resultado

interessante, sendo a primeira vez que portas do tipo Não-E são obtidas utilizando-se PAM-ASK, como também em virtude da utilidade deste tipo de porta [18]. Para a porta Não-E, nota-se que os casos (0 0), (0 1), e (1 0) estão na região para bit 1 [$(A_{2S} - A_r) > 0$], e o caso (1 1) na região para bit 0 [$(A_{2S} - A_r) < 0$], como esperado, com os casos limítrofes (0 1) e (1 1) próximos da linha de decisão [$(A_{2S} - A_r) = 0$], e também num intervalo de fase estreito.

Na Figura 5.4, que trata do estudo variando a fase, para o $|\varepsilon|=0,220 \text{ W}^{1/2}$, na saída da fibra 2, verifica-se a ocorrência de uma faixa de porta Não-E, no intervalo $0,852\pi \leq |\Delta\phi| \leq 0,897\pi$. Neste intervalo, os casos limítrofes (0 1) e (1 1) estão próximos da linha de decisão, sendo ainda um intervalo estreito.

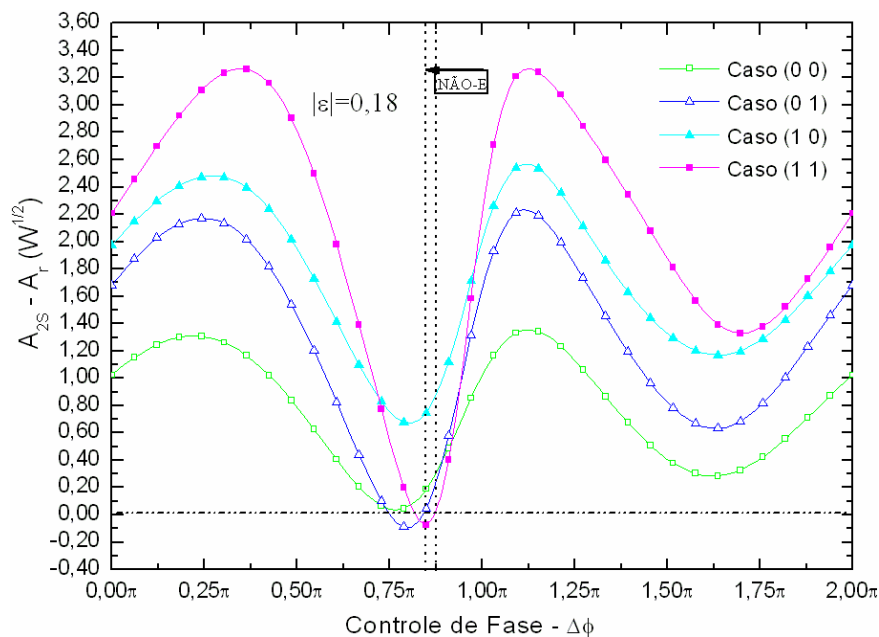


Figura 5.3: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30 \text{ m}$ e $|\varepsilon|=0,18 \text{ W}^{1/2}$.

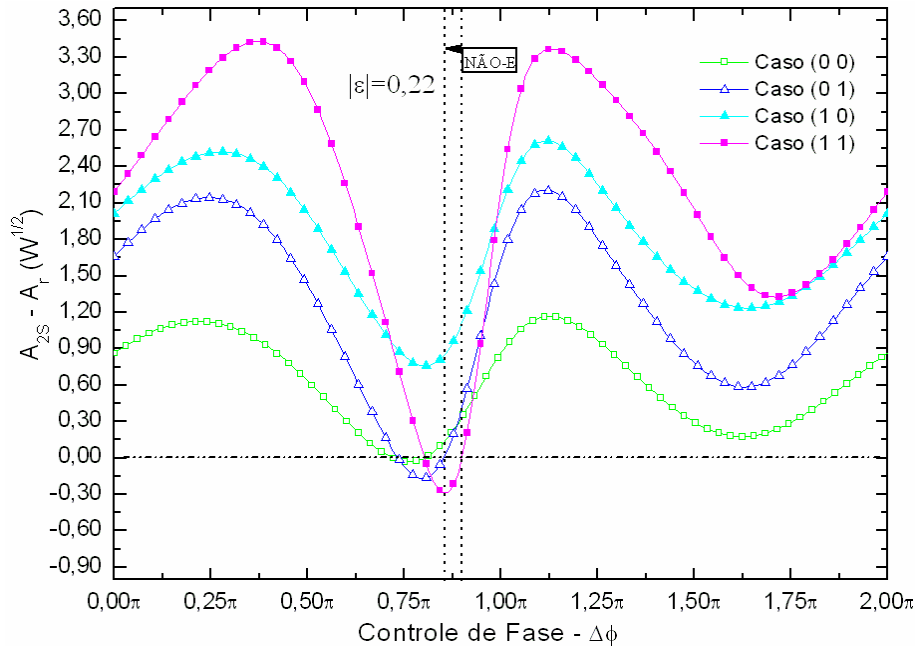


Figura 5.4: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\epsilon|=0,22 W^{1/2}$.

Na Figura 5.5, com $|\epsilon|=0,300 W^{1/2}$, na saída da fibra 2, verificamos a existência de dois intervalos de fase para porta OU nos intervalos $0,632\pi \leq |\Delta\phi| \leq 0,704\pi$ e $1,569\pi \leq |\Delta\phi| \leq 1,694\pi$, outro intervalo para porta Não-E $0,872\pi \leq |\Delta\phi| \leq 0,930\pi$. O primeiro intervalo para porta OU obtido é estreito e o caso (0 0) está perto da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$, o segundo intervalo para porta OU está com o caso (0 0) extremamente próximo da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$, caracterizando um intervalo bastante instável de operação. Para a porta Não-E, o intervalo é estreito, com os casos limítrofes (0 1) e (1 1) distanciando-se mais da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$, mas com o caso (0 0) ainda próximo desta linha.

Na Figura 5.6, $|\epsilon|=0,360 W^{1/2}$, na saída da fibra 2, verifica-se a existência de dois intervalos de fase para porta OU que são $0,566\pi \leq |\Delta\phi| \leq 0,687\pi$ e $1,469\pi \leq |\Delta\phi| \leq 1,814\pi$, uma porta Não-E ocorre no intervalo $0,907\pi \leq |\Delta\phi| \leq 0,947\pi$, e de uma porta OU-Exclusivo em $0,882\pi \leq |\Delta\phi| \leq 0,902\pi$. Os dois intervalos para porta OU são mais largos do que na situação para $|\epsilon|=0,300 W^{1/2}$ e com o caso (0 0) um pouco mais distante da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$. A porta Não-E tem um intervalo mais estreito e com o caso (0 0) mais próximo da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$. A porta Ou-Exclusivo começa a surgir num intervalo muito curto e com o caso limítrofe (0 0) extremamente próximo da linha de decisão.

Neste valor de $|\varepsilon|$, fica claro o início do desaparecimento da porta Não-E e o aparecimento da porta OU-Exclusivo, além da expansão das portas OU.

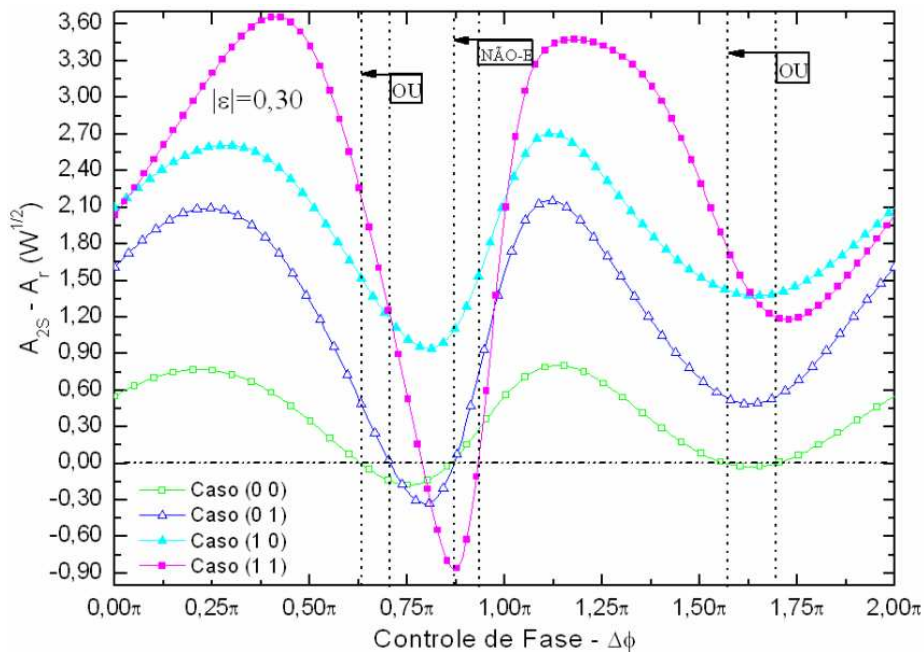


Figura 5.5: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,30 W^{1/2}$.

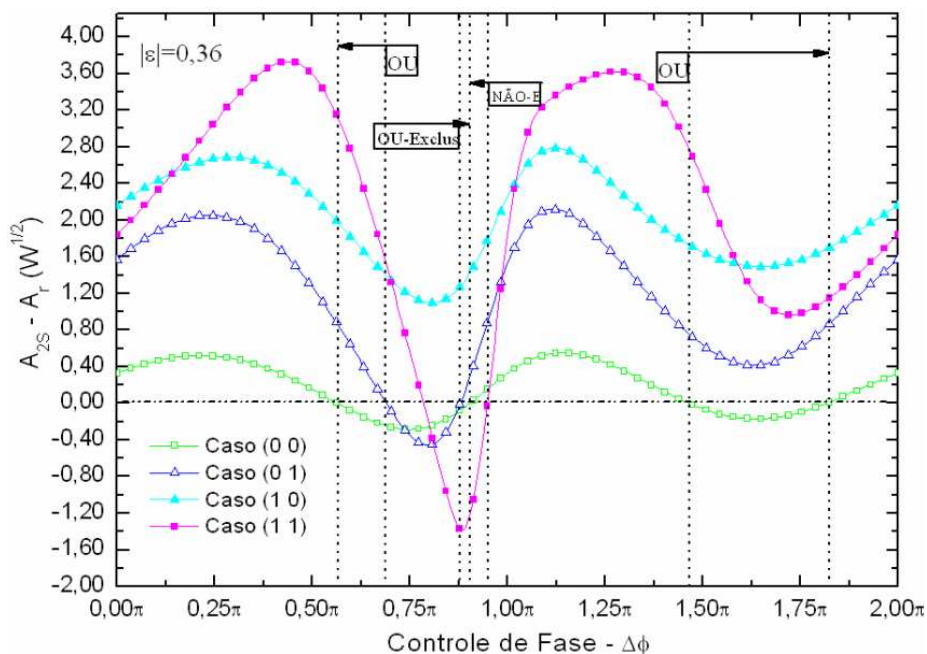


Figura 5.6: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,36 W^{1/2}$.

Na Figura 5.7, $|\varepsilon|=0,430 W^{1/2}$, na saída da fibra 2, verifica-se a ocorrência de duas porta OU, nos intervalos $0,486\pi \leq \Delta\phi \leq 0,672\pi$ e $1,388\pi \leq \Delta\phi \leq 1,920\pi$, e um intervalo para lógica OU-Exclusivo em $0,887\pi \leq \Delta\phi \leq 0,952\pi$. Nesta figura, confirma-se o estabelecimento do intervalo pra lógica OU-Exclusivo, com o caso (1 1) se distanciando da linha de decisão, apesar do caso (0 0) ainda se encontrar próximo. A lógica Não-E desapareceu, em relação ao $|\varepsilon|=0,360 W^{1/2}$. Os dois intervalos para porta OU são mais largos e com o caso (0 0) um pouco mais distante da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$.

Na Figura 5.8, $|\varepsilon|=0,500 W^{1/2}$, na saída da fibra 2, verifica-se a ocorrência de quatro portas OU nos intervalos $0 \leq \Delta\phi \leq 0,065\pi$, $0,356\pi \leq \Delta\phi \leq 0,657\pi$, $0,972\pi \leq \Delta\phi \leq 1,038\pi$ e $1,283\pi \leq \Delta\phi \leq 2\pi$. Para $|\varepsilon|=0,500 W^{1/2}$ há, também, um intervalo para lógica OU-Exclusivo em $0,897\pi \leq \Delta\phi \leq 0,967\pi$. Nesta figura, o primeiro e o terceiro intervalos para porta OU são bem estreitos com o caso (0 0) sendo extremamente próximo da linha de decisão $[(A_{2S} - A_r) = 0]$, os intervalos restantes OU são mais largos e com o caso (0 0) distanciando-se cada vez mais. A porta OU-Exclusivo tem o caso (0 0) cada vez mais distante da linha de decisão.

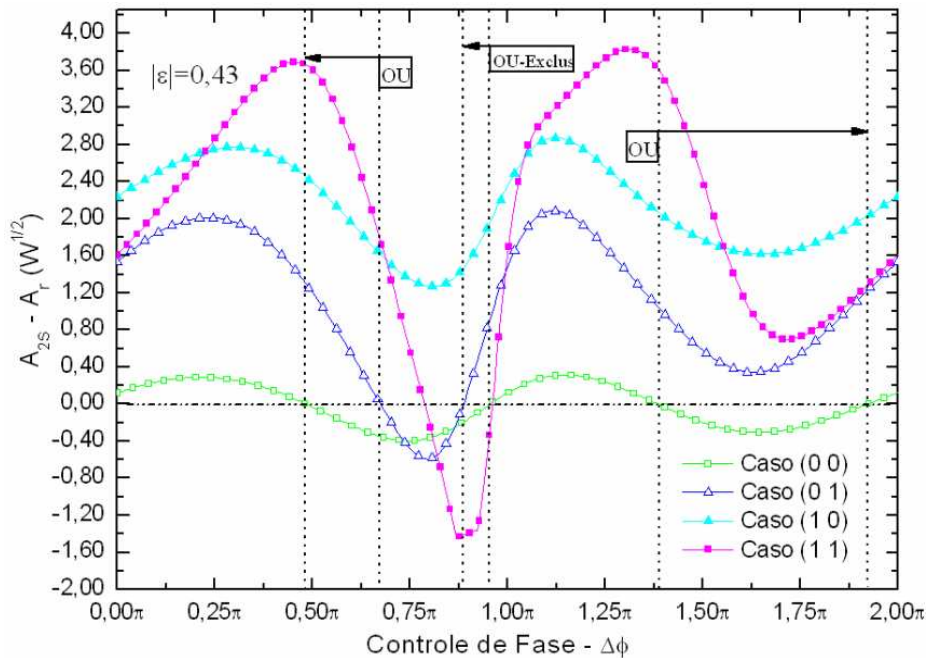


Figura 5.7: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon|=0,43 W^{1/2}$.

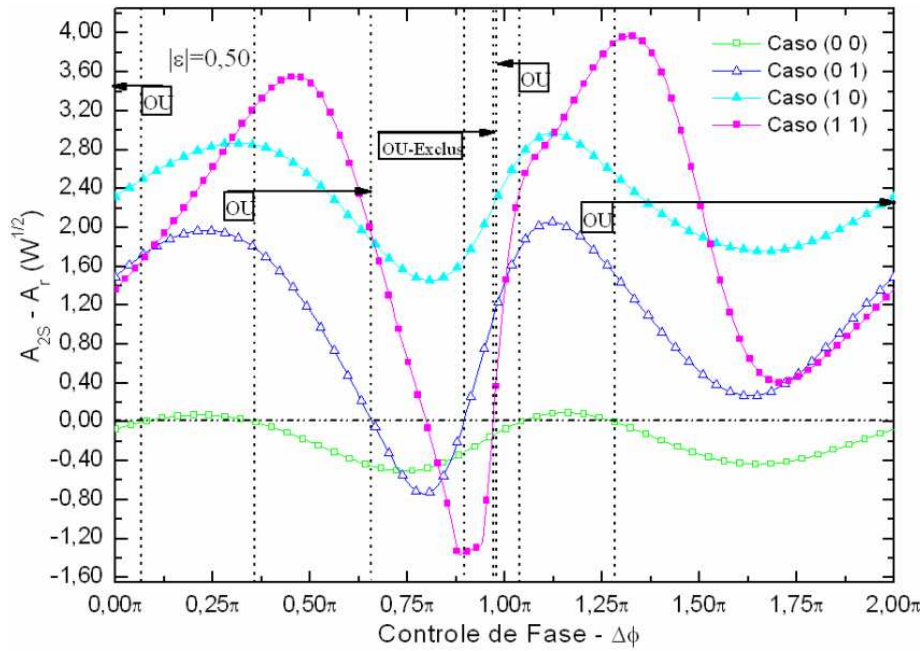


Figura 5.8: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C = 64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,50 W^{1/2}$.

Analisando a Figura 5.9, que trata do $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$, consta de três intervalos para porta OU, como seguem $0 \leq \Delta\phi \leq 0,622\pi$, $0,987\pi \leq \Delta\phi \leq 1,604\pi$ e $1,774\pi \leq \Delta\phi \leq 2\pi$; e dois intervalos para lógica OU-Exclusivo $0,915\pi \leq \Delta\phi \leq 0,985\pi$ e $1,609\pi \leq \Delta\phi \leq 1,769\pi$. Nota-se nessa figura, que os intervalos para porta OU ficam cada vez mais largos e com o caso (0 0) cada vez mais distante da linha de decisão. Verifica-se uma tendência de afastamento do caso (1 1), possibilitando o aparecimento de mais um intervalo para OU-Exclusivo.

Na Figura 5.10, $|\varepsilon| = 0,900 W^{1/2}$, observamos o aparecimento de três intervalos para porta OU $0 \leq \Delta\phi \leq 0,606\pi$, $0,985\pi \leq \Delta\phi \leq 1,554\pi$ e $1,709\pi \leq \Delta\phi \leq 2\pi$; e um intervalo para porta OU-Exclusivo em $0,927\pi \leq \Delta\phi \leq 0,982\pi$. Para esta figura, nota-se um afastamento maior do caso (0 0) da linha de decisão [$(A_{2S} - A_r) = 0$], o que possibilita intervalos para porta OU interessantes; nota-se, também, a perda de um intervalo de porta OU-Exclusivo, em comparação com o $|\varepsilon|$ anterior, bem como a diminuição do intervalo pra porta OU-Exclusivo.

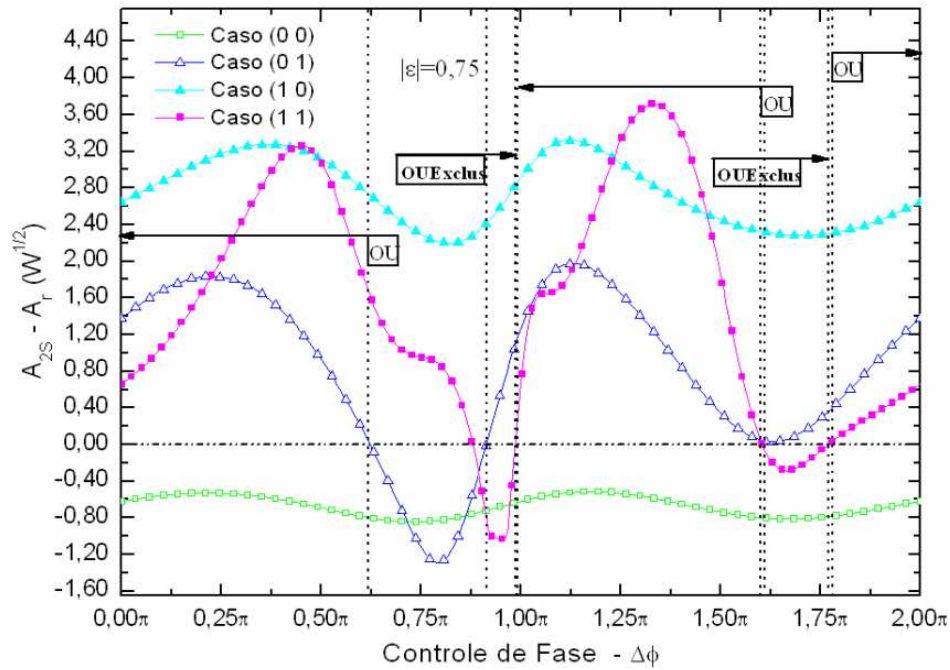


Figura 5.9: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,75 W^{1/2}$.

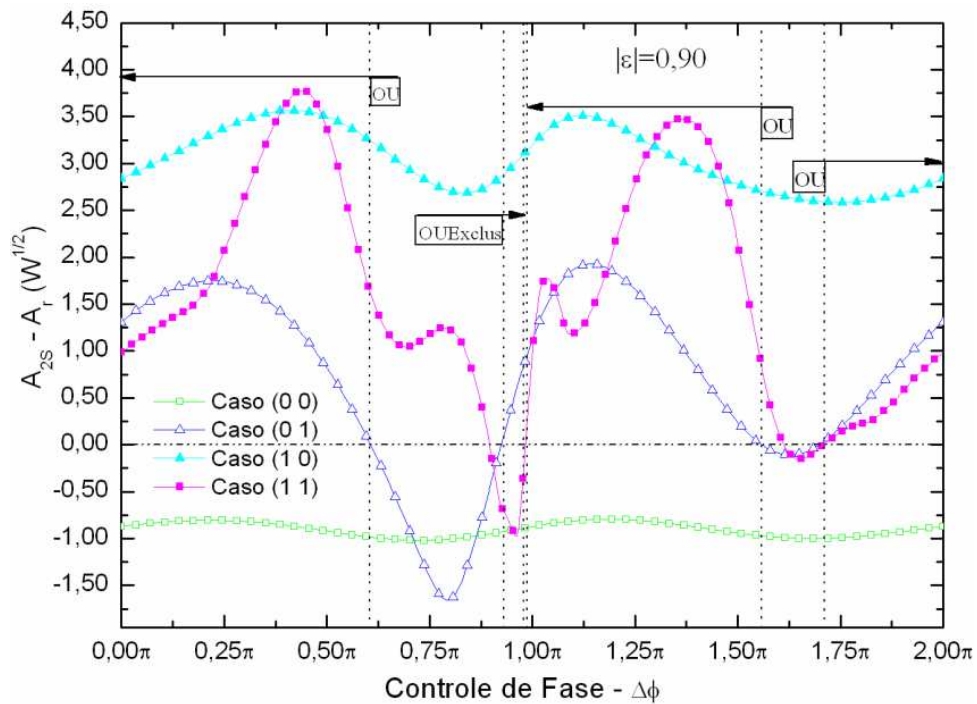


Figura 5.10: Amplitude do pulso de saída da fibra 2 menos amplitude de referência, $A_{2S} - A_r$, calculada como função da diferença de fase $\Delta\phi$ ($\phi_2 = 0$), entre os pulsos de entrada A_{1E} e A_{2E} , no intervalo $0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$, com $L_C=64,30$ m e $|\varepsilon| = 0,90 W^{1/2}$.

Esse estudo da variação de fase revela algumas informações interessantes. Nessa série de parâmetros de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) investigados podemos tirar algumas evidências. Com os valores iniciais, $|\varepsilon|=0,180 W^{1/2}$, $0,220 W^{1/2}$, $0,300 W^{1/2}$, é verificado o aparecimento da porta Não-E, gradativamente, com melhor espaçamento em $|\varepsilon|=0,300 W^{1/2}$, sendo que no $|\varepsilon|=0,300 W^{1/2}$ começa a aparecer a lógica OU. Na série em seguida, $|\varepsilon|=0,360 W^{1/2}$, $0,430 W^{1/2}$, $0,500 W^{1/2}$, temos o surgimento da lógica OU-Exclusivo em $|\varepsilon|=0,360 W^{1/2}$, e nos parâmetros de ajuste de modulação na sequência, a melhora da qualidade dos intervalos para lógica OU. Com os valores $|\varepsilon|=0,750 W^{1/2}$, $|\varepsilon|=0,900 W^{1/2}$, a lógica OU tem espaçamentos maiores e, também, o caso (0 0) vai distanciando-se mais da linha decisória. Em $|\varepsilon|=0,750 W^{1/2}$, a porta OU-Exclusivo tem dois intervalos, uma característica singular deste $|\varepsilon|$, como também a distância da linha de decisão do 1º intervalo OU-Exclusivo se destaca. Já com o $|\varepsilon|=0,900 W^{1/2}$, o 2º intervalo para OU-Exclusivo é extinto. É importante frisar um incremento da diversidade de lógicas obtidas (OU, Não-E e OU-Exclusivo) através do estudo variando fase, na comparação com o estudo equivalente feito sem a previsão do efeito XPM [45], é justificada dessa forma a importância tanto do estudo de caso com XPM, como também, da técnica de variação da fase em uma das entradas do dispositivo NLDC. Vale ressaltar que, para obtenção das portas lógicas Não-E e OU-Exclusivo, as quais necessitam ter o caso (1 1) situado na região para bit 0 [$(A_{2S} - A_r) < 0$], e portanto uma forte interação recíproca não-linear propiciada pela modulação de fase cruzada (XPM), justifica-se a utilização de uma fibra circularmente birrefringente que mantém polarização, a qual implica no parâmetro $\sigma=2$, pois somente nesta condição as referidas portas são obtidas. É confirmado dessa forma também, um aproveitamento interessante dos valores do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$ utilizados na situação variando fase. Essa análise foi feita tendo em vista que outros valores do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$ também foram testados, e que, por uma questão de concisão e exposição objetiva dos resultados, não estão aqui nesta tese.

As figuras seguintes mostram os pulsos de saída (em sua intensidade temporal) de alguns pontos relativos às fases utilizadas com os valores de $|\varepsilon|$ da faixa definida nesta simulação, representando as portas lógicas ópticas obtidas mediante o uso da técnica de modulação PAM-ASK, no caso OU, Não-E e OU-Exclusivo. As Figuras 5.11 a 5.13 apresentam as portas lógicas ópticas através dos pulsos de intensidade temporal: Fig. 5.11 ($\Delta\phi = 0,922\pi$ $|\varepsilon| = 0,300 W^{1/2}$), Fig. 5.12 ($\Delta\phi = 0,982\pi$ $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$), Fig. 5.13 ($\Delta\phi = 1,333\pi$ $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$). Totalizando, nestes pulsos de saída, um representante de

cada lógica obtida, uma porta Não-E, uma porta OU-Exclusivo e uma porta OU, respectivamente, a título de exemplo de viabilidade. Este conjunto de figuras objetiva demonstrar, explicitamente, a operacionalidade da técnica de modulação PAM-ASK na implementação direta de portas lógicas ópticas. Vê-se em todas as figuras, uma margem de distância relevante dos casos limítrofes para a linha de decisão, que está na posição relativa a $P_0=5,18$ W. Desta forma, pelos pulsos de saída, se confirma uma relativa estabilidade de operação do dispositivo na configuração simulada.

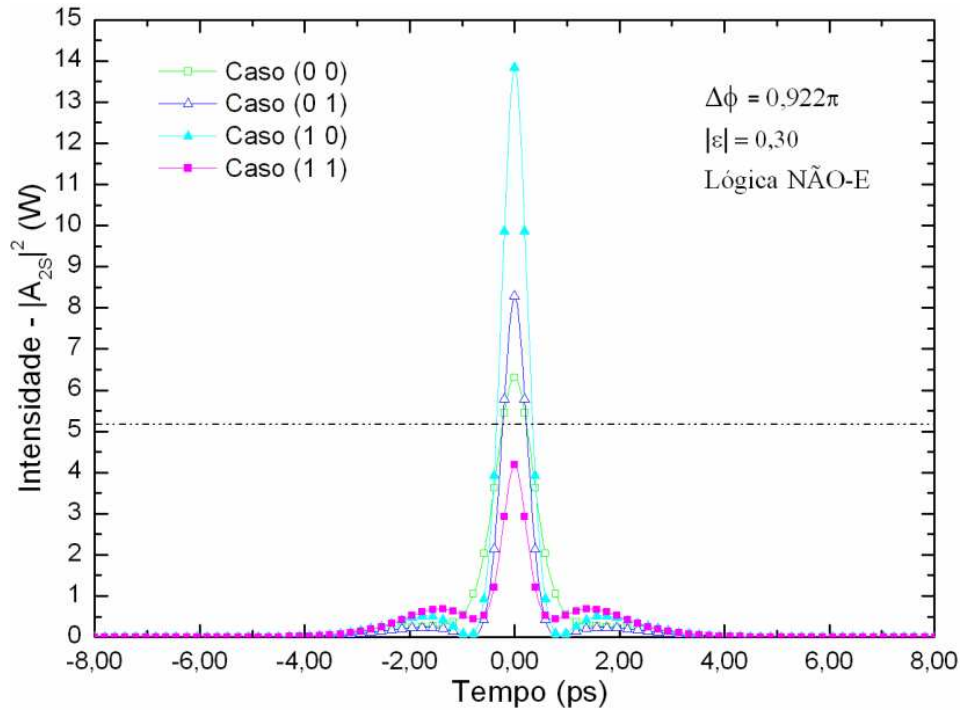


Figura 5.11: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 $|A_{2S}|^2$ obtido da solução numérica das equações (5.1a) – (5.1b) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 0,922\pi$, $L_C=64,30$ m, $I_{REF} = 5,18$ W e $|\varepsilon| = 0,30$ W^{1/2}.

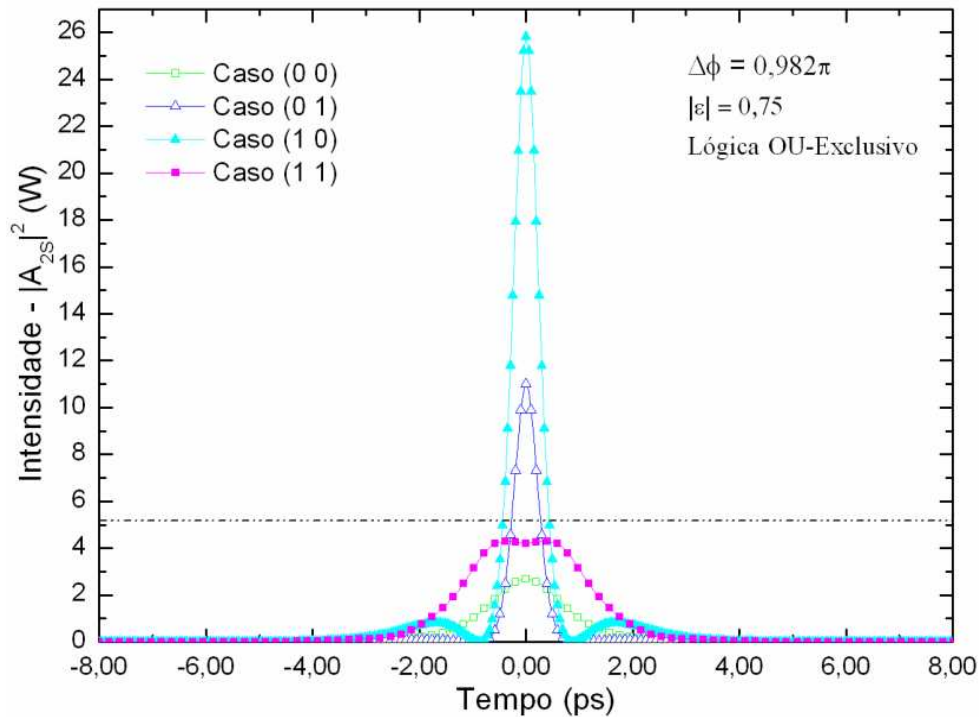


Figura 5.12: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 $|A_{2s}|^2$ obtido da solução numérica das equações (5.1a) – (5.1b) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 0,982\pi$, $L_C = 64,30$ m, $I_{REF} = 5,18$ W e $|\varepsilon| = 0,75$ W^{1/2}.

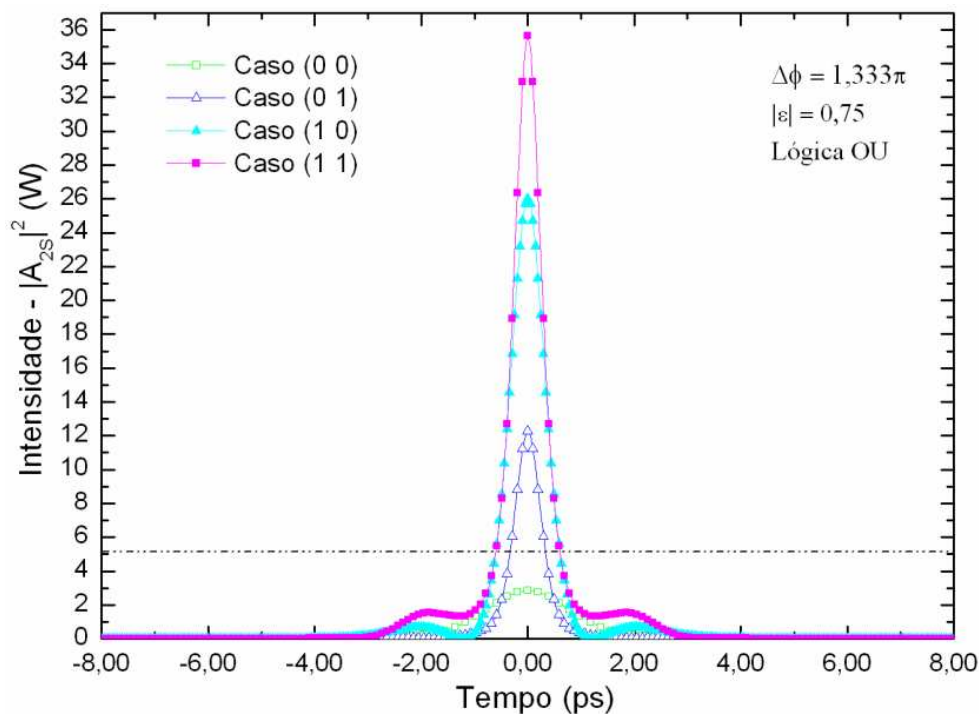


Figura 5.13: Perfil de intensidade temporal do pulso de saída na fibra 2 $|A_{2s}|^2$ obtido da solução numérica das equações (5.1a) – (5.1b) no regime de propagação de sóliton de primeira ordem, considerando $|\Delta\phi| = 1,333\pi$, $L_C = 64,30$ m, $I_{REF} = 5,18$ W e $|\varepsilon| = 0,75$ W^{1/2}.

As Tabelas 5.1, 5.2, e 5.3 apresentam os valores numéricos associados ao conjunto de figuras relativos aos pulsos de saída temporais, Figuras 5.11, 5.12 e 5.13 respectivamente. Elas conseguem dar uma noção numérica das curvas dos pulsos de saída vistos nas respectivas figuras.

Tabela 5.1: Tabela para porta lógica Não-E (pulso de saída na Fibra 2), quando $|\mathcal{E}| = 0,300 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,922\pi$ ($\phi_2 = 0$), no NLDC Duplo Simétrico.

ENTRADA		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$)		$\mathcal{E}_{2S} = A_{2S} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				Não-E
$ \mathcal{E} = \mathcal{E}_{1E} = \mathcal{E}_{2E} = 0,300 W^{1/2}$					
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	\mathcal{E}_{2S}	L_{2S}
0	0	$0,922\pi$	0	0,234	1
0	1	$0,922\pi$	0	0,602	1
1	0	$0,922\pi$	0	1,444	1
1	1	$0,922\pi$	0	-0,231	0

Tabela 5.2: Tabela para porta lógica OU-Exclusivo (pulso de saída na Fibra 2), quando $|\mathcal{E}| = 0,750 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 0,982\pi$ ($\phi_2 = 0$), no NLDC Duplo Simétrico.

ENTRADA		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$)		$\mathcal{E}_{2S} = A_{2S} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				OU Exclusivo
$ \mathcal{E} = \mathcal{E}_{1E} = \mathcal{E}_{2E} = 0,750 W^{1/2}$					
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	\mathcal{E}_{2S}	L_{2S}
0	0	$0,982\pi$	0	-0,642	0
0	1	$0,982\pi$	0	1,042	1
1	0	$0,982\pi$	0	2,806	1
1	1	$0,982\pi$	0	-0,208	0

Tabela 5.3: Tabela para porta lógica OU (pulso de saída na Fibra 2), quando $|\mathcal{E}| = 0,750 W^{1/2}$ e $\Delta\phi = 1,333\pi$ ($\phi_2 = 0$), no NLDC Duplo Simétrico.

ENTRADA		Controle de Fase ($\Delta\phi = \phi_1 - \phi_2$)		$\varepsilon_{2S} = A_{2S} - A_r$ ($W^{1/2}$)	SAÍDA LÓGICA
Fibra 1	Fibra 2				OU
$ \varepsilon = \varepsilon_{1E} = \varepsilon_{2E} = 0,750 W^{1/2}$					
L_{F1}	L_{F2}	ϕ_1	ϕ_2	ε_{2S}	L_{2S}
0	0	$1,333\pi$	0	-0.590	0
0	1	$1,333\pi$	0	1.226	1
1	0	$1,333\pi$	0	2.823	1
1	1	$1,333\pi$	0	3.715	1

5.5 Conclusões do Capítulo

Neste capítulo realizou-se uma simulação numérica da implementação de um Acoplador Direcional Duplo Não-Linear (NLDC) Simétrico gerando portas lógicas ópticas OU, Não-E e OU-Exclusivo operando com pulsos sóliton ultracurtos, os quais são modulados nos níveis lógicos 1 e 0 através da modulação por amplitude de pulsos (PAM). Levou-se em consideração os efeitos da dispersão de velocidade de grupo (GVD) e da não-linearidade (SPM), e Modulação de Fase Cruzada (XPM), num regime de propagação sem perdas, para os pulsos de entrada aplicados às fibras de entrada 1 e 2. Foram analisadas as quatro situações possíveis para a porta lógica de duas entradas, observando a modulação em amplitude do pulso de saída da fibra 2 (A_{2S}) como função do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$) dos pulsos de entrada sem fase. Conclui-se que o NLDC simétrico mostra resultados interessantes com a variação do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$, especialmente com a obtenção direta de porta lógica OU para um largo intervalo de $|\varepsilon|$, em $|\varepsilon| \geq 0,474 W^{1/2}$, sendo a primeira vez que ocorre obtenção de porta lógica usando NLDC simétrico e a modulação PAM-ASK apenas com a variação do parâmetro ajuste de modulação; este fato pode ser justificado pela contribuição do efeito XPM, mediante a ação recíproca dos campos ópticos copropagantes na região de acoplamento. Quanto mais simétrico menos é favorecida a obtenção direta de portas lógicas usando a variação do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$. Logo depois, introduziu-se uma diferença de fase ($0 \leq \Delta\phi \leq 2\pi$) entre os pulsos de entrada, aplicando-se a mesma em um deles, neste estudo, sempre na fibra 1, para todas as combinações lógicas.

Este estudo visou aperfeiçoar e garantir uma maior investigação do potencial de obtenção de portas lógicas na faixa estudada do parâmetro $|\varepsilon|$. Foram obtidos resultados de

destaque distribuídos em toda a faixa estudada do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$, quando a fase foi variada. Esses resultados exibiram uma certa versatilidade e variedade de lógicas alcançadas (Não-E, OU-Exclusivo e OU). Pela primeira vez foi obtida porta Não-E, sendo que para esta condição ser alcançada é necessário que o caso (1 1) se apresente na região para bit 0 [$(A_{2s} - A_r) < 0$], e os demais casos na região para bit 1 [$(A_{2s} - A_r) > 0$]. Essa mudança do nível de energia de saída, dentro do NLDC simétrico, só foi possível por causa da contribuição da variação de fase, juntamente com a magnitude do parâmetro $\sigma=2$ relativo à Modulação de Fase Cruzada (XPM) numa configuração utilizada na condição de uma fibra circularmente birrefringente, que mantém polarização. Os efeitos da Modulação de Fase Cruzada se dão em virtude da interação recíproca através do índice de refração efetivo visto pelo campo óptico na região não-linear de acoplamento (do NLDC) o qual depende da intensidade dele mesmo e do outro campo óptico co-propagante (possibilitada pelo XPM), utilizando-se dos referenciais definidos pela modulação PAM-ASK. Vale ressaltar os pulsos de saída temporal porta Não-E ($\Delta\phi = 0,922\pi$ $|\varepsilon| = 0,300 W^{1/2}$), porta OU-Exclusivo ($\Delta\phi = 0,982\pi$ $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$), porta lógica OU ($\Delta\phi = 1,333\pi$ $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$). Este trabalho inicial da técnica de modulação PAM-ASK sobre o acoplador direcional (NLDC) simétrico, com a previsão do efeito XPM, destaca a possibilidade de realização de operações lógicas totalmente ópticas com um dispositivo óptico amplamente difundido, obtendo lógicas importantes como Não-E, OU-Exclusivo e OU, especialmente em torno da potência de sóliton fundamental.

5.6 Referências Bibliográficas

- [1] K. E. Zoiros, T. Houbavlis and M. Kalyvas, “Ultra-high speed all-optical shift registers and their applications in OTDM networks”, *Opt. Quant. Electron.* 36 (2004) 1005–1053.
- [2] Y. D. Wu, T. T. Shih and M. H. Chen, “New all-optical logic gates based on the local nonlinear Mach-Zehnder interferometer”, *Optics Express* 16 (1) (2008) 248-257.
- [3] D. K. Gayen, J. N. Roy, C. Taraphdar and R. K. Pal “All-optical reconfigurable logic operations with the help of terahertz optical asymmetric demultiplexer”, *Optik* 122 (8) (2011), 711-718.
- [4] E.A.M. Fagotto, M.L.F. Abbade, “All-optical demultiplexing of 4-ASK optical signals with four-wave mixing optical gates”, *Optics Communications* 283 (2010) 1102–1109.
- [5] E. Topkara, D. Milovic, A. K. Sarma, E. Zerrad and A. Biswas, “Optical soliton perturbation with full nonlinearity in non-Kerr law media”, *Journal of Optical and Fiber Communications Research*, 7 (1-4) (2010) 43-59.
- [6] K. D. A. Sabóia, A. C. Ferreira. C. S. Sobrinho, W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Optical Cryptography Under PPM-PAM Modulation Based in Short Optical Pulses in an Acoustic-Optic Tunable Filter (AOTF)” *Optical and Quantum Electronics* 41 (14-15) 963-980 (2009).
- [7] A. W. Lima Júnior, M. G. da Silva, A. C. Ferreira and A. S. B. Sombra, “All-Optical Nonlinear Switching Cell Made Of Photonic Crystal”, *Journal of the Optical Society of America A*, 26 (7) 1661-1667, (2009).
- [8] Y. Dong, L. Chen and X. Bao, "Time-division multiplexing-based BOTDA over 100km sensing length," *Opt. Lett.* 36, (2) 277-279 (2011).
- [9] K. Hammani, B. Kibler, C. Finot, P. Morin, J. Fatome, J. M. Dudley and G. Millot, "Peregrine soliton generation and breakup in standard telecommunications fiber," *Opt. Lett.* 36, (2) 112-114 (2011).
- [10] Q. Li; Y. Xie; Y. Zhu; S. Qian, “Soliton switching and propagation in two-core nonlinear fiber coupler with high order coupling coefficient”. *Optics Communications*, 281 (2008), 2811–2818.
- [11] Li, Q.; Chen, J.; Sun, L.; Yu, S.; Qian, S. “Exact periodic solution in coupled nonlinear Schrödinger equations” *Chin. Phys.* 2007, 16, 1545–1548.
- [12] Qiliang Li, Yuyong Xie, Yinfang Zhu, Yongmin Qi and Zhijing Zhao, “Effects of Second-Order Coupling Coefficient Dispersion on Short-Pulse Propagation and Switching in

an Active Two-Core Nonlinear Fiber Coupler”, *Journal of Lightwave Technology*, 27 (15) (2009) 2933-2940.

[13] A. K. Cherri “All-Optical Negabinary Adders Using Mach–Zehnder Interferometer”. *Optics & Laser Technology*, 43 (1) (2011) 194-203.

[14] T. Chattopadhyay and J. N. Roy, “Semiconductor optical amplifier (SOA)-assisted Sagnac switch for designing of all-optical tri-state logic gates”, *Optik* 122 (12) (2011) 1073-1078.

[15] Jianji Dong, Xinliang Zhang, Jing Xu and Dexiu Huang “40 Gb/s all-optical logic NOR and OR gates using a semiconductor optical amplifier: Experimental demonstration and theoretical analysis”, *Optics Communications*, 281 (6) (2008), 1710-1715. (SOA)

[16] K. E. Zoiros, G. Papadopoulos, T. Houbavlis, G. T. Kanellos, “Theoretical analysis and performance investigation of ultrafast all-optical Boolean XOR gate with semiconductor optical amplifier-assisted Sagnac interferometer”, *Optics Communications*, 258, 114–134 (2006).

[17] A.-R. Bahrapour, A. Ghadi, R. Farrahi-Moghaddam and F. Sohbatzadeh , “All-optical flip-flop by nonlinear coupling of microring and waveguide”, *Optics Communications* 281 (2008) 4504–4508.

[18] A. Kotb , S. Ma , Z. Chen a, N.K. Dutta and G. Said, “All optical logic NAND gate based on two-photon absorption in semiconductor optical amplifiers”, *Optics Communications* 283 (2010) 4707–4712.

[19] Kim, S.H.; Kim, J.H.; Choi, J.W.; Son, C.W.; Byun, Y.T.; Jhon, Y.M.; Lee, S.; Woo, D.H.; Kim, S.H., “All-optical half adder using cross gain modulation in semiconductor optical amplifiers”, *Opt. Express*. 14 (22) (2006), 10693–10698.

[20] Kim, J.H.; Kim, Y.I.; Byun, Y.T.; Jhon, Y.M.; Lee, S.; Kim, S.H.; Woo, D.H.,” All-Optical Logic Gates Using Semiconductor Optical-Amplifier-Based Devices and Their Applications”, *Journal of the Korean Physical Society*. 45 (5) (2004), 1158–1161.

[21] Kim, J.H.; Byun, Y.T.; Jhon, Y.M.; Lee, S.; Woo, D.H.; Kim, S.H., “All-optical half adder using semiconductor optical amplifier based devices”, *Optics Communications*, 218 (4-6) (2003), 345–349.

[22] Youfa Wang and Wenfeng Wang, “Nonlinear Optical Pulse Coupling Dynamics”, *Journal of Lightwave Technology*, 24 (6) (2006) 2458-2464.

[23] Amarendra K. Sarma, “Dark soliton switching in an NLDC in the presence of higher-order perturbative effects”, *Optics & Laser Technology* 41 (3) (2009) 247–250.

- [24] Wenfeng Wang, Jun Zhang and Youfa Wang, “Chirp controllable all-optical router in a nonlinear directional coupler”, *Optics Communications* 283 (9) (2010) 1780–1783.
- [25] Xiujun He, Kang Xie and Anping Xiang, “Optical solitons switching in asymmetric dual-core nonlinear fiber couplers”, *Optik* 122 (14) (2011), 1222-1224.
- [26] Yuntuan Fang and Jun Zhou, “Effects of third-order dispersion on soliton switching in fiber nonlinear directional couplers”, *Optik* 119 (2) (2008) 86–89.
- [27] Amarendra K. Sarma, “A comparative study of soliton switching in a two- and three-core coupler with TOD and IMD”, *Optik* 120 (8) (2009) 390–394.
- [28] Amarendra K. Sarma, “Vector soliton switching in a fiber nonlinear directional coupler”, *Optics Communications* 284 (2011) 186–190.
- [29] J.W.M. Menezes, W. B. Fraga, G.F. Guimarães, A.C. Ferreira, H.H.B. Rocha, M.G. da Silva and A.S.B. Sombra, “Optical switches and all-fiber logical devices based on triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers,” *Optics Communications*. (2007), 276, 107–115.
- [30] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, K. D. A. Sabóia, A. F. G. F. Filho, G. F. Guimarães, J. R. R. Sousa, H. H. B. Rocha and A. S. B. Sombra. “Logic Gates Based In Two And Three-Modes Nonlinear Optical Fiber Couplers”. *Optical and Quantum Electronics*, 39 (14) (2007) 1191-1206.
- [31] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, A. C. Ferreira, G. F. Guimarães, A. F. G. F. Filho, C. S. Sobrinho and A. S. B. Sombra. “All-Optical Half Adder Using All-Optical XOR and AND Gates for Optical Generation of ‘SUM’ and ‘CARRY’”. *Fiber and Integrated Optics* , 29 (4) (2010) 254 – 271.
- [32] J. S. Almeida; J.W.M. Menezes; M.G. Silva; A.S.B. Sombra,; W.B. Fraga,; J.C. Sales,; A.C. Ferreira,; S.P. Marciano,; A.F.G. Furtado Filho, “All-Optical Logic Gates Based in Asymmetric Couplers: Numerical Analysis”. *Fiber Integrated Optics*. 2007, 26, 217–228.
- [33] W. B. Fraga, J. W. M. Menezes, M. G. da Silva, C. S. Sobrinho, A. S. B. Sombra, ‘All optical logic gates based on an asymmetric nonlinear directional coupler’, *Optics Communications* 262 (1) 32-37 (2006).
- [34] Zhang, X.; Wang, Y.; Sun, J.; Liu, D.; Huang, D. “All-optical AND gate at 10 Gbit/s based on cascaded single-port-couple SOAs”, *Opt. Express*. 2004, 12, 361–366.

- [35] Trivunac-Vukovic, N., “Realization of All-optical Ultrafast Logic Gates using Triple Core Asymmetric Nonlinear Directional Coupler”, *Journal of Optics Communications*, 22 (2) (2001), 59–63.
- [36] Yang, C.C. , “All-optical ultrafast logic gates that use asymmetric nonlinear directional couplers”, *Opt. Lett.* 16 (21) (1991), 1641–1643.
- [37] Yang, C.C.; Wang, A.J.S “Asymmetric nonlinear and its applications to logic functions”, *IEEE J. Quantum Electron.* 1992, 28, 479–487.
- [38] Trivunac-Vukovic, N., Milovanovic, B., “Realization of full set logic gates for all-optical ultrafast switching.” In: *IEEE Proceedings, Telsiks 2001 Yugoslavia*, 500–503 (2001).
- [39] Li, Z.; Chen, Z. and Li, B. “Optical pulse controlled all-optical logic gates in SiGe/Si multimode interference”, *Opt. Express.* 13 (3) (2005), 1033–1038.
- [40] T. Yabu, M. Geshiro, T. Kitamura, K. Nishida and S. Sawa, “All-Optical Logic Gates Containing a Two-Mode Nonlinear Waveguide”, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 38 (1) (2002), 37-46.
- [41] P. Mandal and S. Midda, “All optical method of developing OR and NAND logic system based on nonlinear optical fiber couplers”, *Optik* 122 (20) (2011) 1795– 1798.
- [42] Menezes, J.W.M; de Fraga, W.B.; da Silva, M.G.; Ferreira, A.C.; Filho, A.F.G.F.; de Moraes Neto, A.F.; Sobrinho, C.S.; Sombra, A.S.B. “Numerical analysis in triangular and planar three-core nonlinear optical fiber couplers (TNLDC) operating logical gates” VI IEEE International Telecommunication Symposium (ITS2006) - IEEE Conference Proceedings VI ITS 2006 (2006) pp.13-18 (September 3-6, Fortaleza, Ceará, Brazil, 2006).
- [43] J. W. M. Menezes, W. B. Fraga, F. T. Lima, G. F. Guimarães, A. C. Ferreira, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Study of the Performance of an All-Optical Half Adder Based on Three-Core Nonlinear Directional Fiber Coupler Under Delayed and Instantaneous Nonlinear Kerr Response”, *Fiber and Integrated Optics*, 30 (3) (2011), 201-230.
- [44] C. S. Sobrinho, A. C. Ferreira, J. W. M. Menezes, G. F. Guimarães, W. B. Fraga, A. F. G. F. Filho, H. H. B. Rocha, S. P. Marciano, K. D. A. Sabóia, A. S. B. Sombra. Analysis of an Optical Logic Gate Using a Symmetric Coupler Operating With Pulse Position Modulation (PPM). *Optics Communications* 281, 1056–1064 (2008)
- [45] A.C. Ferreira, C.S. Sobrinho, J.W.M. Menezes, W.B. Fraga, H.H.B. Rocha, A. Wirth L. Jr, K.D.A. Sabóia, G.F. Guimarães, J.M.S. Filho and A.S.B. Sombra, “A performance study of an all-optical logic gate based in PAM-ASK”, *Journal of Modern Optics* 56 (8) 1004-1013 (2009).

- [46] A. Ghadi and S. Mirzanejhad, “All-optical logic gates using semiconductor-based three-coupled waveguides nonlinear directional coupler, *Optics Communications* 284 (2011) 432–435.
- [47] R. S. Luís, P. Monteiro and A. Teixeira, “Cross-phase modulation bandwidth in ultrafast fiber wavelength converters”, *Optics Letters*, 31 (23) 3408-3410 (2006)
- [48] X. Zhong and A. Xiang, “Cross-phase modulation induced modulation instability in single-mode optical fibers with saturable nonlinearity”, *Optical Fiber Technology* 13 (3) (2007) 271–279.
- [49] R. Luís, A. Teixeira and P. Monteiro, “Design of optical filter for increased efficiency of wavelength converters based on fiber XPM”, *Optics Communications*, 271, (1) (2007) 100-104.
- [50] L. Potì, E. Lazzeri, G. Meloni, A. Bogoni and G. Prati, “All-Optical Processing by Means of Cross-Phase-Modulation-Based PM-NOLM Interconnected Structures”, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, 14 (3) (2008) 580-586.
- [51] W. Astar, J. B. Driscoll, X. Liu, J. I. Dadap, W. M. J. Green, Y. A. Vlasov, G. M. Carter and Richard M. Osgood Jr, “Conversion of 10 Gb/s NRZ-OOK to RZ-OOK utilizing XPM in a Si nanowire”, *Optics Express* 17, (15) (2009) 12987-12999.
- [52] P. Velanas, A. Bogris and D. Syvridis, “Operation properties of a reconfigurable photonic logic gate based on cross phase modulation in highly nonlinear fibers”, *Optical Fiber Technology* 15 (1) (2009) 65–73.
- [53] J. D. Downie, J. Hurley and X. Zhu, “XPM and SBS nonlinear effects on MLSE with varying uncompensated dispersion”, *Optics Express* 17 (24) (2009) 22240-22245.
- [54] A. A. Canabarro, B. Santos, Iram Gleria, M. L. Lyra and A. S. B. Sombra, “Interplay of XPM and nonlinear response time in the modulational instability of copropagating optical pulses”, *Journal of the Optical Society of America B*, 27 (9) (2010) 1878-1885.
- [55] M. Schüppert, C. Weber, C.-A. Bunge and K. Petermann, “Origins of Cross-Phase Modulation Impairments in Optical Transmission Systems Without In-Line Dispersion Compensation”, *Journal of Lightwave Technology* 28, (15) (2010) 2146-2152.
- [56] P. P. Paltani and S. Medhekar, “All-optical circulator based on cross phase modulation in a nonlinear Mach-Zehnder interferometer”, *Optik* 122 (5) (2011) 464–466.

- [57] D.Y. Zang and S.R. Forest, “Crystalline organic semiconductor optical directional couplers and switches using an index-matching layer”, *IEEE Photon. Technol. Lett.* 4 (4) (1992), 365–368.
- [58] N.K. Dutta and Q. Wang, *Semiconductor Optical Amplifiers*, World Scientific, (2006).
- [59] Ramaswami, R., “Optical fiber communication: from transmission to networking”, *IEEE Commun. Magazine*, 40 (5), 138–147 (2002).
- [60] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*, 1st ed.; Academic Press: New York, (2001).
- [61] G. P. Agrawal, *Lightwave Technology – Telecommunication Systems*, 1st ed.; Wiley: New York, (2005).
- [62] D. J. G Mestdagh, *Fundamentals of Multiaccess Optical Fiber Networks*; Artech House: Norwood, (1995).
- [63] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, New York: Academic Press/Elsevier. Quarta Edição. (2007).
- [64] A. W. Snyder, "Coupled-Mode Theory for Optical Fibers", *J. Opt. Soc. Am.* 62 (11), 1267–1277 (1972).
- [65] P. D. McIntyre and A.W. Snyder, "Power transfer between optical fibers", *J. Opt. Soc. Am.* 63 (12), 1518–1527 (1973).
- [66] A. W. Snyder and J. D. Love, *Optical Waveguide Theory*; Chapman and Hall: London, (1983).
- [67] D. Marcuse, *Theory of Dielectric Optical Waveguides*, Academic Press: San Diego, CA, (1991).
- [68] H. A. Haus and W. P. Huang, “Coupled-mode theory”, *Proc. IEEE.* 79 (10), 1505–1518 (1991).
- [69] W. P. Huang, "Coupled-mode theory for optical waveguides: an overview", *Journal of the Optical Society of America A.* 11 (3), 963–983 (1994).
- [70] A. S. B. Sombra, “Bistable pulse collisions of the cubic-quintic nonlinear Schrödinger equation”, *Optics Communications*, 94 (1-3) (1992), 92-98.

Conclusões Gerais

Neste trabalho estudamos um interferômetro de Sagnac sujeito a não-linearidade instantânea e relaxada. Inicialmente observou-se que, para o meio não-linear relaxado (não-instantâneo), o comportamento oscilatório das curvas de transmissão é mais suave, com redução do número de picos ou mesmo na sua ausência dentro da faixa investigada. Verifica-se que há um impacto importante, da relaxação, na formação dos picos de transmissão do interferômetro de Sagnac, implicando em um menor chaveamento não-linear. À medida que o parâmetro τ (tempo de resposta) aumenta, o valor da energia transmitida cai, para os regimes de propagação sóliton e quasi-sóliton, nos dois tamanhos de anéis. Sobre o fator de compressão 'C', para os meios não-lineares instantâneo e relaxado (anéis $1Z_0$ e $2Z_0$), as curvas para o fator 'C' apresentam comportamentos semelhantes para o mesmo regime de propagação de pulso. A diferença aparece justamente quando a resposta não-linear do meio para a energia de entrada é rápida. Para o regime de propagação solitônico, a taxa de divisão de energia do acoplador implica sempre na energia do anel abaixo do valor de energia necessária para a propagação do sóliton fundamental, por isso que o efeito dispersivo é mais forte e o pulso transmitido, sofre alargamento (mínimo $C \sim 0,12$ – para $\tau \geq 15$ ps, anel de comprimento $2Z_0$ e $E_{EN}=2,75$ pJ). Por outro lado, para o regime de propagação quasi-solitônico, em baixas energias de entrada, o efeito dispersivo é mais forte mas, a medida que a energia do pulso de entrada aumenta, o pulso de saída estreita (máximo $C \sim 4,87$ – para $\tau = 0$, anel de comprimento $2Z_0$ e $E_{EN}=2,75$ pJ). Em valores mais altos do tempo de resposta τ , os efeitos não-lineares diminuem, e os pulsos de saída apresentam alargamento para ambos os pulsos de entrada (sóliton e quasi-sóliton). Quanto a razão de extinção ($XRatio_{tr}$), o comportamento das curvas é semelhante às curvas de transmissão, para o meio relaxado (não-instantâneo), ocorre uma predominância de $XRatio_{tr} < 0$ para os pulsos de entrada sóliton e quasi-sóliton. Este fato consistirá num forte impacto do mecanismo de relaxação da não-linearidade no chaveamento não-linear do interferômetro de Sagnac, conseqüentemente sendo decisivo para que a energia do interferômetro saia majoritariamente pela saída refletida. Isso acontece porque à medida que se aumenta o tempo de resposta τ , a resposta não-linear do meio para a potência de bombeamento se torna mais lenta, diminuindo o deslocamento de fase não-linear necessário para o chaveamento não-linear.

Na segunda parte deste trabalho (Cap.4), utilizando a técnica de modulação PAM sobre o NOLM, o dispositivo apresentou portas lógicas, com a variação do parâmetro de ajuste de modulação $|\varepsilon|$, especialmente com a obtenção direta de porta lógica OU para um largo intervalo de $|\varepsilon|$, no caso de $\rho = 0,1$ com $0,028 W^{1/2} < |\varepsilon| < 0,070 W^{1/2}$. Este fato se repete para o caso de $\rho = 0,2$ com porta OU obtida em $0,058 W^{1/2} < |\varepsilon| < 0,070 W^{1/2}$. Com $\rho = 0,3$ e $\rho = 0,4$ não se verifica a obtenção direta de portas lógicas. Todavia, mesmo sem ser porta lógica, foi registrada a obtenção da função lógica $[S = B]$, a qual possibilita conhecer o valor lógico de pelo menos uma das duas entradas, caso as mesmas sejam desconhecidas, nesta etapa da variação do parâmetro de ajuste de modulação ($|\varepsilon|$), sendo que esse fato se repetirá, em alguns intervalos de fase na etapa posterior do estudo, de variação da fase de entrada. No estudo em seqüência, foi introduzida uma diferença de fase ($0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$) entre os pulsos de entrada ($\phi_1 = 0$), obtendo-se com $\rho = 0,3$ e $|\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$, uma grande versatilidade e variedade de lógicas obtidas (OU, E e OU-Exclusivo), destacam-se os pulsos de saída temporal porta E ($\rho = 0,3 \quad \Delta\phi = 1,135\pi \quad |\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$) e porta OU-Exclusivo ($\rho = 0,3 \quad \Delta\phi = 1,673\pi \quad |\varepsilon| = 0,059 W^{1/2}$); com $\rho = 0,4$ e $|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$, obtém-se portas OU, E e OU-Exclusivo com destaque para os pulsos de saída E ($\rho = 0,4 \quad \Delta\phi = 1,187\pi \quad |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$) e OU-Exclusivo ($\rho = 0,4 \quad \Delta\phi = 1,784\pi \quad |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$); com $\rho = 0,1$ ($|\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$) e $\rho = 0,2$ ($|\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$), resultaram apenas lógicas OU e E, mas com as portas OU apresentando intervalos bem largos de operação, com destaque para os pulsos de saída OU ($\Delta\phi = 0,311\pi \quad \rho = 0,1 \quad |\varepsilon| = 0,068 W^{1/2}$) e OU ($\Delta\phi = 0,080\pi \quad \rho = 0,2 \quad |\varepsilon| = 0,070 W^{1/2}$).

No terceira parte deste estudo (Cap. 5), a partir da técnica de modulação PAM, juntamente com os efeitos de GVD, SPM e XPM, o NLDC simétrico registrou a obtenção direta de porta lógica OU para um largo intervalo de $|\varepsilon|$, em $|\varepsilon| \geq 0,474 W^{1/2}$, sendo a primeira vez que ocorre obtenção de porta lógica usando NLDC simétrico e a modulação PAM apenas com a variação do parâmetro ajuste de modulação $|\varepsilon|$. Em seguida, o estudo da variação de fase foi incluído, introduziu-se uma diferença de fase ($0 \leq |\Delta\phi| \leq 2\pi$) entre os pulsos de entrada, aplicando-se a mesma em um deles, neste estudo, sempre na fibra 1 ($\phi_2 = 0$), para todas as combinações lógicas. Obteve-se portas (Não-E, OU-Exclusivo e OU), com destaque

para os pulsos de saída temporal: porta Não-E ($\Delta\phi = 0,922\pi$ $|\varepsilon| = 0,300 W^{1/2}$), porta OU-Exclusivo ($\Delta\phi = 0,982\pi$ $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$), porta lógica OU ($\Delta\phi = 1,333\pi$ $|\varepsilon| = 0,750 W^{1/2}$).

Esses resultados são revestidos de uma conotação importante no contexto de simulação teórica de dispositivos ópticos para finalidades lógicas, sobretudo por se tratar do Interferômetro de Sagnac, como também do acoplador direcional não linear duplo, na configuração simétrica.

Perspectivas Futuras

Este estudo pode ser continuado, considerando por exemplo:

- Analisar o impacto da relaxação da não-linearidade sobre o interferômetro de Sagnac com anel de fibra com perfis de dispersão decrescente (DDF);
- Estudar o interferômetro de Sagnac, com perfis de dispersão decrescente (DDF) e modulação PAM para obter portas lógicas;
- Os acopladores triplos nas simetrias triangular e planar, sob modulação PAM, com GVD e SPM, para obter portas lógicas;
- Realizar os estudos anteriores do impacto da modulação PAM nos referidos dispositivos, utilizando pulsos ópticos com amplitude degradada, com defasagens no tempo, tentando simular condições de sistemas degradados e/ou sob efeitos de penalidades;
- Fazer um estudo comparativo entre a obtenção de portas lógicas com NOLM e com o NLDC, utilizando a técnica de modulação PAM, acerca de seu desempenho.

Anexo A – Publicações Científicas

A.1 Publicações Científicas Relacionadas à Tese

Revistas Internacionais

1. **FERREIRA, A. C.**; COSTA, M. B. C.; COÊLHO JR, A. G.; SOBRINHO, C. S.; LIMA, J. L. S.; MENEZES, J. W. M.; LYRA, M. L.; SOMBRA, A. S. B.; ANALYSIS OF THE NONLINEAR OPTICAL SWITCHING IN A SAGNAC INTERFEROMETER WITH NON-INSTANTANEOUS KERR EFFECT. **Optics Communications** **285** (6) (2012) 1408–1417. (Elsevier Science B.V.)
2. **FERREIRA, A. C.**; COÊLHO Jr, A. G.; COSTA, M. B. C.; SOBRINHO, C. S.; GUIMARÃES, G. F.; MENEZES, J. W. M.; SOMBRA, A. S. B.; “PAM-ASK OPTICAL LOGICAL GATES IN AN OPTICAL FIBER SAGNAC INTERFEROMETER”. **Submetido a Optical Fiber Technology, Fevereiro de 2011.** (Elsevier Science B.V.).

Anexo B – Método Numérico.

B.1 Método Numérico Split-Step Fourier.

Um método que têm sido usado extensivamente para resolver problemas de propagação de pulsos em meios não-lineares e dispersivos é o método *Split-Step Fourier* [1,2,3]. A velocidade relativa deste método comparado com a maior parte dos esquemas de diferença finita podem ser atribuídos em parte ao uso do algoritmo da transformada de Fourier – finita (FFT) [4]. Temos a NLSE,

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i\alpha}{2} A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (1.1)$$

Para entender a filosofia por trás do método Split-Step Fourier, é útil escrever a Eq. (1.1) formalmente na forma [3]

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A \quad (1.2)$$

onde \hat{D} é um operador diferencial que contabiliza para dispersão e absorção em um meio linear e \hat{N} é um operador não-linear que governa o efeito de não-linearidades na fibra sobre a propagação de pulsos [3]. Esses operadores são dados por

$$\hat{D} = -\frac{i\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial T^2} - \frac{\alpha}{2} \quad (1.3)$$

$$\hat{N} = i\gamma(|A|^2) \quad (1.4)$$

Em geral, dispersão e não-linearidade atuam juntos ao longo do comprimento da fibra. O método Split-Step Fourier obtêm uma solução aproximada por assumir que em propagar o campo óptico sobre uma pequena distância h , os efeitos dispersivos e não-lineares podem ser simulados atuar independentemente [3]. Mais especificamente, a propagação a partir de z até $z+h$ é realizada em dois passos. No primeiro passo, a não-linearidade atua sozinha, e $\hat{D} = 0$ na Eq. (1.2). No segundo passo, dispersão atua sozinha, e $\hat{N} = 0$ na Eq. (1.2) [3]. Matematicamente,

$$A(z+h, T) \approx \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) A(z, T) \quad (1.5)$$

O operador exponencial $\exp(h\hat{D})$ pode ser calculado no domínio de Fourier usando a prescrição

$$\exp(h\hat{D})B(z,T) = F_T^{-1} \exp[h\hat{D}(i\omega)F_T B(z,T)] \quad (1.6)$$

onde F_T denota a operação transformada de Fourier, $\hat{D}(i\omega)$ é obtida de Eq. (1.3) por substituir o operador diferencial $\partial/\partial T$ por $i\omega$, e ω é a frequência no domínio de Fourier. Como $\hat{D}(i\omega)$ é apenas um número no espaço de Fourier, o cálculo de Eq. (1.6) se dá sem maiores percalços [3]. O uso do algoritmo FFT [4] torna o cálculo numérico da Eq. (1.6) relativamente rápido. É por esta razão que o método Split-Step Fourier pode ser mais rápido por até duas ordens de magnitude comparado com a maioria dos esquemas de diferenças finitas [5].

O método Split-Step Fourier têm sido aplicado a uma grande variedade de problemas ópticos incluindo propagação de ondas na atmosfera [6,7], fibras de índice gradual [8], lasers semicondutores [9], ressoadores instáveis [10], e acopladores guias de onda [11,12]. É referido como o método de propagação de feixe (*beam-propagation method*), quando aplicado à propagação de feixes ópticos CW em meio não-linear, onde dispersão é substituída por difração [8-12]. Para o caso específico de propagação de pulsos em fibras ópticas, o método Split-Step foi primeiramente aplicado em 1973 [13].

Referências Bibliográficas

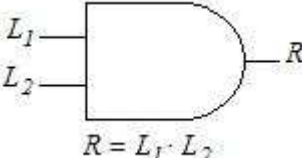
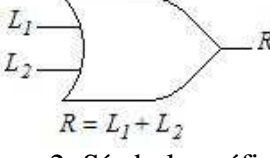
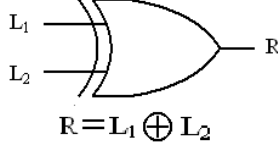
- [1] R. H. Hardin and F. D. Tappert, *SIAM Rev. Chronicle* **15**, 423 (1973).
- [2] R. A. Fisher and W. K. Bischel, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 661 (1973); *J. Appl. Phys.* **46**, 4921 (1975).
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, New York: Academic Press/Elsevier. Quarta Edição. (2007).
- [4] J. W. Cooley and J. W. Tukey, *Math. Comput.* **19**, 297 (1965).
- [5] T. R. Taha and M. J. Ablowitz, *J. Comput. Phys.* **55**, 203 (1984).
- [6] J. A. Fleck, J. R. Morris, and M. D. Feit, *Appl. Phys.* **10**, 129 (1976).
- [7] M. Lax, J. H. Batteh, and G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.* **52**, 109 (1981).
- [8] M. D. Feit and J. A. Fleck, *Appl. Opt.* **17**, 3990 (1978); *Appl. Opt.* **18**, 2843 (1979).
- [9] G. P. Agrawal, *J. Appl. Phys.* **56**, 3100 (1984); *J. Lightwave Technol.* **2**, 537 (1984).
- [10] M. Lax, G. P. Agrawal, M. Belic, B. J. Coffey, and W. H. Louisell, *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, 732 (1985).

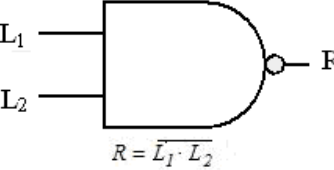
- [11] B. Hermansson, D. Yevick, and P. Danielsen, *IEEE J. Quantum Electron.* **19**, 1246 (1983).
- [12] L. Thylen, E. M. Wright, G. I. Stegeman, C. T. Seaton, and J. V. Moloney, *Opt. Lett.* **11**, 739 (1986).
- [13] A. Hasegawa and F. Tappert, *Appl. Phys. Lett.* **23**, 142 (1973).

Anexo C – Portas Lógicas e Funções Lógicas.

C.1 Portas Lógicas

As portas lógicas são componentes básicos e necessários a muitos circuitos digitais como, por exemplo, os processadores e microcontroladores. O comportamento de cada tipo de porta lógica dentro da álgebra Booleana, é descrito pela tabela verdade, que apresenta a relação entre os níveis, lógicos das entradas e da saída. Existem vários tipos de portas lógicas, todavia, nesta tese, o interesse é nas operações lógicas E, OU, OU-Exclusivo e Não-E. As Figuras 1, 2, 3 e 4 mostram os símbolos gráficos das portas lógicas E, OU, OU-Exclusivo e Não-E, seguidas por suas respectivas tabelas verdade, Tabelas 1, 2, 3 e 4. Na porta lógica Não-E, é produzida na saída nível lógico 0, se todos os sinais de entrada forem bits 1's. Caso qualquer um dos sinais de entrada tenha nível lógico 0, a porta Não-E produzirá um sinal de saída com nível lógico também 1. Na porta lógica E, é produzida na saída nível lógico 1, se todos os sinais de entrada forem bits 1's. Caso qualquer um dos sinais de entrada tenha nível lógico 0, a porta E produzirá um sinal de saída com nível lógico também 0. Na porta lógica OU, é produzida na saída nível lógico 1, se qualquer um dos sinais de entrada tiver nível lógico 1. Somente no caso onde os dois sinais de entrada têm níveis lógicos 0, a porta lógica OU produzirá um sinal de saída com nível lógico também 0. Na porta lógica OU-Exclusivo, quando os sinais de entrada são iguais, ela produz um sinal de saída com nível lógico 0; por outro lado, quando os sinais de entrada são diferentes, a porta lógica OU-Exclusivo produz um sinal de saída com nível lógico 1 [1].

 <p>Figura 1: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta E.</p>	 <p>Figura 2: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta OU.</p>	 <p>Figura 3: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta OU-Exclusivo.</p>																																													
<p>Tabela 1: Tabela verdade para porta E.</p>	<p>Tabela 2: Tabela verdade para porta OU.</p>	<p>Tabela 3: Tabela verdade para porta OU-Exclusivo.</p>																																													
<table border="1"> <thead> <tr> <th>L_1</th> <th>L_2</th> <th>$R = L_1 \cdot L_2$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> </tbody> </table>	L_1	L_2	$R = L_1 \cdot L_2$	0	0	0	0	1	0	1	0	0	1	1	1	<table border="1"> <thead> <tr> <th>L_1</th> <th>L_2</th> <th>$R = L_1 + L_2$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> </tbody> </table>	L_1	L_2	$R = L_1 + L_2$	0	0	0	0	1	1	1	0	1	1	1	1	<table border="1"> <thead> <tr> <th>L_1</th> <th>L_2</th> <th>$R = L_1 \oplus L_2$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>0</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	L_1	L_2	$R = L_1 \oplus L_2$	0	0	0	0	1	1	1	0	1	1	1	0
L_1	L_2	$R = L_1 \cdot L_2$																																													
0	0	0																																													
0	1	0																																													
1	0	0																																													
1	1	1																																													
L_1	L_2	$R = L_1 + L_2$																																													
0	0	0																																													
0	1	1																																													
1	0	1																																													
1	1	1																																													
L_1	L_2	$R = L_1 \oplus L_2$																																													
0	0	0																																													
0	1	1																																													
1	0	1																																													
1	1	0																																													

 <p>Figura 4: Símbolo gráfico e equação Booleana para porta Não-E.</p>															
<p>Tabela 4: Tabela verdade para porta Não-E.</p>															
<table border="1"> <thead> <tr> <th>L_1</th> <th>L_2</th> <th>$R = \overline{L_1 \cdot L_2}$</th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td>0</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>0</td> <td>1</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>0</td> <td>1</td> </tr> <tr> <td>1</td> <td>1</td> <td>0</td> </tr> </tbody> </table>	L_1	L_2	$R = \overline{L_1 \cdot L_2}$	0	0	1	0	1	1	1	0	1	1	1	0
L_1	L_2	$R = \overline{L_1 \cdot L_2}$													
0	0	1													
0	1	1													
1	0	1													
1	1	0													

C.2 Função Lógica [S = B]

Essa função lógica, aparentemente trivial, pode possibilitar a identificação de uma das entradas caso as mesmas sejam desconhecidas:

$$S = AB + \bar{A}B \Rightarrow S = (A + \bar{A})B \Rightarrow S = B \quad (2.1)$$

e seu complemento equivalente,

$$\bar{S} = \overline{AB + \bar{A}B} \Rightarrow \bar{S} = (\bar{A} + A)\bar{B} \Rightarrow \bar{S} = \bar{B} . \quad (2.2)$$

Referências Bibliográficas

[1] I.V. Idoeta e F.G. Capuano, *Elementos de eletrônica digital*. São Paulo: Érica, 30ª Ed. (2001).