

UNIDADE	BC		
N.º CHAMADA:	T/UNICAMP		
	P27g		
V.	Ex.		
T. TPJ BC/	27600		
PR. C.	667/96		
C	<input type="checkbox"/>	D	<input checked="" type="checkbox"/>
PREÇO	R\$ 11,00		
DATA	03/05/96		
N.º CPC:			

EM.00087968-1

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA
BIBLIOTECA DA ÁREA DE ENGENHARIA - BAE - UNICAMP

P27g

Pataca, Daniel Moutinho

Geração e propagação de pulsos curtos na janela de comunicações ópticas de 1,3 μm / Daniel Moutinho Pataca.--Campinas, SP: [s.n.], 1996.

Orientadores: Rui Fragassi Souza, Hugo Luis Fragnito, Kevin Smith.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas Faculdade de Engenharia Elétrica.

1. Comunicações ópticas. 2. Pulsos ultra curtos de lasers. 3. Lasers semicondutores. 4. Solitons. 5. Fibras ópticas. 6. Ótica não-linear. I. Souza, Rui Fragassi. II. Fragnito, Hugo Luis. III. Smith, Kevin. IV. Universidade Estadual de Campinas. Faculdade de Engenharia Elétrica. V. Título.

À Mônica, Caluã e Caiame

Agradecimentos

Agradeço:

A meu orientador, Prof. Rui Fragassi Souza, pelo respeito, apoio, confiança e grau de liberdade conferidos ao longo deste trabalho, desde os encaminhamentos iniciais, escolhas e realizações práticas, até as discussões e redação da tese.

A meu co-orientador, Prof. Hugo Luis Fragnito, por me ter introduzido nesta área de pesquisa, pela permissão de uso da infra-estrutura do Departamento de Eletrônica Quântica do *IFGW*, pelas discussões antes e durante a redação da tese.

A meu co-orientador, Dr. Kevin Smith, pelo apoio pessoal ao longo da realização prática deste trabalho, no *British Telecom Laboratories*; pela confiança e sugestão da linha de pesquisa; pela paciência e conhecimento compartilhados em bancada; pelo entusiasmo e cooperação, garantindo a infra-estrutura que viabilizou os experimentos; pelas discussões e sugestões.

No *BT Labs*, aos pesquisadores do *Photonics and Quantum Processing Group*, em particular aos Drs. Richard Wyatt, pelas discussões, fibras de fluoreto e dispositivos, Tim Withley, pelas fibras de fluoreto e amplificadores, Raman Kashyap, pela grade a fibra e Doug Williams, pelas fibras especiais e medições de dispersão. Sinceros agradecimentos aos Drs. Julian Lucek, Paul Gunning e John Devaney, pelas discussões e participação nos experimentos.

A Mônica de Lacerda Rocha, pelas discussões e participação nos experimentos e na redação da tese.

Na Unicamp, aos colegas do *DMO* e *DEQ*, em especial a Maria José Pontes, pela amizade e apoio.

Ao Conselho Nacional de Pesquisa, *CNPq*, à British Telecom e ao Instituto Nacional de Telecomunicações, *Inatel*, pelo suporte financeiro.

Conteúdo

Agradecimentos	III
Conteúdo	IV
Abstract	V
Sumário	VI
1. Introdução	1.1
2. Caracterização de Parâmetros de Fibras	2.2
2.1 Dispersão	2.3
2.2 Auto-Modulação de Fase	2.10
2.3 Birrefringência	2.20
2.4 Conclusões	2.30
2.5 Referências	2.30
3. Laser a Fibra Dopada	3.2
3.1 Teoria	3.3
3.2 Resultados Experimentais	3.23
3.3 Conclusões	3.32
3.4 Referências	3.32
4. Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada	4.2
4.1 Sincronismo de Modos (<i>Mode-Locking</i>)	4.3
4.2 Laser Raman <i>Mode-Locked</i> com Bombeamento Síncrono	4.17
4.3 Laser <i>Mode-Locked</i> FM Ativo	4.32
4.4 Laser <i>Mode-Locked</i> FM Ativo Totalmente Óptico	4.43
4.5 Conclusões	4.52
4.6 Referências	4.53
5. Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm	5.2
5.1 Geração de Pulsos Curtos por Lasers Semicondutores	5.3
5.2 Transmissão de Sólitons	5.19
5.3 Conclusões	5.39
5.4 Referências	5.40
6. Conclusões	6.1

Abstract

A study on short pulse generation, amplification and propagation in the second optical communication window is presented in this thesis. Two kinds of sources were developed: a mode-locked praseodymium-doped fluoride fibre laser and a gain-switched *DFB* semiconductor laser. The main fibre propagation parameters were characterised. A number of fibre laser configurations were assembled, including *CW*, tuneable *CW* lasers and three mode-locked lasers where the mode synchronism was achieved from: the pump pulses, a phase-modulator and the cross-phase modulation mechanism. The cross phase modulation mode-locked laser employed pulses from the third communication window for the mode synchronism, which represented an interface between windows and demonstrated a simple way of bright and dark optical pulses generation. Solitons, from a gain-switched *DFB* laser and a dispersion-shifted fibre chirp compensation stage, were transmitted through dozens of standard fibre kilometres.

Sumário

A geração, amplificação e propagação de pulsos curtos na segunda janela de comunicações ópticas é apresentada nesta tese. Desenvolveu-se dois tipos de fontes de pulsos curtos: laser *mode-locked* a fibra de fluoreto dopada com praseodímio e laser semiconductor *DFB* com chaveamento de ganho. Caracterizou-se os principais parâmetros de propagação das fibras de fluoreto e montou-se diversas configurações de lasers a fibra. Além de lasers CW e CW sintonizáveis, desenvolveu-se três lasers *mode-locked* onde o sincronismo de modos foi obtido a partir: dos pulsos de bombeio, de um modulador de fase e do mecanismo da modulação de fase cruzada. O laser *mode-locked* com modulação de fase cruzada utilizou pulsos de luz da terceira janela de comunicações para o sincronismo de modos, o que representa uma interface entre janelas e apresentou uma maneira simples de se produzir pulsos de luz “claros” e “escuros”. Foram feitos experimentos de propagação de sólitons por dezenas de quilômetros de fibras, do mesmo tipo das implantadas na maioria dos sistemas de comunicações. Estes sólitons foram gerados por uma fonte com um laser *DFB* e uma fibra de dispersão deslocada, para a compensação do *chirp* provocado pelo chaveamento de ganho do laser.

Capítulo 1

Introdução

Nos últimos anos a sociedade tem demandado altas capacidades de transmissão de informação. Recentemente, os sistemas de comunicações ópticas têm expandido substancialmente esta capacidade pois as fibras ópticas, principalmente as monomodo, têm se mostrado o meio ideal para troncos de transmissão que demandem baixas perdas e grande largura de banda. Entretanto, essa capacidade é limitada por algumas características sistêmicas, tais como potência, velocidade e pureza espectral dos transmissores, sensibilidade e velocidade dos receptores, dispersão e perdas das fibras, etc.

Na prática, para os sistemas em uso atualmente, a taxa transmitida de bits está limitada pela velocidade da eletrônica utilizada na modulação e detecção, bem como pela largura espectral do laser transmissor. Mesmo que essas limitações práticas sejam resolvidas, isto é, que os sinais possam ser transmitidos e detectados em qualquer taxa de bits desejada e que a largura espectral possa ser feita arbitrariamente estreita, os sistemas continuarão a ser limitados em sua taxa de transmissão pela dispersão das fibras. Em sistemas com taxa de transmissão maior do que 10 Gbits, a largura de banda de modulação é tão grande que, mesmo para fontes ideais, sem *chirp* ou ruído de fase, a dispersão das fibras alarga os pulsos, limitando assim a taxa de transmissão.

A disponibilidade de amplificadores a fibra dopada com érbio torna atraente a operação na terceira janela de comunicações, ao redor de 1,5 μm . Contudo, a maioria dos sistemas ópticos implantados no mundo é altamente dispersiva nesta janela ($D \sim 15\text{ps/nm.km}$), o que limita a taxa de transmissão. Este problema pode ser resolvido tanto por técnicas de controle da dispersão como pela transmissão na segunda janela, ao redor de 1,3 μm , onde ocorre a dispersão mínima das fibras padrão e onde a

amplificação óptica também é possível, principalmente através de amplificadores a fibras de fluoreto dopadas com praseodímio. Neste caso, as fontes geradoras de pulsos da ordem de pico-segundos ocupam papel de destaque, e devem impor aos pulsos características adequadas à propagação sem deformação, tais como pureza espectral e baixo *chirp*.

Esta tese apresenta uma série de experimentos, realizados no *British Telecom Laboratories*, visando o desenvolvimento de fontes geradoras de pulsos curtos em $1,3 \mu\text{m}$ que empregaram técnicas de *mode-locking* ativo em laser a fibra e de chaveamento de ganho de laser semiconductor.

No desenvolvimento de lasers a fibra de fluoreto dopada com praseodímio foi preciso conhecer os principais parâmetros da fibra que afetam a geração de pulsos curtos. O *Capítulo 2* descreve o trabalho de caracterização teórica e experimental dos três parâmetros mais influentes: dispersão cromática, auto-modulação de fase e birrefringência.

O *Capítulo 3* destaca os principais fatores que levaram à escolha do meio ativo para amplificadores e lasers em $1,3 \mu\text{m}$ e apresenta os conceitos e equações básicas que norteiam o comportamento de lasers operando em regime contínuo (*CW*). Apresenta, também, um laser a fibra de fluoreto dopada com praseodímio operando em regime contínuo e um laser sintonizável, também operando continuamente, que utilizou a mesma fibra do laser *CW* anterior.

Após uma breve descrição teórica do mecanismo de *mode-locking* e de técnicas para a obtenção do sincronismo dos modos, o *Capítulo 4* descreve três diferentes configurações de laser *mode-locked* ativo a fibra dopada com praseodímio. A primeira, descreve um laser *mode-locked* emitindo em $1,135 \mu\text{m}$, onde foram usados o espalhamento Raman, como mecanismo de ganho, e pulsos da luz de bombeio, para o sincronismo dos modos. A segunda, trata de um laser *mode-locked* emitindo em $1,293 \mu\text{m}$, com um modulador de fase de niobato de lítio para o sincronismo dos modos. Por último, apresenta-se um laser *mode-locked* na região de $1,3 \mu\text{m}$, que utilizou pulsos de luz em $1,564 \mu\text{m}$ para o sincronismo dos modos. Este laser tanto gerou pulsos “claros” quanto “escuros”.

O *Capítulo 5* apresenta experimentos de propagação de sólitons, sendo dividido em duas seções principais. A primeira descreve teórica e experimentalmente a geração de pulsos curtos a partir do chaveamento de ganho de um laser semiconductor, bem como as técnicas de compensação de *chirp*. Na segunda, são apresentados os resultados experimentais da propagação de sólitons por alguns quilômetros de fibra padrão.

Finalizando este trabalho, apresenta-se no *Capítulo 6*, as conclusões gerais e sugestões de continuidade do trabalho..

Capítulo 2

Caracterização de Parâmetros de Fibras

Conteúdo

2. Caracterização de Parâmetros de Fibras	2.2
2.1 Dispersão	2.3
2.1.1 Teoria	2.3
2.1.2 Resultados Numéricos	2.6
2.2 Auto-Modulação de Fase	2.10
2.2.1 Teoria	2.11
2.2.2 Resultados Numéricos e Experimentais	2.15
2.3 Birrefringência	2.20
2.3.1 Teoria	2.21
2.3.2 Resultados Numéricos e Experimentais	2.23
2.3.2.1 Medição da Birrefringência	2.24
2.3.2.2 Determinação dos Eixos Rápido e Lento	2.29
2.4 Conclusões	2.30
2.5 Referências	2.30

2. Caracterização de Parâmetros de Fibras

No desenvolvimento de lasers a fibra de fluoreto dopada com praseodímio precisou-se conhecer os principais parâmetros da fibra que influenciam a geração de pulsos curtos. Como não se sabia o valor desses, devido à pouca informação disponível sobre essas fibras, desenvolveu-se um trabalho de caracterização teórica e experimental dos três parâmetros principais: dispersão cromática, auto-modulação de fase e birrefringência, fundamentais na geração e propagação de pulsos curtos. A dispersão provoca um alargamento temporal que limita a geração de pulsos curtos e as taxas de transmissão em sistemas ópticos. A auto-modulação de fase, por outro lado, alarga o espectro óptico dos pulsos e, conjuntamente com a dispersão, pode levar tanto a um maior alargamento quanto a uma compressão temporal, dependendo do regime da dispersão - o que pode também restringir ou permitir a geração e propagação de pulsos em fibras ópticas. A birrefringência faz com que pulsos com diferentes polarizações propaguem-se a diferentes velocidades e também necessita ser bem entendida para ser utilizada de modo útil no desenvolvimento de dispositivos e sistemas.

Este capítulo está dividido em três partes, cada uma dedicada a um dos parâmetros. Tal estudo não visou a caracterização exata dos parâmetros e sim a obtenção de valores aproximados que permitissem entender o comportamento dos lasers desenvolvidos. Os valores calculados apresentaram-se próximos dos medidos e obteve-se, com este trabalho, os dados necessários para o desenvolvimento dos lasers.

2.1 Dispersão

O estudo da dispersão cromática na transmissão de pulsos ópticos através de fibras é de importância fundamental ao desenvolvimento de componentes e sistemas de comunicações. Ela desempenha um papel crucial na propagação pois, devido à dependência do índice de refração com o comprimento de onda, os diferentes componentes espectrais de um pulso propagam-se a diferentes velocidades, o que geralmente leva a um alargamento temporal deste. Tal fator destaca-se principalmente na propagação de pulsos curtos pois estes possuem um espectro de frequências mais largo e, por conseguinte, alargam-se temporalmente mais rapidamente, limitando desse modo a taxa de transmissão dos sistemas ou a geração de pulsos curtos. Neste tópico apresentam-se as principais equações que representam a dispersão cromática nas fibras ópticas e que levam em consideração tanto a dispersão material quanto a do guia de onda. Também se apresentam resultados numéricos do cálculo do índice de refração, índice de grupo e dispersão em função do comprimento de onda para fibras de sílica e de fluoreto. Neste estudo não levou-se em consideração a dispersão modal porque as fibras utilizadas, como exemplo, são monomodo para os comprimentos de onda considerados.

2.1.1 Teoria

A nível fundamental, a origem da dispersão cromática está relacionada à frequência de ressonância característica na qual o meio absorve a radiação eletromagnética através das oscilações dos elétrons que compõem as ligações da rede do material. A resposta do meio depende em geral da frequência da radiação e se manifesta através da dependência do índice de refração com a frequência, $n(\omega)$. A dispersão cromática é o resultado da soma dos termos referentes à dispersão do material, dispersão do guia de onda e de termos misturados referentes aos dois primeiros.

Considerando-se uma fibra com índice degrau, onde o núcleo é envolto por uma casca de índice de refração um pouco menor, a diferença relativa entre os índices da casca e do núcleo é definida por:

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_2}, \quad \text{Eq. 2.1}$$

2.4 Caracterização de Parâmetros de Fibras

e a frequência normalizada, que determina o número de modos suportados pela fibra, por:

$$V = k a (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}, \quad \text{Eq. 2.2}$$

onde n_1 é o índice do núcleo, n_2 o índice da casca, a o raio do núcleo, $k = 2\pi/\lambda$ a constante de propagação e λ o comprimento de onda da luz no vácuo. Usando-se o fato de que a diferença de índices é pequena, a constante de propagação β pode ser definida por:

$$\beta \cong k n_2 (1 + b \Delta), \quad \text{Eq. 2.3}$$

onde b é a constante de propagação normalizada dada por[1]:

$$b(V) \cong \left(1,1428 - \frac{0,9960}{V}\right)^2 = \left(1,1428 - 0,4141 \frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2 \quad \text{Eq. 2.4}$$

com um erro relativo ao valor exato menor do que 0,2% para $1 \leq V \leq 2,5$ e menor do que 2% para $1 \leq V \leq 3$, e onde λ_c é o comprimento de onda de corte definido para $V = 2,405$. Quando o valor de $V > 2,405$ as fibras ópticas suportam mais do que um modo e λ_c determina o comprimento de onda abaixo do qual a fibra comporta-se como multimodo.

O atraso de grupo, τ , caracteriza o tempo de atraso de propagação, por unidade de comprimento, de um sinal modulado transmitido por uma onda óptica e é definido por:

$$\tau = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{1}{c} \frac{d\beta}{dk}, \quad \text{Eq. 2.5}$$

onde c é a velocidade da luz. Para uma aproximação de primeira ordem em Δ , pode-se demonstrar que[1]:

$$\tau = \frac{N_2}{c} [1 + \Delta (Vb)'] - \frac{n_2 \Delta}{c} P \left[\frac{b + (Vb)'}{2} \right], \quad \text{Eq. 2.6}$$

onde

$$N_2 = \frac{d(k n_2)}{dk} \quad \text{Eq. 2.7}$$

é o índice de refração de grupo na casca e P , que expressa a diferença nas propriedades dispersivas entre o núcleo e a casca, é definido por:

$$P = \frac{\lambda}{\Delta} \frac{d\Delta}{d\lambda}. \quad \text{Eq. 2.8}$$

Desprezando-se essas diferenças dispersivas ($P \approx 0$) obtém-se a definição de $(Vb)'$ como o atraso de grupo normalizado. Este atraso é igual a zero, quando o sinal propaga-se com a mesma velocidade da onda plana propagando-se na casca, e igual a um quando se propaga com uma velocidade igual à da onda plana no núcleo. Considerando-se $P = 0$ e com um erro menor do que 1% para $1,6 \leq V \leq 2,4$ e menor do que 4% para $1 \leq V \leq 3$, o atraso de grupo normalizado $(Vb)'$ pode ser escrito como[1]:

$$(Vb)' \cong 1,3060 - \left(\frac{0,9960}{V} \right)^2. \quad \text{Eq. 2.9}$$

As variações de τ com λ são devidas às variações de N_2 , Δ , e P com λ (dispersão material), e às variações de b e $(Vb)'$ com λ ou V (dispersão do guia de onda). A dispersão resultante da soma dos termos referentes à dispersão material e à dispersão do guia de onda é conhecida como dispersão cromática. Para o cálculo da dispersão cromática, $d\tau/d\lambda$, o parâmetro da dispersão material é definido como:

$$M_2 = \frac{1}{c} \frac{dN_2}{d\lambda} = - \frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_2}{d\lambda^2}. \quad \text{Eq. 2.10}$$

Com as simplificações $N_2/n_2 \approx 1$ e $|P| = 0$, a dispersão cromática pode ser escrita na forma:

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} \cong M_2 \left[1 + \Delta(Vb)' \right] - \frac{n_2 \Delta V(Vb)''}{c \lambda}, \quad \text{Eq. 2.11}$$

onde $V(Vb)''$ corresponde à curvatura da curva $\beta(\omega)$ e é um termo referente somente à dispersão do guia de onda que pode ser determinado, através de aproximações empíricas e com um erro menor do que 5% para $1,3 \leq V \leq 2,6$, como[1]:

$$V(Vb)'' \cong 0,080 + 0,549(2,834 - V)^2. \quad \text{Eq. 2.12}$$

2.6 Caracterização de Parâmetros de Fibras

Uma característica importante da dispersão de guia de onda é que a sua contribuição para a dispersão cromática depende dos parâmetros de projeto da fibra tais como o raio e a diferença de índices entre o núcleo e a casca. Esta característica pode ser utilizada no projeto de fibras especiais tais como as fibras de dispersão deslocada, fibras com dispersão constante sobre uma larga região do espectro, etc..

2.1.2 Resultados Numéricos

Para a obtenção dos valores do índice de refração e do índice de grupo para sílica e fluoreto, bem como os valores da dispersão cromática para fibras destes materiais, escreveu-se um programa em *Fortran*[2]. Este programa vem sendo utilizado no laboratório para o projeto de diferentes fibras e tem se mostrado de muita valia tanto como ferramenta de análise quanto de projeto. Este programa considera que as fibras possuem um perfil de índice degrau e que os tipos de dopantes incorporados na sílica e no fluoreto para a construção dos índices não influenciam o cálculo da dispersão. A utilização do perfil de índice degrau, no caso das fibras de fluoreto, apresenta um comportamento praticamente igual ao das fibras reais, que são mais precisamente representadas por um perfil *depressed inner cladding*. Para os resultados numéricos apresentados utilizou-se como valor de raio e da diferença de índices os mesmos da fibra de fluoreto dopada com praseodímio, que foi utilizada nos experimentos de lasers a serem descritos nos capítulos seguintes.

Para o cálculo do índice de refração de grupo utilizou-se a seguinte expressão[3]:

$$n_g = n_1 - \lambda \frac{dn}{d\lambda}. \quad \text{Eq. 2.13}$$

Para o fluoreto obteve-se o índice de refração como uma função do comprimento de onda utilizando-se a seguinte equação[4]:

$$n(\lambda) = \sum_{j=1}^m x_j \lambda^{(2j-6)}, \quad \text{Eq. 2.14}$$

onde $n(\lambda)$ é o índice de refração no comprimento de onda λ e x_j são as constantes características para uma dada composição de vidro. Para o caso da fibra de fluoreto *ZBLAN* utilizou-se as seguintes constantes[4]:

$$x_1 = 9,36707 \times 10^{-5}$$

$$x_2 = 2,94329 \times 10^{-3}$$

$$x_3 = 1,49136 \text{ (núcleo)}$$

$$x_3 = 1,48490 \text{ (casca)}$$

$$x_4 = -1,25045 \times 10^{-3}$$

$$x_5 = -4,01026 \times 10^{-6}$$

e o comprimento de onda em μm .

Os resultados numéricos do cálculo do índice de refração e do índice de grupo para o fluoreto, na faixa de comprimentos de onda de 1,0 a 1,6 μm , são apresentados na *Figura 2.1*. Pode-se notar da figura que na região estudada o índice de grupo sempre diminui conforme se aumenta o comprimento de onda ou seja, os componentes de comprimento de onda maiores do espectro de um sinal óptico propagam-se a uma velocidade maior do que os com comprimento de onda menor (região normal de dispersão). Da *Figura 2.1* obteve-se para o fluoreto, no comprimento de onda $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, um índice de refração $n = 1,491$ e um índice de grupo $n_g = 1,499$.

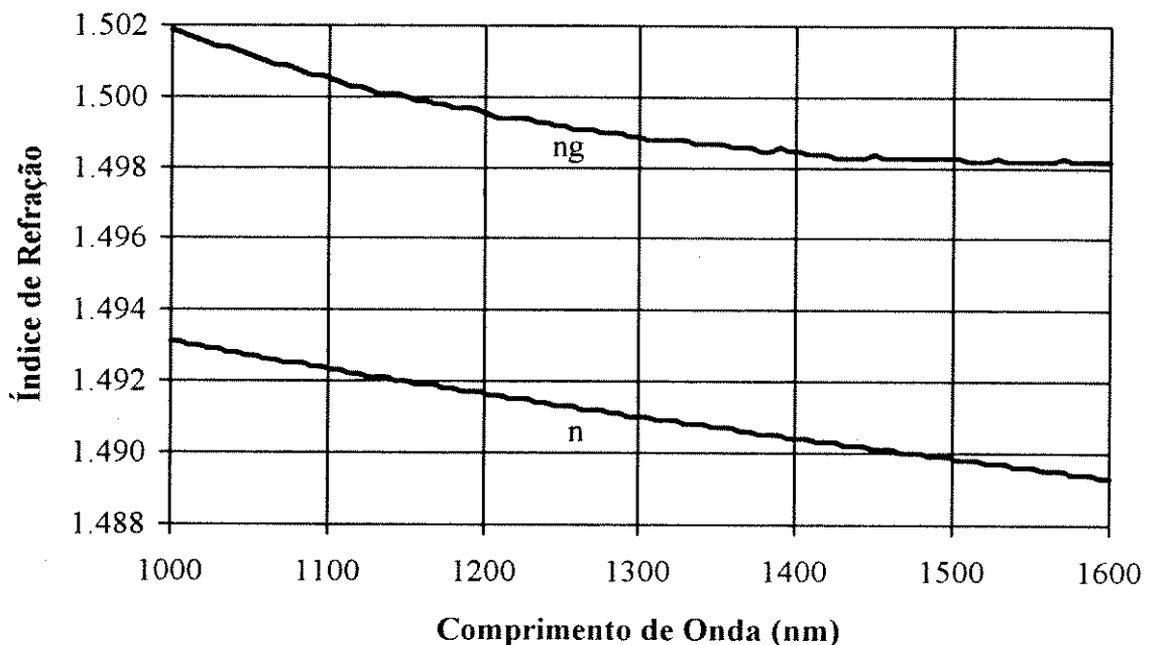


Figura 2.1 - Resultados do cálculo do índice de refração e de grupo para o fluoreto.

Para o caso da sílica utilizou-se a seguinte equação[3]:

2.8 Caracterização de Parâmetros de Fibras

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad \text{Eq. 2.15}$$

com o comprimento de onda em nm e os seguintes parâmetros[3]:

$$B_1 = 0,6961663 \quad \lambda_1 = 68,40430 \text{ nm}$$

$$B_2 = 0,4079426 \quad \lambda_2 = 116,2414 \text{ nm}$$

$$B_3 = 0,8974794 \quad \lambda_3 = 9896,161 \text{ nm}$$

Os resultados numéricos do índice de refração e do índice de grupo para a sílica, na mesma faixa de comprimentos de onda do exemplo do fluoreto, são apresentados na *Figura 2.2*.

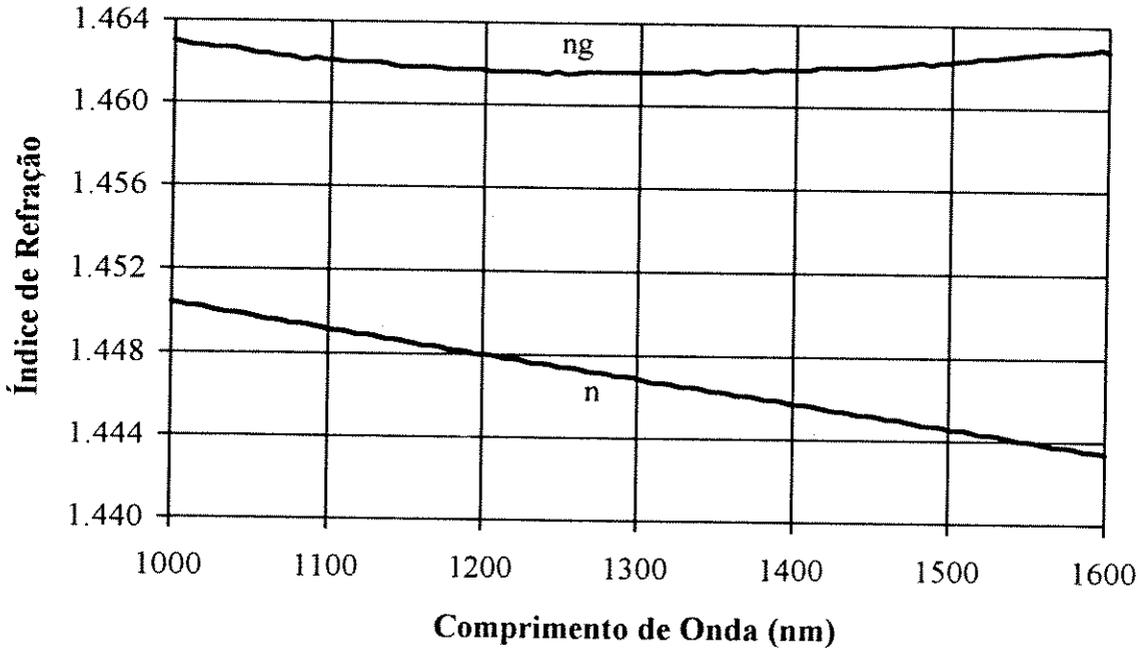


Figura 2.2 - Resultados do cálculo do índice de refração e de grupo para a sílica.

Dentro da região estudada, diferentemente do caso do fluoreto, pode-se notar da *Figura 2.2* que existem duas regiões de dispersão para a sílica. Uma região anterior a $\lambda \approx 1,26 \mu\text{m}$ (região normal) onde os componentes vermelhos do espectro propagam-se mais rapidamente do que os azuis e uma região superior onde ocorre o contrário (região anômala). Outra característica é que a sílica apresenta, no comprimento de onda

$\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, um índice de refração $n \approx 1,447$ e de grupo $n_g \approx 1,462$, que são menores do que os do fluoreto.

Apresenta-se na *Figura 2.3* os resultados da dispersão material, do guia de onda e cromática para uma fibra de fluoreto com os seguintes parâmetros: raio do núcleo $a = 0,7 \mu\text{m}$ e diferença de índices entre a casca e o núcleo $\Delta n = 0,05$. Como se pode notar da *Figura 2.3*, a dispersão cromática na fibra de fluoreto nunca se torna positiva na região estudada e a dispersão do guia de onda é a que mais contribui para a alta dispersão total, principalmente devido ao pequeno núcleo da fibra. Obteve-se um valor de dispersão cromática $D = -194 \text{ ps/nm.km}$ para um comprimento de onda $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. No *Capítulo 4* apresenta-se a medição da dispersão cromática de uma fibra de fluoreto dopada com praseodímio com os mesmos parâmetros dos da fibra da *Figura 2.3*. Neste experimento obteve-se um valor para a dispersão $D \approx -170 \text{ ps/nm.km}$ para um comprimento de onda $\lambda \approx 1,296 \mu\text{m}$ (que não ficou muito diferente do resultado numérico aqui obtido).

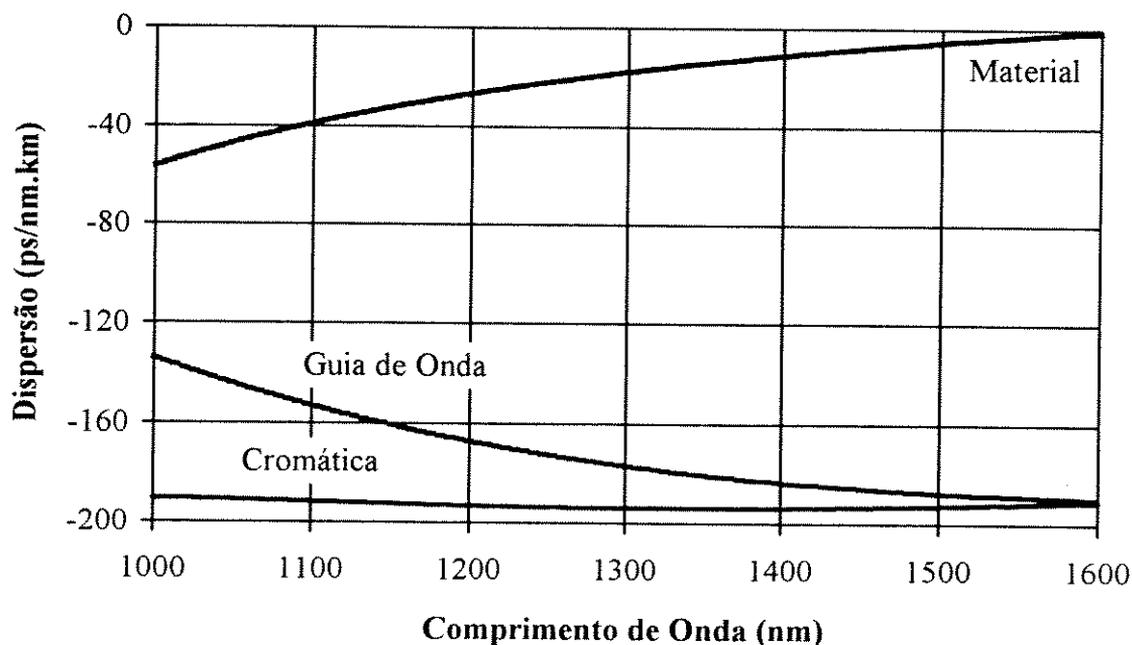


Figura 2.3 - Resultados do cálculo da dispersão material, do guia de onda e cromática para uma fibra de fluoreto com $a = 0,7 \mu\text{m}$ e $\Delta n = 0,05$

Apresenta-se na *Figura 2.4* os resultados numéricos da dispersão cromática, conjuntamente com seus componentes referentes ao material e ao guia de onda, de uma fibra de sílica com os mesmos parâmetros de guia de onda da fibra de fluoreto apresentada anteriormente. Da

2.10 Caracterização de Parâmetros de Fibras

Figura 2.4 pode-se notar que a dispersão material torna-se positiva para os comprimentos de onda acima de $1,27 \mu\text{m}$ e que a cromática apresenta um valor de $D = -178 \text{ ps/nm.km}$ em $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$. Diferentemente das fibras de sílica padrão, a do exemplo não possui valores positivos de dispersão dentro da faixa estudada. Isto mostra a importância da dispersão do guia de onda no valor da dispersão cromática e como é possível projetar-se fibras com o zero de dispersão deslocado da segunda janela de comunicações, bem como fibras com a dispersão praticamente plana sobre grandes regiões do espectro.

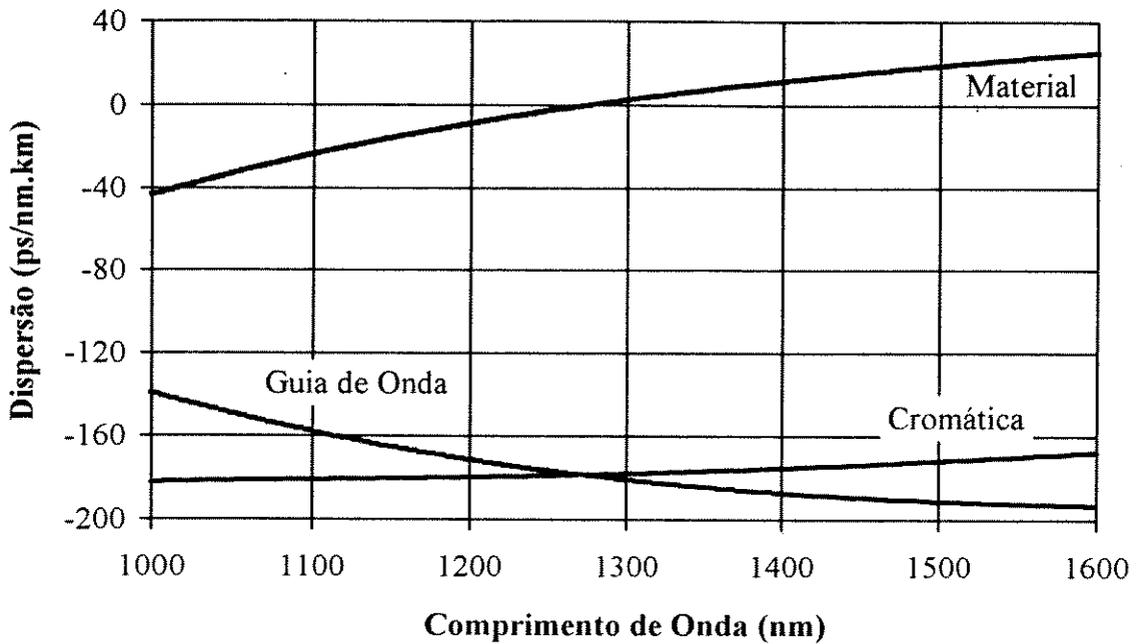


Figura 2.4 - Resultados numéricos do cálculo da dispersão material, do guia de onda e cromática para uma fibra de sílica com $a = 0,7 \mu\text{m}$ e $\Delta n = 0,05$.

2.2 Auto-Modulação de Fase

Neste tópico apresenta-se o fenômeno não-linear da auto-modulação de fase, que ocorre devido à dependência do índice de refração com a intensidade óptica e cujo principal efeito é o alargamento espectral de pulsos ópticos quando estes se propagam através de uma fibra. Apresenta-se a seguir uma pequena revisão das principais equações que caracterizam a auto-modulação de fase e os resultados numéricos e experimentais da propagação de pulsos sob o efeito da auto-modulação de fase, conjuntamente com o cálculo do valor aproximado do índice de refração não-linear para uma fibra óptica de fluoreto dopada com praseodímio.

2.2.1 Teoria

As fibras ópticas, do mesmo modo que qualquer dielétrico, possuem uma resposta não-linear a campos eletromagnéticos intensos. Este comportamento é devido ao movimento não harmônico dos elétrons das ligações do material sob a influência de um campo elétrico aplicado. Como resultado, a polarização dos dipolos elétricos, \mathbf{P} , induzida pelo campo elétrico não é linear mas satisfaz uma relação mais geral do tipo[5]:

$$P_i = \varepsilon_0 \left(\chi_{ij}^{(1)} \cdot E_j + \chi_{ijk}^{(2)} \cdot E_j E_k + \chi_{ijkl}^{(3)} E_j E_k E_l + \dots \right), \quad \text{Eq. 2.16}$$

onde ε_0 é a permissividade do vácuo e $\chi^{(j)}$ ($j = 1, 2, 3, \dots$) é a j -ésima ordem da susceptibilidade. O termo que contribui dominantemente para a polarização \mathbf{P} é a susceptibilidade linear $\chi^{(1)}$, representada através do índice de refração n e do coeficiente de atenuação α . O termo de segunda ordem da susceptibilidade $\chi^{(2)}$ é o responsável por efeitos não-lineares tais como a geração de segunda harmônica e da soma de frequências. Estes efeitos nas fibras ópticas são desprezíveis porque seus materiais constituintes não possuem simetria de inversão. Os efeitos não-lineares de menor ordem nas fibras ópticas são devidos à susceptibilidade de terceira ordem, $\chi^{(3)}$, que é responsável por fenômenos tais como geração de terceira harmônica, mistura de quatro ondas e índice de refração não-linear. Entretanto, os efeitos que envolvem a geração de novas frequências nas fibras são de baixa eficiência devido à dificuldade para a obtenção dos casamentos de fase. Deste modo, o efeito não-linear mais importante é a dependência do índice de refração com a intensidade do sinal óptico que se propaga na fibra e que pode ser representado por:

$$n(t) = n_0 + n_2 I(t), \quad \text{Eq. 2.17}$$

onde n_0 é a parte linear do índice de refração, I é a intensidade óptica dentro da fibra e n_2 (coeficiente Kerr) é a parte não-linear do índice que pode ser relacionada a $\chi^{(3)}$ pela equação:

$$n_2 = \frac{3}{8n} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad \text{Eq. 2.18}$$

2.12 Caracterização de Parâmetros de Fibras

Na obtenção da Eq. 2.18, considera-se que o campo elétrico é linearmente polarizado, tal que somente um componente do tensor $\chi_{xxxx}^{(3)}$ contribui para o coeficiente Kerr.

A dependência do índice de refração com a intensidade leva a dois efeitos não-lineares bastante estudados nas fibras ópticas que são os efeitos da auto-modulação de fase (*SPM*) e da modulação de fase cruzada (*XPM*). O efeito da mudança de fase auto induzida, experimentado por um sinal óptico durante a sua propagação por uma fibra, é conhecido como *SPM* e a sua magnitude pode ser obtida da seguinte relação:

$$\phi(t) = \omega_0 t + kl = \omega_0 t + \frac{\omega_0}{c} [n_0 + n_2 I(t)] l \quad \text{Eq. 2.19}$$

onde k é o vetor de onda, l é o comprimento da fibra e $I(t)$ é a intensidade do sinal óptico, que é função do tempo. Para o caso de uma fibra com perdas a defasagem de fase não-linear na Eq. 2.19 é:

$$\phi_{NL}(t) = \frac{\omega_0}{c} n_2 l_{eff} I(t) \quad \text{Eq. 2.20}$$

onde l_{eff} é o comprimento efetivo da fibra, definido por:

$$l_{eff} = \frac{1}{\alpha} [1 - \exp(-\alpha l)], \quad \text{Eq. 2.21}$$

e α é a constante de atenuação. Para se considerar o decréscimo da intensidade do sinal óptico ao longo do comprimento da fibra, utiliza-se um comprimento efetivo de fibra, l_{eff} em vez do comprimento físico l , como na Eq. 2.19. Para um pulso óptico curto propagando-se por uma fibra de comprimento l , a máxima defasagem observada para o ponto de máxima intensidade do pulso pode ser calculada, a partir da Eq. 2.20, por:

$$\phi_{max} = \frac{\omega_0}{c} n_2 l_{eff} \frac{P_0}{A_{eff}}, \quad \text{Eq. 2.22}$$

onde P_0 é a potência de pico do pulso e A_{eff} é a área efetiva do núcleo. A área efetiva é dependente dos parâmetros da fibra tais como o raio do núcleo e a diferença de índice entre o núcleo e a casca e é aproximada por:

$$A_{eff} = \pi w^2 \quad Eq. 2.23$$

onde w é o raio efetivo do núcleo, podendo ser obtido a partir da equação empírica[6]:

$$\frac{w}{a} = 0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6} \quad Eq. 2.24$$

a é o raio do núcleo, V é a frequência normalizada e foi considerado que o modo fundamental pode ser aproximado por uma distribuição gaussiana e que o perfil de índice da fibra é degrau.

Um parâmetro utilizado para avaliar o quanto uma fibra é não-linear é a potência de pico necessária para obter uma defasagem de π radianos, para um dado comprimento de fibra, e que pode ser calculada a partir da Eq. 2.22 por:

$$P_{\pi} = 0,5 \frac{\lambda A_{eff}}{n_2 l_{eff}} \quad Eq. 2.25$$

A *SPM* leva ao alargamento espectral de pulsos ópticos curtos que se propagam por uma fibra. O desvio de frequência (ou *chirp*), devido à dependência do índice de refração com a intensidade, está associado à variação temporal da fase e é definido por:

$$\partial\omega(t) = -\frac{\partial\phi_{NL}(t)}{\partial t} \quad Eq. 2.26$$

que pode ser reescrito como:

$$\omega(t) = \omega_0 - \frac{\omega_0}{c} n_2 l_{eff} \frac{dI(t)}{dt} \quad Eq. 2.27$$

A variação temporal da fase devido ao índice não-linear e o *chirp* de frequência provocado por isso são representados na *Figura 2.5* onde T/T_0 é o tempo normalizado em relação à largura temporal do pulso T_0 . Como se pode notar, a fase varia com o tempo do mesmo modo que a intensidade do pulso (Eq. 2.20) e o *chirp* provocado pelo *SPM* leva à geração de frequências menores e maiores do que as do pulso, para a frente e para a cauda, respectivamente, provocando um alargamento espectral deste.

2.14 Caracterização de Parâmetros de Fibras

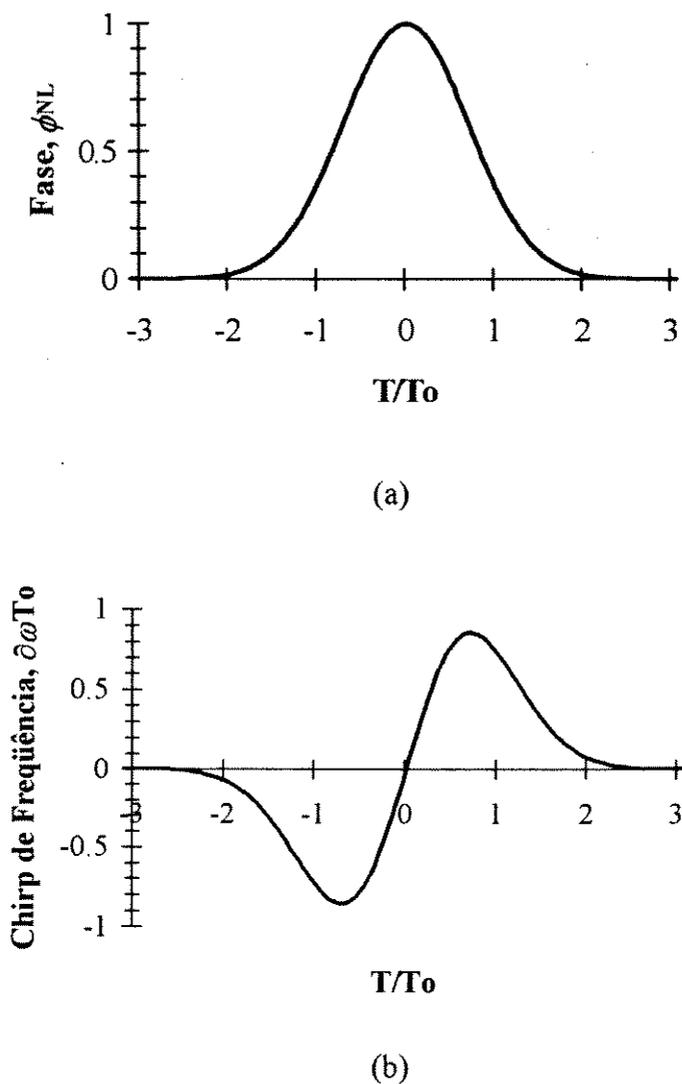


Figura 2.5 - Para um pulso Gaussiano: (a) Variação temporal da defasagem ϕ_{NL} e (b) "chirp" de frequência $\partial\omega$ induzido pelo SPM.

Quando um pulso propaga-se por uma fibra com comprimento de onda na região normal de dispersão, a presença de componentes com frequência menor na frente do pulso levará a um alargamento temporal pois estes componentes se propagam com maior velocidade (menor atraso) do que os com frequência maior, o que faz com que a frente do pulso se distancie da cauda. Por outro lado, na região anômala de dispersão, os componentes com frequência menor viajam mais lentamente do que os com frequência maior levando a uma compressão temporal do pulso devido ao atraso da frente e ao adiantamento da cauda. Ou seja, na região normal de dispersão o efeito do SPM trabalha conjuntamente com a dispersão para o alargamento temporal do pulso, enquanto que na região anômala um pode compensar o efeito do outro e provocar o surgimento de sólitons (*Capítulo 5*).

O alargamento espectral induzido pelo *SPM* produz uma estrutura oscilatória que cobre todo o espectro do pulso e que consiste de vários picos sendo os mais externos os mais intensos. O número desses picos é linearmente proporcional a ϕ_{\max} e pode ser determinado, aproximadamente, pela relação[7]:

$$M \cong \frac{\phi_{\max}}{\pi} + \frac{1}{2} \quad \text{Eq. 2.28}$$

Pode-se entender o surgimento desta estrutura oscilatória utilizando-se novamente a *Figura 2.5*, onde apresenta-se a dependência temporal do *chirp* de frequência induzido pelo *SPM*. Em geral, dois pontos distintos do pulso possuem o mesmo valor de frequência instantânea provocado pelo mesmo valor de *chirp* em diferentes tempos. Esses dois pontos representam duas ondas de mesma frequência mas com fases diferentes e que podem interagir construtivamente ou destrutivamente dependendo da diferença de fase entre elas, ou seja, a estrutura de múltiplos picos do espectro do pulso é o resultado dessa interação.

2.2.2 Resultados Numéricos e Experimentais

A montagem experimental para a determinação do índice de refração não-linear n_2 de uma fibra de fluoreto dopada com praseodímio é apresentada na *Figura 2.6*. Como fonte de sinal utilizou-se um laser *Nd-YAG* pulsado com largura temporal a meia altura de 100 ps, taxa de repetição de 76,4 MHz, comprimento de onda de emissão de 1,064 μm e potência média de saída de 20 W. Na saída do laser colocou-se um atenuador óptico para o controle da potência acoplada à fibra e um isolador para evitar realimentações ao laser. Para o acoplamento do feixe óptico na fibra usou-se um par de lentes como expensor de feixe e uma objetiva. Para a medição da largura espectral do pulso óptico na saída da fibra utilizou-se um medidor de espectro com 0,1 nm de resolução e para a medição da potência de saída um medidor de potência.

A medição baseou-se na variação da potência acoplada na entrada da fibra, utilizando-se o atenuador, e na medição da potência e da largura do espectro do pulso na saída.

2.16 Caracterização de Parâmetros de Fibras

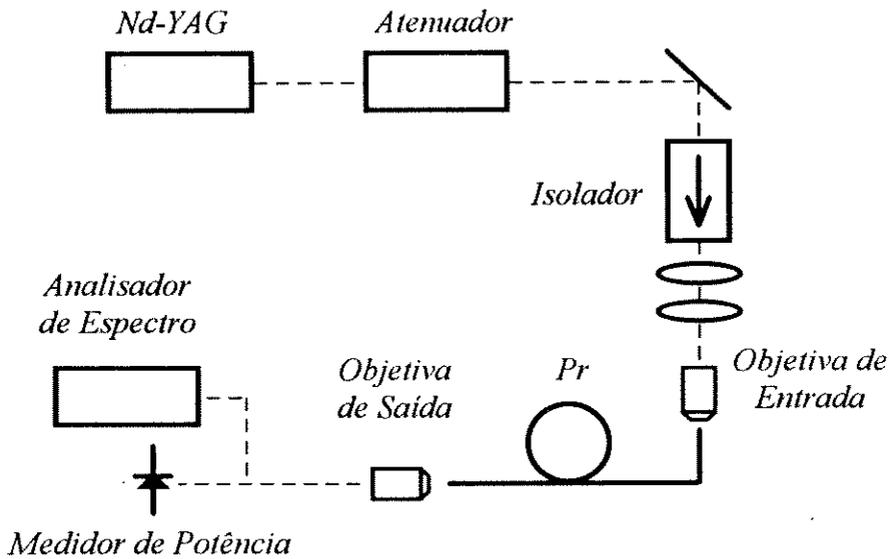


Figura 2.6 - Montagem experimental para a determinação do índice de refração não-linear de uma fibra de fluoreto dopada com praseodímio.

Na Figura 2.7 apresenta-se os espectros de saída medidos e simulados para uma fibra de fluoreto dopada com praseodímio, com raio de núcleo $a = 0,7 \mu\text{m}$, diferença de índices $\Delta n = 0,05$ e comprimento $l = 12,7 \text{ m}$, para diferentes potências de entrada. Para a simulação (programa descrito em [8]) considerou-se um pulso gaussiano propagando-se em um fibra desprezando-se o efeito da dispersão e sem qualquer *chirp* no pulso de entrada.

Da Figura 2.7 nota-se que o alargamento espectral obtido na simulação apresentou-se próximo dos resultados experimentais. Devido à baixa resolução do analisador de espectro os resultados experimentais não apresentaram as oscilações esperadas na amplitude.

Para a determinação dos diferentes parâmetros que caracterizam a auto-modulação de fase necessitou-se conhecer a potência de pico de entrada na fibra (P_0), que foi obtida a partir da potência média na saída transformada em potência média na entrada pelo desconto das perdas na fibra e no aparato de acoplamento de saída, e que então foi convertida em potência de pico pela seguinte equação:

$$P_0 = \frac{P_{in}}{T_x \tau_p} \quad \text{Eq. 2.29}$$

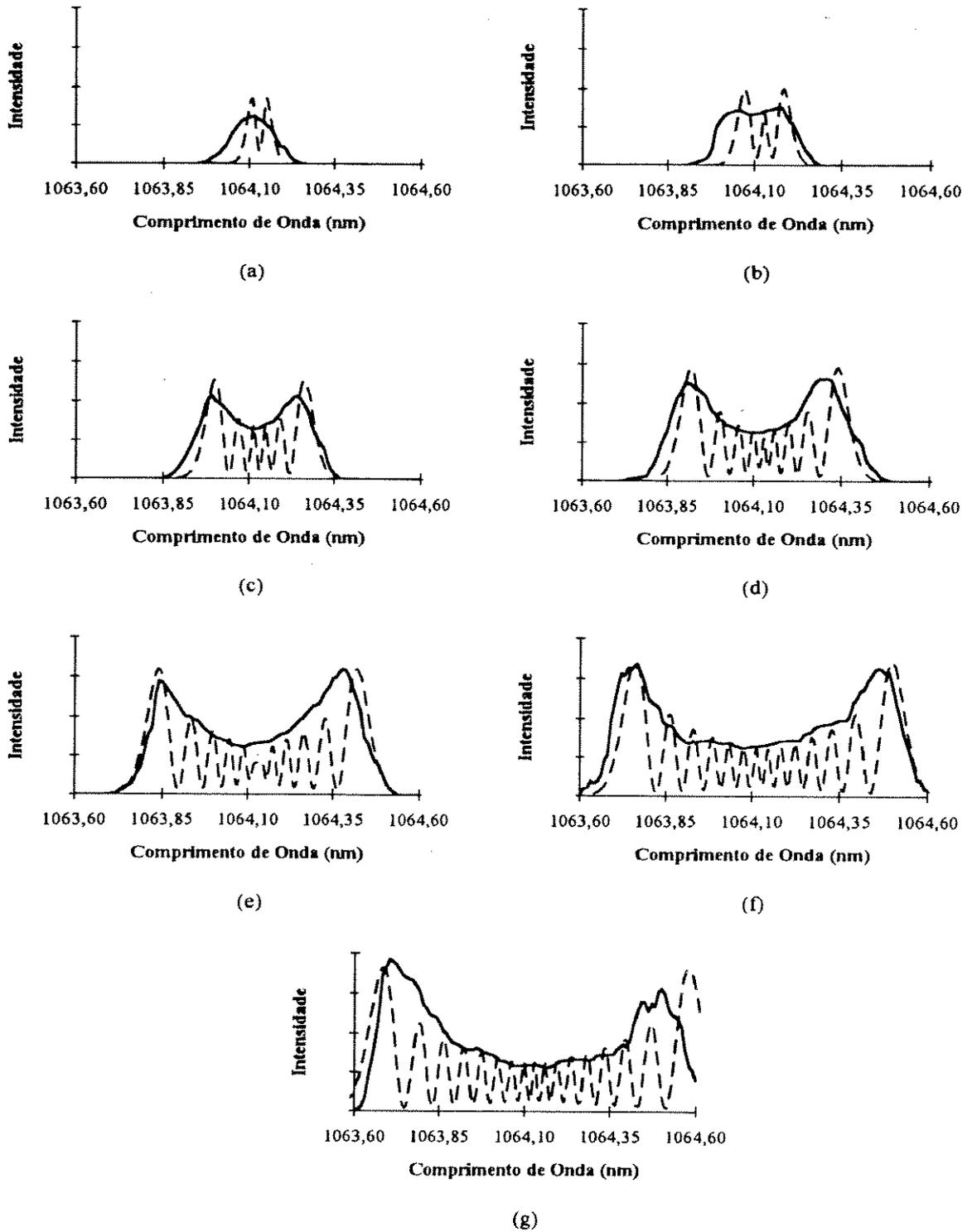


Figura 2.7 - Espectros de saída medidos (linha cheia) e simulados (linha pontilhada) de uma fibra com $l = 12,7$ m para diferentes potências médias de saída: (a) $P_{av} = 25$ mW; (b) $P_{av} = 50$ mW; (c) $P_{av} = 100$ mW; (d) $P_{av} = 150$ mW; (e) $P_{av} = 200$ mW; (f) $P_{av} = 250$ mW; (g) $P_{av} = 300$ mW.

2.18 Caracterização de Parâmetros de Fibras

onde P_{in} é a potência média na entrada, T_x é a taxa de repetição de pulsos do laser *Nd-YAG* e τ_p é a largura temporal a meia altura do pulso (*FWHM*).

Na *Tabela 2.1* apresenta-se os dados experimentais conjuntamente com os valores da potência de pico de entrada, defasagem máxima e o número máximo de picos da estrutura oscilatória do espectro. Para a determinação da potência de pico de entrada utilizou-se a *Eq. 2.29* e considerou-se uma atenuação na fibra de 0,32 dB/m, uma perda para o aparato de saída de 8%, taxa de repetição de pulsos de 76,4 MHz e largura temporal de 100 ps. No cálculo de ϕ_{max} utilizou-se a *Eq. 2.22* e os mesmos valores que serão apresentados a seguir para n_2 , l_{eff} e A_{eff} ; para o número de picos do espectro utilizou-se a *Eq. 2.28*.

Tabela 2.1 - Dados experimentais da potência média e largura espectral de saída conjuntamente aos resultados numéricos para a potência de pico de entrada, defasagem máxima na saída e número de picos do espectro de saída.

P_{av} (mW)	P_0 (W)	$\Delta\lambda$ (nm)	ϕ_{max} (rad)	M
25	9	0,10	2,0	1
50	18	0,22	8,7	3
100	36	0,35	17,5	6
150	54	0,53	26,2	9
200	72	0,64	34,9	12
250	90	0,82	43,6	14
300	108	0,91	52,4	17

Como se pode ver na *Tabela 2.1*, os valores obtidos para o número de picos do espectro são iguais aos da simulação (*Figura 2.7*), com exceção do obtido para a menor potência. Esta única diferença atribui-se ao maior erro embutido na medição da largura espectral da menor potência, devido à limitação de resolução do analisador de espectro.

Na *Figura 2.8* apresentam-se os dados experimentais da largura espectral na saída da fibra em função da potência de pico na entrada, conjuntamente com uma reta que se ajusta a estes dados e sua correspondente equação.

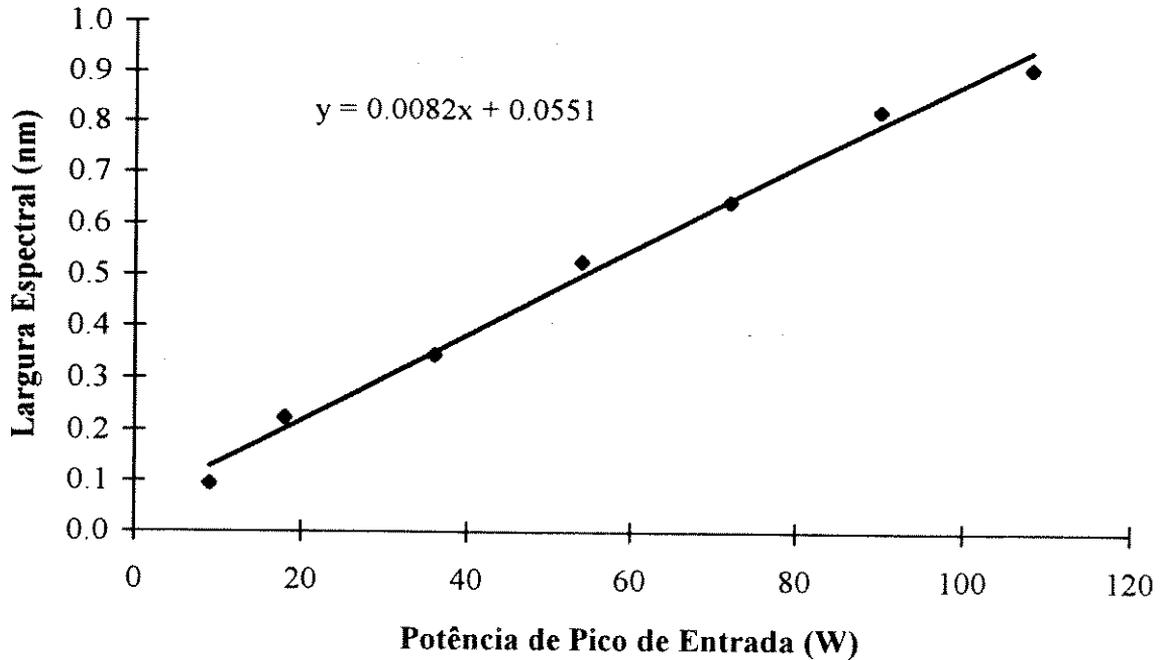


Figura 2.8 - Largura espectral de saída versus potência de pico de entrada para uma fibra de fluoreto com $l = 12,7$ m.

Para a obtenção do índice de refração não-linear a partir da *Figura 2.8*, deve-se notar que o alargamento espectral do pulso obedece a uma relação linear com relação à potência de pico de entrada, e que, a partir da inclinação da curva, pode-se obter esse índice. Para um pulso gaussiano simétrico livre de *chirp* de frequência, levando-se em conta o efeito do *SPM* e desprezando-se o da dispersão, a largura espectral total na saída de uma fibra pode ser deduzida a partir da *Eq. 2.27* resultando em[9]:

$$\Delta\lambda = \Delta\lambda_i + 4\sqrt{\frac{2\ln 2}{e}} \frac{\lambda n_2 l_{eff}}{c A_{eff}} \frac{P_0}{\tau_p} \quad Eq. 2.30$$

onde $\Delta\lambda_i$ é a largura espectral na entrada da fibra.

A partir da *Figura 2.8* obteve-se uma inclinação para a curva de 0,0082 nm/W, e da *Eq. 2.30* tem-se que:

$$4\sqrt{\frac{2\ln 2}{e}} \frac{\lambda l_{eff}}{c A_{eff}} n_2 = 0,0082 \quad Eq. 2.31$$

2.20 Caracterização de Parâmetros de Fibras

onde o comprimento efetivo, $l_{\text{eff}} \approx 8,2$ m, foi obtido da Eq. 2.21 considerando-se um coeficiente de absorção para a fibra de 0,074 neper/m (0,32 dB/m) e um comprimento de fibra de 12,7 m. Da Eq. 2.23 calculou-se a área efetiva, $A_{\text{eff}} \approx 2,7 \mu\text{m}^2$, considerando-se uma diferença de índices entre o núcleo e a casca de 0,05, raio do núcleo de $0,7 \mu\text{m}$ e comprimento de onda de $1,064 \mu\text{m}$. Para uma largura temporal do pulso de 100 ps, utilizando-se a Eq. 2.31, obtém-se um valor para o índice de refração não-linear $n_2 \approx 2,7 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. O valor encontrado de n_2 para a fibra de fluoreto não resultou muito diferente do valor publicado para as fibras de sílica ($n_2 \approx 3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$).

Utilizando-se a Eq. 2.25 obteve-se $P_\pi \approx 6,5$ W como a potência de pico necessária para obter um defasamento do pulso de π radianos na fibra. Mesmo para um comprimento curto de fibra o valor de P_π apresentou-se baixo, principalmente devido à pequena área transversal do núcleo da fibra de fluoreto.

Com este experimento se conseguiu ter uma boa idéia das características não-lineares da fibra de fluoreto dopada com praseodímio e que foi utilizada como meio ativo nos experimentos de lasers; chegou-se a duas conclusões importantes: uma, que o coeficiente não-linear não é muito diferente do das fibras de sílica e, a outra, que, devido à pequena área do núcleo, com baixas potências de pico já se obtém alargamento espectral significativo.

2.3 Birrefringência

As fibras de fluoreto dopadas com praseodímio, desenvolvidas para otimizar a eficiência de conversão da potência de bombeio em ganho do sinal nos amplificadores ópticos, precisam ter núcleos extremamente pequenos para obter o aumento da densidade de potência de bombeio no núcleo. No processo de fabricação das fibras, pequenas variações (de décimos de micro) no raio do núcleo acabam sendo muito importantes devido às pequenas dimensões envolvidas. Nos experimentos apresentados neste trabalho, a fibra possuía um raio de núcleo médio em torno de $0,7 \mu\text{m}$, o que levou à suspeita de a mesma possuir uma alta birrefringência devido às variações do raio no processo de fabricação. Nesta seção apresenta-se algumas equações úteis que podem ser utilizadas na obtenção de

valores aproximados da birrefringência, além da técnica de medição da birrefringência e de como determinar os eixos rápido e lento de uma fibra.

2.3.1 Teoria

Quando uma onda eletromagnética propaga-se através de um meio isotrópico homogêneo, a polarização induzida é paralela ao campo elétrico e é relacionada a este por um fator escalar independente da direção ao longo da qual o campo é aplicado. Em cristais dielétricos esta situação não se aplica e a polarização induzida dependerá, em sua magnitude e direção, da direção do campo aplicado. Uma consequência importante da anisotropia dielétrica dos cristais é o fenômeno da birrefringência no qual a velocidade de fase de um sinal óptico propagando-se em um cristal depende da direção de polarização do seu campo elétrico. A propagação de uma luz unidirecional em um cristal birrefringente geralmente consiste de uma sobreposição linear de duas ondas polarizadas ortogonalmente com velocidades de fase e direções de polarização bem definidas. Mesmo uma fibra monomodo pode suportar dois modos degenerados que são polarizados predominantemente em duas direções ortogonais. Sob condições ideais de geometria cilíndrica e isotropia material perfeitas, um modo acoplado na direção de polarização x não transfere energia para o estado de polarização y . Entretanto, na prática pequenas variações na geometria cilíndrica da fibra ou pequenas flutuações na anisotropia do material provocam a mistura dos dois estados de polarização. Matematicamente, a constante de propagação β fica levemente diferente para os modos polarizados na direção x e y . Esta propriedade é conhecida como birrefringência modal e o seu grau pode ser definido por [10]:

$$B = \frac{|\beta_y - \beta_x|}{k_0} = |n_y - n_x|, \quad \text{Eq. 2.32}$$

onde n_x e n_y são os índices de refração efetivos nas duas direções ortogonais de polarização. Pode ser mostrado que, para um dado valor de B , a potência é trocada periodicamente entre os dois modos com um período l_B , ou seja, a distância na qual a fase relativa entre os dois modos se repete. Este comprimento l_B é normalmente conhecido por *comprimento de batimento* e pode ser definido por:

2.22 Caracterização de Parâmetros de Fibras

$$l_B = \frac{2\pi}{|\beta_y - \beta_x|} = \frac{\lambda}{B} \quad \text{Eq. 2.33}$$

O eixo ao longo do qual o índice efetivo é menor é conhecido como o *eixo rápido*, já que a velocidade de fase é maior; por outro lado, o eixo no qual o índice é maior é o *eixo lento*.

O fenômeno da birrefringência nas fibras pode ser tanto intrínseco quanto induzido. A birrefringência intrínseca está presente nas fibras devido às anisotropias de construção que podem ser intencionais ou não, e podem ocorrer devido à forma do núcleo ou a algum *stress*. A birrefringência induzida pode ser obtida através de *stress* aplicado externamente, tais como curvando-se e/ou torcendo-se a fibra ou pela aplicação de campos externos.

Apresentam-se a seguir as expressões que serão utilizadas no cálculo numérico da birrefringência intrínseca entre as duas polarizações devido à forma elíptica do núcleo, tal como representado na *Figura 2.9*.

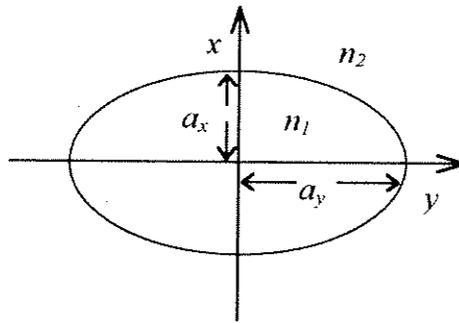


Figura 2.9 - Seção reta do núcleo da fibra para o estudo teórico

Em uma fibra com núcleo elíptico, a birrefringência é definida como a diferença entre as constantes de propagação dos modos (LP_{01}), polarizados na direção y (TE) e na direção x (TM), β_y e β_x , respectivamente, tal que[11]:

$$\Delta\beta = \beta_y - \beta_x = \beta_{TE} - \beta_{TM} \quad \text{Eq. 2.34}$$

ou, na forma normalizada, $B = \Delta\beta / k$ (onde $k = 2\pi / \lambda$), como função de e e V_x , podemos escrever:

$$B = \Delta^2 F(e, V_x), \quad \text{Eq. 2.35}$$

onde Δ é a diferença de índice relativo e é definida na *Eq. 2.1*, e e é a elipticidade, dada por:

$$e = \left[1 - \left(\frac{a_x}{a_y} \right)^2 \right]^{1/2} \quad \text{Eq. 2.36}$$

para uma fibra de índice degrau com raio maior do núcleo a_y , raio menor a_x e V_x é a frequência normalizada. No limite de pequenas elipticidades (fibras aproximadamente circulares, $a_x \approx a_y$), o subscrito x em V desaparece e a Eq. 2.35 pode ser simplificada para:

$$B \cong \Delta^2 e^2 f(V) \quad (e \rightarrow 0). \quad \text{Eq. 2.37}$$

Esta aproximação pode ser utilizada até $e = 0,3$. Nesta situação o parâmetro $\Delta\beta$ pode ser obtido a partir de[11]:

$$\Delta\beta = \frac{e^2 (2\Delta)^{3/2} (u^2 v^2)}{a} \left[1 + \left(\frac{u^2 - v^2}{u^2} \right) \left(\frac{J_0(u)}{J_1(u)} \right)^2 + \frac{v^2}{u} \left(\frac{J_0(u)}{J_1(u)} \right)^3 \right], \quad \text{Eq. 2.38}$$

onde J_0 e J_1 são as funções de Bessel de ordem 0 e 1, respectivamente. Os termos u e v são funções de V e devem satisfazer as relações $u^2 + v^2 = V^2$, $v \approx 1,1428V - 0,996$ e $V = 2,405 \lambda_c / \lambda$.

Para se ter uma idéia dos valores da birrefringência de fibras para elipticidades maiores do que 0,87, pode-se utilizar a seguinte equação empírica[12]:

$$\Delta\beta \cong \frac{0,5\pi}{\lambda} (\Delta n)^2. \quad \text{Eq. 2.39}$$

2.3.2 Resultados Numéricos e Experimentais

Para se obter o valor aproximado da birrefringência de uma fibra de fluoreto utilizou-se as Eqs. 2.38 e 2.39. Os parâmetros da fibra utilizados nos cálculos foram: raio menor do núcleo $a_x = 0,6 \mu\text{m}$, raio maior $a_y = 0,8 \mu\text{m}$, diferença de índices entre a casca e o núcleo $\Delta n = 0,05$ e comprimento de onda de corte $\lambda_c = 0,85 \mu\text{m}$. Com esses parâmetros encontra-se que a elipticidade da fibra é igual a 0,66, ou seja, maior do que 0,3 mas menor do que 0,87: isto implica que o valor da birrefringência da fibra estará compreendido entre os valores obtidos com as Eqs. 2.38 e 2.39. Utilizando-se um valor de raio circular equivalente

2.24 Caracterização de Parâmetros de Fibras

igual a $0,693 \mu\text{m}$ e a Eq. 2.38, encontramos os resultados apresentados na Figura 2.10 para uma faixa de comprimentos de onda de $1,0 \mu\text{m}$ a $1,6 \mu\text{m}$.

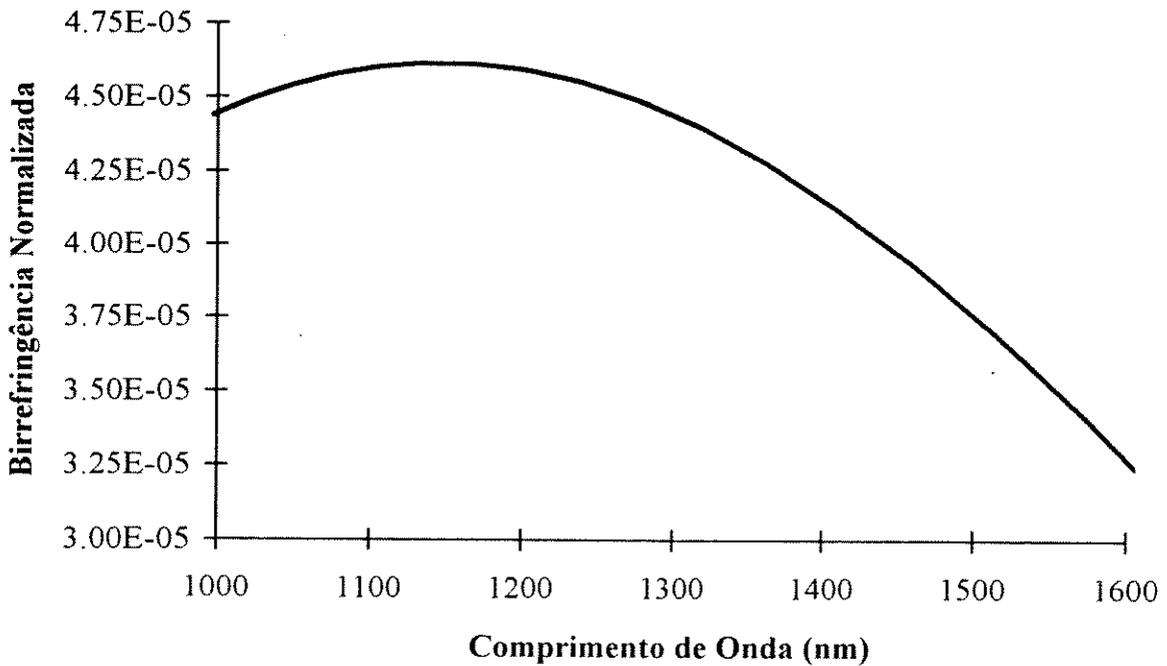


Figura 2.10 - Valores da Birrefringência normalizada de uma fibra de fluoreto com $\alpha = 0,693$, $\Delta n = 0,05$, $\lambda_c = 0,85 \mu\text{m}$ e $e = 0,3$.

Da Figura 2.10 obteve-se uma birrefringência normalizada de aproximadamente $4,56 \times 10^{-5}$ para um comprimento de onda de $1,064 \mu\text{m}$. Por outro lado, utilizando-se a Eq. 2.39 obteve-se para a birrefringência normalizada um valor de $62,5 \times 10^{-5}$ para o mesmo comprimento de onda. Como se pode notar, obteve-se uma diferença entre os valores obtidos a partir das duas equações em torno de uma ordem de grandeza. Como o valor da elipticidade da fibra está muito mais próximo do caso de elipticidades quase retangular do que o do caso quase circular, espera-se um valor da birrefringência normalizada mais próximo do obtido com a Eq. 2.39.

2.3.2.1 Medição da Birrefringência

Apresenta-se, a seguir, um método de caracterização da birrefringência de uma fibra que utiliza a dependência do comprimento de batimento com o comprimento de onda.

A combinação de uma fibra que mantém a polarização e dois polarizadores pode ser utilizada para modular a intensidade óptica transmitida, do mesmo modo que um filtro

óptico. Como o comprimento de batimento, l_B , é dependente do comprimento de onda, o estado da polarização e a intensidade de um feixe de luz na saída serão dependentes do comprimento de onda, quando se usa polarizadores. Assim, em uma configuração onde uma fibra birrefringente é colocada entre dois polarizadores, com os eixos rápido e lento orientados a 45° em relação aos polarizadores, pode ser demonstrado[13] que a intensidade óptica transmitida é uma função senoidal do comprimento de onda e que a separação entre os máximos do sinal transmitido diminui com o aumento da birrefringência. Neste caso, a intensidade óptica transmitida é dada por:

$$I = I_0 \text{sen}^2 \left[\frac{\pi(n_y - n_x)l}{\lambda} \right] \quad \text{Eq. 2.40}$$

onde I_0 é a intensidade de entrada e l é o comprimento da fibra.

Apresenta-se, na *Figura 2.11*, a montagem experimental para a medição da birrefringência. Utilizou-se como fonte óptica, de espectro largo, um diodo emissor de luz *LED* com comprimento de onda centrado em $\sim 1,28 \mu\text{m}$. A luz de saída do *LED* foi linearmente polarizada através do polarizador *P1*. Para o controle da direção de polarização da luz acoplada na fibra sob teste, utilizou-se o controlador de polarização *PC1*. O acoplamento de entrada e saída da fibra foi obtido por dois cristais piezoelétricos *PZTs*. Para o ajuste da direção da polarização na entrada do polarizador de saída utilizou-se o controlador *PC2*. A luz de saída foi monitorada utilizando-se um analisador de espectro óptico, *OSA*. As fibras que são utilizadas na montagem devem possuir uma birrefringência muito menor do que a da fibra sob teste, para não interferirem no resultado da medição.

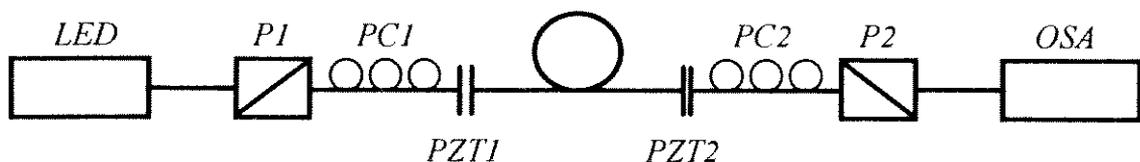


Figura 2.11 - Montagem experimental para a medição da birrefringência.

Neste tipo de experimento necessita-se de uma fonte de luz de espectro largo que permita a visualização de vários comprimentos de batimento. Não se utilizou uma fonte de luz branca devido aos problemas da baixa potência acoplada em uma fibra óptica por este tipo de

2.26 Caracterização de Parâmetros de Fibras

fonte, das perdas nos polarizadores e no acoplamento com a fibra sob teste e da baixa sensibilidade do analisador de espectro. Utilizou-se como fonte de banda larga um LED cujo espectro de saída é apresentado na *Figura 2.12*.

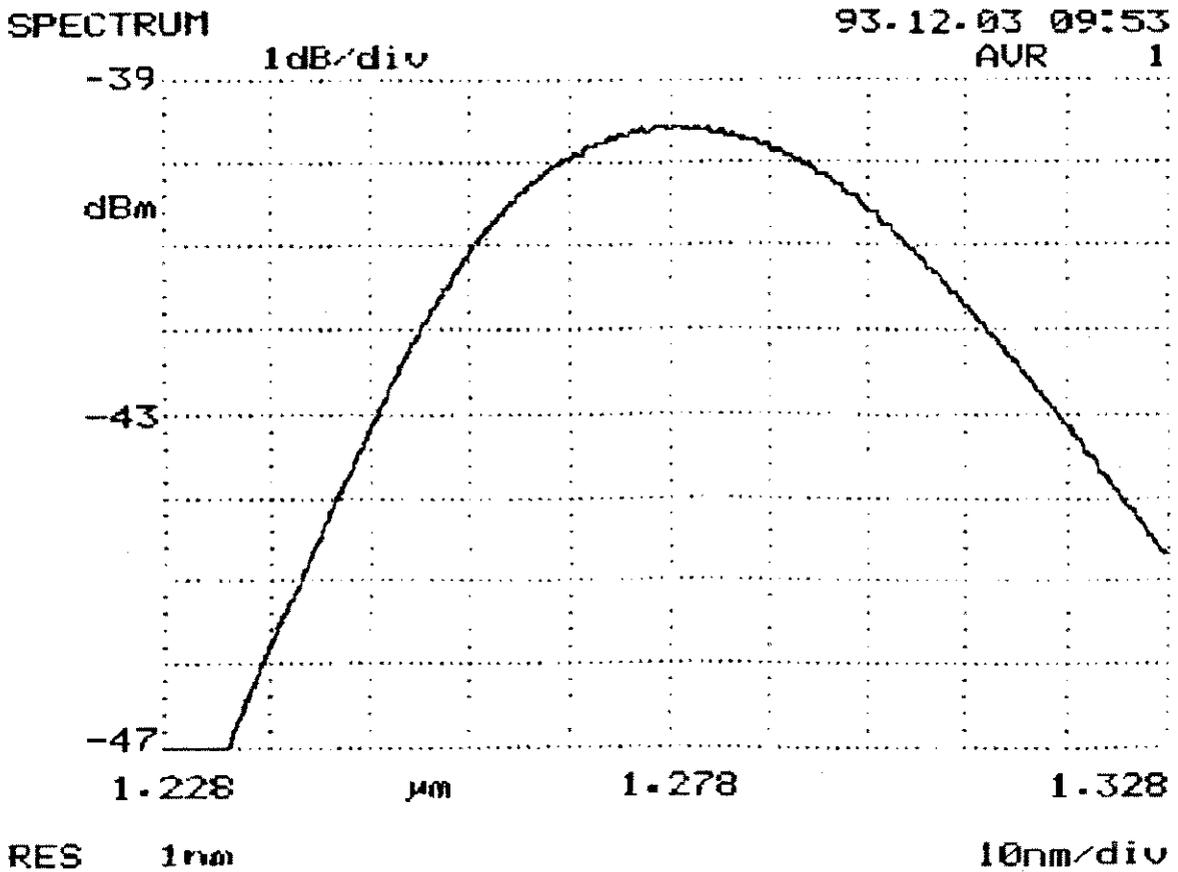


Figura 2.12 - Espectro de saída da fonte de luz LED.

O método de medição é baseado no fato de que quando luz linearmente polarizada é acoplada a uma fibra birrefringente, com um comprimento l conhecido e com a sua direção de polarização coincidente com o eixo rápido ou lento de uma fibra birrefringente sob teste, a sua polarização permanece inalterada durante a propagação pela fibra. Diferentemente, quando a direção de polarização da luz incidente faz um certo ângulo com os eixos da fibra, a polarização da luz muda continuamente ao longo da fibra de uma maneira periódica, com um período equivalente ao comprimento de batimento, l_B . Deste modo, para uma dada fibra com comprimento l , existem n comprimentos de batimento ($l = n l_B$) para um certo comprimento de onda, λ_1 , e $n+1$ comprimentos de batimento ($l = (n+1) l_B$) para um comprimento de onda $\lambda_2 = \lambda_1 - \Delta\lambda$. Destas relações tem-se que:

$$n = \frac{\lambda_1}{\Delta\lambda} - 1 \quad \text{Eq. 2.41}$$

onde $\Delta\lambda$ resulta igual à diferença entre máximos adjacentes. Ou seja, para um certo comprimento de onda, a polarização da luz sofrerá $2\pi n$ rotações em fase, correspondentes a n comprimentos de batimento, $l = n l_B$, e o intervalo entre dois máximos adjacentes do espectro de transmissão, $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$, será proporcional a um comprimento de batimento.

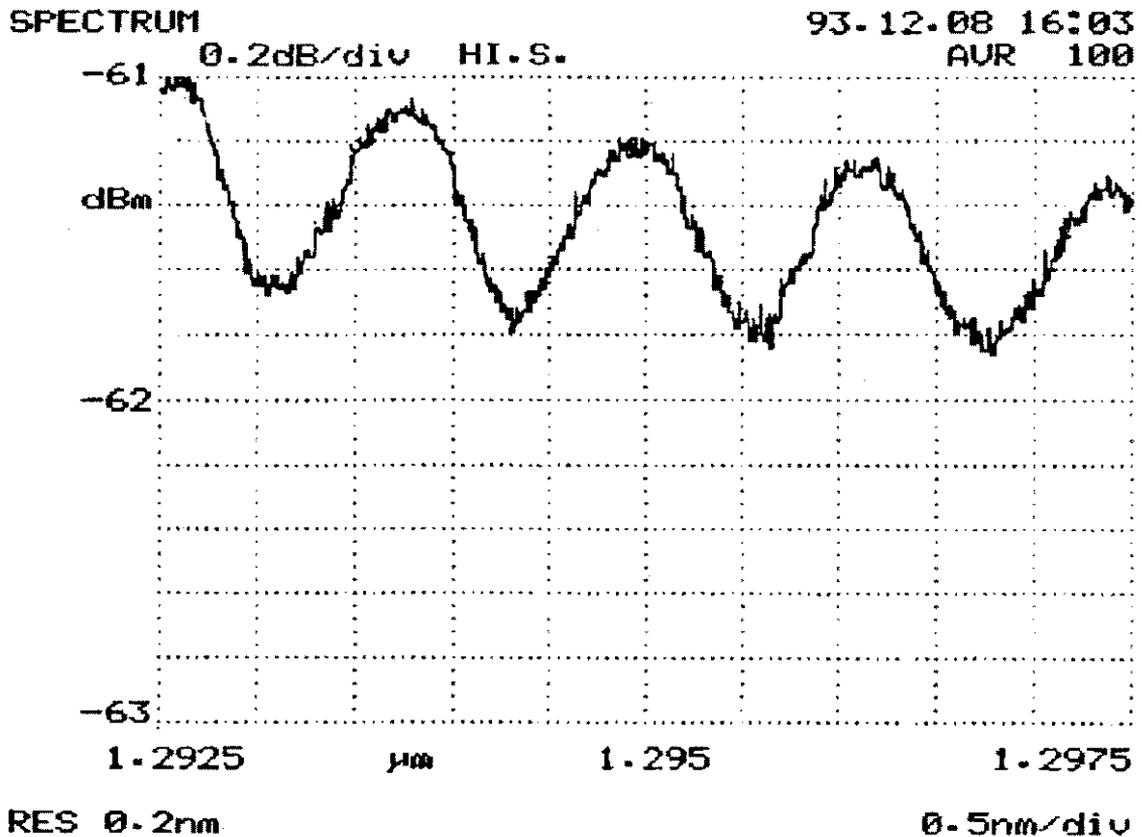


Figura 2.13 - Espectro de transmissão de uma fibra de fluoreto dopada com praseodímio, entre dois polarizadores com $a_x = 0,6 \mu\text{m}$, $a_y = 0,8 \mu\text{m}$, $\Delta n = 0,05$ e $l = 4,84 \text{ m}$.

Apresenta-se na Figura 2.13, o espectro de transmissão de uma fibra dopada com praseodímio colocada entre dois polarizadores, com um raio menor do núcleo $a_x = 0,6 \mu\text{m}$, raio maior $a_y = 0,8 \mu\text{m}$, diferença de índices entre núcleo e casca $\Delta n = 0,05$ e comprimento $l = 4,84 \text{ m}$. Pode-se notar, da figura, uma ligeira queda na intensidade dos picos e vales, com o aumento do comprimento de onda, devido à diminuição da potência de saída do LED com o comprimento de onda, para essa região do espectro.

2.28 Caracterização de Parâmetros de Fibras

Da *Figura 2.13* mediu-se $\lambda_l \sim 1,295 \mu\text{m}$ e $\Delta\lambda \sim 1,2 \text{ nm}$ e, a partir da *Eq. 2.41*, obteve-se um valor de $n \sim 1078$. Sabendo-se o valor de n e que o comprimento da fibra é $4,84 \text{ m}$, obteve-se um comprimento de batimento $l_B \sim 4,5 \text{ mm}$. Utilizando-se a *Eq. 2.33* e este valor de l_B , obteve-se um valor para a birrefringência $B \sim 2,9 \times 10^{-4}$. Pode-se notar que o valor medido está entre os valores calculados para os casos de fibras com núcleo quase circular e quase retangular, como era esperado. Dos valores medidos, percebe-se que a fibra de fluoreto medida possuía valores de birrefringência da mesma ordem de magnitude que as fibras padrões que mantêm a polarização[14].

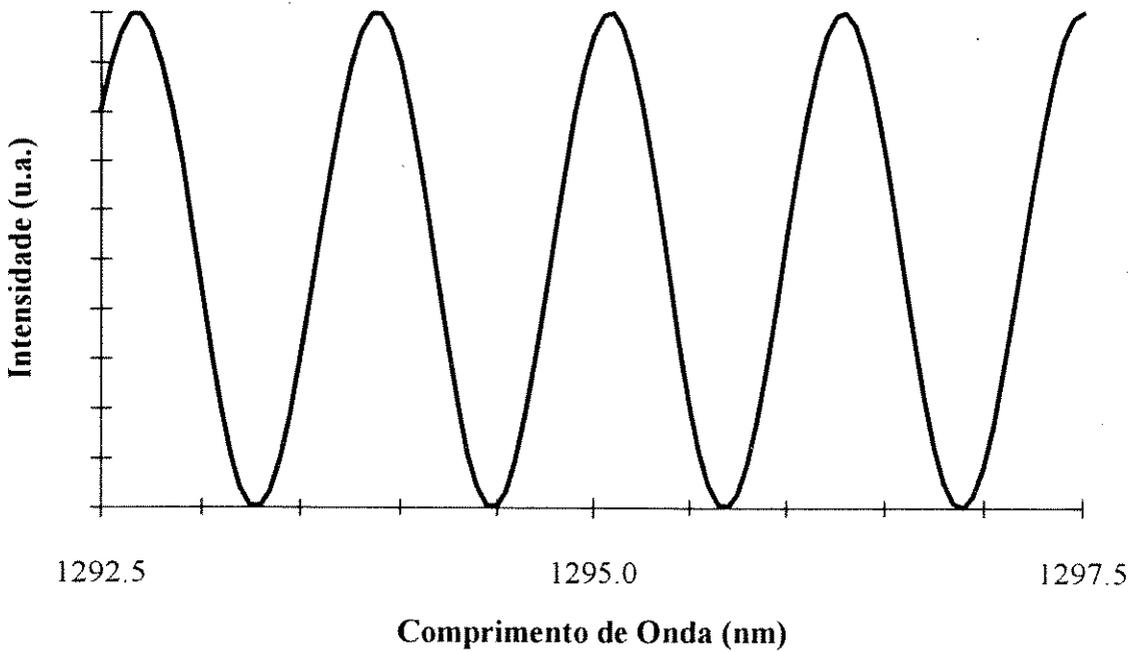


Figura 2.14 - Espectro de transmissão teórico para uma fibra de fluoreto, dopada com praseodímio, entre dois polarizadores com $l = 4,84 \text{ m}$ e $B = 2,9 \times 10^{-4}$.

Mostra-se, na *Figura 2.14*, o espectro de transmissão teórico para a fibra de fluoreto colocada entre dois polarizadores com $l = 4,84 \text{ m}$ e $B = 2,9 \times 10^{-4}$. Este espectro foi obtido a partir da *Eq. 2.40*, com $I_0 = 1$ e para os valores especificados de l e B . Pode-se notar que a curva teórica possui a mesma forma e que os valores para os comprimentos de onda dos máximos e mínimos são, aproximadamente iguais, aos obtidos no espectro experimental.

Utilizou-se este método de medição na caracterização de diferentes tipos de fibra. Foram, também, realizadas medições em fibras onde se conhecia o valor da birrefringência, obtido por outros métodos, que confirmou os resultados obtidos pelo método aqui apresentado.

As equações utilizadas neste método supõem que os eixos rápido e lento não mudam de posição ao longo da fibra. Isto quer dizer que este método é aplicável a fibras curtas e com alta birrefringência. Nos casos de fibras com vários quilômetros de comprimento, com baixa birrefringência e que sofram algum tipo de tração uma teoria mais elaborada deve ser utilizada. Em conclusão, descreveu-se uma montagem simples para a medição da birrefringência que apresenta resultados próximos dos resultados obtidos por outros métodos mais tradicionais. Devido a sua simplicidade este método pode ser uma ferramenta útil nos laboratórios de comunicações ópticas onde seja necessária a caracterização da birrefringência.

2.3.2.2 Determinação dos Eixos Rápido e Lento

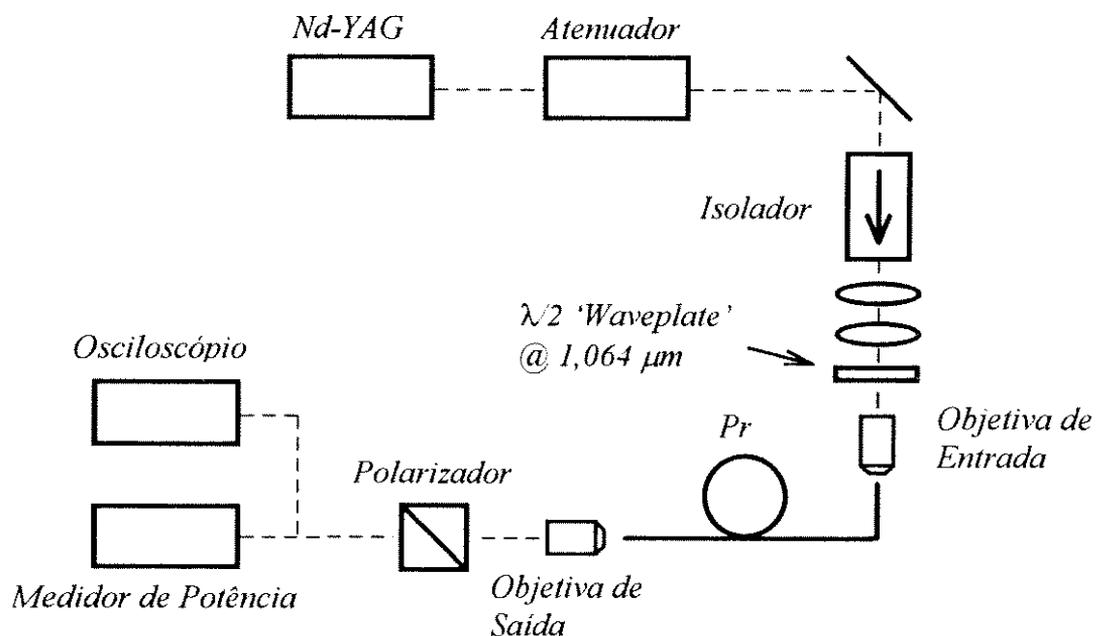


Figura 2.15 - Montagem experimental para a determinação dos eixos rápido e lento.

Para a determinação da posição dos eixos rápido e lento, utilizou-se a montagem experimental apresentada na *Figura 2.15*. Esta montagem utiliza como fonte de sinal e como sistema de acoplamento do sinal na fibra, os mesmos utilizados na medição do índice de refração não-linear apresentada anteriormente. Antes da objetiva de acoplamento de entrada colocou-se um waveplate $\lambda/2$ para o controle da direção de polarização do feixe óptico acoplado na fibra de praseodímio. O laser Nd-YAG utilizado neste experimento possuía uma polarização vertical. Colocou-se na saída da fibra de fluoreto um cubo de polarização e um medidor de potência.

2.30 Caracterização de Parâmetros de Fibras

Com o *waveplate* $\lambda/2$ variou-se o ângulo de polarização do feixe na entrada da fibra e, variando-se o ângulo do cubo de polarização, na saída, obteve-se os valores de máxima e mínima potência para um determinado ângulo de polarização de entrada. Desta forma foram encontrados os dois ângulos de polarização na entrada que produziram a máxima razão (~ 20 dB) entre os valores de máxima e mínima potências e que representavam, portanto, as posições dos eixos rápido e lento. Para determinar qual das duas posições representava o eixo rápido ou lento, substituiu-se o medidor de potência da saída por um conjunto fotodetector rápido / osciloscópio de amostragem e mediu-se o atraso para os dois modos ortogonais, definindo-se assim a posição dos eixos rápido e lento.

2.4 Conclusões

Apresentou-se, neste capítulo, a caracterização dos principais parâmetros da fibra de fluoreto, que afetam o desempenho dos lasers. O conhecimento desses, possibilitou um melhor entendimento das características dos lasers que serão apresentados nos *Capítulos 3 e 4*. As principais contribuições deste trabalho, além da determinação dos parâmetros, foram: o desenvolvimento do programa de cálculo da dispersão, utilizado rotineiramente em diferentes aplicações, a determinação do índice de refração não-linear, que não era conhecido e a montagem de caracterização da birrefringência, utilizada regularmente no laboratório, com diferentes tipos de fibra.

2.5 Referências

-
- [1] L.B. Jeunhomme, *Single Mode Fiber Optics - Principles and Applications*, Marcel Dekker, 1983.
 - [2] D.M. Pataca, M.L. Rocha, K. Smith, H.L. Fragnito and R.F. Souza, "An Optical Fibre Chromatic Dispersion Program", *DMO/FEE/Unicamp Report*, Mar. 94.
 - [3] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 1989.
 - [4] C.R. Day, "The Design of Single Mode Fluoride Fibres", *TeMart Report*, 1987.
 - [5] N. Bloembergen, *Nonlinear Optics*, Benjamin, Reading, Mass., 1977

-
- [6] D. Marcuse, "Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices", *The Bell System Technical Journal*, Vol. 56, No. 5, pp. 703-718, May-June 1977
- [7] R. Cubeddu, R. Polloni, C.A. Sacchi and O. Svelto, *Phys. Rev. A* 2, pp.1955, 1970
- [8] D.M. Pataca, M.L. Rocha, K. Smith, H.L. Fragnito and R.F. Souza, "Actively Mode-Locked Fibre Laser: A Numerical Approach - Part I", *RT-027 DMO/FEE/Unicamp PUB.FEE 07/94*, 1994.
- [9] P.N. Kean, K. Smith, W. Sibbett, "Spectral and Temporal Investigation of Self-Phase Modulation and Stimulated Raman Scattering in a Single-Mode Optical Fibre", *IEE Proceedings*, Vol. 134, Pt. J, No. 3, pp. 163-170, June 1987.
- [10] R.H. Stolen, V. Ramaswamy, P. Kaiser and W. Pleibel, "Linear Polarization in Birefringent Single-Mode Fibers", *Applied Physics Letters*, Vol. 33, pp. 699 - 701, 1978.
- [11] M.J. Adams, *An introduction to Optical Waveguides*, John Wiley & Sons, 1981.
- [12] Lectures Notes, *Workshop on Single Mode Optical Fibre Sensor Technology*, University of Kent and Sira, 1985.
- [13] A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, Fourth Edition, 1991.
- [14] I. Andonovic and D. Uttamchandani, "*Principles of Modern Optical Systems*", Artech House, 1989.

Capítulo 3

Laser a Fibra Dopada

Conteúdo

3. Laser a Fibra Dopada	3.2
3.1 Teoria	3.3
3.1.1 Meio Ativo a Fibra Dopada com Terras Raras	3.3
3.1.1.1 Processo de Amplificação	3.4
3.1.1.2 Decaimento Espontâneo Radiativo e Não Radiativo	3.7
3.1.1.3 Fibras de Fluoreto ZBLAN	3.9
3.1.1.4 Otimização das Fibras Dopadas com Praseodímio	3.10
3.1.1.5 Expres. do Ganho de Amplif. de um Sistema de Quatro Níveis Ideal	3.13
3.1.2 Laser Fabry-Perot	3.15
3.1.2.1 Condição de Limiar	3.15
3.1.2.2 Frequência de Oscilação	3.18
3.1.2.3 Classificação dos Lasers	3.19
3.1.2.4 Acoplamento Ótimo de Saída	3.20
3.2 Resultados Experimentais	3.24
3.2.1 Laser CW a Fibra	3.24
3.2.2 Laser CW Sintonizável a Fibra	3.28
3.3 Conclusões	3.32
3.4 Referências	3.32

3. Laser a Fibra Dopada

Os lasers a fibra utilizam fibras dopadas com terras raras como meio ativo para a geração de luz que cobre, quase que continuamente, a faixa espectral de 400 a 3400 nm. Esta grande faixa abre a possibilidade de utilização desses lasers em diferentes tipos de aplicações tais como: armazenamento de dados, comunicações ópticas, espectroscopia, aplicações médicas, etc. Quando comparados aos lasers a gás e de estado sólido, os lasers a fibra são mais simples e compactos e podem ser bombeados por lasers semicondutores e quando comparados diretamente com os semicondutores, são espectralmente mais limpos e podem ser modulados com menos “chirp” e distorção de sinal. Nos sistemas de comunicações ópticas, a possibilidade de conexão fibra-a-fibra é uma outra vantagem importante.

Este capítulo está dividido em duas partes. A primeira é voltada à teoria de lasers, onde se destacam os principais fatores que levaram à escolha das fibras de fluoreto dopadas com praseodímio, como meio ativo de amplificadores e lasers para a janela de comunicações ópticas de 1,3 μm . Também, são apresentados os conceitos e equações básicas que norteiam o comportamento de lasers operando em regime contínuo (CW). Na segunda parte deste capítulo, apresenta-se um laser a fibra de fluoreto dopada com praseodímio operando em regime contínuo. A seguir, um laser sintonizável, também operando continuamente, que utilizou a mesma fibra do laser CW anterior.

3.1 Teoria

Lasers são dispositivos que geram ou amplificam radiação coerente numa faixa de frequências que vai do infravermelho ao ultravioleta, passando pela região visível do espectro. Basicamente, constituem-se de um meio ativo, onde ocorre a absorção do bombeio e a amplificação óptica do sinal, um sistema de bombeamento e uma cavidade ressonante, constituída de espelhos para a realimentação óptica. Eles possuem uma grande variedade de formas e dimensões e utilizam diferentes tipos de materiais e técnicas de excitação ou bombeio. Os materiais utilizados como meio ativo podem ser gasosos, líquidos ou sólidos. Os feixes ópticos que os lasers emitem possuem propriedades muito boas de direcionalidade, pureza espectral e intensidade e isto tem levado a uma enorme variedade de aplicações. Algumas das mais importantes aplicações dos lasers são: o envio de informações por longas distâncias, a leitura de códigos impressos, a impressão na saída dos computadores, o diagnóstico e a cura de doenças, o corte e a soldagem de materiais e a realização de medições precisas.

3.1.1 Meio Ativo a Fibra Dopada com Terras Raras

Nesta subseção apresenta-se os principais fatores que influenciam a determinação do tipo de dopante e do material que o hospeda, na fabricação de fibras ópticas que funcionam como meios ativos em amplificadores e lasers. Este tópico foi dividido em cinco partes. Na primeira, analisa-se o funcionamento do processo de amplificação óptica e os fatores que determinam a escolha de um tipo de dopante para uma determinada faixa de comprimentos de onda. Na segunda, enfatiza-se a importância do tempo de vida do nível excitado na quantidade de potência óptica de bombeio necessária para se obter a amplificação. Na terceira, apresenta-se a fibra de fluoreto que permitiu o aumento do tempo de vida e que, de certo modo, viabilizou os amplificadores ópticos comerciais para a segunda janela de comunicações. Na quarta, comenta-se sobre a influência do aumento da diferença de índices entre casca e núcleo, da fibra hospedeira dos íons de praseodímio, e do tempo de vida do nível excitado na otimização da amplificação. Na quinta e última parte, apresentam-se expressões simplificadas para o ganho de pequenos sinais de um meio amplificante ideal de quatro níveis.

3.4 Laser a Fibra Dopada

3.1.1.1 Processo de Amplificação

Para que ocorra a amplificação óptica de fótons de um sinal, em um meio ativo, como uma fibra óptica dopada por uma terra rara apropriada, necessita-se combinar, neste meio, os fótons de uma luz de sinal com os fótons de uma luz de bombeio, que transfere a sua energia para a do sinal. Os fótons do bombeio, quando se propagam pelo meio ativo, são absorvidos e a sua energia é armazenada durante um curto período de tempo. Uma fração desta energia é, então, transferida para o sinal, provocando a sua amplificação.

O mecanismo de transferência de energia do bombeio para o sinal pode ser entendido a partir da *Figura 3.1*. Se a energia do fóton do bombeio for a mesma da diferença de energia entre os níveis 2 e 0, o bombeio será absorvido pelo íon do dopante. Este processo de absorção transfere uma parte dos íons do nível 0 (nível fundamental), para o nível 2 (nível excitado), gerando uma inversão de população. Se a energia do fóton do sinal for a mesma da diferença de energia entre os níveis 2 e 1 do dopante, este fóton pode provocar o decaimento de um íon do nível 2 para o nível 1, gerando, com isso, um fóton que possuirá a mesma energia e fase do fóton do sinal. Esta interação coerente é conhecida como emissão estimulada e provoca a criação de mais fótons de sinal, cuja probabilidade de ocorrência é proporcional à diferença entre as populações de íons nos níveis 2 e 1. Se esta diferença for positiva, tem-se uma inversão de população e amplificação de luz; caso contrário, ocorre atenuação (absorção). Esta emissão estimulada é totalmente indistinguível do campo elétrico dos fótons que a estimularam. Isto quer dizer que ela possui as mesmas propriedades direcionais, mesma polarização, mesma fase e mesmas características espectrais do sinal estimulante.

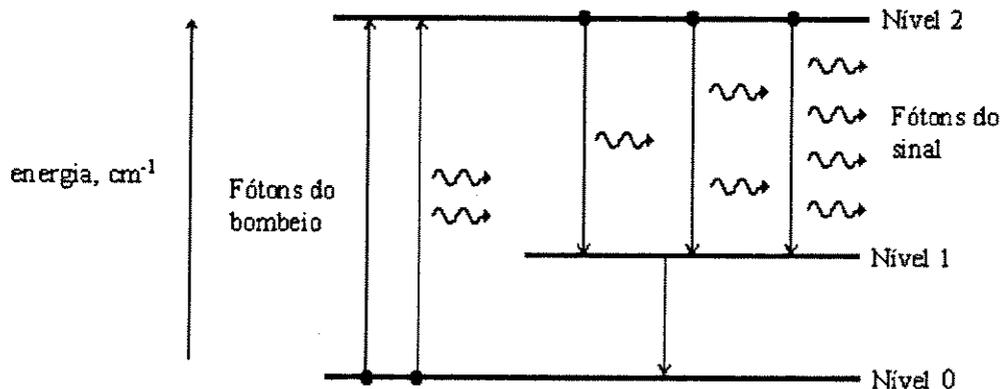


Figura 3.1 - Diagrama de níveis de excitação de um íon de dopante ideal.

No caso específico de um oscilador laser, os fótons iniciais do sinal são gerados a partir do decaimento espontâneo dos íons do nível excitado. Estes, por sua vez, estimulam o decaimento de mais fótons do nível excitado e, quando encontram os espelhos nos extremos da cavidade ressonante, são realimentados para dentro do meio ativo, gerando mais fótons. Este processo de emissão estimulada é que originou o nome *laser* que vem de: *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*.

Dois critérios básicos devem ser seguidos na escolha do dopante da fibra que será utilizada como meio ativo do processo amplificante. Primeiro, deve-se encontrar um elemento para dopagem que possua uma diferença de energia, entre os níveis 2 e 1, que seja igual ao nível de energia do fóton do sinal que se deseja amplificar ou gerar. O segundo critério é que o diagrama de energia do dopante seja tal que permita a utilização de uma fonte prática de bombeio para excitar os elétrons do nível 0 para o nível 2. No caso específico da amplificação e geração em $1,3 \mu\text{m}$, o elemento de terra rara praseodímio (Pr^{3+}) possui o potencial de satisfazer a ambos os critérios.

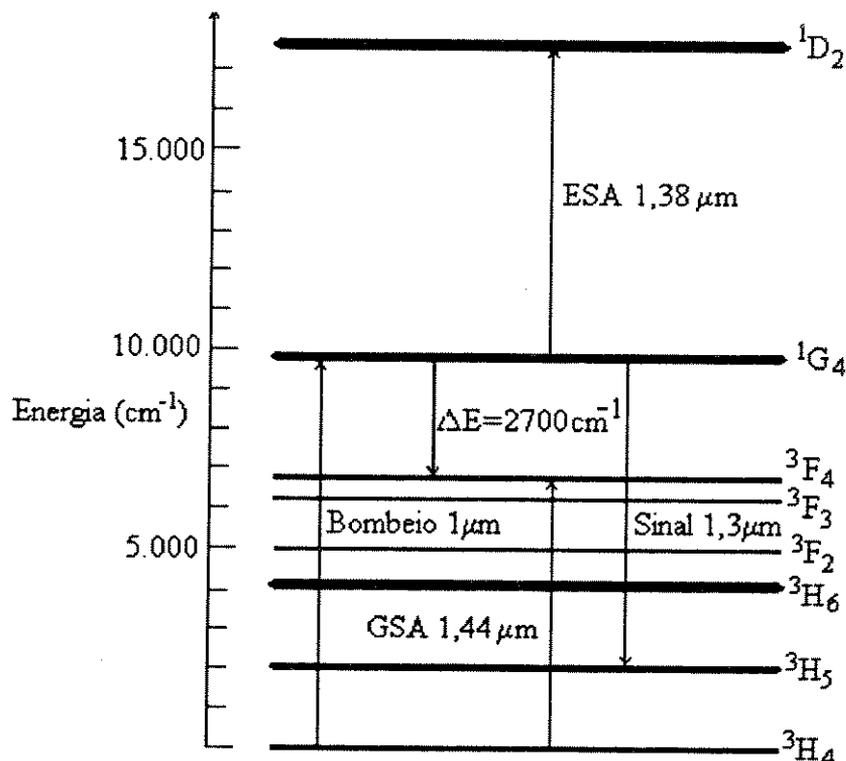


Figura 3.2 - Diagrama parcial dos níveis de energia do praseodímio (Pr^{3+})

Na *Figura 3.2*, apresenta-se um diagrama parcial dos níveis de energia do praseodímio, onde a diferença de energia entre os níveis $1G_4$ e $3H_5$ é igual a 7690 cm^{-1} , o que corresponde

3.6 Laser a Fibra Dopada

a um comprimento de onda de aproximadamente $1,3 \mu\text{m}$, e entre 1G_4 e 3H_4 é igual a 9904 cm^{-1} , o que equivale a, aproximadamente, $1,0 \mu\text{m}$. Isto significa que fótons com um comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$ estimularão o decaimento de íons do nível excitado, provocando a geração de novos fótons de sinal, e que fótons com $1,0 \mu\text{m}$ promoverão íons do *ground state* para o nível excitado (processo de bombeamento). A banda de bombeio, neste caso, é relativamente larga, com largura *FWHM* aproximada de 50 nm . Observa-se, também da figura, que a transição ${}^1G_4 \rightarrow {}^1D_2$ produz uma banda de absorção do estado excitado (*ESA*) com um pico de absorção próximo de $1,38 \mu\text{m}$, o que limita o ganho nos comprimentos de onda maiores da região de comunicações ópticas de $1,3 \mu\text{m}$. Esta absorção diminui o número de fótons do sinal, que são utilizados na promoção de íons do nível laser superior 1G_4 para o nível 1D_2 , ainda mais elevado. Além disso, existe um outro fator limitante da amplificação nos comprimentos de onda maiores, que é a banda de absorção do estado fundamental (*GSA*), que possui um pico ao redor de $1,44 \mu\text{m}$ e que ocorre para comprimentos de onda maiores que $1,29 \mu\text{m}$, e do mesmo modo que a situação anterior, também influencia no limite superior da banda de amplificação.

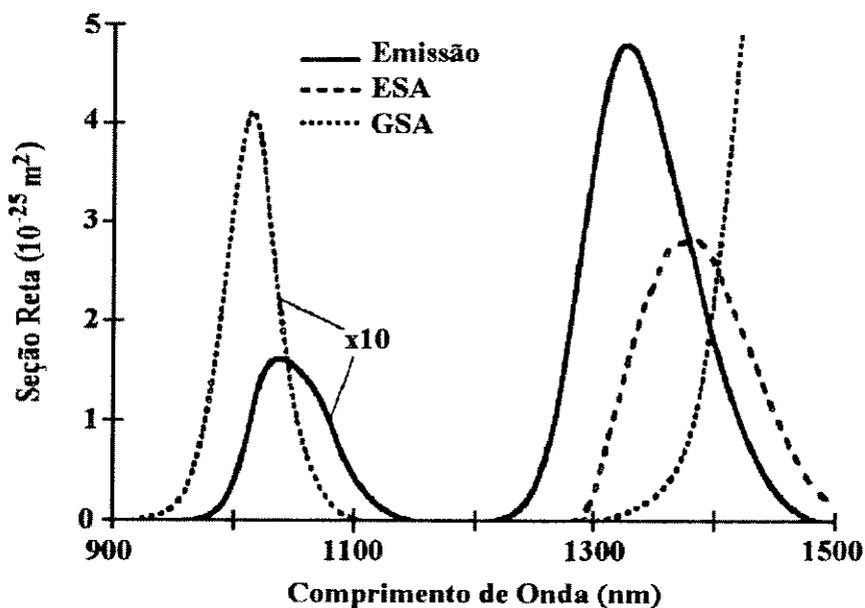


Figura 3.3 - Seções eficazes de absorção e emissão do fluoreto ZBLAN, dopado com praseodímio[1]

Normalmente, um nível de energia está subdividido em alguns subníveis, o que leva à existência de uma faixa de comprimentos de onda de luz que pode ser absorvida ou emitida por esse nível. As seções eficazes de emissão e absorção das transições do fluoreto ZBLAN, dopado com Pr^{3+} , são mostradas na *Figura 3.3*, com os valores dessas seções obtidos por

diferentes técnicas[1]. Da curva, pode-se notar que, ao redor de 1,01 μm , obtém-se a máxima absorção, e, para os outros comprimentos de onda, há o decaimento desta. Esta diminuição pode ser compensada com o aumento do comprimento da fibra, mas isto também implicará em um aumento da perda intrínseca da fibra (*background loss*), que irá assumir uma maior importância. Define-se *perda intrínseca* como a parte da perda total que não é devida à absorção pelos íons do dopante. Nesta região do espectro, esta perda é, principalmente, devida ao espalhamento na fibra. Uma outra consequência importante da divisão dos níveis de energia em subníveis, é a existência de uma faixa de comprimentos de onda que podem ser amplificados pelo material. Pode-se notar, na *Figura 3.3*, um máximo de emissão ao redor de 1,31 μm , que cobre a região do espectro da segunda janela de comunicações ópticas.

3.1.1.2 Decaimento Espontâneo Radiativo e Não Radiativo

Uma questão importante que deve ser respondida durante o desenvolvimento de qualquer meio ativo óptico é a quantidade de potência de bombeio necessária para um dado nível de amplificação. O ganho óptico em uma fibra ativa é proporcional à quantidade de íons de dopante, no núcleo, que estão excitados no nível apropriado (no caso do Pr^{3+} , o nível 1G_4). Deste modo, a eficiência do meio ativo está relacionada à quantidade de potência de bombeio necessária para se manter um número significativo de íons em seu nível excitado. Assim que um íon é bombeado para o seu nível excitado, existe uma probabilidade de ele decair espontaneamente para o estado fundamental (*ground state*) e esta probabilidade será inversamente proporcional a uma quantidade conhecida como *tempo de vida do nível excitado*. A taxa na qual os íons decairão espontaneamente, a partir do nível excitado, é dada pelo produto da taxa de decaimento espontâneo, ω_{21} , pelo número instantâneo de íons no nível excitado, N_2 , ou seja:

$$\left. \frac{dN_2}{dt} \right|_{\text{esp}} = -\omega_{21}N_2 \equiv -\frac{N_2}{(t_{\text{esp}})_{21}}, \quad \text{Eq. 3.1}$$

onde $t_{\text{esp}} \equiv 1/\omega_{21}$, é o tempo de vida espontâneo do nível excitado. Se um número inicial de íons N_{20} é bombeado para o nível 2 no instante $t = 0$ por um pulso intenso e curto, e o processo de bombeamento é interrompido, o número de íons no nível superior decairá exponencialmente da seguinte forma:

3.8 Laser a Fibra Dopada

$$N_2(t) = N_{20}e^{-\omega_{21}t} = N_{20}e^{-t/t_{esp}}. \quad \text{Eq. 3.2}$$

Estes processos de bombeamento e decaimento espontâneo constituem uma competição entre a taxa na qual os íons são bombeados para o nível excitado e a taxa na qual eles decaem espontaneamente para o *estado fundamental*. Desta dinâmica do sistema, resulta que a potência de bombeio, necessária para uma dada amplificação, é inversamente proporcional ao tempo de vida do nível excitado. Como um exemplo, podemos citar o caso das fibras de sílica dopadas com érbio, onde o tempo de vida do nível excitado é de aproximadamente 10 ms, o que viabiliza amplificadores ópticos que necessitam potências de bombeio de uns poucos mW, para a produção de ganhos maiores do que 20 dB. Infelizmente, quando se dopa uma fibra de sílica com praseodímio, obtém-se tempos de vida em torno de 1 μ s o que implica em potências de bombeio superiores a 10 W para produzir ganho óptico, levando à inviabilidade das fibras de sílica dopadas com praseodímio como meios ativos para dispositivos comerciais de sistemas de comunicações ópticas.

Para se viabilizar um meio ativo em 1,3 μ m deve-se, de alguma maneira, aumentar o tempo de vida do nível excitado. Para se resolver esta questão, necessita-se, primeiramente, saber porque o tempo de vida do nível excitado do praseodímio na sílica é tão menor do que o do érbio. O tempo de vida de um dopante no nível excitado é determinado pela maneira com que ele perde a sua energia ao retornar ao *estado fundamental*. No caso do érbio, o principal mecanismo é a geração de um fóton por um processo conhecido como decaimento espontâneo radiativo. Entretanto, em algumas circunstâncias, o íon excitado pode perder a sua energia por processos de decaimento não-radiativos, que ocorrem quando a energia do íon excitado é convertida em vibrações coletivas dos átomos do vidro, que são conhecidas como fônons. A probabilidade com que um dopante pode perder a sua energia deste modo é, basicamente, dependente de dois parâmetros. O primeiro é a diferença de energia entre o nível excitado e o nível imediatamente abaixo, e esta diferença está representada, na *Figura 3.2*, como ΔE . O segundo parâmetro é a energia do fônon no material hospedeiro do dopante, $\hbar\omega$, e está relacionada à máxima quantidade de energia que pode ser dissipada como vibrações dentro do material hospedeiro, através da produção de um único fônon. Desta maneira, a probabilidade com que um íon excitado decairá não-radiativamente é inversamente proporcional ao número de fônons necessários para se obter a diferença de energia ΔE . Em outras palavras, quanto maior for o número de fônons necessários, menor

será a probabilidade de ocorrer um decaimento não radiativo. Para o caso específico do praseodímio em vidros de sílica, a diferença de energia entre o nível 1G_4 e o nível 3F_4 é de aproximadamente 2700 cm^{-1} , enquanto que a mais alta energia para um fônon no vidro de sílica é de 1100 cm^{-1} . Isto significa que na sílica apenas três fônons já são suficientes para sobrepor a diferença de energia, provocando um alta probabilidade de decaimento não-radiativo. Isto reduz drasticamente o tempo de vida do nível excitado do praseodímio em fibras de sílica e, por conseguinte, eleva substancialmente a potência de bombeio necessária para a obtenção de ganho óptico relevante.

3.1.1.3 Fibras de Fluoreto ZBLAN

As fibras ópticas produzidas com vidros de fluoreto com metais pesados foram originalmente desenvolvidas para os sistemas ópticos de longa distância, por apresentarem um potencial de ultra baixas perdas de transmissão nos comprimentos de onda ao redor de $2,55\text{ }\mu\text{m}$. Com o surgimento dos amplificadores a fibra dopada com érbio, que de certo modo resolveram o problema do orçamento de potência (*power budget*) na região de $1,55\text{ }\mu\text{m}$, as pesquisas em fibras de fluoreto sofreram uma retração. Entretanto, essa mesma tecnologia é utilizada agora na forma de material hospedeiro para o dopante praseodímio, na produção do meio ativo para a amplificação óptica na região de $1,3\text{ }\mu\text{m}$. Diferentes composições para os vidros de fluorzirconato foram pesquisadas, e a mais estável descoberta até hoje é conhecida como *ZBLAN*; este vidro e os seus derivados têm sido os preferidos para a fabricação das fibras. O vidro é baseado nos fluoretos de zircônio, bário, lantânio, alumínio e sódio, de onde vem o nome *ZBLAN*.

O processo de decaimento não-radiativo depende fortemente da maneira na qual a energia é dissipada como fônons dentro do vidro das fibras. Os principais parâmetros que afetam este processo são a massa atômica dos constituintes do vidro e as constantes de força das ligações entre eles. Devido ao fato de que a fibra de fluoreto é composta de moléculas pesadas, a quantidade de energia que pode ser suportada por um único dopante dentro do vidro, é menor do que a da fibra de sílica. A energia do fônon no vidro de *ZBLAN* é metade da energia na sílica e esta redução significa que se precisa agora seis fônons para se sobrepor à diferença de energia entre o nível 1G_4 e o nível 3F_4 , implicando numa redução drástica na probabilidade de decaimento não radiativo. Quando o Pr^{3+} é incorporado ao

3.10 Laser a Fibra Dopada

vidro *ZBLAN* o tempo de vida do nível 1G_4 fica em torno de $110 \mu\text{s}$ que, embora bem menor do que os 10 ms do tempo de vida do érbio, permite a obtenção de uma amplificação significativa.

3.1.1.4 Otimização das Fibras Dopadas com Praseodímio

No processo de otimização de uma fibra hospedeira, para os íons de praseodímio, deve-se fazer um estudo, que mostre a influência da diferença de índices entre a casca e o núcleo da fibra e do tempo de vida do nível excitado 1G_4 , no aumento da amplificação. Os resultados que serão apresentados aqui foram obtidos por Pedersen e outros [1], e mostram esta influência. Para a simplificação do modelo, foram consideradas fibras com índice degrau, bombeadas co-direcionalmente ao sinal e com perdas de espalhamento desprezíveis.

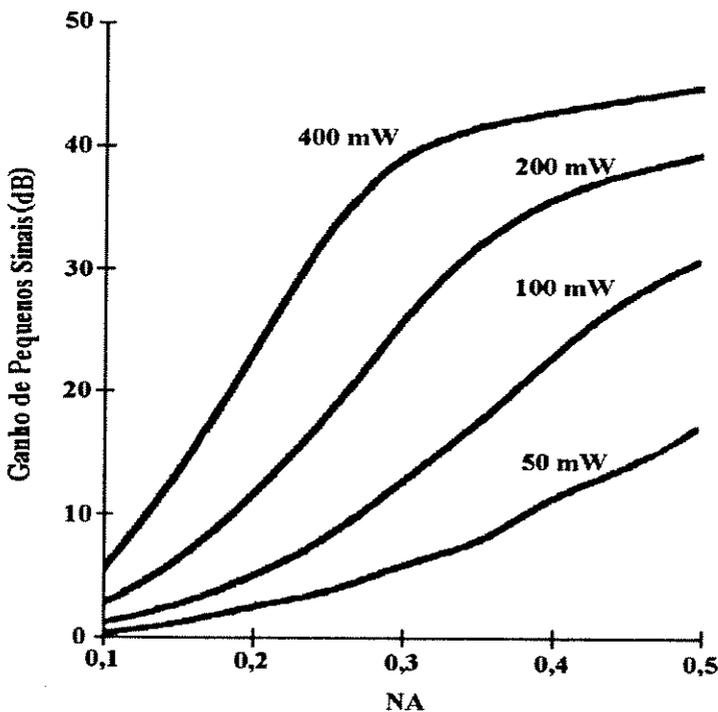


Figura 3.4 - Ganho de pequenos sinais, em função da NA, para uma fibra ZBLAN dopada com praseodímio, com índice degrau, comprimento de onda do sinal de $1,31 \mu\text{m}$, do bombeio de $1,017 \mu\text{m}$ e de corte de $0,8 \mu\text{m}$ [1].

Mostra-se, na *Figura 3.4*, o ganho de pequenos sinais, para uma fibra *ZBLAN* dopada com praseodímio, em função da abertura numérica (*NA*). Cada ponto das curvas, corresponde a um comprimento de fibra, no qual o ganho de pequenos sinais é máximo. Pode-se notar das curvas, que o ganho aumenta com a *NA*, devido à melhora da sobreposição do núcleo da fibra, no qual os íons do Pr^{3+} estão distribuídos homoganeamente, com os modos do

bombeio e do sinal.

Para as potências de bombeio maiores, percebe-se que, a partir de uma certa NA , o ganho começa a se estabilizar, provocado pela diminuição do aumento da taxa de absorção do bombeio e pela saturação do amplificador, devido ao aumento da amplificação da emissão espontânea (ASE).

Para se descrever o desempenho da amplificação para grandes sinais, utiliza-se a figura de mérito, de eficiência de conversão quântica (QCE), que é definida como o aumento no número de fótons do sinal, como resultado da amplificação, dividido pelo número de fótons do bombeio acoplado na fibra[2].

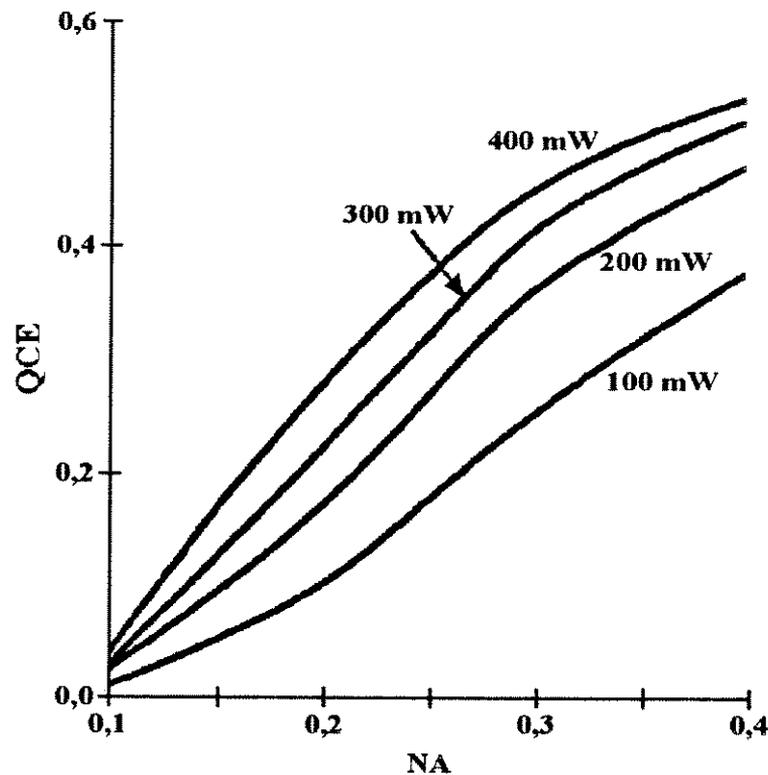


Figura 3.5 - Eficiência de conversão quântica, em função da NA , de uma fibra ZBLAN dopada com Pr^{3+} , para diferentes potências de bombeio[3].

Mostra-se, na *Figura 3.5*, curvas teóricas da eficiência de conversão quântica, em função da abertura numérica de uma fibra ZBLAN dopada com Pr^{3+} , para diferentes potências de bombeio. Nota-se, desta figura, que o QCE também aumenta com o aumento da NA , e que necessita-se de potências de bombeio maiores do que 300 mW, para se obter uma eficiência quântica de 0,5 com uma NA de 0,4.

3.12 Laser a Fibra Dopada

Como pode ser notado das duas figuras anteriores, a amplificação óptica, com fibras ZBLAN dopadas com praseodímio, possui baixa eficiência quântica, quando comparada com a das fibras de sílica dopadas com érbio, o que limita o desempenho deste meio ativo. Como apresentado anteriormente, o nível 1G_4 possui um rápido decaimento não-radiativo para o nível 3F_4 , através da emissão de fônons, levando a um tempo de vida efetivo medido de $110 \mu\text{s}$, comparado com o tempo de vida radiativo de $3,2 \text{ ms}$ [4].

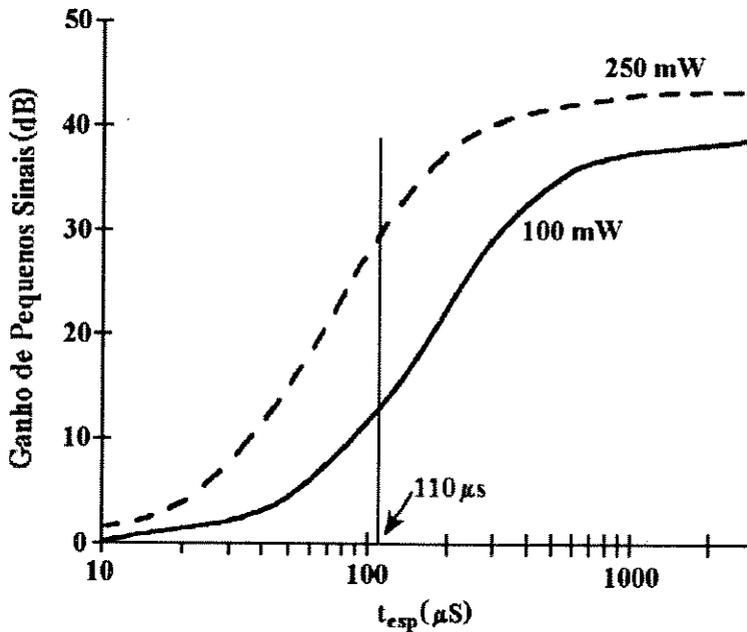


Figura 3.6 - Ganho de pequenos sinais, em função do tempo de vida do nível 1G_4 , para uma fibra dopada com Pr^{3+} , com $NA = 0,3$ e $\lambda_c = 800 \text{ nm}$ [1].

A taxa de relaxação não-radiativa do nível 1G_4 , pode ser diminuída através do uso de outros tipos de vidro hospedeiros, que possuam uma menor energia de fônons ou um acoplamento elétron-fônon mais fraco. De modo a se ilustrar o potencial do aumento do tempo de vida espontâneo, t_{esp} , do nível 1G_4 , no aumento do desempenho da amplificação, apresenta-se, na *Figura 3.6*, curvas teóricas do ganho de pequenos sinais em função de t_{esp} , para as potências de bombeio de 100 e 250 mW, onde foi desconsiderada a ASE. Neste caso a potência necessária, para se obter um dado ganho, é inversamente proporcional ao tempo de vida, e os cálculos foram realizados utilizando-se as seções eficaz para a fibra ZBLAN dopada com Pr^{3+} . Da figura, nota-se que, no intervalo $20 \mu\text{s} < t_{esp} < 400 \mu\text{s}$, o ganho é muito sensível às variações do tempo de vida. Sob a condição de seção eficaz constante, verifica-se da figura que, dobrando-se o tempo de vida, o ganho passa de 13 para 25 dB, para uma potência de bombeio de 100 mW.

3.1.1.5 Expressões do Ganho de Amplificação de um Sistema de Quatro Níveis Ideal

Um dos parâmetros que é necessário, para se utilizar as expressões para um sistema de quatro níveis ideal, é o tamanho do feixe. Se este for calculado de acordo com a fórmula polinomial de Marcuse[5], erros podem ocorrer no cálculo do ganho de pequenos sinais, e que aumentam com o decréscimo do comprimento de onda de corte. Neste caso, deve-se utilizar a seguinte expressão[6]:

$$\frac{w}{a} = 0,61 + \frac{1,68}{V^{3/2}} + \frac{0,97}{V^6} \quad \text{Eq. 3.3}$$

onde w é o raio do feixe, a o raio do núcleo da fibra e V a frequência normalizada ($V = kaNA$). Utilizando-se a Eq. 3.3, três parâmetros podem ser definidos, para o tamanhos dos feixes[2]:

$$F = \left\{ 1 - \exp \left[-2a^2 \left(\frac{w_s^2 + w_p^2}{w_s^2 w_p^2} \right) \right] \right\}$$

$$F_p = \left[1 - \exp \left(-\frac{2a^2}{w_p^2} \right) \right]$$

$$F_s = \left[1 - \exp \left(-\frac{2a^2}{w_s^2} \right) \right]$$
Eq. 3.4

onde F é relacionado à sobreposição entre os modos do bombeio, sinal e núcleo da fibra, F_p e F_s são relacionados à sobreposição entre o núcleo da fibra e os modos do bombeio e do sinal, respectivamente.

A resolução do problema do cálculo do ganho pode ser dividida em dois casos limites: no primeiro, considera-se a solução para o caso de baixo bombeio, ou seja, considera-se que a potência de bombeio é insuficiente para despovoar o nível fundamental significativamente. Para as fibras nas quais o dopante é distribuído uniformemente através do núcleo da fibra e, considerando-se despovoamento desprezível do nível fundamental, pode ser mostrado[6] que o ganho é dado por:

3.14 Laser a Fibra Dopada

$$G_{lp} = 4,343 \frac{\sigma_{s^{t_{esp}}}}{h\nu_p} \frac{1}{A} \frac{2a^2}{w_s^2 + w_p^2} \frac{F}{F_p} P_p^{abs} \quad Eq. 3.5$$

sendo G_{lp} o ganho total de pequenos sinais, em decibel, obtido da potência absorvida de bombeio, P_p^{abs} , onde A é a área do núcleo da fibra e σ_s é a seção reta de emissão no comprimento de onda do sinal.

Para o segundo caso limite, considera-se a solução na situação de alta potência de bombeio, tal que a população do nível laser superior é, aproximadamente, igual a um. Sob essa consideração, a seguinte equação pode ser utilizada:

$$G_{hp} = 4,343 \frac{\sigma_{s^{t_{esp}}}}{h\nu_p} \frac{F_s}{A} P_p^{abs} \quad Eq. 3.6$$

As *Eqs. 3.5 e 3.6* diferem uma da outra porque, no caso de baixa potência de bombeio, considera-se a sobreposição dos modos do bombeio e sinal com o núcleo enquanto que, para as altas potências, somente se considera a sobreposição do modo do sinal com o núcleo. Esta consideração pode ser feita porque a potência de bombeio é suficientemente alta para excitar todos os íons de terra rara, em qualquer ponto da área dopada.

Finalmente, pode ser notado que, para as potências de bombeio práticas (<1 W), o limite de baixo bombeio, representado por G_{lp} , dá uma boa aproximação para o ganho quando comparado com resultados experimentais[6].

3.1.2 Laser Fabry-Perot

Na seção anterior levou-se em consideração os principais parâmetros que influenciam na seleção de um meio ativo para se obter a amplificação óptica. A partir deste ponto, se dará mais ênfase no que ocorre quando se tem um meio ativo dentro de uma cavidade ressonante óptica.

3.1.2.1 Condição de Limiar

Quando se coloca um meio ativo entre dois espelhos, um sinal óptico propagando-se pelo meio será, ao final deste, realimentado pelos espelhos e amplificado. Se a amplificação

suplantar as perdas, provocadas pela reflexão imperfeita dos espelhos, pelo espalhamento do meio ativo e pela transmissão através dos espelhos, a energia dentro da cavidade aumentará com o tempo até que as perdas totais sejam iguais ao ganho saturado em cada passagem. Neste ponto de limiar, o ganho líquido será igual a um e não será mais possível o aumento na intensidade do sinal, chegando-se assim à condição estacionária.

Um oscilador laser com dois espelhos é, basicamente, um etalon Fabry-Perot no qual se coloca um meio ativo no espaço entre os espelhos. A constante de propagação que representa um meio ativo, com a população invertida, pode ser escrita como[7]:

$$k'(\omega) = k + k \frac{\chi'(\omega)}{2n^2} - jk \frac{\chi''(\omega)}{2n^2} - j\frac{\alpha}{2} \quad \text{Eq. 3.7}$$

onde $k - j\alpha/2$ é a constante de propagação do meio nas frequências afastadas da ressonância, $\chi(\omega) = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega)$ é a susceptibilidade dielétrica complexa, devida à transição laser ($2 \rightarrow 1$), n o índice de refração e α as perdas passivas intrínsecas distribuídas pela cavidade. O fator de perda de intensidade, em cada passagem pela cavidade, é igual a $\exp(-\alpha l)$ onde l é o comprimento da cavidade. As partes real e imaginária da susceptibilidade podem ser representadas, a partir da mecânica quântica, por[7]:

$$\chi'(\nu) = \frac{2(\nu_0 - \nu)}{\Delta\nu} \chi''(\nu) \quad \text{Eq. 3.8}$$

e

$$\chi''(\nu) = \frac{(N_1 - N_2)\lambda^3}{8\pi^3 t_{esp} \Delta\nu n} \left\{ \frac{1}{1 + \left[4(\nu - \nu_0)^2 / (\Delta\nu)^2 \right]} \right\} \quad \text{Eq. 3.9}$$

onde ν_0 é a frequência de ressonância central da transição laser, $\Delta\nu$ é a largura de linha a meia altura do espectro de emissão da transição, N_1 e N_2 são as densidades de íons nos níveis 1 e 2, respectivamente, t_{esp} é o tempo de vida do nível excitado, e λ o comprimento de onda emitido.

Na *Figura 3.7*, apresenta-se um esquema de um oscilador laser Fabry-Perot. Neste esquema tem-se uma onda plana de amplitude complexa E_i incidindo no espelho esquerdo da

3.16 Laser a Fibra Dopada

cavidade. Esta possui dois espelhos com razões do campo transmitido pelo incidente t_1 e t_2 e do campo refletido pelo incidente r_1 e r_2 para os espelhos esquerdo e direito, respectivamente. As refletividades dos espelhos são definidas por $R_1 \equiv r_1^2$ e $R_2 \equiv r_2^2$ e os coeficientes de transmissão por $T_1 \equiv t_1^2$ e $T_2 \equiv t_2^2$. O efeito da constante de propagação, correspondente a uma única passagem da onda plana dentro da cavidade, é dado por $\exp(-ik'l)$, onde k' é dada pela Eq. 3.7.

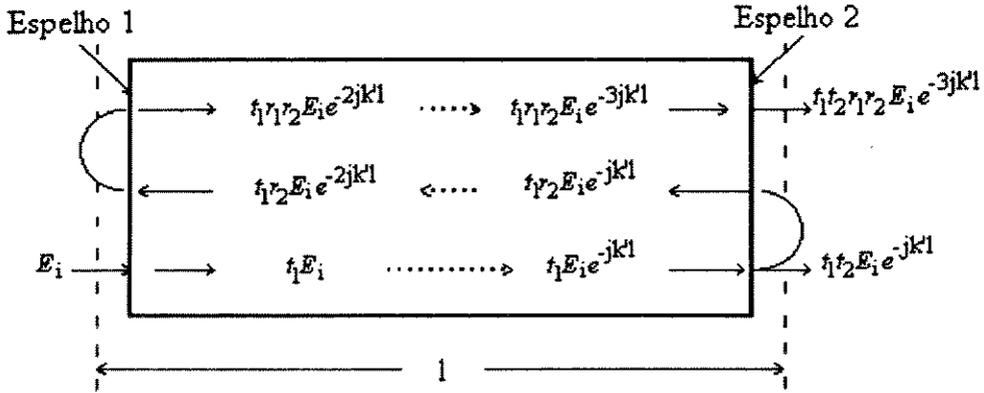


Figura 3.7 - Modelo usado para analisar um oscilador laser. O meio ativo está colocado entre os dois espelhos.

Somando-se todas as ondas que emergem pelo espelho direito da cavidade (Figura 3.7), tem-se que o campo elétrico total de saída pode ser representado por:

$$E_t = t_1 t_2 E_i e^{-jk'l} \left[1 + r_1 r_2 e^{-j2k'l} + r_1^2 r_2^2 e^{-j4k'l} + \dots \right] \quad \text{Eq. 3.10}$$

que é uma progressão geométrica que pode ser escrita como:

$$E_t = E_i \left[\frac{t_1 t_2 e^{-jk'l}}{1 - r_1 r_2 e^{-j2k'l}} \right] \quad \text{Eq. 3.11}$$

$$= E_i \left[\frac{t_1 t_2 e^{-j(k+\Delta k)l} e^{(\gamma-\alpha)l/2}}{1 - r_1 r_2 e^{-2j(k+\Delta k)l} e^{(\gamma-\alpha)l}} \right]$$

onde utilizou-se a relação $k' = k + \Delta k + j(\gamma - \alpha)/2$, a partir da Eq. 3.7, com[7]:

$$\Delta k = k \frac{\chi'(\omega)}{2n^2} \quad \text{Eq. 3.12}$$

$$\begin{aligned} \gamma &= -k \frac{\chi''(\omega)}{n^2} \\ &= (N_2 - N_1) \frac{\lambda^2}{8\pi n^2 t_{esp}} g(\nu) \end{aligned} \quad \text{Eq. 3.13}$$

onde γ é definido como a constante de ganho e,

$$g(\nu) = \frac{\Delta\nu}{2\pi \left[(\nu - \nu_0)^2 + (\Delta\nu/2)^2 \right]} \quad \text{Eq. 3.14}$$

é a função *forma de linha* da transição laser para um alargamento homogêneo (forma Lorenciana).

Se a população é invertida, ou seja $N_2 > N_1$, γ fica maior do que zero e o denominador na Eq. 3.11 decresce, o que pode levar a onda transmitida, E_t , a ser maior do que a onda incidente, E_i . Neste caso a cavidade ressonante pode comportar-se como um amplificador com um ganho de potência $|E_t/E_i|^2$. Se o denominador da Eq. 3.11 tornar-se igual a zero, o que ocorre quando:

$$r_1 r_2 e^{-2j[k + \Delta k(\omega)]l} e^{[\gamma(\omega) - \alpha]l} = 1 \quad \text{Eq. 3.15}$$

a razão E_t/E_i torna-se infinita, o que corresponde a uma onda transmitida finita E_t para uma onda incidente igual a zero, ou seja, tem-se uma oscilação. Isto ocorre para uma onda que faz um percurso completo pela cavidade e retorna ao ponto inicial com a mesma amplitude e, a menos de um fator inteiro, múltiplo de 2π radianos, a mesma fase. Separando-se os termos de amplitude e de fase, na condição de oscilação, (Eq. 3.15), tem-se que:

$$r_1 r_2 e^{[\gamma_{th}(\omega) - \alpha]l} = 1 \quad \text{Eq. 3.16}$$

para a constante de ganho no limiar, $\gamma_{th}(\omega)$, e

$$2[k + \Delta k(\omega)]l = 2\pi m \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad \text{Eq. 3.17}$$

para a correspondente condição de fase. A condição de ganho no limiar, Eq. 3.16, pode ser escrita como:

3.18 Laser a Fibra Dopada

$$\gamma_{th}(\omega) = \alpha - \frac{1}{l} \ln r_1 r_2 \quad \text{Eq. 3.18}$$

significando que o ganho, no limiar, tem que ser igual às perdas intrínsecas mais as perdas devido ao acoplamento de saída pelos espelhos 1 e 2. Quando se usa a Eq. 3.13, tem-se:

$$N_{th} \equiv (N_2 - N_1)_{th} = \frac{8\pi n^2 t_{esp}}{g(\nu)\lambda^2} \left(\alpha - \frac{1}{l} \ln r_1 r_2 \right) \quad \text{Eq. 3.19}$$

que é a densidade de inversão da população no limiar.

3.1.2.2 Freqüência de Oscilação

A parte referente à fase, da condição de oscilação, Eq. 3.17, pode ser satisfeita por uma série infinita de freqüências discretas que correspondem aos diferentes valores de m . O laser oscila se a condição de ganho, Eq. 3.16, também for satisfeita em uma ou mais dessas freqüências. A freqüência de oscilação pode ser obtida substituindo-se as Eqs. 3.12, 3.8 e 3.13 na Eq. 3.17, tal que:

$$\nu \left[1 - \left(\frac{\nu_0 - \nu}{\Delta\nu} \right) \frac{\gamma(\nu)}{k} \right] = \nu_m \quad \text{Eq. 3.20}$$

onde $\nu_m = mc/2ln$ corresponde a emésima freqüência de ressonância do ressoador passivo ($N_2 - N_1 = 0$) e ν_0 é a freqüência central da função forma de onda.

3.1.2.3 Classificação dos Lasers

Normalmente os lasers são classificados em lasers de três e de quatro níveis. Na Figura 3.8 apresenta-se um modelo ideal para os sistemas lasers de três e quatro níveis.

A diferença fundamental entre os dois sistemas é que, no de quatro níveis, a diferença de energia entre o nível 1 e o fundamental é maior do que kT , na temperatura de operação do laser. Isto implica que a densidade de população no nível 1, no equilíbrio térmico, pode ser desprezada, se o tempo de vida do íon no nível 1, t_1 , for muito menor do que o tempo no nível 2, t_2 . Nesta condição $N_2 \gg N_1$ e a condição de limiar (Eq. 3.19) é satisfeita, quando $N_2 \equiv N_{th}$. Deste modo, a oscilação laser se inicia quando o nível laser superior obtém, pelo bombeamento, uma densidade de população igual ao valor de limiar.

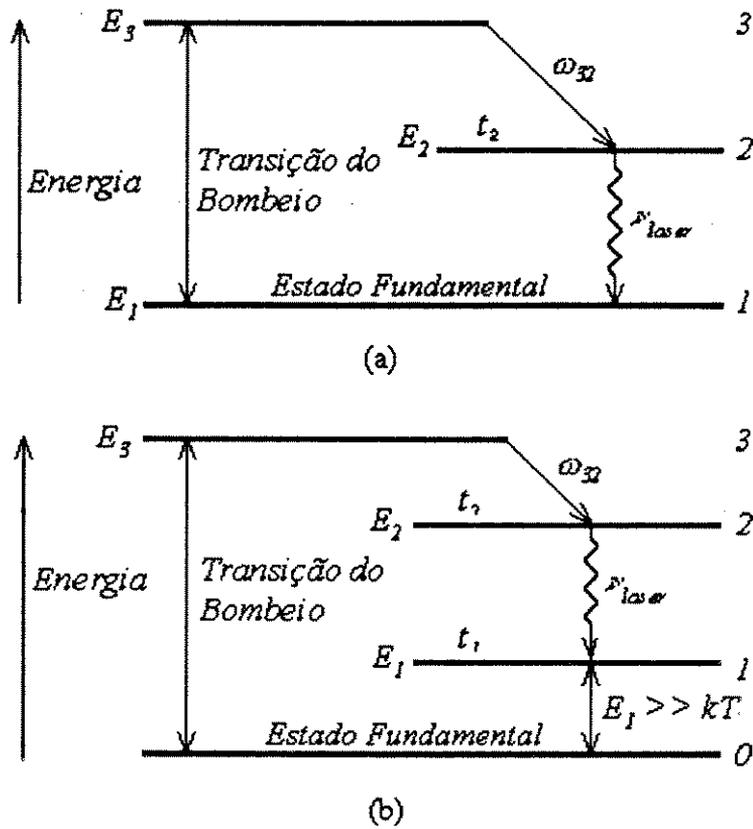


Figura 3.8 - Modelo ideal para um sistema laser: (a) de três níveis e (b) de quatro níveis.

Diferentemente, no sistema laser de três níveis, o nível laser inferior é o nível fundamental ou um nível tal que a diferença de energia para o fundamental é menor do que kT , o que implica em um povoamento deste nível, no equilíbrio térmico. Neste caso, necessita-se de um maior bombeamento para a inversão de população.

3.1.2.4 Acoplamento Ótimo de Saída

3.1.2.4.1 Potência Emitida Pelos Íons do Laser

Para o caso estacionário, onde $N_1 = N_2$, considerando-se um sistema de quatro níveis com alargamento homogêneo, desconsiderando-se *ESA* e *GSA* e usando-se as equações de taxa[8] que descrevem as populações dos níveis 1 e 2, tem-se que a diferença de populações entre os níveis 2 e 1 pode ser descrita como:

$$N_2 - N_1 = \frac{\mathfrak{R}}{W_i + \omega_{21}} \tag{Eq. 3.21}$$

onde W_i é a taxa de transição estimulada, $\omega_{21} = t_2^{-1}$ é a taxa de transição espontânea do nível 2 para o nível 1 e a taxa de bombeamento efetivo \mathfrak{R} pode ser descrita por:

3.20 Laser a Fibra Dopada

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{R}_2 \left[1 - \frac{\omega_{21}}{\omega_{10}} \left(1 + \frac{\mathfrak{R}_1}{\mathfrak{R}_2} \right) \right] \quad \text{Eq. 3.22}$$

onde \mathfrak{R}_1 e \mathfrak{R}_2 são as taxas de bombeamento para o nível 1 e 2, respectivamente, e ω_{10} é a taxa de transição espontânea do nível 1 para o nível 0. Esta equação mostra que a efetividade do bombeamento será reduzida pelo tempo de vida, diferente de zero, do nível 1, t_1 , e pela taxa de bombeamento para o nível 1, \mathfrak{R}_1 .

Abaixo do limiar de oscilação, onde praticamente só ocorre emissão espontânea, a taxa de transição estimulada W_i é, aproximadamente, zero e a diferença de populações $N_2 - N_1$ é proporcional ao bombeamento \mathfrak{R} . Quando $\mathfrak{R} = N_{th}\omega_{21}$, a diferença de populações entre os níveis laser alcança o valor de limiar ($N_2 - N_1 = N_{th}$) e o ganho é exatamente igual às perdas. Acima deste ponto, é impossível aumentar a diferença de populações, pois, caso isto ocorresse, estaria-se violando o critério de operação em estado estacionário, pelo aumento da energia do campo armazenada temporalmente dentro do oscilador.

Quando a taxa de bombeamento supera $N_{th}\omega_{21}$, a taxa de emissão estimulada irá aumentar para compensar o aumento de \mathfrak{R} , tal que a igualdade da Eq. 3.21 seja mantida, ou seja,

$$N_{th} = \frac{\mathfrak{R}}{W_i + \omega_{21}} \quad \text{Eq. 3.23}$$

A taxa de emissão estimulada W_i é proporcional à densidade de energia armazenada dentro do oscilador devida ao bombeio. Isto pode ser relacionado, a partir da Eq. 3.23 por:

$$W_i = \frac{\mathfrak{R}}{N_{th}} - \omega_{21}, \quad \mathfrak{R} \geq N_{th}\omega_{21} \quad \text{Eq. 3.24}$$

A potência total gerada, a partir da emissão estimulada, é:

$$P_e = (N_{th}V)W_i h\nu \quad \text{Eq. 3.25}$$

onde V é o volume do modo oscilante e h é a constante de Planck. A potência total gerada pela emissão estimulada, acima do limiar, obtém-se substituindo-se a Eq. 3.24 em 3.25, sendo dada por:

$$P_e = N_{th}\omega_{21}Vh\nu\left(\frac{\mathfrak{R}}{N_{th}\omega_{21}} - 1\right), \quad \mathfrak{R} \geq N_{th}\omega_{21} \quad Eq. 3.26$$

Da *Eq. 3.26*, encontra-se que o fator $\mathfrak{R}/N_{th}\omega_{21}$ representa o quanto a taxa de bombeamento excede o seu valor de limiar. Além disso, para o caso de um sistema laser ideal de quatro níveis, $\omega_{21} = 1/t_{esp}$, onde o tempo de vida do nível 2 é devido somente ao tempo de vida espontâneo. Pode-se identificar $N_{th}\omega_{21}Vh\nu$ como a potência espontânea emitida pelos íons no limiar, P_s , tal que a *Eq. 3.26* pode ser reescrita como:

$$P_e = P_s\left(\frac{\mathfrak{R}}{\mathfrak{R}_{th}} - 1\right) \quad Eq. 3.27$$

que fornece a potência estimulada emitida pelos íons do laser.

3.1.2.4.2 Acoplamento de Saída

As perdas sofridas pelos modos laser oscilantes podem ser classificadas em dois tipos diferentes: (a) as perdas residuais devidas à absorção e espalhamento no meio ativo e nos espelhos e a devida à difração nos espelhos, provocada pelas suas dimensões finitas; (b) a perda de acoplamento de saída do laser, determinada pela transmissão do espelho de saída. As perdas residuais são inevitáveis e devem ser feitas as menores possíveis, pois elevam o limiar de oscilação sem contribuírem para a potência de saída. Já as perdas de acoplamento são úteis, sendo necessário determinar o seu valor ótimo. Se os espelhos de saída da cavidade possuírem transmissão zero, o valor de limiar será mínimo e a potência P_e emitida pelos íons máxima, mas, por outro lado, este tipo de configuração não é útil pois se terá potência zero na saída do laser. Por outro lado, aumentando-se a transmissão dos espelhos, aumenta-se a potência de saída, as perdas da cavidade e o limiar, até um ponto onde não se terá novamente potência na saída porque a potência de bombeio não será suficiente para a compensação das perdas. Deve-se determinar, deste modo, um valor ótimo de transmissão para os espelhos, onde se obtenha uma máxima potência na saída para um valor de bombeio fixado.

Como a constante de ganho exponencial $\gamma(\nu)$, *Eq. 3.13*, é proporcional à diferença de populações entre os níveis laser, e utilizando-se a *Eqs. 3.23* e *3.27*, tem-se que:

3.22 Laser a Fibra Dopada

$$\gamma = \frac{\gamma_0}{1 + P_e/P_s} \quad \text{Eq. 3.28}$$

onde γ_0 é a constante de ganho não saturado para $W_i \approx 0$. A condição de oscilação, Eq. 3.16, pode ser escrita como:

$$e^{\gamma_{th}l}(1-L) = 1 \quad \text{Eq. 3.29}$$

onde $L = 1 - r_1 r_2 e^{-\alpha l}$ é a fração da intensidade de luz perdida por passagem na cavidade. Para uma perda L , em um comprimento de cavidade l , pode-se determinar, para pequenas perdas, uma constante de tempo de decaimento exponencial da intensidade, representada por:

$$t_c = \frac{nl}{(L_i + T)c} = \frac{nl}{Lc} \quad \text{Eq. 3.30}$$

No caso de pequenas perdas ($L \ll 1$), a Eq. 3.29 torna-se igual a:

$$\gamma_{th}l = L. \quad \text{Eq. 3.31}$$

Assim que a condição de limiar é superada, $\gamma = \gamma_{th}$, e ocorrendo a igualdade da Eq. 3.31, a potência gerada pela emissão estimulada pode ser representada, usando a Eq. 3.28, por:

$$P_e = P_s \left(\frac{g_0}{L} - 1 \right) \quad \text{Eq. 3.32}$$

onde $g_0 = \gamma_0 l$ é o ganho não saturado, por passagem, em nepers. A perda total por passagem, $L = L_i + T$, é a soma da perda intrínseca da cavidade, L_i , com a perda de transmissão dos espelhos, T , e assim, a fração da potência total gerada acoplada com a saída do laser é $T/(L_i + T)$. Deste modo, pode-se representar a potência útil de saída, a partir da Eq. 3.32, como:

$$P_0 = P_s \left(\frac{g_0}{L_i + T} - 1 \right) \frac{T}{L_i + T}. \quad \text{Eq. 3.33}$$

A partir da Eq. 3.33 e utilizando-se a Eq. 3.30 e a definição de P_s , tem-se que:

$$P_0 = \frac{8\pi n^2 h\nu\Delta\nu A}{\lambda^2(t_2/t_{esp})} T \left(\frac{g_0}{L_i + T} - 1 \right) = I_s A T \left(\frac{g_0}{L_i + T} - 1 \right) \quad \text{Eq. 3.34}$$

onde $A = V/l$ é a área da seção reta do modo e I_s é a intensidade de saturação, dada por[7]:

$$I_s(\nu) = \frac{8\pi n^2 h\nu\Delta\nu}{(t_2/t_{esp})\lambda^2} \quad \text{Eq. 3.35}$$

para um alargamento homogêneo. Para se maximizar a potência de saída do laser, em função da transmissão dos espelhos, deve-se derivar a Eq. 3.34, em relação a transmissão, e igualar o resultado a zero. Fazendo-se isto, tem-se para a transmissão ótima:

$$T_{otima} = -L_i + \sqrt{g_0 L_i}. \quad \text{Eq. 3.36}$$

A potência de saída, na situação de acoplamento ótimo, pode ser obtida substituindo-se a Eq. 3.36 na Eq. 3.34, que resulta em:

$$\begin{aligned} (P_0)_{otimo} &= \frac{8\pi n^2 h\nu\Delta\nu A}{(t_2/t_{esp})\lambda^2} (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i})^2 = I_s A (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i})^2 \\ &\equiv S (\sqrt{g_0} - \sqrt{L_i})^2 \end{aligned} \quad \text{Eq. 3.37}$$

onde o parâmetro $S = I_s A$ é independente do nível de bombeamento e das perdas.

3.2 Resultados Experimentais

Dividiu-se esta seção em duas subseções, uma referente a um laser CW de comprimento de onda fixo e, uma outra, dedicada a um laser CW sintonizável. Estes lasers forneceram informações sobre as potências de bombeio necessárias para a obtenção de um laser, os níveis de potência de saída e a faixa de frequências de operação, que foram fundamentais para o desenvolvimento dos lasers pulsados, a serem apresentados no Capítulo 4. Além disso, permitiram o desenvolvimento do sistema de bombeio e o treinamento no manuseio das fibras.

3.24 Laser a Fibra Dopada

3.2.1 Laser CW a Fibra

Apresenta-se, nesta subseção, um laser a fibra dopada com praseodímio operando no modo CW (contínuo). Este experimento serviu de base para o entendimento do comportamento e manuseio de um pedaço de fibra de fluoreto dopada com praseodímio, usada como meio ativo dos lasers pulsados que são apresentados no Capítulo 4. Este pedaço de fibra foi caracterizado e estudado, no Capítulo 2, com relação à sua dispersão, auto-modulação de fase e birrefringência. Agora, veremos quanta potência de bombeio necessita ser absorvida para se obter uma certa quantidade de potência de sinal na janela de $1,3 \mu\text{m}$.

A montagem experimental está representada pelo diagrama de blocos da *Figura 3.9*. O sistema de bombeio foi constituído, em seu elemento principal, por um laser *Nd-YAG mode-locked*, que produzia luz de saída no comprimento de onda de $1,064 \mu\text{m}$, com uma taxa de repetição de pulsos de $76,4 \text{ MHz}$, largura temporal a meia altura de 100 ps e potência média de saída de 20 W . Este laser, em termos de fonte de bombeio para uma fibra *ZBLAN* dopada com praseodímio, pode ser considerado *CW*, pois o tempo de repetição dos pulsos era mais de 700 vezes menor do que o tempo de vida do nível laser superior. Além do laser, o sistema de bombeio era constituído por um atenuador óptico variável, para controle do nível de potência de bombeio, um isolador, que evitava a realimentação da luz espalhada para dentro da cavidade óptica do *Nd-YAG*, um par de lentes, para a expansão do feixe e uma objetiva para o acoplamento da luz de bombeio ao meio ativo. As lentes tinham camada anti-refletores para o infravermelho e expandiam o feixe de 5 vezes, passando-o para 5 mm de diâmetro. A objetiva de entrada era de $10\times$ com abertura numérica de $0,25$ e camadas anti-refletores para o visível. Incluindo todas as perdas do sistema de bombeamento, devidas aos dispositivos constituintes, ele ainda possuía na saída, um nível de potência, várias vezes maior do que a potência necessária para se fundir a face clivada da fibra de fluoreto.

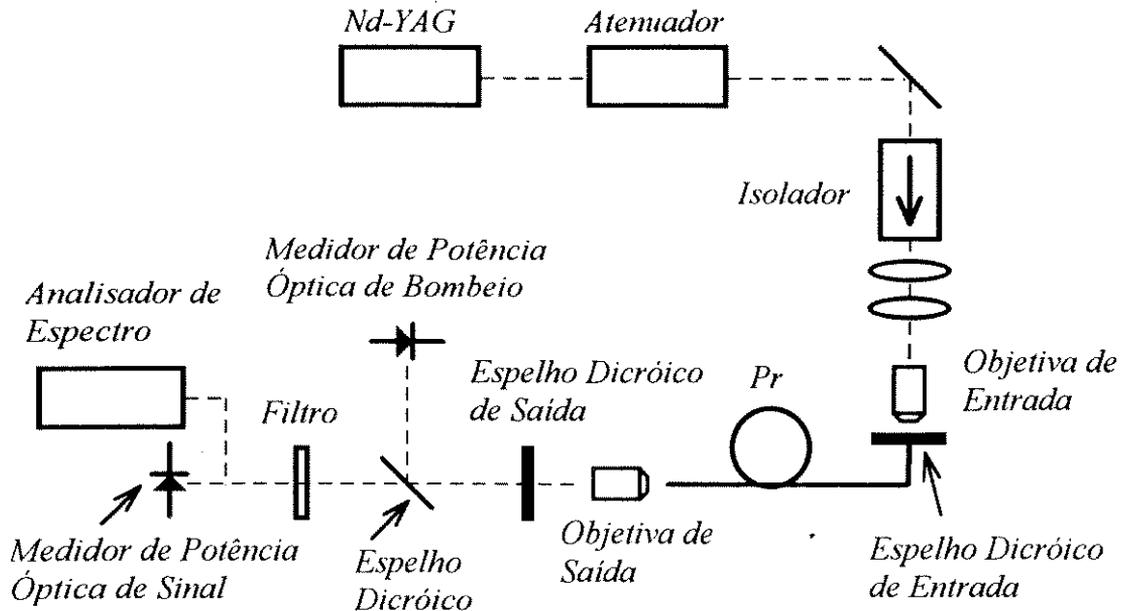


Figura 3.9 - Montagem do laser CW a fibra dopada com praseodímio

A cavidade laser ressonante Fabry-Perot era compreendida de dois espelhos dicróicos, um de entrada e o outro de saída, um pedaço de fibra de fluoreto dopada com praseodímio, como meio ativo, e uma objetiva para o acoplamento do sinal na saída do laser. O espelho dicróico de entrada refletia 99,8 % da luz, com comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$, e transmitia 83 % da luz de bombeio, enquanto que o de saída transmitia 17 % do sinal em $1,3 \mu\text{m}$ e 83 % do bombeio. A refletividade do etalon formado entre o final da fibra e o espelho de entrada da cavidade, que pode alterar as perdas da cavidade, foi eliminada com a utilização de um óleo casador de índices. A fibra possuía um comprimento de $13,5 \text{ m}$, raio médio de núcleo de $0,7 \mu\text{m}$, comprimento de onda de corte de $0,85 \mu\text{m}$, diferença de índices de $0,05$ e dopagem do núcleo com praseodímio de 1000 ppmw . Colocou-se dentro da cavidade laser uma objetiva de $10\times$, com abertura numérica de $0,25$ e camadas anti-refletores, otimizadas para $1,55 \mu\text{m}$, para acoplamento de saída do sinal.

O sistema de caracterização foi constituído, basicamente, de: dois medidores de potência, um para monitorar a potência de saída de bombeio e um a do sinal; um analisador de espectro para monitorar o espectro do laser; um filtro de banda larga em $1,3 \mu\text{m}$ para bloqueio do bombeio e um espelho dicróico que refletia a maioria do bombeio e transmitia o sinal. Este espelho refletia 90 % do sinal de bombeio e transmitia 95 % do sinal em $1,3 \mu\text{m}$.

3.26 Laser a Fibra Dopada

Já o filtro transmitia 85 % do sinal e menos do que 0,1 % do bombeio. A relação entre a potência do sinal em 1,3 μm e a potência de saída do bombeio era maior do que 26 dB, após o espelho dicróico e o filtro de bloqueio do bombeio.

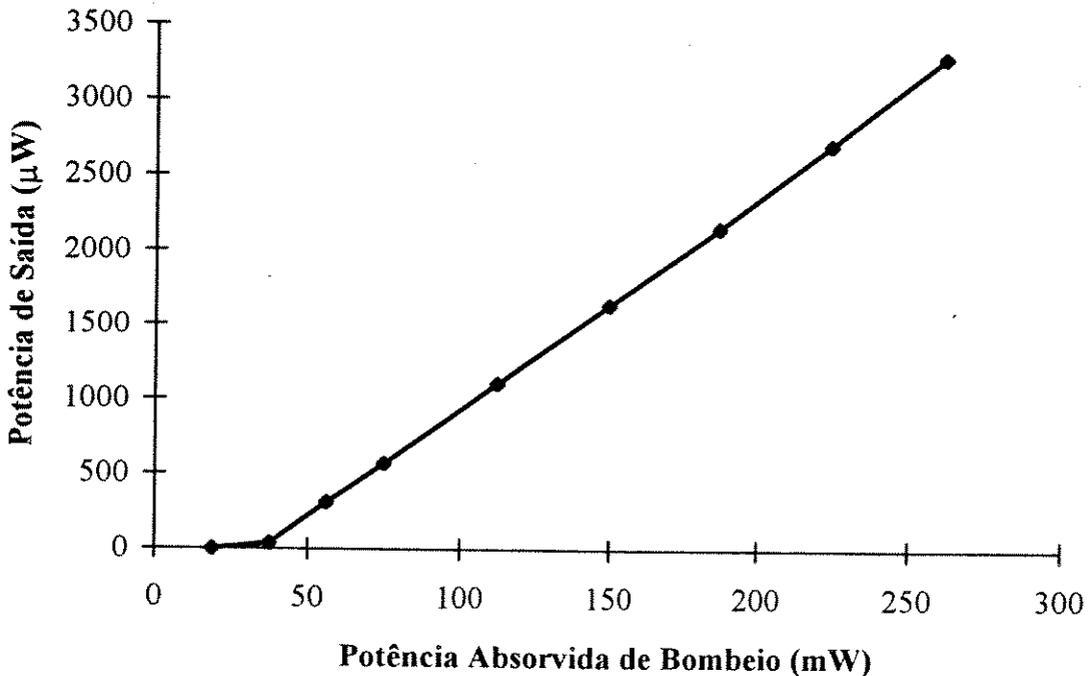
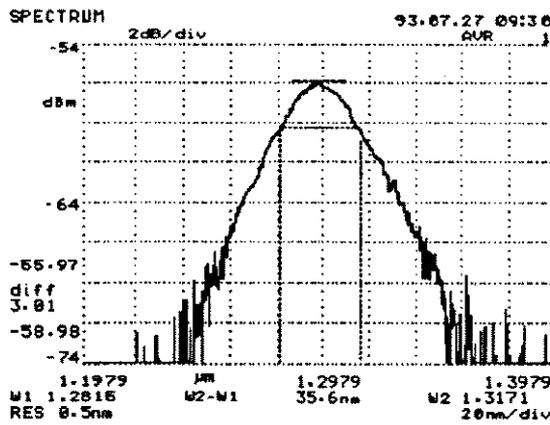
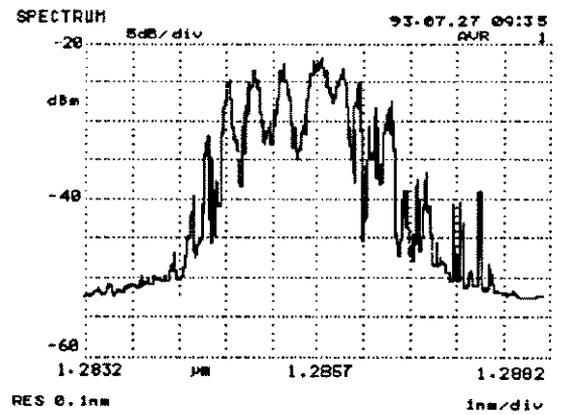


Figura 3.10 - Característica de saída do laser CW a fibra dopada com praseodímio.

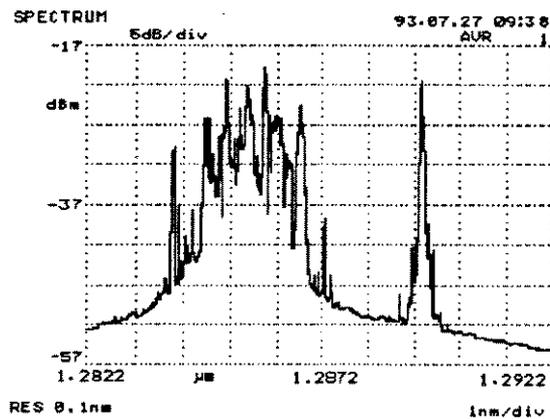
Na *Figura 3.10* apresenta-se a característica CW do laser a fibra dopada com praseodímio descrito anteriormente. Esta característica pode ser dividida em duas regiões: uma abaixo da potência absorvida de limiar e uma acima, chamada de região laser. Na região abaixo do limiar o principal mecanismo de geração de luz é a emissão espontânea, enquanto que acima é a estimulada. Da característica de saída, tem-se uma potência absorvida de bombeio de limiar de aproximadamente 35 mW, e uma eficiência de conversão, da potência absorvida de bombeio em potência de saída, de aproximadamente 1,4 %. A potência de limiar foi determinada pela extrapolação dos pontos da região laser da característica de saída para o ponto de potência de saída igual a zero. Já a eficiência de conversão foi obtida pela inclinação da reta da região laser. Para uma potência absorvida de bombeio de 250 mW, obteve-se um potência de saída maior do que 3 mW, em 1,29 μm .



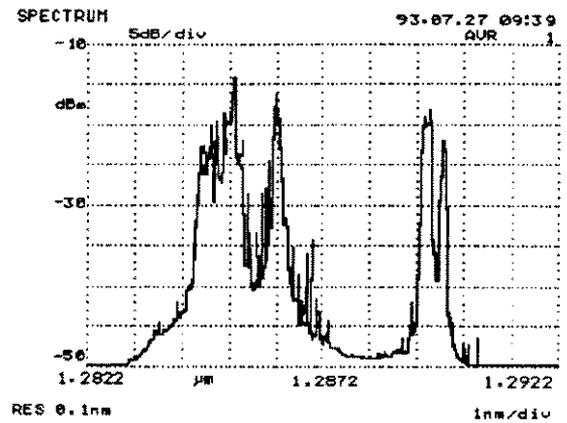
(a)



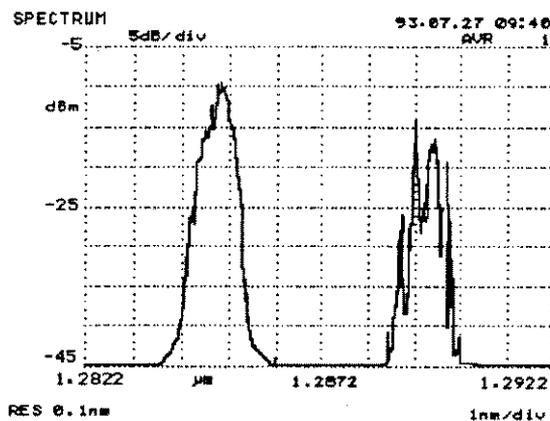
(b)



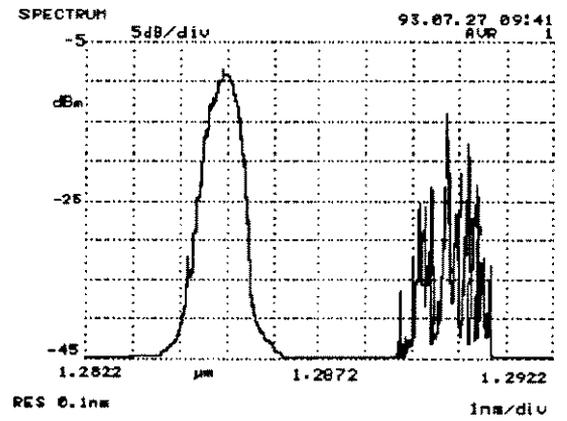
(c)



(d)



(e)



(f)

Figura 3.11 - Espectro do laser CW para diferentes potências absorvidas de bombeio:
 (a) 35 mW, (b) 75 mW, (c) 110 mW, (d) 150 mW, (e) 190 mW, (f) 225 mW.

Os espectros de saída do laser, para diferentes potências de bombeio, são mostrados na *Figura 3.11*. Nota-se, dos espectros, que quanto maior é a potência absorvida de bombeio mais estreito é o espectro do laser, ou seja, quanto maior a potência de bombeio maior é a emissão estimulada e mais estreito é o espectro.

3.28 Laser a Fibra Dopada

Para se ter uma estimativa das perdas totais na cavidade laser, utilizou-se a característica de saída (*Figura 3.10*) e a equação aproximada do ganho total de pequenos sinais (*Eq. 3.5*). Para um raio de núcleo de $0,7 \mu\text{m}$, tempo de vida espontâneo de $110 \mu\text{s}$, seção eficaz de emissão $\approx 3,2 \times 10^{-25} \text{ m}^2$ (no comprimento de onda de $1,29 \mu\text{m}$ (*Figura 3.3*)), comprimento de onda de corte de $0,85 \mu\text{m}$, comprimento de onda de sinal de $1,29 \mu\text{m}$ e de bombeio de $1,064 \mu\text{m}$, tem-se, a partir das *Eqs. 3.3, 3.4 e 3.5*, um ganho de pequenos sinais de $\approx 0,32 \text{ dB/mW}$. No limiar do laser, onde as perdas totais na cavidade são iguais ao ganho, tem-se, para uma potência absorvida de bombeio de 35 mW , um ganho de $\approx 11,2 \text{ dB}$. Considerando-se que a transmissão pelos espelhos provoca uma perda de $\approx 0,8 \text{ dB}$ e a perda de *background* da fibra, para um comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$, é de $\approx 2 \text{ dB}$, tem-se, para as perdas restantes na cavidade, um valor de $\approx 8,4 \text{ dB}$. Essas perdas seriam devidas, principalmente, às perdas de acoplamento do sinal na fibra devido à objetiva interna da cavidade e do espelho de entrada com a fibra, além das perdas de espalhamento dos espelhos.

3.2.2 Laser CW Sintonizável a Fibra

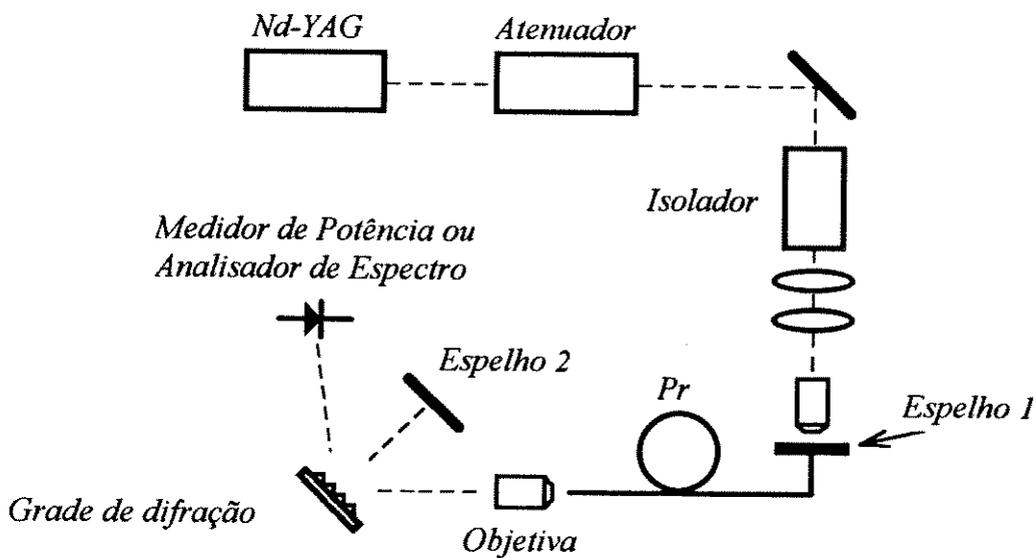


Figura 3.12 - Montagem do laser CW sintonizável a fibra dopada com praseodímio.

Apresenta-se, nesta subseção, um laser sintonizável a fibra dopada com praseodímio operando no modo CW. A sua montagem experimental está representada pelo diagrama de blocos da *Figura 3.12*. O sistema de bombeio foi o mesmo do utilizado pelo laser CW, apresentado na subseção anterior. A cavidade laser ressonante Fabry-Perot

sintonizável era constituída de dois espelhos dicróicos, um de entrada e o outro de sintonia, um pedaço de fibra de fluoreto dopada com praseodímio e uma grade de difração para a separação dos comprimentos de onda e acoplamento de saída do laser. O espelho dicróico de entrada (*Espelho 1*) refletia 99,8 % da luz, com comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$, e transmitia 83 % da luz de bombeio e o de sintonia (*Espelho 2*) transmitia 17 % do sinal em $1,3 \mu\text{m}$ e 83 % do bombeio.

A refletividade do etalon formado entre o final da fibra e o espelho de entrada da cavidade, que pode alterar as perdas da cavidade, foi eliminada com a utilização de um óleo casador de índices. A fibra de fluoreto dopada com praseodímio era a mesma do experimento anterior mas com um comprimento de $13,5 \text{ m}$. Colocou-se dentro da cavidade laser uma objetiva de 10X, com abertura numérica de 0,25 e camadas anti-refletoras, otimizadas para $1,55 \mu\text{m}$, para colimar o feixe incidente na grade. Esta configuração de cavidade possui como principal característica, a possibilidade da sintonia do laser sem alterar a posição do feixe de luz de saída.

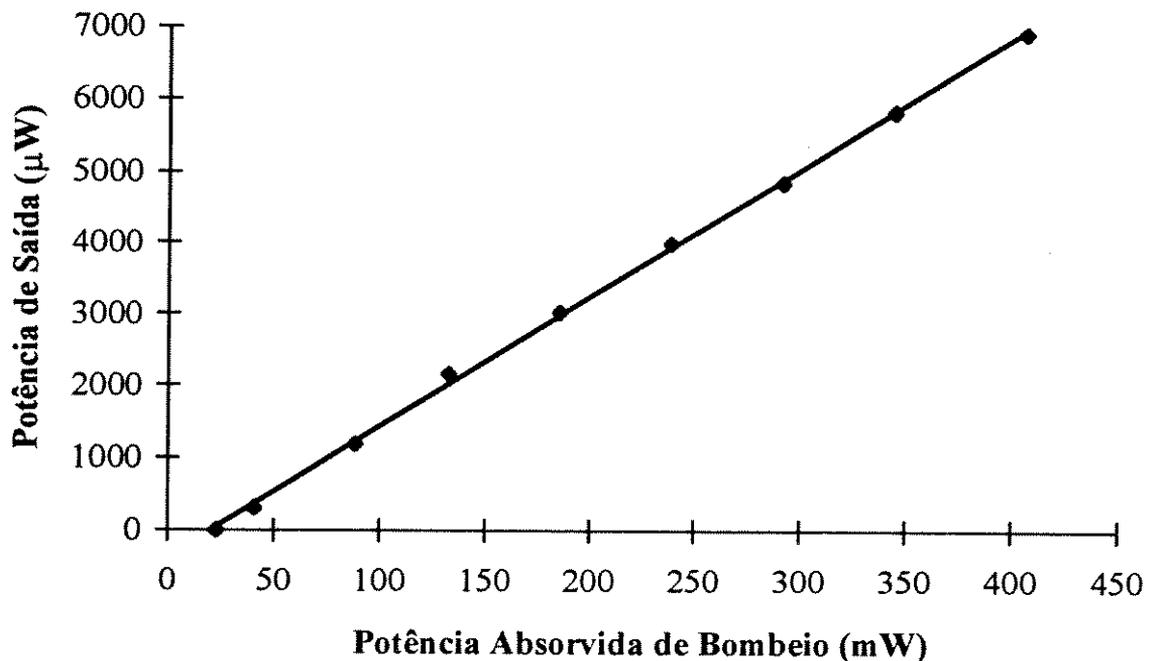


Figura 3.13 - Característica de saída do laser CW sintonizável para $\lambda = 1280 \text{ nm}$.

Apresenta-se, na *Figura 3.13*, a característica de saída CW do laser sintonizável a fibra dopada com Pr^{3+} , para um comprimento de onda do sinal de $1,28 \mu\text{m}$. Da característica de saída, tem-se uma potência absorvida de limiar de bombeio de, aproximadamente, 20 mW e

3.30 Laser a Fibra Dopada

uma eficiência de conversão, da potência absorvida de bombeio em potência de saída, de aproximadamente 1,8 %. Para uma potência absorvida de bombeio de 250 mW, obteve-se uma potência de saída maior do que 4 mW, em 1,28 μm .

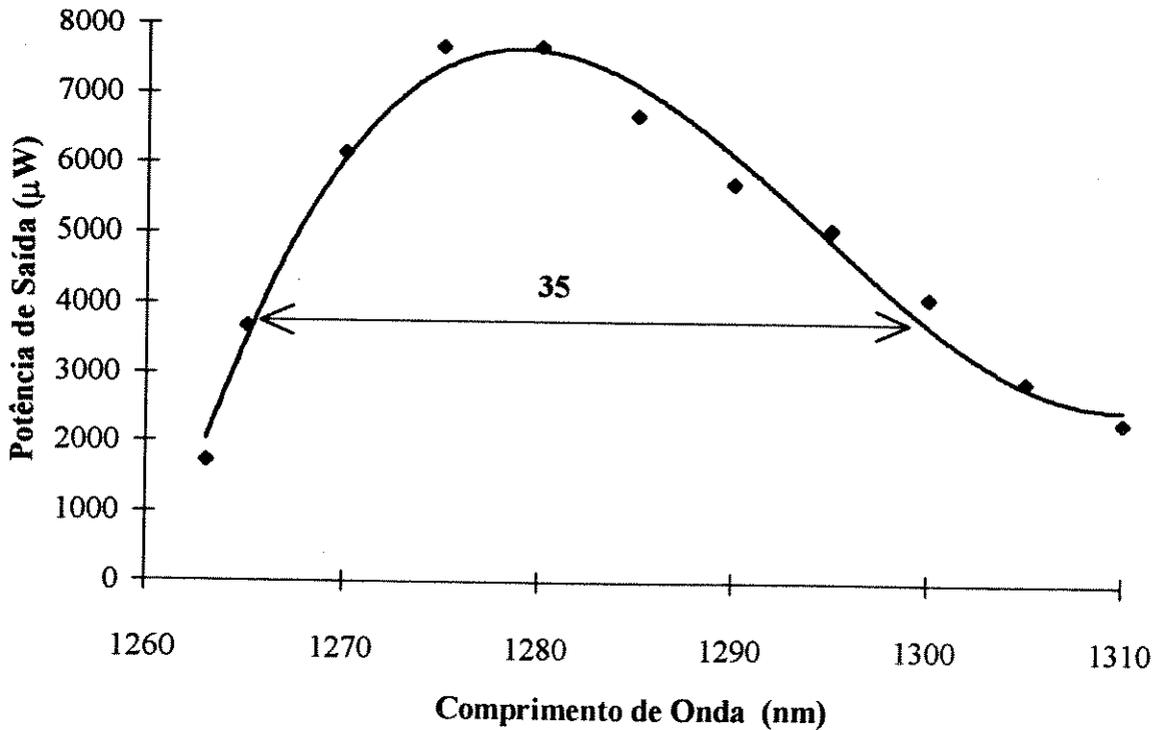


Figura 3.14 - Curva de sintonia do laser CW sintonizável para $P_{abs} = 450 \text{ mW}$.

Na *Figura 3.14*, apresenta-se uma curva de sintonia do laser CW sintonizável para uma potência absorvida de bombeio de 450 mW. Desta curva, pode-se notar que este laser possui uma região de sintonia de $\sim 35 \text{ nm}$ com um comprimento de onda central em torno de 1,28 μm . O comprimento de onda neste laser, para a máxima potência de saída, foi menor do que a do laser anterior e dos que serão apresentados no *Capítulo 4*.

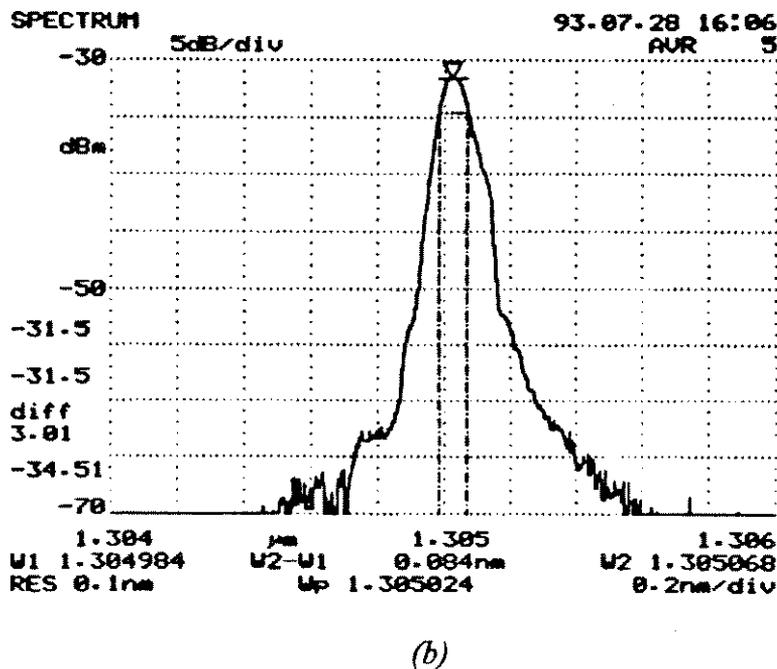
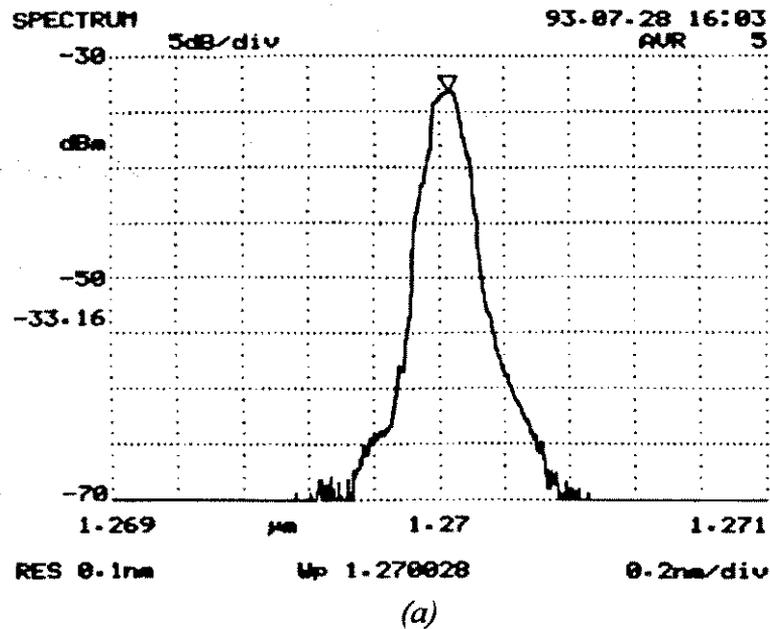


Figura 3.15 - Espectros de saída do laser CW sintonizável a fibra, para dois comprimentos de onda centrais: (a) 1,27 μm ; (b) 1,305 μm .

Apresenta-se na *Figura 3.15* dois espectros de saída para o laser CW sintonizável, um na frequência de saída de 1,27 μm (*Figura 3.15(a)*) e o outro na frequência central de 1,305 μm (*Figura 3.15(b)*). Os espectros apresentaram uma largura de linha menor do que 0,1 nm, que não pode ser determinada precisamente, devido a resolução insuficiente do analisador de espectro utilizado.

3.3 Conclusões

Apresentou-se, neste capítulo, um estudo teórico sobre as fibras de fluoreto dopada com praseodímio e lasers Fabry-Perot além de dois experimentos com lasers a fibra. Na seção referente a fibra, mostrou-se as principais características que afetam o ganho quando esta opera como meio ativo de amplificadores e lasers. No estudo sobre lasers, apresentou-se as principais equações que modelam o comportamento *CW*. Os experimentos com os lasers *CW* permitiram adquirir conhecimento sobre o manuseio da fibra, a montagem e caracterização dos lasers. As principais contribuições deste trabalho, além do entendimento teórico das características da fibra e do laser, foram a determinação dos níveis de potência de saída, da faixa de frequências de operação e do espectro de emissão dos lasers montados com a fibra disponível no laboratório.

3.4 Referências

-
- [1] B. Pedersen, W.J. Miniscalco and R.S. Quimby, "Optimization of Pr^{3+} -ZBLAN Fiber Amplifiers", *IEEE Photonics Technology Letters*, Vol. 4, No. 5, pp. 446 - 448, 1992.
 - [2] A. Bjarklev, *Optical Fiber Amplifiers: Design and System Applications*, Artech House, Inc., 1993.
 - [3] B. Pedersen, W.J. Miniscalco, S. Zemon and R.S. Quimby, "Neodymium and Praseodymium Doped Fiber Power Amplifiers", *Techn. Dig. of Optical Amplifiers and Their Applications OAA '92*, Santa Fé, paper WB4, pp. 16 - 19, 1992.
 - [4] Y. Ohishi, T. Kanamori, T. Kitagawa, S. Takahashi, E. Snitzer and G.H. Sigel, " Pr^{3+} - Doped Fluoride Fiber Amplifier Operating at $1.3 \mu\text{m}$ ", *Proc. of Conference of Optical Fiber Communication OFC' 91*, San Diego, postdeadline paper PD2, 1991.
 - [5] D. Marcuse, "Loss Analysis of Single-Mode Fiber Splices", *The Bell System Technical Journal*, Vol. 56, No. 5, pp. 703 - 718, 1977.

-
- [6] T. Whitley and R. Wyatt, "Analytic Expression for Gain in an Idealised 4-level Doped Fibre Amplifier", *Techn. Dig. of Optical Amplifiers and Their Applications OAA '92*, Santa Fé, paper WB2, pp. 20 - 23, 1992.
- [7] A. Yariv, *Optical Electronics*, Saunders College Publishing, 1991.
- [8] D. Marcuse, "Classical Derivation of the Laser Rate Equation", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE-19, No. 8, pp. 1228 - 1231, 1983.

Capítulo 4

Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

Conteúdo

4. Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada	4.2
4.1 Sincronismo de Modos (“Mode-Locking”)	4.3
4.1.1 “Mode-Locking”	4.4
4.1.2 “Mode-Locking” em Lasers com Alargamento Homogêneo	4.7
4.1.3 Laser “Mode-Locked” Ativo Sincronizado por Modulador	4.13
4.1.4 Laser “Mode-Locked” Ativo com Bombeamento Sincrono	4.15
4.1.5 Modulação de Fase Cruzada (XPM)	4.16
4.2 Laser Raman “Mode-Locked” com Bombeamento Sincrono	4.17
4.2.1 Laser Raman	4.18
4.2.2 Resultados Experimentais	4.26
4.2.3 Resultados Numéricos	4.30
4.3 Laser “Mode-Locked” FM Ativo	4.32
4.3.1 Resultados Experimentais	4.32
4.3.2 Resultados Numéricos	4.40
4.4 Laser “Mode-Locked” FM Ativo Totalmente Óptico	4.43
4.4.1 Sólitons Escuros	4.43
4.4.2 Resultados Experimentais	4.46
4.5 Conclusões	4.52
4.6 Referências	4.53

4. Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

Os lasers “mode-locked”, desde que surgiram, provocaram um grande avanço na geração de pulsos curtos. Seu princípio de operação é caracterizado pelo sincronismo de fase e amplitude dos modos longitudinais do laser (“mode-locking”) e, por isso, possuem muito boa coerência temporal, o que permite a sua utilização em diferentes tipos de aplicações. Nos sistemas de comunicações ópticas, este tipo de laser pode vir a desempenhar um papel importante na geração de pulsos curtos de luz necessários à transmissão em altas taxas. Em particular, os lasers “mode-locked” a fibra dopada podem vir a ocupar um lugar de destaque, principalmente devido à sua compatibilidade com os sistemas a fibra e à qualidade de seus pulsos gerados.

Neste capítulo apresenta-se três diferentes configurações de laser “mode-locked” a fibra dopada com praseodímio. Inicialmente, é apresentada uma breve descrição teórica do mecanismo de “mode-locking” e de técnicas que podem ser utilizadas para a obtenção do sincronismo dos modos. A seguir, apresenta-se um laser “mode-locked” emitindo em $1,135 \mu\text{m}$, onde o espalhamento Raman foi usado como mecanismo de ganho e os pulsos da luz de bombeio para o sincronismo dos modos. Uma outra seção é dedicada a um laser “mode-locked”, emitindo em $1,293 \mu\text{m}$, com um modulador de fase de niobato de lítio para o sincronismo dos modos. Por último, apresenta-se um laser “mode-locked” que utilizou pulsos de luz em $1,564 \mu\text{m}$ para o sincronismo dos modos, que geraram pulsos na região de $1,3 \mu\text{m}$. Este laser tanto gerou pulsos “claros” quanto “escuros”.

4.1 Sincronismo de Modos ("Mode-Locking")

Nesta seção serão apresentados os princípios básicos da geração de pulsos pelo processo "mode-locking", tanto para os lasers com alargamento de linha não-homogêneo, quanto para os com alargamento homogêneo. Apresenta-se, também, dois tipos de tecnologia que são utilizadas para a obtenção do sincronismo ativo dos modos. Na primeira delas, obtém-se o sincronismo a partir da luz de bombeio do meio ativo, que, para este caso, é pulsada. No outro, utiliza-se, para o sincronismo, um modulador interno à cavidade laser, que tanto pode ser de amplitude quanto de fase, gerando uma modulação AM ou FM, respectivamente.

A geração de pulsos curtos de luz teve um grande avanço com o surgimento do processo de *mode-locking*. Esta técnica foi primeiro apresentada por Mocker e Collins[1], em 1965, e, desde então, a largura temporal dos pulsos ópticos vem sendo reduzida numa taxa exponencial com o tempo, como mostrado na *Figura 4.1*. Nesta figura apresenta-se, também, os principais avanços tecnológicos que permitiram essa redução da largura temporal.

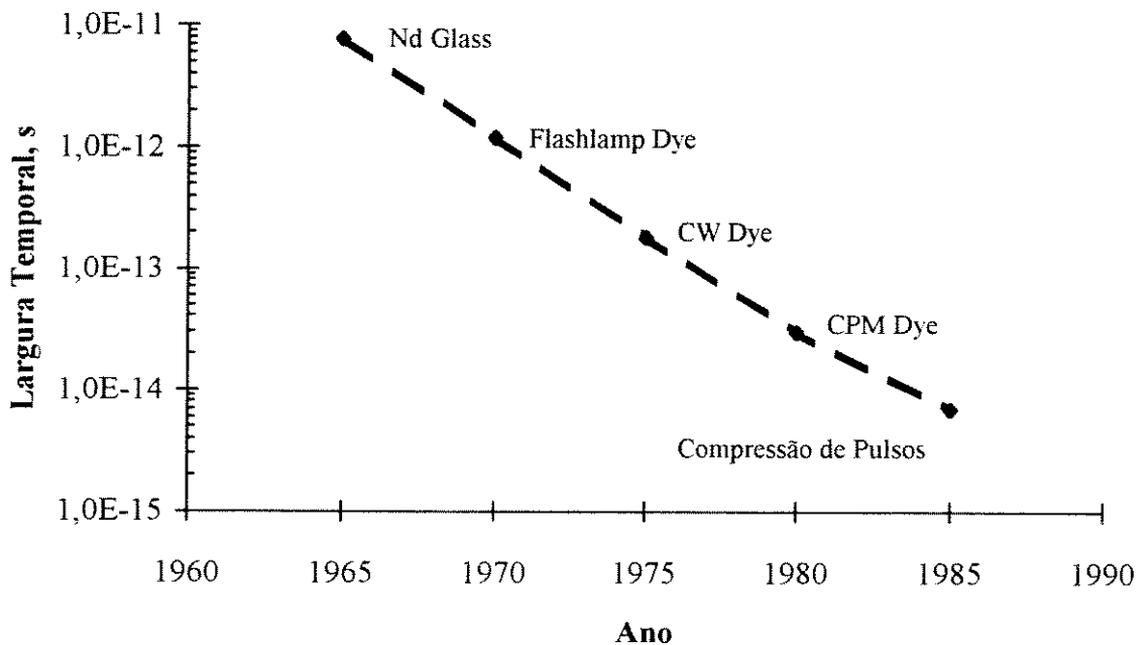


Figura 4.1 - Gráfico das larguras mais curtas de pulso reportadas em diferentes anos[2].

A técnica do sincronismo de fase dos modos longitudinais emitidos por um laser pode ser obtida de duas maneiras: uma ativa e uma passiva. No *mode-locking* ativo, a frequência de repetição dos pulsos é determinada externamente ao laser e este é ajustado, em seu

4.4 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

comprimento, para oscilar nesta frequência. Já no passivo, a frequência de repetição dos pulsos é determinada pelos parâmetros internos ao laser. Nas aplicações em sistemas de comunicações, o laser com configuração ativa é o mais indicado, para a maioria das aplicações, pois ele se adapta facilmente à taxa de operação do sistema. Já o laser com configuração passiva possui um ajuste mais difícil na sua taxa de repetição, o que, de certo modo, limita a sua utilização na maioria das aplicações.

4.1.1 “Mode-Locking”

Para facilitar o entendimento dos princípios de formação de pulsos curtos, dentro de uma cavidade laser e a partir do sincronismo de fase dos modos, apresenta-se um modelo para o “mode-locking” de lasers com alargamento não-homogêneo.

Um laser com alargamento não-homogêneo pode gerar um grande número de frequências (modos) que são separadas por:

$$\omega_q - \omega_{q-1} = \frac{\pi c}{l} \equiv \omega \quad \text{Eq. 4.1}$$

onde ω_q é a frequência angular do modo q , ω_{q-1} a frequência angular do modo $q-1$, l o comprimento da cavidade laser e c a velocidade da luz. Utilizando-se a notação complexa, pode-se considerar o campo elétrico óptico total resultante desta oscilação multimodo, em algum ponto arbitrário da cavidade, como:

$$E(t) = \sum_n E_n e^{j[(\omega_0 + n\omega)t + \phi_n]} \quad \text{Eq. 4.2}$$

onde a somatória é estendida sobre todos os modos oscilantes, ω_0 é escolhida arbitrariamente, como uma frequência de referência, e ϕ_n é a fase do n -ésimo modo. Uma propriedade da Eq. 4.2 é que $E(t)$ é periódico em $T_m \equiv 2\pi/\omega = 2l/c$ se as fases ϕ_n forem todas iguais a um valor fixo. O tempo de trânsito dentro da cavidade (*round-trip*), T_m , é o tempo que um fóton leva para dar uma volta completa dentro da cavidade laser. Em lasers típicos, as fases ϕ_n variam aleatoriamente com o tempo, o que faz com que a intensidade de saída dos lasers flutue aleatoriamente, diminuindo grandemente a utilidade destes nas aplicações onde é importante a coerência temporal.

Existem duas maneiras de fazer com que os lasers sejam coerentes temporalmente. Uma é reduzir o tamanho da cavidade até que o laser oscile em uma única frequência. A outra é fazer com que as fases e as amplitudes dos modos mantenham uma relação fixa entre si. Esta técnica é chamada *mode-locking*, que faz com que a intensidade de oscilação do laser seja um trem periódico de pulsos, com um período T_m . Para se obter o *mode-locking* utilizam-se diferentes técnicas, tanto passivas quanto ativas, sendo que algumas das técnicas ativas serão apresentadas nas próximas sub-seções.

Fazendo-se ϕ_n igual a zero e considerando-se que existam N modos oscilantes com a mesma amplitude (por exemplo, $E_n=1$) tem-se, a partir da Eq. 4.2, que

$$E(t) = \sum_{-(N-1)/2}^{(N-1)/2} e^{j(\omega_0 + n\omega)t}$$

$$= e^{j\omega_0 t} \frac{\text{sen}(N\omega t/2)}{\text{sen}(\omega t/2)}$$

Eq. 4.3

A potência média de saída do laser é proporcional a $E(t)E^*(t)$ e é dada por

$$P(t) \propto \frac{\text{sen}^2(N\omega t/2)}{\text{sen}^2(\omega t/2)}$$

Eq. 4.4

Algumas das propriedades analíticas de $P(t)$, observadas a partir da Eq. 4.4, são:

1. A potência é emitida na forma de um trem de pulsos com um período $T_m = 2\pi/\omega = 2l/c$.
2. A potência de pico é igual a N vezes a potência média e N^2 vezes a potência de cada modo, onde N é o número de modos sincronizados conjuntamente.
3. A largura temporal do pulso, definida como o tempo entre os pontos de meia intensidade (*FWHM*), é aproximadamente $\Delta t_p = T_m/N$.

O número de modos oscilantes pode ser estimado a partir de:

4.6 Laser "Mode-Locked" a Fibra Dcpada

$$N \approx \frac{\Delta\omega}{\omega} \quad \text{Eq. 4.5}$$

onde $\Delta\omega$ é a largura de linha da transição. Usando-se a Eq. 4.5 e as relações $T_m = 2\pi/\omega$ e $\Delta t_p = T_m/N$, tem-se que:

$$\Delta t_p \approx \frac{2\pi}{\Delta\omega} = \frac{1}{\Delta\nu} \quad \text{Eq. 4.6}$$

ou seja, a largura temporal do pulso *mode-locked* é aproximadamente igual ao inverso da largura de linha do ganho.

Apresenta-se, na *Figura 4.2*, uma curva teórica da intensidade do campo óptico ($\sqrt{P(t)}$) resultante do sincronismo de 7 modos ($N=7$) com amplitudes iguais e separados um dos outros por um intervalo de frequência angular $\omega = 2\pi/T_m$.

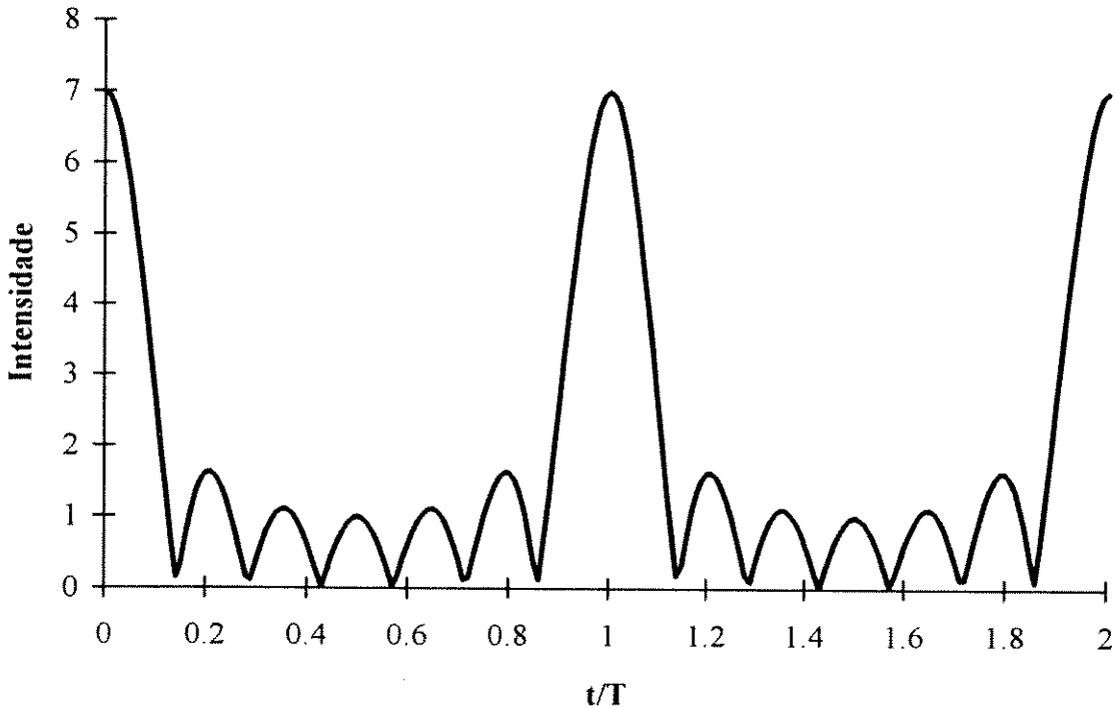


Figura 4.2 - Curva teórica da intensidade de campo óptico para um laser mode-locked, com $N=7$.

4.1.2 “Mode-Locking” em Lasers com Alargamento Homogêneo

Na interpretação dos resultados experimentais e nos cálculos numéricos apresentados nas seções referentes aos experimentos realizados, utilizou-se o modelo do “mode-locking” em lasers com alargamento homogêneo. No caso do alargamento homogêneo, somente um modo pode oscilar, o que, pela teoria do “mode-locking”, impediria a formação de pulsos curtos. Entretanto, experimentos de lasers com alargamento homogêneo revelaram que o “mode-locking” levava à formação de pulsos curtos de uma maneira quase similar à descrita para os lasers com alargamento não-homogêneo. Um modo de resolver esta contradição é supor que, na presença de uma modulação interna à cavidade, ocorre uma transferência contínua de potência do modo de maior ganho para aqueles de menor ganho, que normalmente não poderiam oscilar. Por este ponto de vista, nota-se que o fenômeno físico envolvido não é de “mode-locking” mas sim de geração de modos. Entretanto, o resultado líquido é que, quando se gera um grande número de modos oscilantes com espaçamentos de frequências iguais e fases fixas, geram-se pulsos ópticos curtos.

A solução analítica para o caso do alargamento homogêneo[3,4] segue a teoria utilizada originalmente para analisar pulsos curtos em osciladores de microonda de onda caminhante e será apresentada, a seguir, para o caso da modulação FM que foi utilizada nos experimentos descritos neste capítulo.

4.1.2.1 Pulso Gaussiano

Um pulso Gaussiano, em sua forma mais geral, pode ser representado por:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{-\alpha t^2} e^{j(\omega_p t + \beta t^2)} \quad \text{Eq. 4.7}$$

onde a envoltória Gaussiana do pulso relaciona-se a α e a varredura linear da frequência através do pulso (*chirp*) é dado pelo termo $j\beta t$. Pode-se definir uma constante complexa $\gamma = \alpha - j\beta$, tal que:

$$E(t) = \frac{1}{2} E_0 e^{-\gamma t^2} e^{j\omega_p t} \quad \text{Eq. 4.8}$$

4.8 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

A transformada de Fourier deste pulso é dada por:

$$E(\omega) = \frac{E_0}{2} \sqrt{\frac{\pi}{\gamma}} e^{-(\omega - \omega_p)/4\gamma} \quad \text{Eq. 4.9}$$

A largura temporal do pulso, Δt_p , é obtida a partir da Eq. 4.7 como:

$$\Delta t_p = \sqrt{\frac{2 \ln 2}{\alpha}} \quad \text{Eq. 4.10}$$

A largura espectral do pulso, $\Delta \nu_p$, definida como a diferença de frequências entre os pontos de meia potência, é obtida a partir da Eq. 4.9 como:

$$\Delta \nu_p = \frac{1}{\pi} \sqrt{2 \ln 2 \left(\frac{\alpha^2 + \beta^2}{\alpha} \right)} \quad \text{Eq. 4.11}$$

Um dos parâmetros comumente utilizados para a especificação da qualidade dos pulsos é o produto da largura temporal pela largura espectral, dado por:

$$\Delta \nu_p \cdot \Delta t_p = \left(\frac{2 \ln 2}{\pi} \right) \sqrt{1 + \left(\frac{\beta}{\alpha} \right)^2} \quad \text{Eq. 4.12}$$

4.1.2.2 Meio Ativo

O ganho de amplitude de um meio ativo com alargamento homogêneo é dado por[4]:

$$g_a(\omega) = e^{g/[1+2j(\omega-\omega_a)/\Delta\omega]} \quad \text{Eq. 4.13}$$

onde g é a amplitude do ganho saturado do meio ativo, na frequência central (ω_a), para uma volta completa na cavidade. Para o caso onde a largura espectral do pulso, $\Delta\omega$, é muito menor do que a largura de linha atômica, pode-se expandir em série a Eq. 4.13, ao redor da frequência central ω_a , como:

$$g_a(\omega) \cong Ge^{-2jg\left(\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}\right) - 4g\left(\frac{\omega-\omega_a}{\Delta\omega}\right)^2} \quad \text{Eq. 4.14}$$

onde $G = e^g$ e considerando-se que $(\omega - \omega_s)/\Delta\omega \ll 1$, tal que pode-se desprezar os termos de ordem superior.

4.1.2.3 Modulador de Fase

Um modulador de fase, dentro da cavidade, introduz uma perturbação de fase senoidal no sinal, $\delta(t)$, tal que sua transmissão, resultante de uma volta completa no modulador, é dada por:

$$T(t) = e^{-j\delta(t)} = e^{-j2\delta_c \cos\omega_m t} \quad \text{Eq. 4.15}$$

onde ω_m é a frequência de modulação *RF* e δ_c é o atraso de fase efetivo para uma única passagem no modulador.

Para um laser Fabry-Perot com um modulador de fase intracavidade, pode ser mostrado que[4]:

$$\delta_c = \frac{2l}{\pi a} \text{sen}\left(\frac{\pi a}{2l}\right) \cos\left(\frac{Z_0\pi}{l}\right) \delta_m \quad \text{Eq. 4.16}$$

onde l é o comprimento da cavidade, a o comprimento do cristal do modulador, Z_0 a distância do modulador ao espelho e δ_m o atraso de fase de pico através do cristal do modulador. Normalmente $a/l \ll 1$ e $\delta_c \cong \delta_m \cos(\pi Z_0/l)$. Para o caso ideal, onde os pulsos atravessam o modulador na condição de um dos extremos da variação de fase e fazendo-se a aproximação de que o pulso é curto, se comparado ao período de modulação, a transmissão através do modulador é dada por:

$$e^{-j\delta(t)} \cong e^{\mp j2\delta_c \pm j\delta_c \omega_m^2 t^2} \quad \text{Eq. 4.17}$$

Da Eq. 4.17, nota-se que existem dois comportamentos possíveis para o laser com modulação *FM*: um para o caso em que o pulso atravessa o modulador na posição de máximo atraso de fase e, o outro, para o caso em que passa pelo ponto de mínimo. Pode-se interpretar os termos do expoente da Eq. 4.17 como, o primeiro, sendo referente ao deslocamento de fase adicional, que altera o comprimento óptico da cavidade, tal que este fica dado por:

4.10 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

$$I_o = I \pm \frac{\delta_c \lambda_a}{\pi}; \quad \text{Eq. 4.18}$$

e, o segundo, o que provoca o *mode-locking*.

4.1.2.4 Solução Auto-Consistente para o caso de Modulação de Fase

O modelo para o arranjo experimental do laser *mode-locked*, em lasers alargados homogeneamente, considerado para a análise teórica, está representado na *Figura 4.3*. Considera-se uma cavidade ressonante óptica com espelhos de refletividade R_1 e R_2 , dentro da qual tem-se um meio ativo que possui um ganho por passagem igual a $g(\omega)$ e um dispositivo de perda que possui uma transmissão por passagem igual a $T(t)$. O método de solução é seguir um pulso através do meio ativo e do modulador por uma volta completa na cavidade e impor que o pulso, ao final da volta, seja igual ao pulso no início. Considera-se que a forma temporal do pulso, em cada estágio do percurso, é Gaussiana.

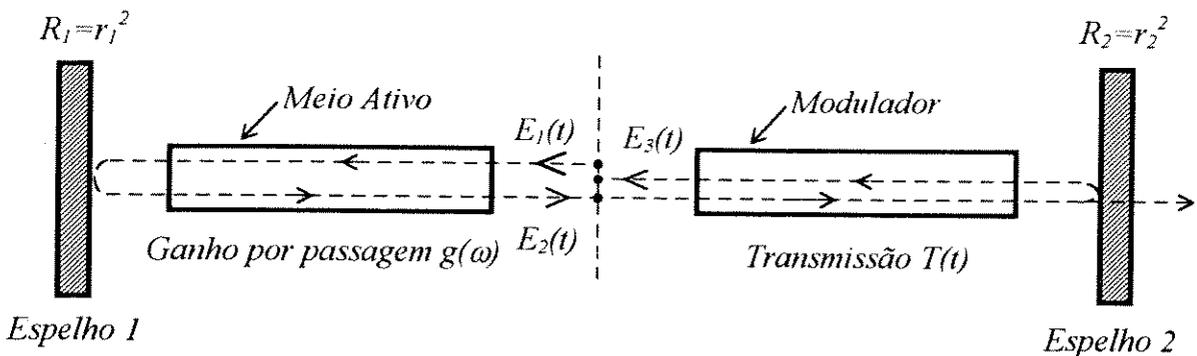


Figura 4.3 - Modelo para a análise teórica do “*mode-locking*” em lasers alargados homogeneamente.

Foi considerado o caso ideal onde o pulso coincide com o centro da largura de linha do laser ($\omega_p = \omega_a$). Isto ocorrerá quando o pulso atravessar um modulador de fase sem deslocamento Doppler ou através de um modulador de amplitude no instante de mínima perda.

A volta completa do pulso pela cavidade é finalizada incluindo-se um atraso de tempo adicional $2l/c$ e um coeficiente de reflexão efetivo, r , para um espelho que representa todas as perdas da cavidade. O pulso, após uma volta completa, é dado por:

$$E_4(t) = rE_3\left(t - \frac{2l_o}{c}\right). \quad \text{Eq. 4.19}$$

Para se obter uma solução auto-consistente, o envelope do pulso deve passar através do modulador na mesma fase de modulação, a cada volta completa pela cavidade. Assim, o tempo de uma volta para o pulso deve ser igual ao período do modulador, T_m , onde, para a modulação de fase, $T_m = 2\pi/\omega_m$. Para a solução auto-consistente, tem-se que:

$$E_1(t - T_m)e^{-j\phi} = E_4(t) \quad \text{Eq. 4.20}$$

Inclui-se, na Eq. 4.20, um ângulo de fase ϕ para levar em consideração um possível deslocamento de fase do sinal óptico em relação ao envelope do pulso.

O valor de γ pode ser determinado por[4]:

$$\gamma \cong \frac{\omega_m \Delta\omega}{4} \sqrt{\frac{\delta_g}{g}}. \quad \text{Eq. 4.21}$$

onde $\delta_g = \mp j\delta_c$ para o caso da modulação *FM*. A parte real de γ deve ser sempre positiva e, deste modo, só se considera o sinal positivo na Eq. 4.21. Normalmente, a frequência de modulação é muito menor do que a largura de linha de um laser com largura larga e, neste caso, pode-se considerar que $\omega_m \ll \Delta\omega$ e, para valores práticos de g e δ_g , tem-se que, no caso *FM*, onde $\delta_g = \mp j\delta_c$:

$$\gamma = \alpha - j\beta = (1 \mp j) \frac{\omega_m \Delta\omega}{4} \sqrt{\frac{\delta_c}{2g}}. \quad \text{Eq. 4.22}$$

A partir da Eq. 4.22 obtém-se os valores de α e β e, das Eqs. 4.10 e 4.11, obtém-se a largura temporal e espectral como, respectivamente:

$$\Delta t_p = \frac{\sqrt{2\sqrt{2} \ln 2}}{\pi} \left(\frac{g_o}{\delta_c}\right)^{1/4} \left(\frac{1}{f_m \Delta\nu}\right)^{1/2} \quad \text{Eq. 4.23}$$

$$\Delta \nu_p = \sqrt{2\sqrt{2} \ln 2} \left(\frac{\delta_c}{g_o}\right)^{1/4} (f_m \Delta\nu)^{1/2}. \quad \text{Eq. 4.24}$$

4.12 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

O produto da largura temporal pela espectral é obtido das *Eqs 4.23 e 4.24*, tal que:

$$\Delta \nu_p \cdot \Delta t_p = \frac{2\sqrt{2} \ln 2}{\pi} = 0,624. \quad \text{Eq. 4.25}$$

Da *Eq. 4.23* a largura temporal é inversamente proporcional a $(\delta_c)^{1/4}$ e, como δ_c é proporcional à raiz quadrada da potência *RF* aplicada ao modulador, P_m , a largura temporal Δt_p é proporcional a $(1/P_m)^{1/8}$. Isto significa que o pulso torna-se mais estreito muito lentamente com o aumento da potência de *RF* do modulador, mostrando que esta não é a melhor maneira para estreitar os pulsos. Por outro lado, a largura temporal é proporcional a $(f_m \Delta \nu)^{-1/2}$, o que significa que a melhor maneira de se reduzir a largura é aumentar a frequência de modulação.

Pode-se deduzir a frequência de modulação exata, resultando[4]:

$$f_m = \frac{1}{\frac{2l}{c} \pm 2\left(\frac{\delta_c}{\pi}\right) \frac{\lambda_a}{c} + \frac{2g_o}{\Delta \omega}}. \quad \text{Eq. 4.26}$$

Os dois últimos termos do denominador da *Eq. 4.26* são referentes ao atraso devido ao modulador e o devido à dispersão do meio ativo e, conjuntamente, são muito pequenos quando comparados a $2l/c$ e, assim, a frequência de modulação é aproximadamente igual a $c/2l$.

Pode-se, também, obter um valor para o ganho g_o , tal que[4]:

$$g_o = \frac{1}{2} \ln R - \frac{1}{4} \ln \left[1 - \frac{(16 \ln 2) \delta_c f_m^2}{\Delta \nu_p^2} + \frac{1}{2} \left(\frac{(16 \ln 2) \delta_c f_m^2}{\Delta \nu_p^2} \right)^2 \right]. \quad \text{Eq. 4.27}$$

onde R inclui todas as perdas da cavidade. Normalmente, tem-se que $\Delta \nu_p \gg \sqrt{\delta_c f_m}$ e, deste modo, pode-se aproximar o valor de g_o por:

$$g_o \cong \frac{1}{2} \ln R. \quad \text{Eq. 4.28}$$

O valor de g_o , na *Eq. 4.28*, pode ser utilizado para se calcular o valor da largura temporal e espectral (*Eqs. 4.23 e 4.24*) que, por sua vez, podem ser utilizadas para o cálculo de um

valor melhor para g_0 , a partir da Eq. 4.27. Após algumas poucas interações, pode-se obter os valores corretos para os parâmetros do pulso.

Do apresentado anteriormente, conclui-se que, quando um pulso atravessa o modulador de fase, ele adquire um *chirp* de frequência. Este *chirp* aumenta a largura espectral do pulso e um ponto de equilíbrio é alcançado quando o aumento na largura espectral, devido ao modulador, é igual ao estreitamento do espectro devido ao meio ativo. Nota-se que esta condição de equilíbrio necessita um *chirp* estacionário de frequência no pulso e, além disso, que a envoltória do pulso e o *chirp* de frequência contribuam igualmente para a largura espectral do pulso ($\alpha = \beta$).

4.1.3 Laser “Mode-Locked” Ativo Sincronizado por Modulador

Colocando-se, dentro de uma cavidade laser, um modulador de fase (FM) ou um modulador de amplitude (AM), alimentado por um sinal RF de frequência igual à frequência de separação entre os modos longitudinais do laser, pode-se forçar o laser a gerar um trem de pulsos com uma taxa de repetição de $f_m = c/2l$. A seguir, apresenta-se uma breve explicação do funcionamento dos lasers “mode-locked” ativos que utilizam moduladores para o sincronismo de fase dos modos.

4.1.3.1 Laser “Mode-Locked” com Modulador de Amplitude (AM)

A partir do ponto de vista do domínio da frequência, quando se introduz uma transmissão variante com o tempo ($T(t)$), um modulador de amplitude, colocado internamente a uma cavidade laser, cria bandas laterais em cada modo longitudinal oscilante, que se sobrepõem aos modos longitudinais adjacentes. Este mecanismo pode ser melhor entendido quando se considera que o modo com uma frequência ν_0 , mais próxima do pico do perfil de ganho do laser, será o primeiro a oscilar. Inserindo-se na cavidade um modulador de amplitude (perdas), operando em uma frequência f_m , o modo com frequência ν_0 desenvolverá bandas laterais com frequências em $\nu_0 \pm f_m$. Se a frequência do modulador for igual à separação de frequências entre os modos longitudinais da cavidade, $f_m = c/2l$, as bandas laterais superior ($\nu_0 + f_m$) e inferior ($\nu_0 - f_m$) coincidirão com os modos oscilantes longitudinais adjacentes, o que acoplará os modos $\nu_0 - f_m, \nu_0$ e $\nu_0 + f_m$ com uma amplitude e fase determinada. Quando os modos $\nu_0 + f_m$ e $\nu_0 - f_m$ passarem pelo modulador, também serão modulados e suas

4.14 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

bandas laterais também acoplarão com os modos adjacentes $\nu_0 \pm 2f_m$, que estarão acoplados com os três modos anteriores. Este processo se repetirá até que todos os modos longitudinais da cavidade, que coincidam com a largura de linha do laser, sejam acoplados.

A partir do ponto de vista do domínio do tempo, o mesmo elemento modulante, com seu período de modulação igual ao tempo de trânsito completo ao longo da cavidade, pode reformatar a distribuição do campo circulante interno, repetidamente, em cada volta completa dentro da cavidade. Ou seja, a luz incidente no modulador, durante uma certa parte do ciclo de modulação, estará novamente incidindo no mesmo ponto, após uma volta completa na cavidade. A luz que sofrer uma perda, em uma volta, sofrerá novamente a mesma perda após outra volta. Assim, toda a luz interna à cavidade experimentará altas perdas, com exceção da que passar pelo modulador no momento em que a perda é baixa. Deste modo, o laser produzirá pulsos curtos nestas posições temporais de perdas baixas. Em geral, os pulsos gerados possuirão largura temporal aproximadamente iguais ao inverso da largura de linha do laser, já que pulsos largos sofrerão mais perdas no modulador e pulsos muito estreitos (largura espectral maior do que a largura de linha do laser) sofrerão menos ganho.

4.1.3.2 Laser “Mode-Locked” com Modulador de Fase (FM)

A luz interna a uma cavidade laser, quando passa por um modulador de fase colocado dentro da cavidade, sofrerá um deslocamento na frequência para cima ou para baixo, com exceção da que passa pelo modulador no instante em que a modulação de fase, $\delta(t)$, está em um de seus pontos extremos (máximo ou mínimo). A energia que circula dentro da cavidade, e que passa pelo modulador em qualquer instante diferente dos seus pontos de máxima ou mínima modulação, sofrerá um deslocamento em frequência proporcional a $d\delta/dt$. Este deslocamento, repetido sucessivamente em cada passagem, deslocará a frequência da luz para fora da banda de frequência do ganho da cavidade, provocando perdas nessa energia. A interação da energia circulante, alargada espectralmente pelo modulador, com a largura de linha estreita do laser, levará a uma redução no ganho para a maioria das componentes de frequência. Assim, o efeito do modulador de fase é similar ao modulador de amplitude, e as discussões apresentadas anteriormente, para o modulador de amplitude, também são válidas aqui.

4.1.4 Laser "Mode-Locked" Ativo com Bombeamento Sincrono

Uma outra maneira de se obter o sincronismo ativo dos modos em um laser é o uso de um laser mode-locked como fonte de bombeio do meio ativo. Nesta configuração, o laser de bombeio desempenha o papel de laser mestre enquanto que o laser bombeado desempenha o papel de laser escravo. Esta técnica de "mode-locking" permite que, a partir de um laser mestre, obtenha-se o sincronismo de fase de diferentes lasers escravos com diferentes frequências de emissão.

Neste tipo de montagem é muito importante o casamento entre os comprimentos das cavidades dos dois lasers, tal que os comprimentos devem ser iguais ou a razão entre eles deve ser um número inteiro. Os pulsos de luz do laser mestre, propagando-se pelo meio ativo do laser escravo, modulam o ganho deste e, esta modulação rápida do ganho, fornece o mecanismo de acoplamento para o sincronismo de fase dos modos da cavidade. O tempo de subida da modulação do ganho é determinado, aproximadamente, pela integral no tempo do pulso de bombeio, que, deste modo, é muito mais efetivo em sincronizar os modos do laser escravo do que os esquemas que utilizam moduladores para a modulação senoidal das perdas. Como consequência, os pulsos ópticos do laser escravo são tipicamente mais curtos do que os pulsos do laser mestre.

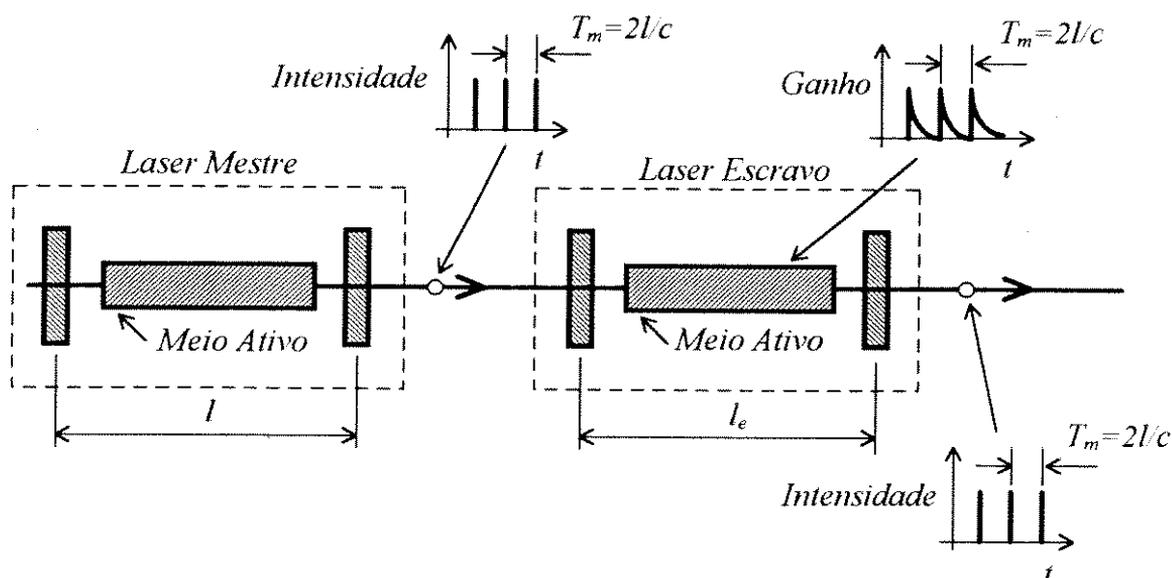


Figura 4.4 - Arranjo experimental de um laser "mode-locked" ativo com bombeamento sincrono.

4.16 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

Apresenta-se, na *Figura 4.4*, um arranjo experimental de um laser *mode-locked*, onde o sincronismo dos modos é obtido a partir do bombeio do meio ativo por pulsos de luz de um laser *mode-locked*. Na saída do laser de bombeio tem-se um trem de pulsos espaçados no tempo por um período $T_m = 2l/c$, onde l é o comprimento da cavidade do laser de bombeio e c é a velocidade da luz. O ganho aumenta rapidamente, com os pulsos de bombeio, em um tempo determinado pela largura dos pulsos de bombeio. Quando os comprimentos dos lasers, mestre e escravo, estão casados, a modulação do ganho do laser escravo fica sincronizada com os pulsos que vão e voltam dentro da cavidade. Quando estes pulsos se propagam ao longo do meio ativo, seus fótons provocam emissão estimulada, despovoando, assim, o nível laser superior e reduzindo o ganho a um valor igual às perdas da cavidade. A subida e descida rápida do ganho fornece o mecanismo de modulação das perdas, que sincroniza as fases e amplitudes dos modos e que é o mecanismo de estreitamento dos pulsos. Para o caso onde o meio ativo do laser escravo é uma fibra dopada com uma terra rara, o mecanismo de modulação do ganho é desprezível, devido ao longo tempo de vida do nível laser superior, que é muito maior do que a largura temporal dos pulsos de bombeio. Neste caso, emprega-se a modulação de frequência (*FM*), a partir da modulação de fase cruzada não-linear (*XPM*), como mecanismo de sincronismo de modos[5,6]. Isto é possível nas fibras ópticas devido ao grande comprimento de interação entre os pulsos de bombeio e os formados na cavidade e, também, ao pequeno diâmetro do núcleo da fibra, que provoca altas intensidades de bombeio no núcleo.

4.1.5 Modulação de Fase Cruzada (XPM)

Duas ou mais ondas ópticas, co-propagando-se dentro de uma fibra, interagem uma com a outra através da não-linearidade da fibra. Esta não-linearidade fornece o acoplamento entre as ondas através de um fenômeno conhecido como modulação de fase cruzada (XPM). A XPM é sempre acompanhada pela auto-modulação de fase (SPM) e ocorre porque o índice de refração efetivo, para uma onda, não depende somente da sua intensidade mas também da intensidade das outras ondas co-propagantes presentes. Em geral, as ondas ópticas podem diferir em seus comprimentos de onda, intensidades e estados de polarização. Além disso, a polarização de cada onda pode mudar durante a propagação como resultado da birrefringência não-linear induzida opticamente.

Será considerado, aqui, o caso no qual duas ondas co-propagantes, com diferentes comprimentos de onda, são linearmente polarizadas ao longo de um dos eixos principais de uma fibra que preserva a polarização, de tal maneira que as ondas mantenham a sua polarização durante a propagação. Para este caso, onde dois pulsos co-propagam-se por uma fibra, tem-se que eles adquirem uma fase não-linear dependente da intensidade, dada por[7]:

$$\phi_j^{NL} = \frac{\omega_j z}{c} \Delta n_j = \frac{\omega_j z n_2}{c} \left(|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2 \right) \quad \text{Eq. 4.29}$$

onde $j = 1$ ou 2 , E_j é o j -ésimo campo elétrico, ω é a frequência angular do j -ésimo campo elétrico, Δn_j é a diferença no índice para o j -ésimo campo elétrico, provocada pela intensidade do campo, n_2 é o índice de refração não-linear e c a velocidade da luz. Na Eq. 4.29, o primeiro termo da soma é o responsável pelo *SPM* (discutida no Capítulo 2) e, o segundo, resulta da modulação de fase no j -ésimo campo elétrico, provocada pelo outro pulso co-propagante, e é o termo responsável pela *XPM*. O fator 2 que multiplica o segundo termo, mostra que a *XPM* é duas vezes mais efetiva na modulação de fase do que a *SPM*, para a mesma intensidade de campo. Normalmente, os dois pulsos possuem coeficientes de atraso da velocidade de grupo diferentes e, por isso, se propagam com velocidades diferentes. O descasamento das velocidades de grupo desempenha um papel importante, visto que ele limita a interação entre os pulsos, devido à separação espacial dos pulsos (*walk-off*). Pode-se definir um comprimento de interação, l_w , que é a medida do comprimento da fibra onde ocorre a sobreposição dos pulsos, pela expressão:

$$l_w = \frac{T_0}{\left| v_g^{-1}(\lambda_1) - v_g^{-1}(\lambda_2) \right|} \quad \text{Eq. 4.30}$$

onde T_0 é a largura temporal do pulso (no ponto $1/e$ da intensidade), e $v_g(\lambda_1)$ e $v_g(\lambda_2)$ são as velocidades de grupo dos campos E_1 e E_2 , respectivamente.

4.2 Laser Raman "Mode-Locked" com Bombeamento Sincrono

Os lasers Raman a fibra baseiam-se no espalhamento Raman estimulado (SRS) e são uma maneira prática de produzir lasers em comprimentos de onda que não são disponíveis

4.18 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

diretamente a partir de lasers de estado sólido. O espalhamento Raman estimulado é um processo não-linear importante que permite que fibras ópticas possam ser transformadas em amplificadores Raman de banda larga, lasers Raman sintonizáveis, lasers Raman “mode-locked”, etc. Nesta subseção são apresentados os princípios físicos do espalhamento Raman e as equações para o cálculo de alguns parâmetros. A seguir, apresenta-se um laser Raman “mode-locked” ativo que utilizou os pulsos de um laser de bombeio para o sincronismo dos modos da cavidade.

4.2.1 Laser Raman

4.2.1.1 Espalhamento Raman Estimulado

O efeito Raman é um processo de espalhamento inelástico de luz e, em muitos meios não-lineares, o espalhamento Raman estimulado (SRS) converte uma pequena fração da potência incidente (tipicamente $\approx 10^{-6}$) de um feixe óptico em um outro feixe óptico de frequência menor (energia menor). Este processo é chamado de efeito Raman e é descrito pela mecânica quântica como o espalhamento, por um material, de um fóton incidente em um fóton de menor energia, enquanto que, ao mesmo tempo, o meio faz uma transição entre estados de energia igual a diferença entre a energia do fóton e a do espalhamento.

A luz incidente no material funciona como um bombeio que gera luz deslocada para baixo, em frequência, e que é chamada *onda Stokes*. Esta luz foi primeiro observada por Woodbury e Ng[8] em experimentos com lasers de rubi, em 1962. Neste experimento, observou-se que, para feixes de bombeio muito intensos, o fenômeno do SRS pode ocorrer quando as ondas Stokes crescem rapidamente dentro do meio, de tal modo que uma fração considerável da energia do bombeio é convertida em ondas Stokes.

O diagrama dos níveis de energia de interesse, para o espalhamento Raman, é mostrado na *Figura 4.5*. Nesta figura o nível U é um estado virtual da molécula, I o estado inicial e F o final. Em princípio, a excitação do material tanto pode ser uma excitação eletrônica pura, com uma excitação vibracional ou rotacional das moléculas. A frequência ν_s é a frequência Stokes e é menor que a frequência da luz incidente, ν_p , de uma quantidade que é conhecida como deslocamento Raman, ν_r , e que é característico do material onde o processo é observado.

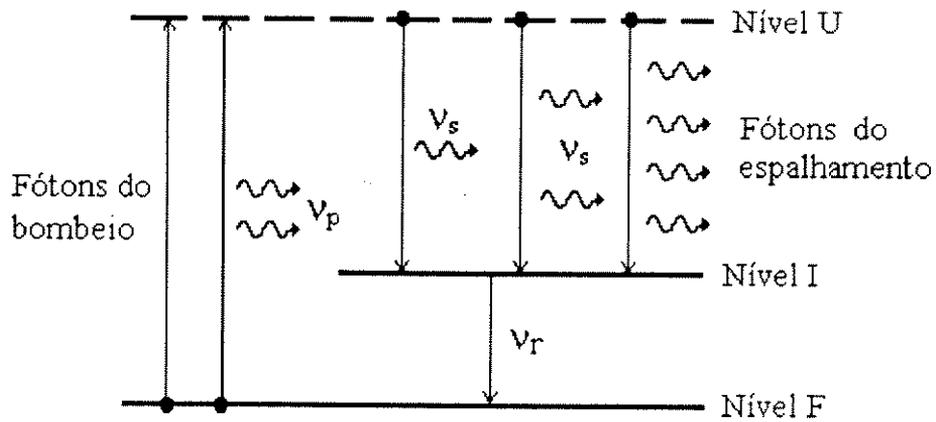


Figura 4.5 - Diagrama dos níveis de energia para o espalhamento Raman.

No espalhamento Raman estimulado, um laser de bombeio, com uma frequência ν_p , excita as moléculas para o nível U e, se existe uma inversão de população entre os níveis U e I , pode ocorrer um processo de geração de luz. Este processo possui características típicas de laser, tais como potência de limiar, ganho exponencial e largura de linha estreita.

No estado estacionário, em operação *CW*, o crescimento inicial das ondas Stokes é descrito pela relação:

$$\frac{dI_s}{dz} = g_R I_p I_s \quad \text{Eq. 4.31}$$

onde I_s é a intensidade Stokes, I_p é a intensidade do bombeio e g_R é o coeficiente de ganho Raman. O coeficiente de ganho relaciona-se com a seção eficaz do espalhamento Raman espontâneo, que é uma quantidade medida experimentalmente. Em nível mais fundamental, g_R relaciona-se com a parte imaginária da susceptibilidade Raman, que pode ser calculada usando princípios de mecânica quântica.

Apresenta-se, na *Figura 4.6*, uma curva de um espectro Raman estimulado para uma fibra de fluoreto bombeada por um laser *mode-locked* com pulsos de 150 ps de largura temporal e comprimento de onda de 1,064 μm . A fibra possuía um núcleo com diâmetro de 30 μm , comprimento de 28 m, diferença de índices de 0,0048 e atenuação de 300 dB/km. A emissão mais intensa, na figura, é chamada de primeira linha Stokes, normalmente referida como S_1 . Incidindo-se uma alta potência de bombeio no meio, linhas adicionais aparecerão na saída, ou seja, uma luz de bombeio monomodo, interagindo com as moléculas, produzirá um conjunto de frequências cada uma separada de suas frequências vizinhas por um

4.20 Laser "Mode-Locked" a Fibra Dopada

espalhamento de frequência ν_r . Nesta figura, pode-se notar um *continuum* de frequências numa faixa de ≈ 30 nm, tendo um pico de emissão em $1,135 \mu\text{m}$ e um outro em $1,121 \mu\text{m}$. As linhas Stokes observadas correspondem aos principais modos vibracionais das estruturas de fluorzirconato.

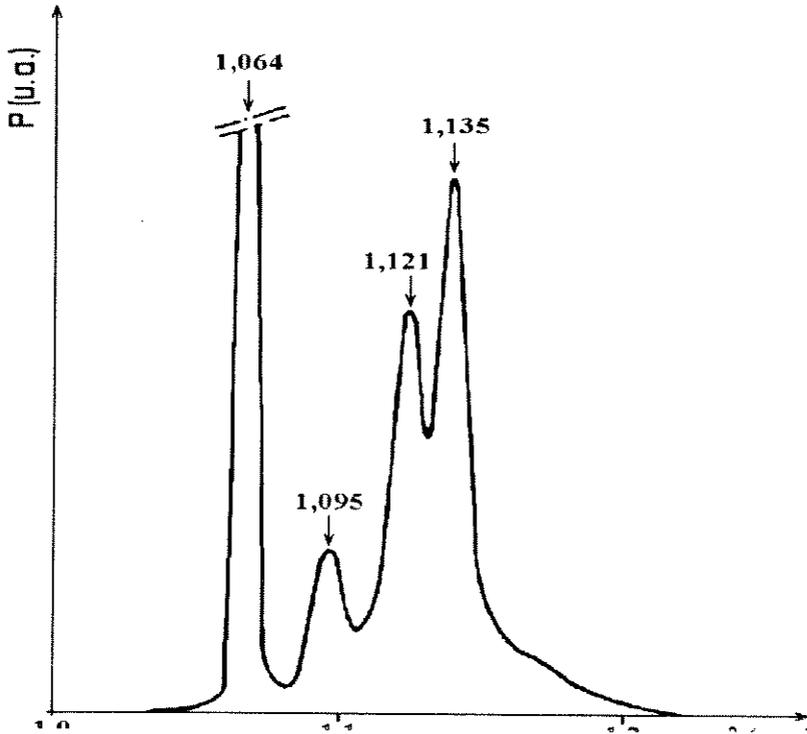


Figura 4.6 - Curva de um espectro Raman estimulado em uma fibra de fluoreto, bombeada por um laser Nd-YAG[9].

O coeficiente de ganho Raman, g_R , em fibras de fluoreto, é aproximadamente igual a três vezes o ganho em uma fibra de sílica[9], ou seja, $g_R \cong 3 \times 10^{-13} \text{ m/W}$ para um bombeio em $1,06 \mu\text{m}$. Em geral, g_R depende da composição do núcleo da fibra e pode variar significativamente com o uso de diferentes dopantes.

A característica mais importante do ganho Raman em fibras de fluoreto ou sílica, é que o ganho g_R se estende sobre uma larga faixa de frequências. Este comportamento é devido à natureza não-cristalina do vidro. Em materiais amorfos, as frequências vibracionais moleculares espalham-se em bandas que se sobrepõem e criam um *continuum* de frequências.

O limiar Raman é definido como a potência de bombeio de entrada na qual a potência Stokes torna-se igual à potência de bombeio restante na saída da fibra[10]. Considerando-se

um espectro de ganho Raman Lorenciano, a potência de bombeio crítica para se obter o limiar, com uma boa aproximação, é dada por:

$$P_c \cong 16 \frac{A_{eff}}{g_R l_{eff}} \quad \text{Eq. 4.32}$$

onde A_{eff} é a área efetiva do núcleo e l_{eff} o comprimento efetivo da fibra, como definidos no *Capítulo 2*. Foi considerado, para a obtenção da *Eq. 4.32*, que a polarização das ondas do bombeio e de Stokes são mantidas ao longo da fibra. Se a polarização não é mantida, o limiar Raman aumenta de um valor compreendido entre uma e duas vezes. Se a luz estiver totalmente despolarizada o limiar é o dobro.

4.2.1.2 Laser Raman CW a Fibra

O desenvolvimento de lasers a fibra é uma aplicação importante do fenômeno do espalhamento Raman estimulado. Tais lasers emitem em comprimentos de onda que, normalmente, não são gerados por lasers de estado sólido e podem ser sintonizados sobre uma larga faixa de frequências.

O limiar de potência do laser Raman CW, que corresponde à potência de bombeio na qual o ganho óptico é igual às perdas na cavidade, pode ser obtido a partir de:

$$P_{th} = \frac{A_{eff}}{2g_R l_{eff}} \ln R \quad \text{Eq. 4.33}$$

onde R é a perda total na cavidade e P_{th} é a potência de bombeio de limiar na entrada da fibra. Se a fibra não preserva a polarização, o ganho Raman, g_R , é reduzido por um fator de dois, devido a diferença entre a polarização da luz de bombeio e a da onda Stokes ao longo da fibra.

4.2.1.3 Laser Raman Mode-Locked com Bombeamento Síncrono

Quando um laser Raman a fibra é bombeado por um trem de pulsos, cada pulso do laser Raman, após uma volta completa pela cavidade, pode ser sincronizado por um dos sucessivos pulsos de bombeio. Os lasers Raman a fibra, com bombeamento síncrono, têm atraído atenção, com vistas a sua utilização como geradores de pulsos ultra curtos.

4.22 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

É fácil de se obter a sincronização dos modos dos lasers Raman em fibras porque o laser pode selecionar um comprimento de onda particular que preencha as exigências de sincronismo do bombeio, dentro da larga faixa de frequências possíveis, próximas do pico do espectro de ganho Raman. Além disso, o comprimento de onda de emissão do laser pode ser selecionado, simplesmente, variando-se o comprimento da cavidade. Esta técnica é conhecida como sintonia pela dispersão temporal, para distingui-la da sintonia por prisma, que é espacial.

Em geral, quando os lasers Raman a fibra são bombeados com pulsos de largura temporal menor do que 150 ps, tem-se que levar em consideração os efeitos da dispersão da velocidade de grupo, descasamento da velocidade de grupo, auto-modulação de fase e modulação de fase cruzada. Para este tipo de pulsos de bombeio, o comprimento típico de interação, entre os pulsos de bombeio e os pulsos do laser Raman, pode ser menor do que o comprimento da fibra do meio ativo, $l_w < l$, o que limita o espalhamento Raman estimulado ao comprimento $z \approx l_w$, mesmo que o comprimento da fibra seja muito maior. Isto é provocado pelo descasamento das velocidades de grupo entre os pulsos de bombeio e os pulsos Raman. Ao mesmo tempo, os efeitos não-lineares, tais como *SPM* e *XPM*, tornam-se importantes devido às relativamente grandes potências de pico.

No caso mais geral, onde *GVD*, *SPM*, *XPM*, separação espacial entre pulsos e modulação do ganho desempenham um papel importante na geração dos pulsos Raman, pode-se determinar as suas importâncias relativas pelo uso de quatro escalas de comprimento, definidas por[7]:

$$l_D = \frac{T_0^2}{|\beta_{2p}|}, \quad l_W = \frac{T_0}{|v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}|}, \quad l_{NL} = \frac{1}{\gamma_p P_0}, \quad l_G = \frac{1}{g_p P_0} \quad \text{Eq. 4.34}$$

onde β_{2p} é o coeficiente da dispersão da velocidade de grupo para o comprimento de onda do bombeio, γ_p o coeficiente da não-linearidade para o bombeio, g_p o coeficiente de ganho do bombeio e P_0 a potência de pico de bombeio na entrada da fibra. O coeficiente da não-linearidade para o bombeio pode ser escrito como:

$$\gamma_p = \frac{n_2 \omega_p}{c A_{eff}} \quad \text{Eq. 4.35}$$

onde n_2 é o índice de refração não-linear e ω_p é a frequência angular do bombeio. O coeficiente de ganho do bombeio relaciona-se com o valor de pico do coeficiente de ganho Raman por[7]:

$$g_p = \frac{\omega_p g_R}{\omega_s A_{eff}} \tag{Eq. 4.36}$$

onde ω_s é a frequência angular de Stokes. O comprimento de dispersão, l_D , o comprimento de interação, l_W , o comprimento de não-linearidade, l_{NL} , e o comprimento de ganho Raman, l_G , fornecem as escalas de comprimento sobre as quais os efeitos da *GVD*, separação espacial dos pulsos, não-linearidades (*SPM* e *XPM*) e ganho Raman, tornam-se importantes, respectivamente. O comprimento mais curto, dentre eles, determina qual destes fenômenos possui a maior influência.

Na formação dos pulsos do laser, os pulsos de bombeio, ao se propagarem pela fibra, transferem parte de sua energia para os pulsos em formação, através do espalhamento Raman estimulado. Durante a propagação, os pulsos de bombeio alargam-se espectralmente devido ao efeito da auto-modulação de fase (*SPM*). Já os pulsos Raman, conforme vão sendo gerados através da fibra, mudam tanto a sua forma temporal quanto o seu espectro. As mudanças temporais ocorrem devido ao ganho Raman, enquanto que as espectrais são provocadas pela modulação de fase cruzada. Conforme o pulsos de bombeio e Raman propagam-se ao longo da fibra, vão se separando espacialmente, devido à diferença entre suas velocidades de grupo. Isto implica que as mudanças provocadas no pulso Raman, pelo ganho e *XPM*, são governadas por um fator de sobreposição que leva em consideração a separação relativa entre os dois pulsos ao longo da fibra.

Para a obtenção da potência de limiar dos lasers Raman pulsados, pode-se utilizar a mesma equação para o limiar do laser *CW* (Eq. 4.33), desde que o comprimento efetivo da cavidade seja considerado como:

$$l_{eff} = \sqrt{\pi} l_W \cong \frac{\Delta t_p}{|v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1}|} \tag{Eq. 4.37}$$

Apresenta-se, na *Figura 4.7*, a evolução dos pulsos de bombeio e Raman ao longo de três comprimentos de interação, l_W , para o caso onde $l_D/l_W = 1000$, $l_W/l_{NL} = 24$ e $l_W/l_G = 12$. O pulso

4.24 Laser "Mode-Locked" a Fibra Dopada

de bombeio é considerado Gaussiano e a semente que simula o pulso de entrada foi considerada como tendo uma potência efetiva de 2×10^{-7} W. Da figura, nota-se que o pulso Raman se inicia depois de um comprimento de interação e que a transferência de energia para os pulsos Raman, a partir dos pulsos de bombeio, está quase completa em $z = 3/l_w$, visto que os pulsos estão quase completamente separados, devido à diferença entre suas velocidades de grupo.

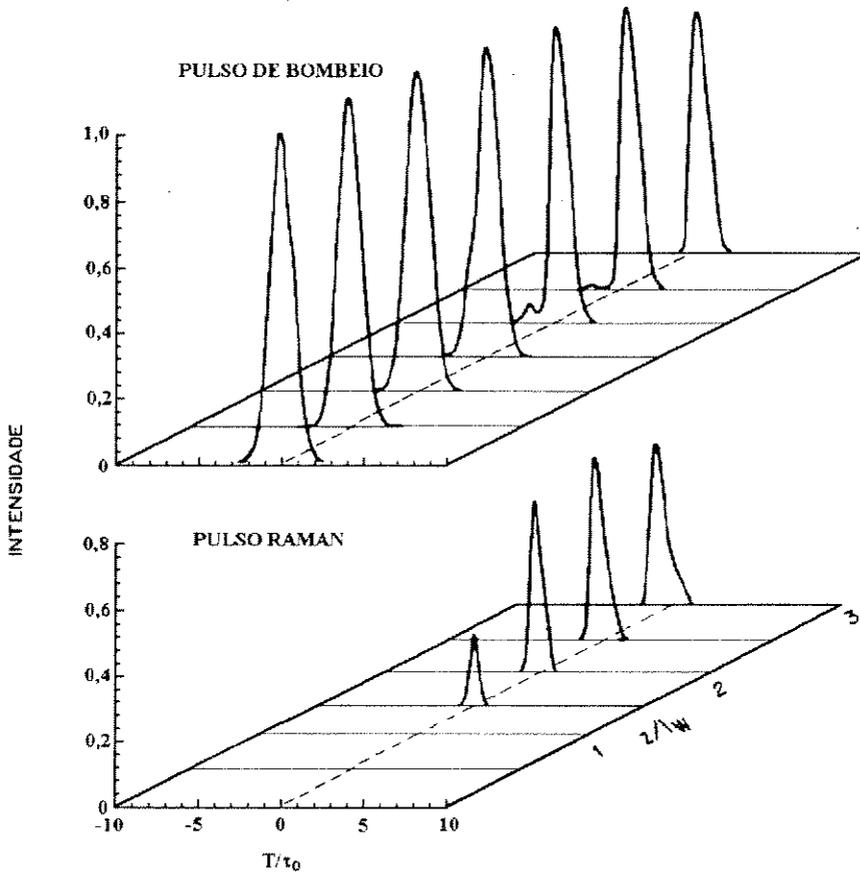


Figura 4.7 - Evolução dos pulsos de bombeio e Raman, ao longo de três comprimentos de interação, para o caso onde $I_D/I_W = 1000$, $I_W/I_{NL} = 24$ e $I_W/I_G = 12$ [7].

No regime de dispersão normal (exemplo da *Figura 4.7*), o pulso Raman propaga-se mais rapidamente que o pulso de bombeio, fazendo com que a maior parte da transferência de energia entre os pulsos seja da parte anterior do pulso de bombeio. Este mecanismo é facilmente visível, na figura, no ponto $z = 2/l_w$, onde a transferência de energia levou ao aparecimento de uma estrutura com dois picos para o pulso de bombeio, sendo que o vale entre eles equivale à posição do pulso Raman. O pico pequeno, no pulso de bombeio, desaparece mais à frente devido à passagem do pulso Raman por ele. Em $z = 3/l_w$, o pulso de bombeio é assimétrico e mais estreito do que o pulso de entrada, visto que o pulso, neste

ponto, é a parte posterior do pulso na entrada. Neste comprimento, o pulso Raman também estreitou e ficou assimétrico.

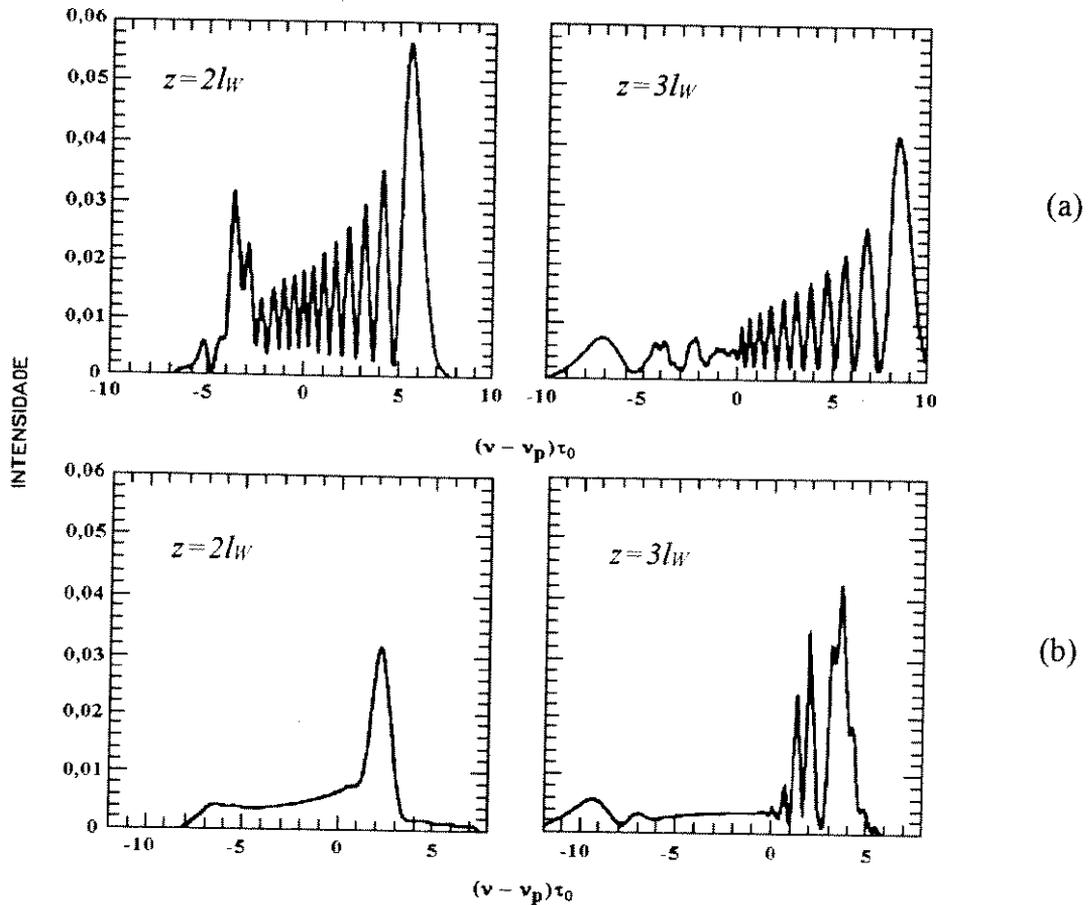


Figura 4.8 - (a) Espectros dos pulsos de bombeio e (b) Raman, em $z = 2l_W$ e $z = 3l_W$, para os mesmos parâmetros da Figura 4.7[7].

Mostra-se, na Figura 4.8, os espectros dos pulsos de bombeio e Raman em $z = 2l_W$ e $z = 3l_W$, para os mesmos parâmetros da Figura 4.7. Estes espectros apresentam características interessantes, resultantes da combinação da *SPM*, *XPM*, descasamento da velocidade de grupo e atenuação do bombeio. A natureza assimétrica dos espectros é devida à *XPM*. O lado azul do espectro do bombeio apresenta uma estrutura oscilatória que é provocada, tipicamente, pela *SPM*. Se não ocorresse o espalhamento Raman estimulado, o espectro seria simétrico e apresentaria o mesmo tipo de estrutura oscilatória no lado vermelho. Para a região normal de dispersão, as componentes vermelhas do espectro equivalem à frente do pulso de bombeio e, visto que a transferência de energia ocorre principalmente a partir dessas componentes, a frente do pulso é mais atenuada. Isto pode ser facilmente percebido a partir do espectro dos

4.26 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

pulsos de bombeio (*Figura 4.8(a)*). A longa cauda, no lado vermelho do espectro dos pulsos Raman, também é provocada pelo mesmo motivo. O espectro Raman apresenta um aspecto suave em $z = 2l_w$, mas desenvolve oscilações pronunciadas em $z = 3l_w$ (*Figura 4.8(b)*). Isto é provocado pela combinação da *XPM* e atenuação do bombeio. O *chirp* de frequência através do pulso Raman, induzido por esses efeitos, pode variar rapidamente tanto em amplitude quanto sinal, levando a uma complicada forma espectral.

4.2.2 Resultados Experimentais

Optou-se, inicialmente, pelos lasers a fibra dopada com praseodímio, na tentativa de se produzir uma fonte laser pulsada que produzisse pulsos curtos para a utilização em sistemas de comunicações de alta capacidade na segunda janela de comunicações ópticas. Como primeira tentativa, optou-se por lasers “mode-locked” que utilizam os pulsos de uma fonte de bombeio pulsada para a obtenção do sincronismo dos modos longitudinais da cavidade. Devido ao grande descasamento da velocidade de grupo entre os pulsos do bombeio e os pulsos gerados na cavidade, este método apresentou-se inviável, com a configuração experimental utilizada, para a geração de pulsos curtos na região de 1,3 μm . Por outro lado, esta mesma configuração gerou pulsos curtos em 1,136 μm utilizando, como mecanismo de ganho, o espalhamento Raman estimulado do fluoreto.

A montagem experimental utilizada para o laser Raman *mode-locked*, com bombeamento síncrono, é apresentada na *Figura 4.5*. Utilizou-se, como fonte de bombeio, o mesmo conjunto de elementos já descritos no *Capítulo 3* para o laser *CW*. Este conjunto era constituído por um laser *Nd-YAG*, um atenuador óptico, um isolador, um conjunto de lentes de expansão do feixe e uma objetiva de acoplamento do bombeio na fibra de fluoreto. Este conjunto forneceu pulsos de luz com comprimento de onda de 1,064 μm , largura temporal de ~ 100 ps e taxa de repetição de pulsos de 76,4 MHz.

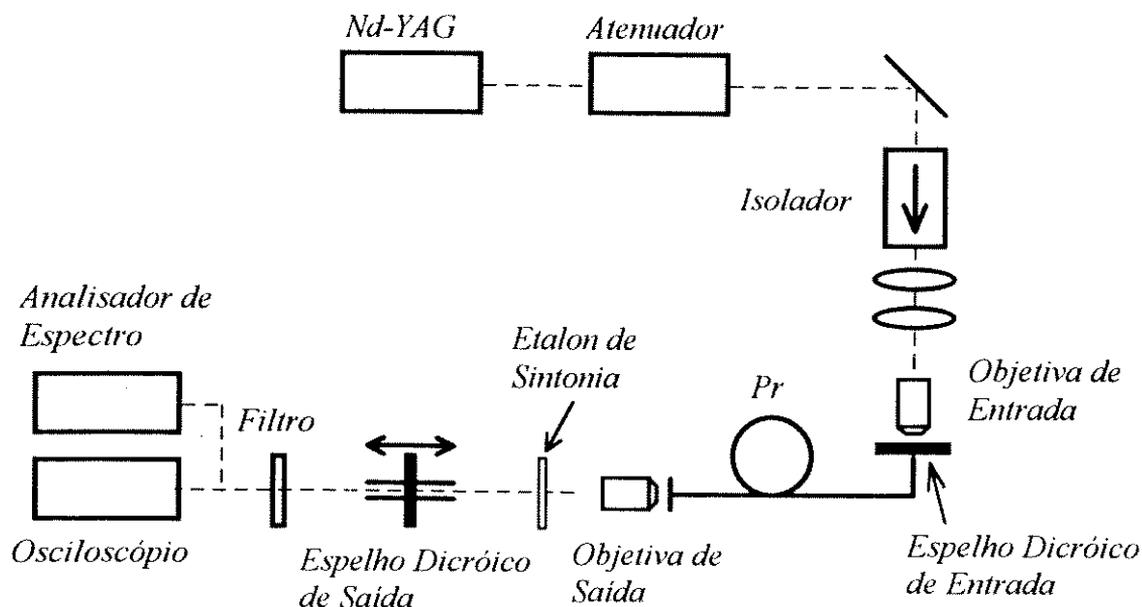


Figura 4.9 - Montagem experimental do laser Raman "mode-locked", sincronizado pelos pulsos do bombeio.

A cavidade laser era composta de: um espelho dicroico de entrada, com transmissão para o bombeio de 83 % e reflexão para a luz Raman, em $1,136 \mu\text{m}$, de ~ 98 %; um espelho dicroico de saída, com transmissão para o bombeio de 88 % e transmissão para a luz Raman, em $1,136 \mu\text{m}$, de ~ 25 %; uma fibra de fluoreto dopada com praseodímio, com concentração de dopagem de 1000 ppmw, diferença de índices entre núcleo e casca de 0,05, comprimento de $\sim 12,3$ m e raio do núcleo de $\sim 0,7 \mu\text{m}$; e uma objetiva para o acoplamento de saída (de microscópio, otimizada para o visível) com amplificação de 10X e abertura numérica de 0,25.

Para a obtenção do *mode-locking*, ajustou-se o comprimento da cavidade laser, atuando-se no microposicionador de suporte do espelho de saída, até o ponto onde a separação entre os pulsos do bombeio era igual a um múltiplo da separação entre os modos longitudinais da cavidade. Neste ponto, obteve-se um trem de pulsos na saída, como apresentado na *Figura 4.10*. Da figura, nota-se a presença de dois pulsos. Um, de maior intensidade, que equivale ao pulso gerado pelo espalhamento Raman estimulado e um, de menor intensidade, equivalente ao pulso de bombeio. Na saída, o pulso Raman possuía uma largura temporal de ~ 33 ps e estava separado, no tempo, do pulso de bombeio por ~ 108 ps. Esta separação representa o atraso de grupo entre o pulso de bombeio e o pulso Raman. Como se pode

4.28 Laser "Mode-Locked" a Fibra Dopada

notar, neste ponto a interação entre os pulsos é muito pequena, o que significa pouca transferência de energia do pulso de bombeio para o pulso Raman ao final da fibra.

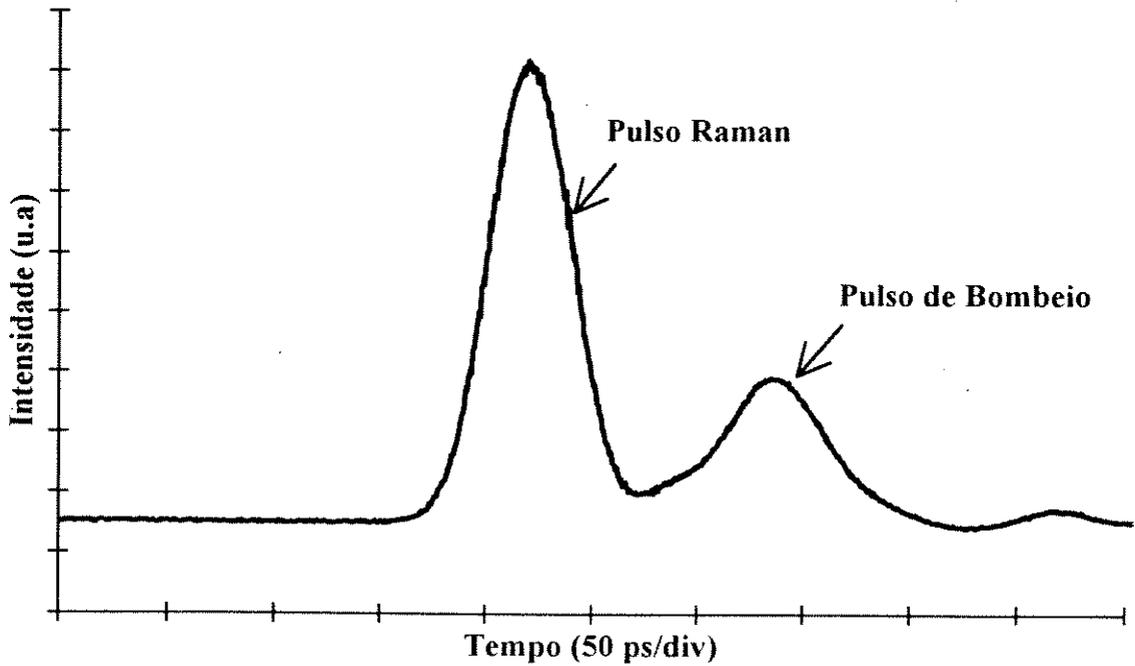
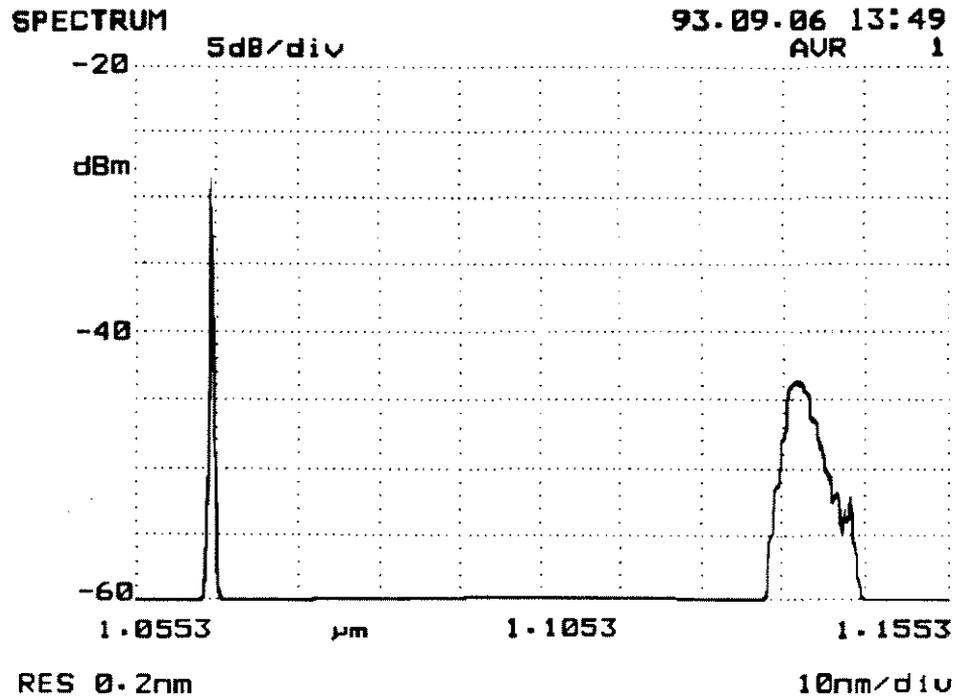
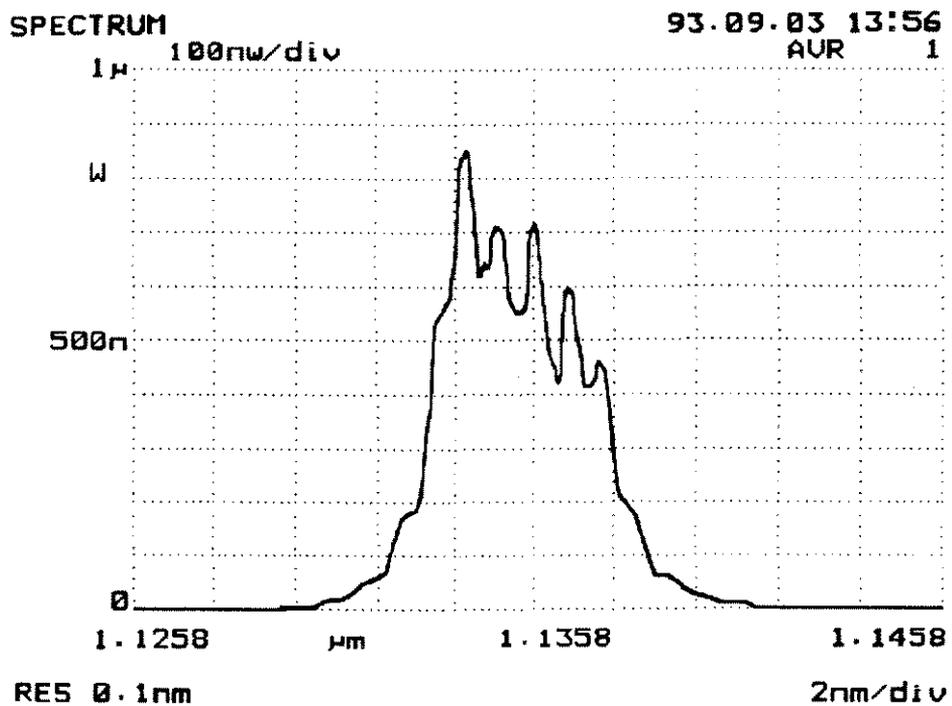


Figura 4.10 - Saída do laser Raman "mode-locked", como vista pelo conjunto detector rápido / osciloscópio de amostragem.

Os espectros de saída do laser Raman *mode-locked* são apresentados na *Figura 4.11*. Na *Figura 4.11(a)* mostra-se o espectro de saída dos pulsos de bombeio, em $1,064 \mu\text{m}$, e o dos pulsos Raman, em $\sim 1,136 \mu\text{m}$. Já, na *Figura 4.11(b)*, mostra-se o espectro mais detalhado dos pulsos Raman. Deste espectro pode-se notar a assimetria espectral, devida a uma maior transferência de energia do pulso de bombeio para as componentes azuis do pulso. A largura espectral destes pulsos ficou em $\sim 4,5 \text{ nm}$. Além disso, pode ser observado dessas figuras, que o laser emitiu em torno de $1,136 \mu\text{m}$, que equivale a, aproximadamente, o pico de emissão da primeira onda Stokes, como apresentado no espectro da *Figura 4.6*.



(a)



(b)

Figura 4.11 - Espectros de saída do laser Raman "mode-locked": (a) pulso de bombeio e Raman; (b) pulso Raman.

O laser gerou pulsos, a partir do ganho Raman, devido ao menor descasamento entre as velocidades de grupo dos pulsos de bombeio e Raman. Isto permitiu um maior comprimento de interação entre os pulsos e, por conseguinte, um maior efeito da modulação de fase cruzada no

4.30 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

sincronismo dos modos longitudinais da cavidade. A geração dos pulsos Raman pode ser observada a olho nu, a partir da redução da luminescência laranja, típica do praseodímio. Conforme se aumentava a intensidade dos pulsos Raman, diminuía-se a luminescência do praseodímio. Isto ocorre porque quanto maior é a transferência de energia do bombeio para os pulsos Raman menor é a energia de bombeio disponível para a inversão de população dos íons de praseodímio e, por conseguinte, tem-se uma menor fluorescência laranja, que é provocada pela absorção dos fótons de $1,3 \mu\text{m}$ pelos íons no estado excitado.

Esperava-se, com este laser, gerar pulsos em $1,3 \mu\text{m}$ a partir do sincronismo de fase imposto pelos pulsos de bombeio. Isto não foi possível, devido ao longo tempo de vida do nível laser superior do praseodímio e à grande diferença de velocidade de grupo entre os pulsos de bombeio e os em $1,3 \mu\text{m}$. O longo tempo de vida diminuiu, sensivelmente, o efeito da modulação do ganho e a grande diferença entre as velocidades de grupo dos pulsos de bombeio e os gerados pelos íons de praseodímio, reduziu a interação entre os pulsos e, deste modo, o efeito da modulação de fase cruzada. Para se solucionar este problema, teria que se conectar, à fibra de fluoreto, um pedaço de fibra, projetada com uma pequena diferença entre as velocidades de grupo dos pulsos, para acarretar o aumento do comprimento de interação entre eles[11]. Uma outra alternativa seria a compensação da dispersão da velocidade de grupo (*GVD*) com a colocação de uma grade de dispersão dentro da cavidade[12]. Devido às dificuldades do laboratório em viabilizar uma dessas duas técnicas, partiu-se para a geração de pulsos utilizando-se técnicas diferentes de “mode-locking” e que serão apresentadas nas seções posteriores.

4.2.3 Resultados Numéricos

Para a interpretação dos resultados experimentais, serão apresentados, a seguir, alguns cálculos numéricos. Para se determinar qual a influência, na modulação de fase dos modos, da diferença entre as velocidades de grupo dos pulsos de bombeio, Raman e gerados pelo ganho do praseodímio, calculou-se os comprimentos de interação entre os pulsos. Para a determinação destes, calculou-se a dispersão cromática da fibra de fluoreto para uma faixa de comprimentos de onda que compreendia os comprimentos de onda de interesse. Apresenta-se, na *Figura 4.12*, o resultado do cálculo da dispersão cromática, em função do comprimento de onda, para a fibra de fluoreto com raio de núcleo $a = 0,7 \mu\text{m}$ e diferença de índices $\Delta n = 0,05$. Tem-se, da figura, uma dispersão cromática $D = -130,6 \text{ ps/nm.km}$ para o

comprimento de onda $\lambda = 1,064 \mu\text{m}$, $D = -133,8 \text{ ps/nm.km}$ para $\lambda = 1,136 \mu\text{m}$ e $D = -141,4 \text{ ps/nm.km}$ para $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$.

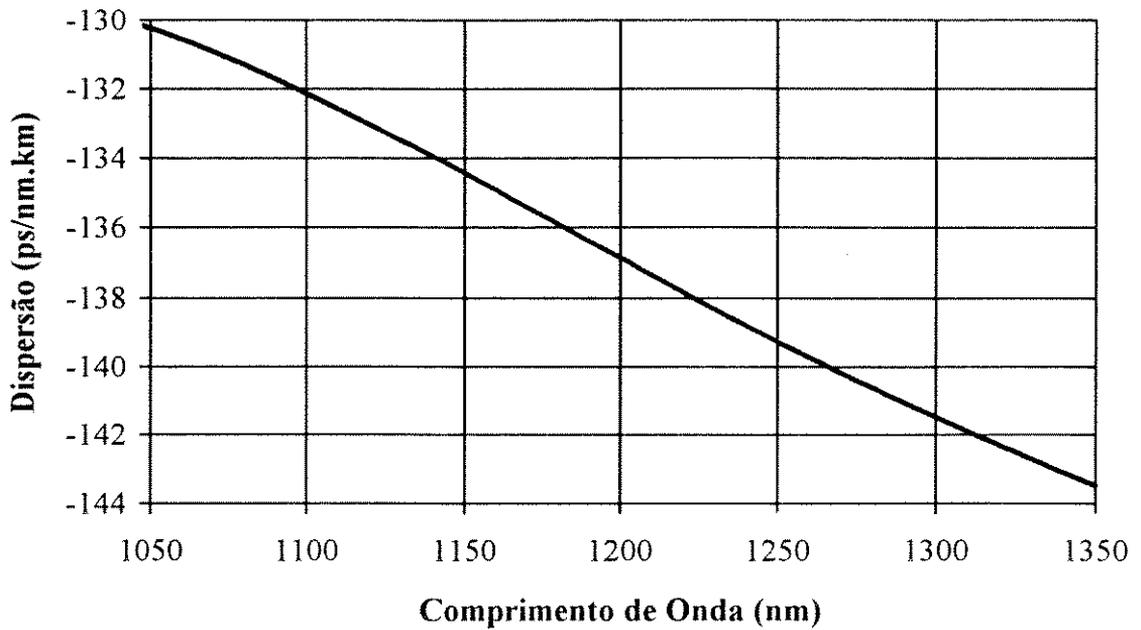


Figura 4.12 - Resultado do cálculo da dispersão cromática, em função do comprimento de onda, para a fibra de fluoreto com $a = 0,7 \mu\text{m}$ e $\Delta n = 0,05$.

Considerando-se que, para a região de interesse, a curva de dispersão apresentada na *Figura 4.12* pode ser aproximada por uma reta, a diferença entre os inversos das velocidades de grupo entre dois diferentes comprimentos de onda será igual à dispersão média dos dois comprimentos vezes a diferença entre eles. Obteve-se, a partir desta consideração e dos valores obtidos da curva da *Figura 4.12*, o seguinte valor para a diferença entre os inversos das velocidades de grupo dos pulsos de bombeio e Raman $v_{gp}^{-1} - v_{gs}^{-1} \approx 9,5 \text{ ps/m}$ e, para o caso entre os pulsos do bombeio e os gerados pelo ganho do praseodímio, $v_{gp}^{-1} - v_{gPr}^{-1} \approx 32, \text{ ps/m}$. Dos resultados anteriores e a partir da *Eq. 4.37*, para uma largura de pulso *FWHM* de 100 ps, tem-se um comprimento efetivo de interação entre os pulsos de bombeio e Raman de $l_{\text{eff}} \sim 10,5 \text{ m}$ e, entre os de bombeio e os gerados pelo ganho do praseodímio, de $l_{\text{eff}} \sim 3,1 \text{ m}$. Pode-se concluir desses resultados que, para o caso dos pulsos Raman, esses sofriam uma modulação de fase não-linear, provocada pelo *XPM*, de no mínimo 3 vezes maior do que no caso dos pulsos gerados pelo ganho do praseodímio.

4.32 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

Isto, de certo modo, explica porque o laser deu preferência ao *mode-locking* da luz gerada pelo ganho Raman em vez da gerada pelo praseodímio.

Sabendo-se que a fibra possui um comprimento de 12,3 m e que a diferença entre os inversos das velocidades de grupo, dos pulsos de bombeio e Raman, é de $\sim 9,5$ ps/m, tem-se, ao final da fibra, um atraso de grupo entre os pulsos de ~ 117 ps, que é aproximadamente o mesmo valor obtido na saída pelo osciloscópio (*Figura 4.10*).

4.3 Laser “Mode-Locked” FM Ativo

Um laser mode-locked FM ativo a fibra de fluoreto, emitindo no comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$, é apresentado nesta seção do capítulo[13]. Utilizou-se, para o sincronismo de fase dos modos da cavidade, um modulador eletro-óptico bulk de LiNbO_3 . Obteve-se, na saída do laser, pulsos estáveis com potência de saída média de 1 mW, duração de ~ 33 ps, largura de banda óptica a meia altura de $\sim 0,14$ nm e taxa de repetição de ~ 420 MHz. As características observadas dos pulsos são consistentes com os valores medidos da não-linearidade e da dispersão da fibra usada como meio ativo. Um modelo numérico será apresentado para a interpretação do mecanismo de modulação.

4.3.1 Resultados Experimentais

Apresenta-se, nesta sub-seção, a configuração experimental e os pulsos gerados na saída, para o laser “mode-locked” FM ativo com modulação de fase, para a obtenção do “mode-locking”. Apresenta-se, também, a caracterização da dispersão obtida pela variação do comprimento da cavidade laser e a determinação do comprimento da cavidade.

4.3.1.1 Configuração e Resultados Experimentais do Laser “Mode-Locked” FM Ativo

Mostra-se, na *Figura 4.13*, a configuração experimental do laser *mode-locked FM* a fibra. O bombeio óptico foi fornecido por um laser *Nd-YAG mode-locked*, operando em $1,064 \mu\text{m}$, com uma taxa de repetição de 76,4 MHz, largura temporal de 100 ps e que equivale aos comprimentos de onda maiores da curva de absorção do praseodímio (absorção de 0,32 dB/m). Como o tempo de vida do nível laser superior é longo ($\sim 110 \mu\text{s}$), quando comparado ao período do bombeio (~ 10 ns), ele pode ser considerado como contínuo. Um multiplexador por divisão de comprimento de onda (*WDM*) foi utilizado para acoplar eficientemente o bombeio em uma fibra

de fluoreto dopada com praseodímio (nível de dopagem de ~ 1000 ppmw, $\Delta n \sim 0,05$ e raio médio do núcleo de $0,7 \mu\text{m}$) com ~ 9 m de comprimento. O *WDM* acoplava $\sim 85\%$ da luz de bombeio à perna conectada à fibra de fluoreto, $\sim 14,6\%$ à perna utilizada para a monitoração do bombeio e $\sim 0,4\%$ à perna utilizada como saída do laser.

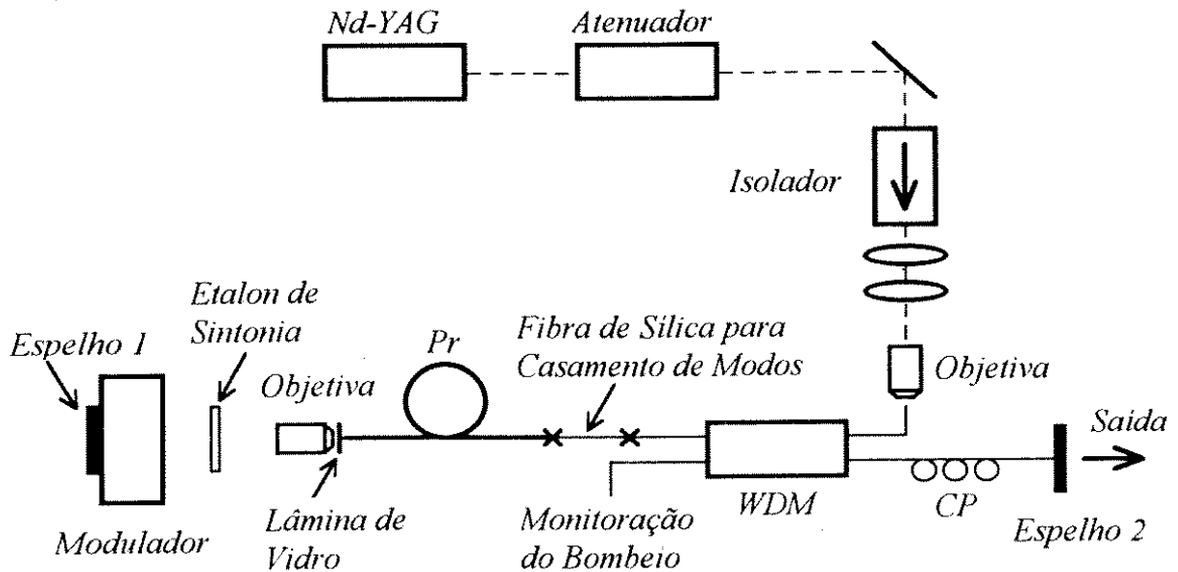


Figura 4.13 - Configuração do laser mode-locked FM a fibra em $1,3 \mu\text{m}$.

Na saída da fibra de praseodímio colocou-se uma lâmina de vidro encostada na face clivada da fibra, conjuntamente com uma gota de óleo casador de índice, para o casamento de índices entre a fibra e o ar, de modo a evitar realimentações indesejáveis de luz para dentro da cavidade (formação de outra cavidade). A luz, na saída da fibra de praseodímio, foi colimada por uma objetiva, de 10 vezes com abertura numérica de 0,25 e camadas anti refletoras otimizadas para $1,55 \mu\text{m}$, e direcionada para a entrada do modulador de fase, passando através do etalon de sintonia, que era constituído por uma lâmina de vidro com $0,25$ mm de espessura. O *Espelho 1* (espelho dicróico com coeficiente de reflexão de $99,8\%$ para a luz, com comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$, e de transmissão de 83% , para a luz de bombeio) foi colado na saída do modulador de fase para diminuir, ao máximo, a distância entre o modulador e o espelho. O ajuste do comprimento da cavidade foi obtido montando-se o modulador, com o *Espelho 1*, sobre um estágio translador (*XYZ*). A cavidade ressonante laser foi acoplada à saída através do *Espelho 2* (espelho dicróico com coeficiente de transmissão de 17% para a luz, com comprimento de onda de $1,3 \mu\text{m}$, e com 83% para a luz de bombeio) que foi colocado encostado na face clivada da fibra de uma das pernas do *WDM*, conjuntamente com uma gota de óleo casador de índice.

4.34 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

Colocou-se, também, próximo do *Espelho 2* de saída, um conjunto de discos de controle de polarização (*CP*) para o ajuste da polarização da luz dentro da cavidade.

A conexão entre a fibra de sílica padrão do *WDM* e a fibra de fluoreto está representada na *Figura 4.14*. Para a obtenção desta conexão, realiza-se dois passos: primeiro solda-se um pedaço de fibra de sílica com grande *NA* ($\Delta n \sim 0,04$) na fibra de sílica padrão do *WDM*. Esta fibra serve para o casamento dos modos da fibra de sílica padrão, com um raio maior e menor diferença de índices de refração, com a de fluoreto, de raio menor e maior diferença de índices. Depois, cola-se a fibra de sílica com grande *NA* com a fibra de fluoreto utilizando-se, para isso, uma cola especial que seca com luz ultra-violeta. Sobre essa junção coloca-se um capilar de vidro e enche-se de cola, para garantir a rigidez mecânica. Este tipo de conexão garante perda de inserção total menor do que 1 dB.

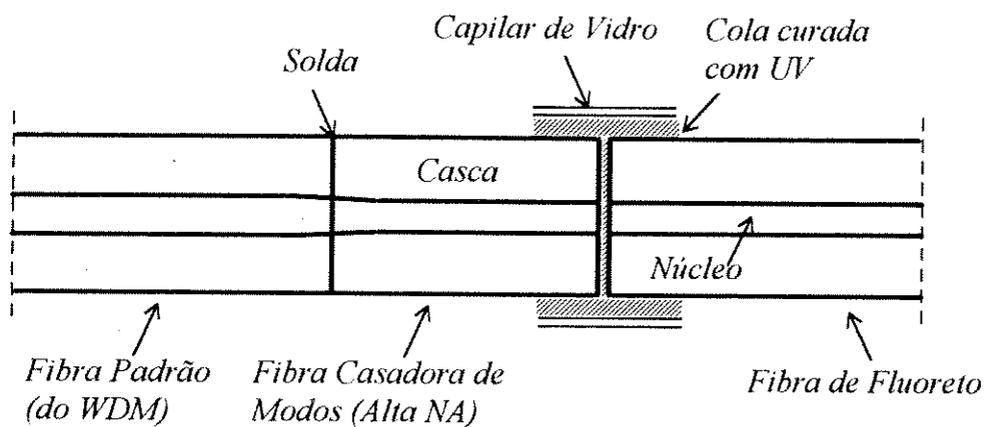


Figura 4.14 - Conexão entre a fibra de sílica padrão do WDM e a fibra de fluoreto dopada com praseodímio

O comportamento *CW* do laser, apresentado na *Figura 4.15*, foi obtido medindo-se a potência de saída da luz de bombeio na saída do *Espelho 1* e a potência da luz em $1,3 \mu\text{m}$ na saída do *Espelho 2*. O cálculo da potência de bombeio absorvida foi realizado calculando-se a potência na entrada da fibra de fluoreto, a partir da potência na saída, considerando-se uma absorção do bombeio na fibra de $\sim 0,32 \text{ dB/m}$ e um comprimento de fibra de $\sim 9 \text{ m}$. Para a eliminação, quase total, da pouca luz de bombeio que era acoplada à saída através do *Espelho 2*, colocou-se na saída desse espelho um filtro que cortava o bombeio e deixava passar o sinal em $1,3 \mu\text{m}$.

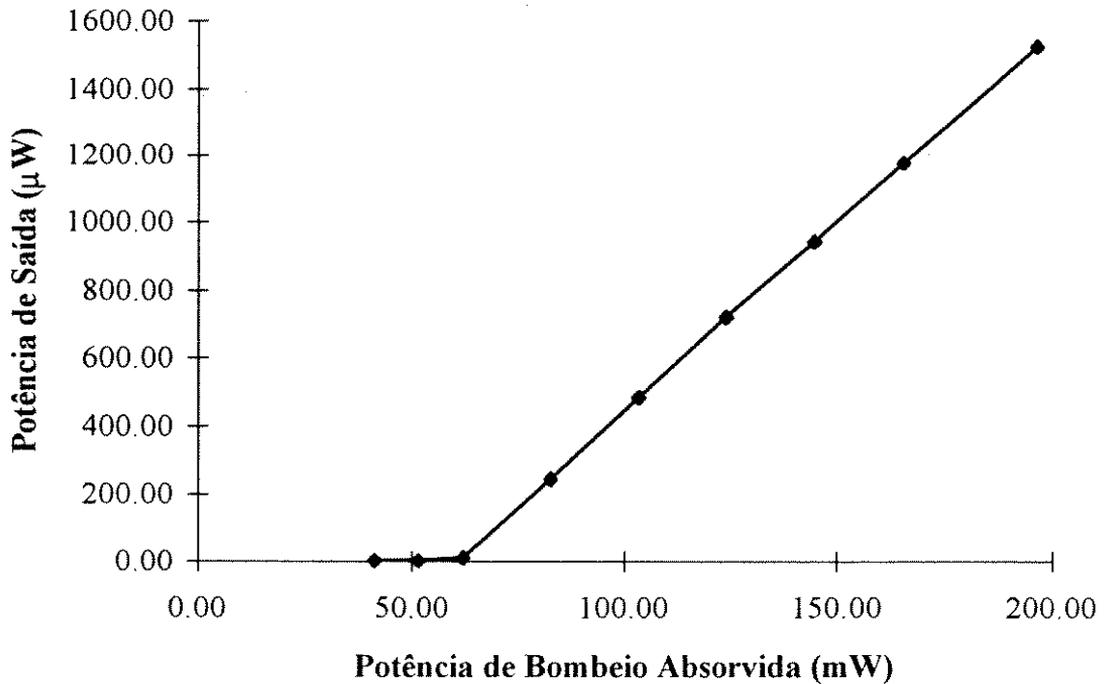


Figura 4.15 - Característica de saída CW do laser "mode-locked" FM ativo.

Como pode-se observar na *Figura 4.15*, obteve-se uma potência de bombeio absorvida de limiar de ~ 60 mW e uma eficiência de conversão de bombeio em sinal, na região laser, de 1,1 %. Para uma potência absorvida de bombeio de 200 mW, obteve-se uma potência de saída de $\sim 1,6$ mW.

Para este laser obteve-se o *mode-locking FM*, utilizando-se um modulador *bulk* de niobato de lítio, que provocava um deslocamento de fase de pico de uns poucos décimos de radiano. A frequência de modulação do modulador foi sintonizada (~ 420 MHz) em um dos harmônicos do espaçamento entre modos da cavidade (~ 8 MHz). Na *Seção 4.3.1.3* apresenta-se um método de medição do espaçamento entre modos e do comprimento da cavidade. Utilizando-se um analisador de espectro elétrico na saída, pode-se observar a qualidade do *mode-locking* do laser.

Apresenta-se, na *Figura 4.16*, o espectro elétrico de saída do laser *mode-locked FM* ativo. Pode-se observar, na figura, o sincronismo dos modos na frequência *RF* de modulação e nas suas harmônicas. Observa-se, também, as raias dos modos não sincronizados e que estão com uma intensidade inferior, no mínimo, de 15 dB quando comparadas com os modos sincronizados.

4.36 Laser "Mode-Locked" a Fibra Dopada

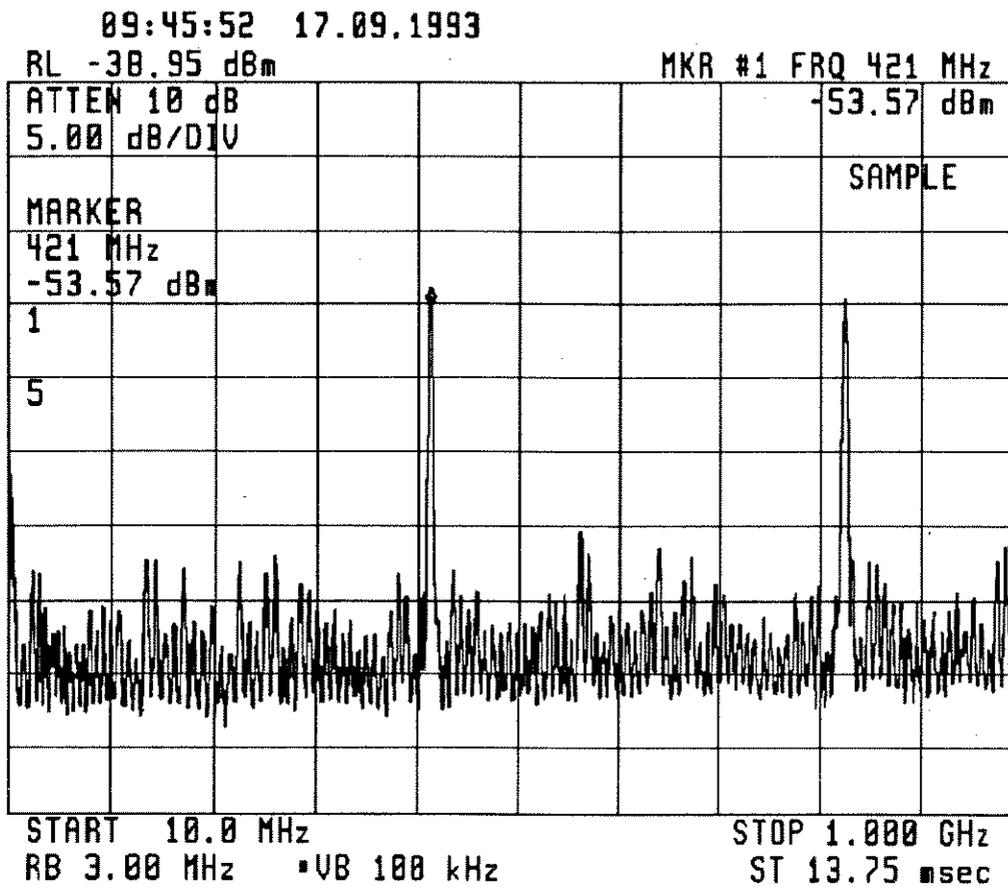


Figura 4.16 - Espectro elétrico de saída do laser "mode-locked" FM ativo.

A saída do laser foi monitorada através de um osciloscópio de amostragem, com um detector rápido, para a detecção (resolução temporal de ~ 29 ps), e um analisador de espectro óptico (OSA) com resolução de 0,1 nm.

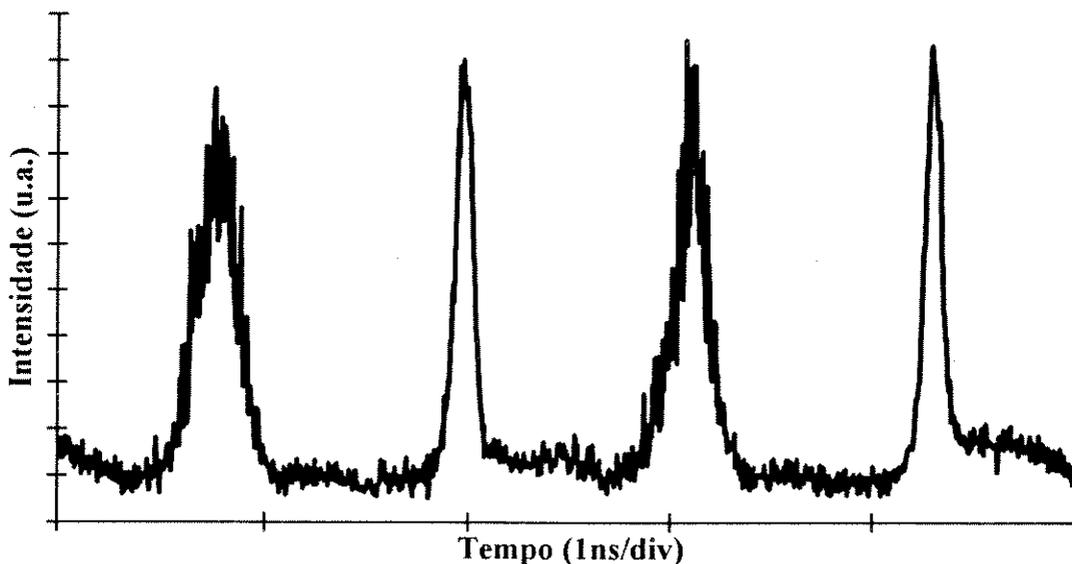
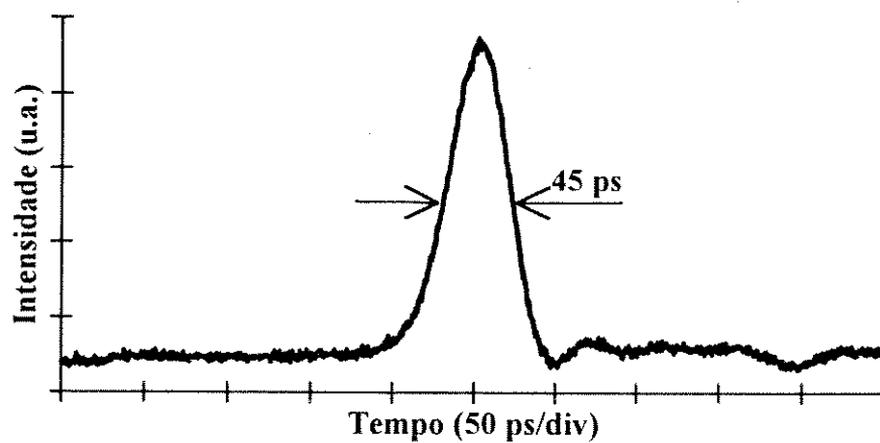
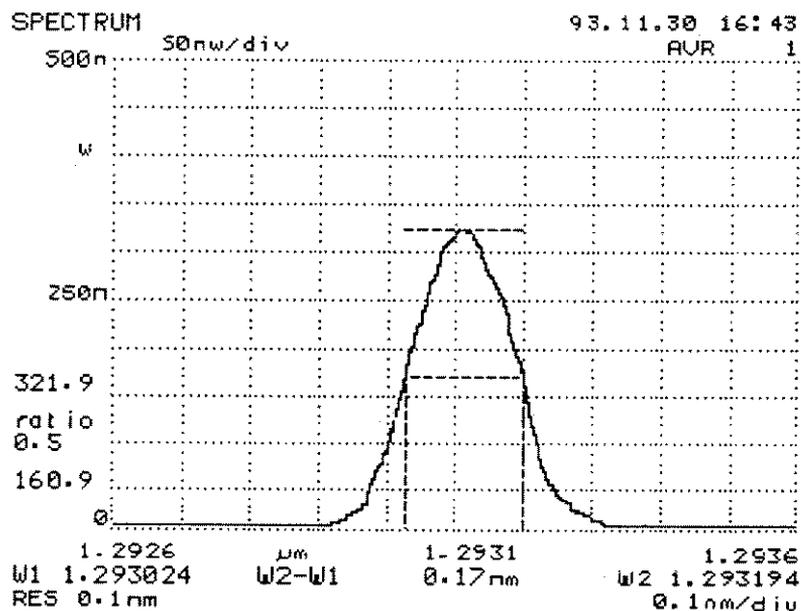


Figura 4.17 - Trem de pulsos de saída do laser "mode-locked" FM ativo.

O comportamento do trem de pulsos gerados é ilustrado na *Figura 4.17*, onde ocorrem dois grupos de pulsos: um estreito e estável e outro largo e instável. Ajustando-se os parâmetros da cavidade laser, tais como o comprimento, polarização e filtragem a partir de um *etalon*, os pulsos instáveis podem ser eliminados. Para este caso, a saída temporal do laser, como medida no osciloscópio, é apresentada na *Figura 4.18(a)*. Pode-se notar, na figura, que ocorre um pulso estreito e estável, com uma potência de pico de ~ 75 mW e duração temporal, a meia altura, de ~ 33 ps. O valor de ~ 33 ps foi obtido descontando-se, do pulso medido no osciloscópio, a resolução temporal do fotodetector.



(a)



(b)

Figura 4.18 - Pulso de saída do laser "mode-locked" FM para o caso estreito e estável.

Como medido: (a) no osciloscópio, (b) no analisador de espectro.

4.38 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

Na *Figura 4.18(b)*, mostra-se a curva do espectro de saída do laser. Deste espectro, pode-se medir uma largura espectral de $\sim 0,14$ nm quando desconta-se a resolução espectral do analisador de espectro. Dos resultados medidos, obteve-se um produto da largura temporal pela espectral de $\sim 0,66$ que era o esperado a partir da teoria de Kuizenga e Siegman para os lasers *mode-locked* com modulação FM.

4.3.1.2 Caracterização da Dispersão

Quando alterou-se o comprimento da cavidade laser, observou-se uma alteração no comprimento de onda de saída do laser. A principal causa deste efeito é a necessidade do pulso óptico manter o sincronismo com o modulador. Para compensar a mudança no comprimento da cavidade, o laser é forçado a oscilar em um comprimento de onda tal que o atraso de grupo casa exatamente com um múltiplo do período do modulador. A intensidade deste efeito depende da dispersão da cavidade. Ou seja, alterando-se o comprimento da cavidade por uma distância Δl , o atraso temporal $\Delta \tau$ pode ser compensado por uma variação no comprimento de onda $\Delta \lambda$ tal que:

$$\Delta \tau = \frac{\Delta l}{c} = |D(\lambda)| l \Delta \lambda \quad \text{Eq. 4.38}$$

onde l é o comprimento da fibra e D é o parâmetro de dispersão. A dispersão é dada, deste modo, por:

$$|D(\lambda)| = \frac{\Delta l}{c l \Delta \lambda} \quad \text{Eq. 4.39}$$

Para a fibra da cavidade laser de 11,5 m, mediu-se um deslocamento no comprimento de onda de 1,75 nm para cada milímetro de mudança no comprimento da cavidade. A partir desses valores, e utilizando-se a *Eq. 4.39*, obteve-se um valor para o módulo da dispersão de $D \sim 170$ ps/nm.km, que está bem próxima dos valores estimados numericamente no *Capítulo 2* ($D = -194$ ps/nm.km).

4.3.1.3 Determinação do Comprimento da Cavidade

Em uma cavidade laser Fabry-Perot oscilam m modos longitudinais que emergem da cavidade através dos espelhos de saída, separados por um período de repetição, T_m .

Utilizando-se um analisador de espectro elétrico pode-se determinar o comprimento da cavidade óptica a partir das raiais do espectro que representam a taxa de repetição dos modos. Na *Figura 4.19*, apresenta-se uma curva do espectro elétrico de saída do laser sem *mode-locking*. Nesta figura destaca-se a frequência de repetição dos modos que, neste caso, foi $\sim 8,0583$ MHz. Sabendo-se que a cavidade era composta de duas partes principais: uma que era o pedaço de fibra de fluoreto de comprimento l_f , e a outra o espaço livre, com comprimento l_s , pode-se determinar o período de repetição por:

$$T_m = \frac{2}{c}(l_f n + l_s) \quad \text{Eq. 4.40}$$

onde n é o índice de refração da fibra e c a velocidade da luz. Sabendo-se que: a frequência de repetição dos modos, medida no analisador de espectro, é o inverso do período de repetição, o índice de refração da fibra de fluoreto $n \approx 1,5$; o comprimento do espaço livre $l_s \approx 0,4$ m e aplicando-se a *Eq. 4.40*, encontrou-se um comprimento de fibra $l_f \approx 12,14$ m.

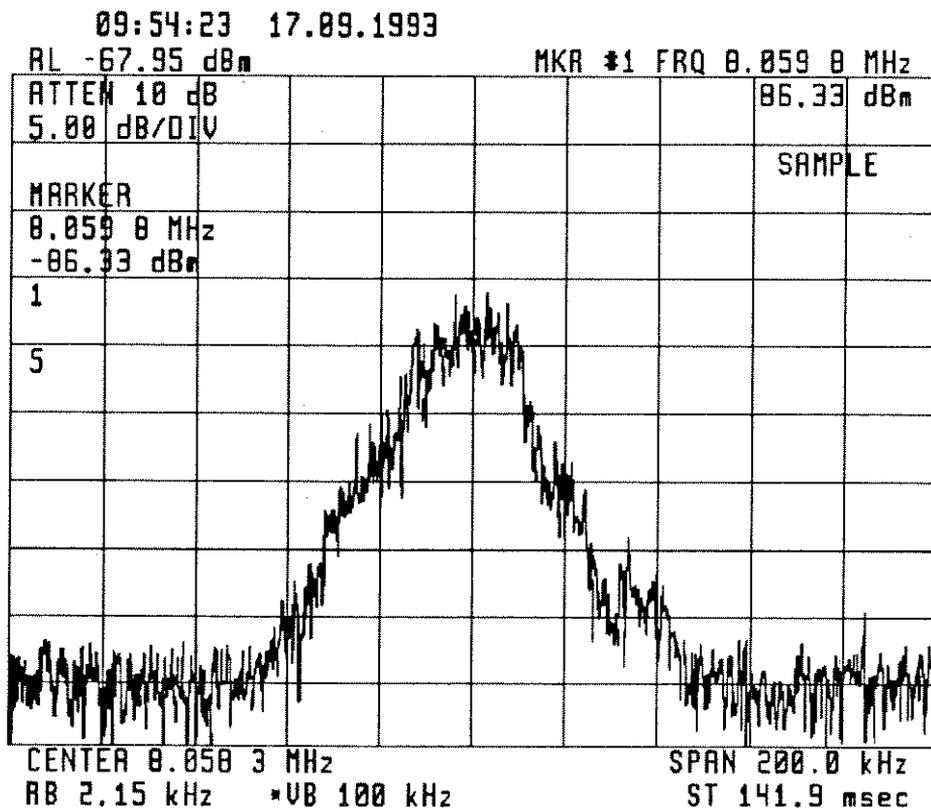


Figura 4.19 - Espectro elétrico de saída do laser sem "mode-locking" onde se destaca a frequência de separação entre os modos.

4.3.2 Resultados Numéricos

Dos parâmetros da fibra medidos e calculados no Capítulo 2 e dos resultados obtidos com a montagem do laser, chegou-se à conclusão que necessitava-se um melhor entendimento dos mecanismos de interação entre os parâmetros da cavidade. Para isto, iniciou-se o desenvolvimento de um programa computacional que auxilia este entendimento. Apresenta-se, a seguir, os principais resultados numéricos desta simulação e as principais conclusões a que se chegou.

Desenvolveu-se um programa computacional que simula a propagação de pulsos através de um meio dispersivo não-linear e que inclui um modulador de fase a distâncias periódicas ao longo do comprimento de simulação. Para descrever a propagação dos pulsos utilizou-se a equação não-linear de Schrödinger, que é adequada para meios dispersivos não-lineares. O programa desenvolvido[14], que calcula a evolução de um pulso óptico dentro de uma fibra, é capaz de dar um suporte qualitativo no estudo dos vários fenômenos que ocorrem na formação dos pulsos no processo de *mode-locking* de um laser a fibra.

O programa foi baseado no método *split-step*[15] e permite uma visualização dos resultados, tanto no domínio do tempo quanto da frequência, nas regiões normal e anômala de dispersão. Para se obter uma comparação com os resultados do laser a fibra *mode-locked FM* ativo, considerou-se que as perdas da cavidade foram compensadas pelo ganho do meio ativo. Esta consideração é razoável, visto que, no regime de operação estacionário, o ganho saturado é igual as perdas da cavidade. Além disso, considerou-se que a largura de linha do meio ativo não limitava o espectro do pulso, que é uma boa aproximação neste caso, devido à grande largura de banda da emissão do Pr^{3+} quando comparada ao espectro do pulso.

Para a normalização da equação diferencial não-linear de Schrödinger, as distâncias de propagação foram normalizadas em relação ao comprimento de dispersão da fibra, l_D , que é proporcional ao quadrado da largura do pulso a meia altura (*FWHM*) e inversamente proporcional ao parâmetro da dispersão da velocidade de grupo[7]. O pulso de entrada foi descrito por uma função Gaussiana, sem *chirp* linear inicial.

Para simular o efeito do modulador de fase, foi introduzida no programa uma perturbação de fase que variava senoidalmente. Para cada volta completa na cavidade, a transmissão através do modulador foi descrita pela multiplicação do pulso, no domínio do tempo, por

um fator $e^{j\delta(t)} = e^{j2\delta_m \cos\omega_m t}$, onde δ_m é o índice de modulação, que corresponde ao retardo de fase de pico para uma única passagem através do modulador e ω_m é a frequência angular de modulação *RF*.

Foi considerado, na simulação, o caso *mode-locking FM* ideal, onde o termo do *chirp* de frequência linear provoca o *mode-locking*. Como pode ser notado, da *Figura 4.17*, existem dois grupos de pulsos, um estreito e estável e, um outro, largo e instável. Pode também ser percebido que o período de cada grupo corresponde a um período do ciclo de modulação *RF* (~420 MHz). Deste modo, pode-se deduzir que os picos positivos do sinal *RF* são relacionados a um dos grupos de pulsos e que os picos negativos são relacionados aos pulsos do outro. Além disso, para o *mode-locking FM*, uma parte dos modos longitudinais da cavidade laser são sincronizados em fase devido a esses picos do sinal *RF*. Tais pulsos gerados, quando propagam ao longo da cavidade, sofrem um alargamento temporal devido ao *chirp* de frequência induzido pela dispersão da fibra. Quando esses mesmos pulsos passam pelo modulador, também sofrem um outro *chirp* de frequência que é positivo ou negativo dependendo de qual semi-ciclo *RF* está sendo aplicado. A principal proposta, para a simulação, foi determinar esta equivalência, isto é, a que grupo de pulsos corresponde os picos positivos ou negativos, para uma dada região de dispersão.

Basicamente, considerou-se um regime de dispersão normal (o experimento desta seção) e, variando-se o sinal do índice de modulação, verificou-se qual semi-ciclo *RF* provocava o alargamento temporal dos pulsos. As simulações numéricas confirmaram a presença de dois regimes de operação, como resultado da variação do sinal do índice de modulação. Quando os pulsos se propagam em uma fibra, no regime de dispersão normal, um índice de modulação positivo fornece as condições para se obter um grupo de pulsos largos, enquanto que o índice negativo produz pulsos estreitos.

Na *Figura 4.20*, apresenta-se os produtos largura temporal pela espectral, $(\Delta\nu\Delta\tau)$, em função do sinal e amplitude da modulação de fase, após uma propagação de $z = 5,0 l_D$, que corresponde a ~12500 voltas do pulso na cavidade. O comprimento de dispersão, l_D , para a fibra da cavidade, era de ~2,3 km, o que significa que o comprimento da cavidade corresponde a ~0,004 l_D .

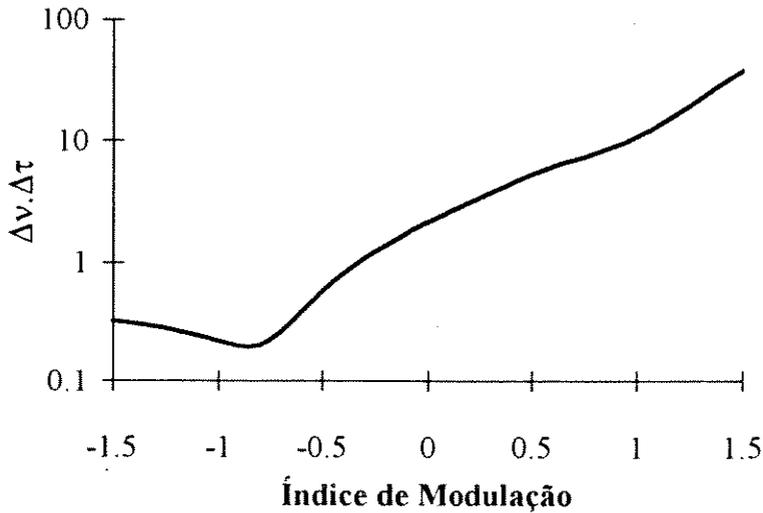


Figura 4.20 - Curva teórica do produto da largura de pulso temporal pela largura espectral, como uma função do índice de modulação, para a região de dispersão normal.

Os resultados da simulação estão consistentes com os já conhecidos da literatura[4], e deram um bom entendimento do comportamento experimental do laser e dos mecanismos dominantes na determinação da largura do pulso. O parâmetro da dispersão cromática da cavidade foi fortemente afetado pelo pequeno diâmetro do núcleo da fibra de fluoreto dopada com praseodímio. Este parâmetro foi dominado pela grande contribuição da dispersão de guia de onda, que levou a uma alta dispersão normal (que não suporta a formação de sólitons).

A dispersão, em associação com o método *mode-locking FM*, têm importantes conseqüências no modo de operação do laser. De acordo com o modelo de Kuizenga e Siegman[4], existem duas soluções possíveis para o caso *FM*, uma para cada extremo da variação de fase, quando um pulso com um *chirp* de frequência linear (variando de valor positivo para negativo) propaga-se através de um meio dispersivo. Essas soluções surgem da combinação, tanto aditiva como subtrativa, dos dois *chirps* induzidos no pulso pela dispersão e modulação. Isto significa que, quando um sinal *RF* é aplicado a um modulador, sua parte positiva induz um *chirp* no pulso com o mesmo sinal do *chirp* induzido pela dispersão da cavidade (regime de dispersão normal), o que provoca um alargamento e desestabilização do pulso. Por outro lado, a parte negativa do sinal *RF* provoca um *chirp* com sinal oposto ao induzido pela dispersão, o que leva a um estreitamento e estabilização do pulso.

4.4 Laser “Mode-Locked” FM Ativo Totalmente Óptico

Apresenta-se, nesta seção, a demonstração da geração de pulsos claros e escuros a partir de um laser “mode-locked” FM ativo totalmente óptico a fibra de fluoreto dopada com praseodímio[16]. O modo de operação do laser é controlado pela dispersão da cavidade utilizando-se para isso uma grade “stepped-chirp” de reflexão foto induzida a fibra[17].

Técnicas para o “mode-locking” ativo totalmente óptico[5] têm mostrado potencial para a geração de pulsos óptico curtos e em uma variedade de aplicações em processamento de sinais[18,19]. Basicamente, um trem de pulsos ópticos (ou dados) pode ser usado diretamente no processo de modulação rápida de amplitude ou fase de uma cavidade laser através de um fenômeno não-linear, tal como a modulação de fase cruzada (XPM). Nesta seção, demonstra-se um novo regime de operação que explora uma janela estreita de modulação, obtida através do “mode-locking” totalmente óptico, na geração tanto de pulsos ópticos claros quanto escuros. O comportamento observado é consistente com os regimes de operação estáveis do “mode-locking” FM[4] que são fortemente influenciados pelo sinal e pela magnitude da dispersão da cavidade. A demonstração é obtida utilizando-se um laser “mode-locked” totalmente óptico a fibra de fluoreto dopada com praseodímio. Sem um controle da dispersão, o laser a fibra possuía uma grande dispersão normal (que não suporta sólitons), provocada pelas contribuições da fibra de fluoreto e da fibra do modulador óptico. Apresenta-se um método simples de controle da dispersão da cavidade laser pelo uso de uma grade “stepped-chirp” de reflexão foto induzida a fibra, utilizada como acoplador de saída do laser.

4.4.1 Sólitons Escuros

O fenômeno das ondas solitárias (definidas no Capítulo 5) ocorre em diferentes áreas da física; sendo que as fibras ópticas monomodo têm se mostrado um meio especialmente conveniente, para este estudo. A propagação de sólitons, como pulsos ópticos claros, foi demonstrada em vários experimentos realizados na região negativa (anômala) da dispersão da velocidade de grupo (GVD)[20]. Para a região de dispersão positiva (normal), $\lambda < 1,3 \mu\text{m}$ em fibras monomodo padrão, pulsos claros não podem propagar-se como sólitons e a interação do índice não-linear com a GVD leva a um alargamento espectral e temporal dos pulsos propagantes. Para ambos os sinais da GVD, os resultados experimentais têm concordado quantitativamente com as estimativas obtidas a partir da

equação não-linear de Schrödinger (NLS). A equação NLS admite, além da solução de sólitons claros, na região anômala, uma solução para a região normal. Esta solução são os pulsos sólitons escuros que consistem de uma rápida depressão em um sinal CW. A existência dos pulsos sólitons escuros foi prevista[21] em 1973 mas, devido às dificuldades de geração, somente recentemente foi demonstrada experimentalmente[22].

4.4.1.1 Propriedades Básicas

O sóliton escuro é uma função anti-simétrica no tempo, com uma mudança de fase abrupta de π radianos no centro do pulso. Diferentemente, o sóliton claro é uma função par no tempo com uma fase constante através do pulso. Existem sólitons escuros com baixo contraste, ou seja, a depressão no sinal CW de fundo não vai até zero e o deslocamento de fase não é tão abrupto no centro do pulso. Estes tipos de sólitons escuros são chamados de sólitons cinzas.

Apresenta-se, na Figura 4.21, as curvas de intensidade e fase, como funções do tempo normalizado, para os sólitons claros e escuros[23]. Também, é apresentada na figura um sóliton escuro cinza onde se pode notar um contraste menor da depressão e um perfil de fase mais suave. O parâmetro B , apresentado na figura, define o contraste do pulso e A representa a amplitude do campo óptico.

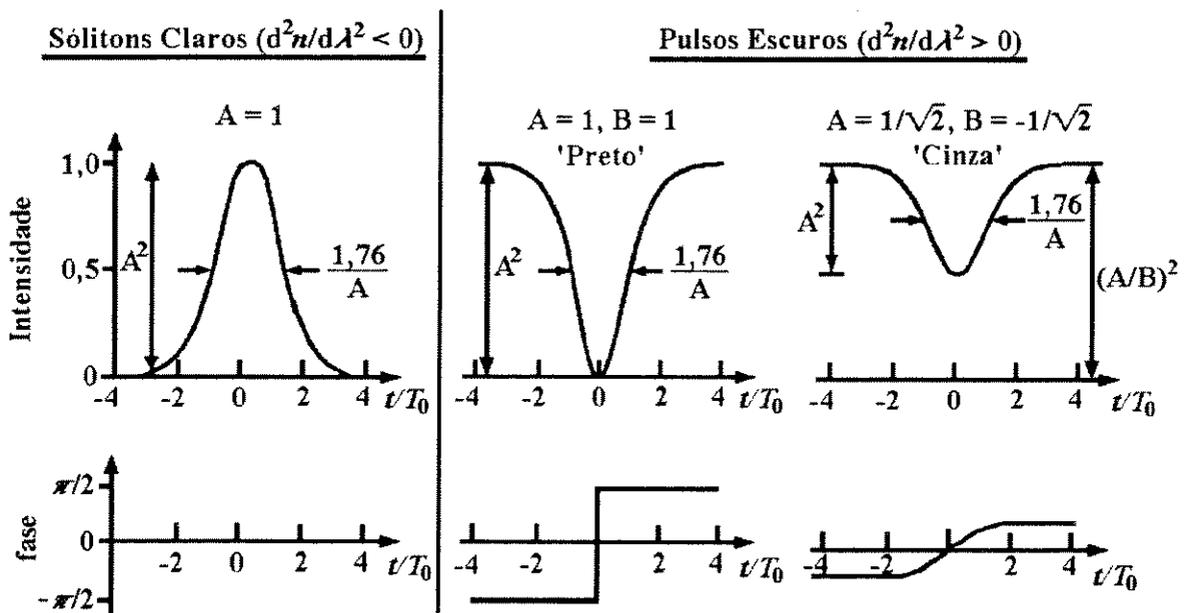


Figura 4.21 - Curvas de intensidade e fase em função do tempo normalizado, para sólitons claros e escuros[23].

4.4.1.2 Principais Diferenças Entre Sólitons Escuros e Claros

As principais diferenças dos sólitons escuros, quando comparados com os sólitons claros, são:

1. Só ocorrem na região normal de dispersão;
2. São um decréscimo momentâneo na intensidade sobre um fundo luminoso constante. Diferentemente, sólitons claros são pacotes de luz localizados sobre um fundo sem luz;
3. Para uma frequência óptica e intensidade de fundo fixa existe uma faixa contínua de sólitons escuros com diferentes parâmetros de contraste. Já para os sólitons claros, em uma dada frequência fixa, existe somente uma solução da equação não-linear de Schrödinger;
4. Os sólitons escuros possuem um perfil de fase não trivial, que é uma função anti-simétrica no tempo. Sólitons claros possuem uma fase constante, independente do tempo.
5. A interação entre sólitons escuros é repulsiva, diferentemente dos claros que podem formar múltiplos sólitons (sólitons de ordem superior).

Devido ao deslocamento de fase no centro do pulso, sólitons escuros podem ser úteis para os sistemas ópticos coerentes de altas taxas. Eles podem fornecer as mesmas vantagens aos sistemas coerentes que os sólitons claros fornecem aos sistemas de detecção direta, principalmente pela eliminação da degradação de desempenho dos sistemas provocada pelo alargamento temporal, devido à dispersão.

A propagação de sólitons escuros é possível em qualquer comprimento de onda onde a dispersão é normal, o que inclui comprimentos de onda próximos de $1,3 \mu\text{m}$, onde a dispersão e atenuação da fibra são baixas. Isto permitiria a propagação destes sólitons por dezenas de quilômetros de fibra, para níveis de potência na faixa de miliwatts. Além disso, utilizando-se uma fibra de dispersão deslocada, poderia obter-se sólitons escuros na região de $1,55 \mu\text{m}$, o comprimento no qual a sílica possui a mínima atenuação.

4.4.2 Resultados Experimentais

A configuração experimental do laser *mode-locked* totalmente óptico está representada na *Figura 4.22*. Utilizou-se o multiplex por divisão de comprimento de onda, *WDM1*, para acoplar, na fibra de fluoreto dopada com praseodímio, com ~ 8 m de comprimento, a excitação óptica obtida através de um laser *Nd:YAG*, operando em $1,064 \mu\text{m}$ e que já foi apresentado nas seções anteriores. O espelho dicróico de saída (*Espelho 1*), da cavidade linear, possuía uma refletividade de 99,8 %, para um comprimento de onda $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$ e foi colocado encostado no final da fibra de fluoreto com uma gota de líquido casador de índices. O acoplamento de saída foi obtido tanto por um espelho dicróico (*Espelho 2*), encostado ao final de um dos braços do *WDM3*, que possuía $\sim 83\%$ de refletividade, para $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, quanto por uma grade *stepped-chirp* de reflexão foto-induzida a fibra.

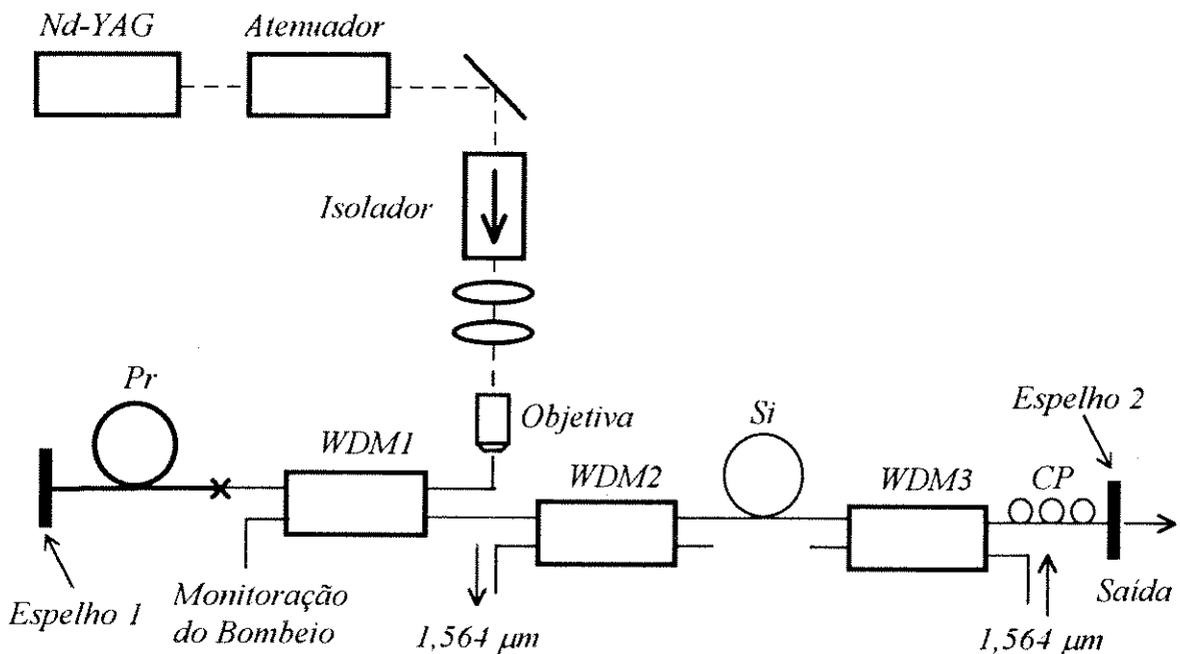


Figura 4.22 - Laser *mode-locked* totalmente óptico a fibra dopada com praseodímio.

Apresenta-se, na *Figura 4.23*, a curva de transmissão da grade *stepped-chirp* de reflexão foto-induzida a fibra, de 8 mm de comprimento. Da curva nota-se uma reflexão de $\sim 70\%$ em uma largura de banda de 2,24 nm, centrada em $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, o que implica em uma dispersão de ± 35 ps/nm. Com esta grade como acoplador de saída, mediu-se uma potência de limiar para o laser de ~ 45 mW, com $\sim 1,9$ mW de potência média de saída no comprimento de onda $\lambda = 1,3 \mu\text{m}$, para uma potência absorvida de bombeio de

~100 mW. Incluiu-se um filtro dentro da cavidade laser, para o controle do espectro de saída, na ausência da grade.

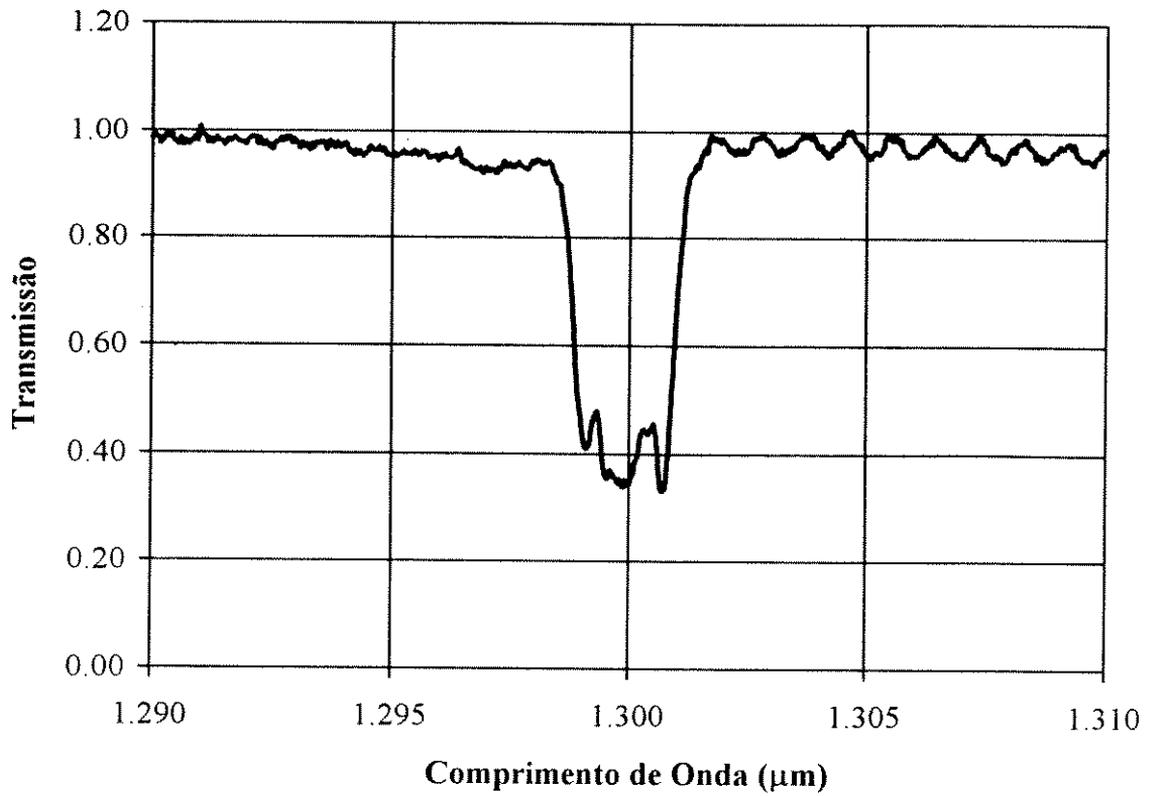


Figura 4.23 - Curva de transmissão da grade "stepped-chirp" de reflexão foto induzida a fibra[24].

O *mode-locking* ativo foi obtido, a partir de um trem de pulsos ópticos, por meio do efeito não-linear da modulação de fase cruzada (*XPM*). Um trem de pulsos com duração de 35 ps, em $\lambda = 1,564 \mu\text{m}$, obtido por chaveamento de ganho de um laser *DFB*, amplificado para uma potência média máxima de 30 mW (em um amplificador óptico a fibra dopada com érbio), foi acoplado à cavidade laser pelo *WDM3* e desacoplado pelo *WDM2*. A fibra moduladora, de 500 m de comprimento, colocada entre os *WDM2* e *WDM3*, foi escolhida de tal modo que possuísse uma dispersão zero em $\lambda \sim 1,44 \mu\text{m}$, para que os atrasos de grupo em 1,3 μm e 1,564 μm fossem razoavelmente casados.

Apresenta-se, na *Figura 4.24*, o atraso de grupo em função do comprimento de onda, para a fibra moduladora. Pode-se notar, da figura, um atraso de grupo de ~353,6 ps/km para o comprimento de onda de 1,3 μm e um atraso de ~496,1 ps/km para o

4.48 Laser “Mode-Locked” a Fibra Dopada

comprimento de $1,564 \mu\text{m}$, o que provocou uma diferença entre os atrasos de grupo para os dois comprimentos de $\sim 142,5 \text{ ps/km}$. A fibra possui 500 m , o que implica que ao final desta haverá uma separação entre os pulsos de $\sim 71,2 \text{ ps}$.

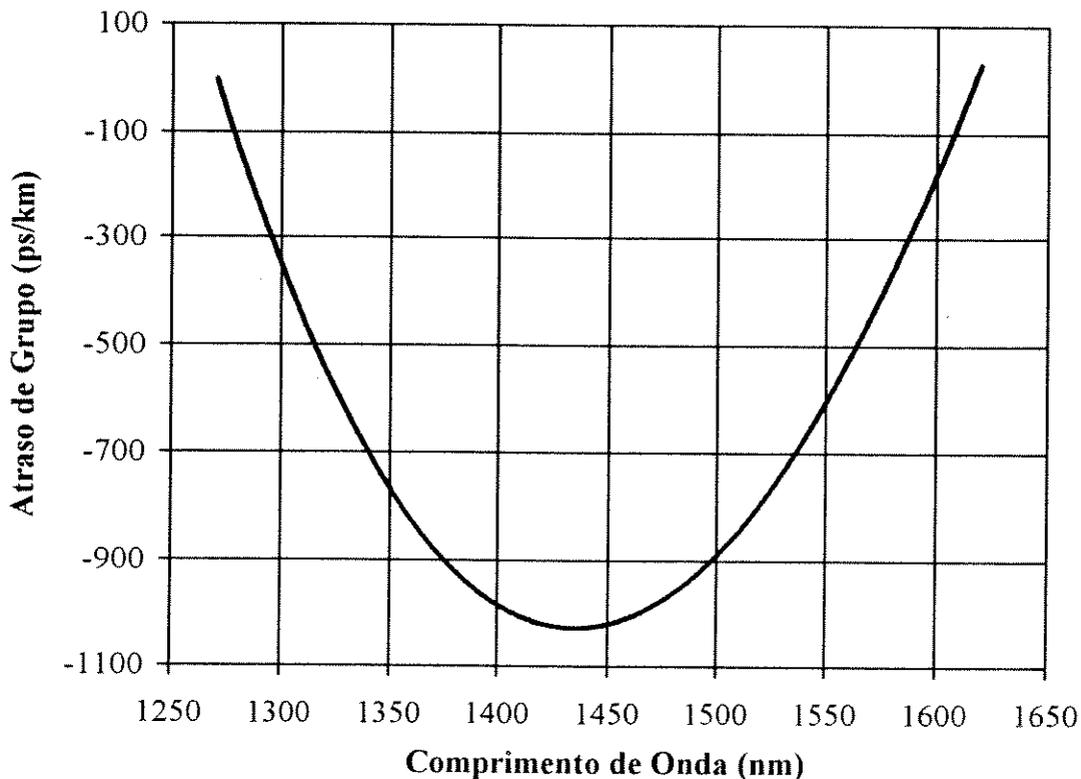


Figura 4.24 - Curva do atraso de grupo em função do comprimento de onda, para a fibra utilizada como modulador[25].

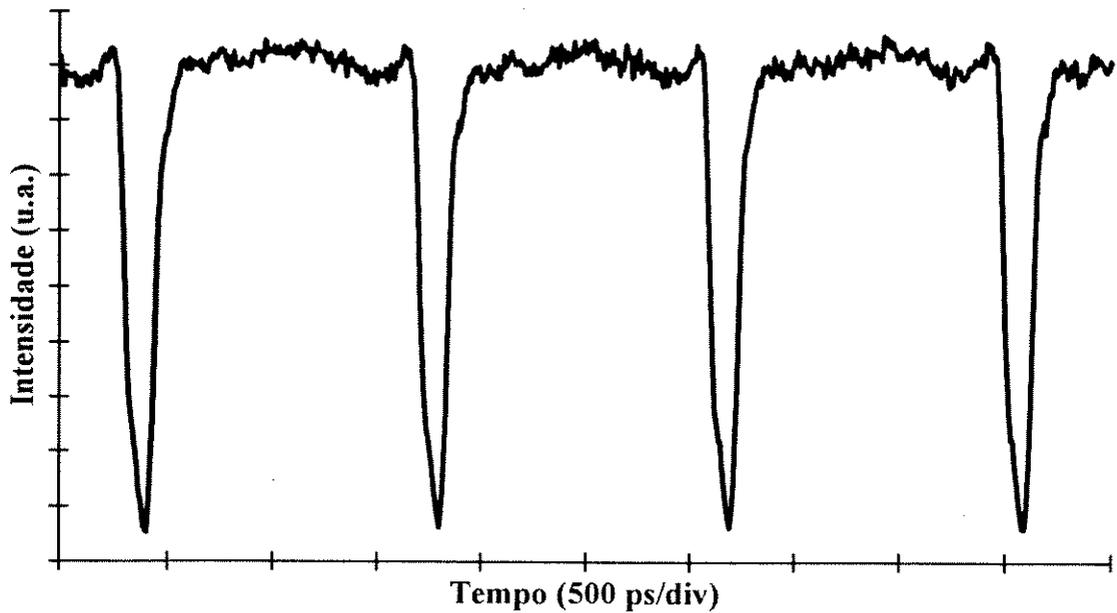
A dispersão total (normal) da cavidade laser, sem controle de dispersão, foi estimada em -14 ps/nm , resultante de -4 ps/nm para a fibra de fluoreto, e -10 ps/nm , para a fibra moduladora. Quando se incluiu a grade a fibra na cavidade laser, esta ficou com uma dispersão líquida de $+21 \text{ ps/nm}$ (anômala). Uma série de controladores de polarização mecânicos (*CP*) foram incluídos na cavidade.

Em um laser *mode-locked FM* convencional (alimentado por um perfil de fase senoidal), existem duas possíveis soluções, uma para cada extremo da modulação, onde o modo de operação positivo corresponde à máxima variação de fase e o modo negativo à mínima variação. Visto que os dois modos possuem sinais opostos de variação da frequência (*chirps*), um dado sinal fixo da dispersão atuará para comprimir e estabilizar um dos modos e alargar e desestabilizar o outro[4,13]. Para uma cavidade laser a fibra de fluoreto dopada com praseodímio, a dispersão é normal e o modo

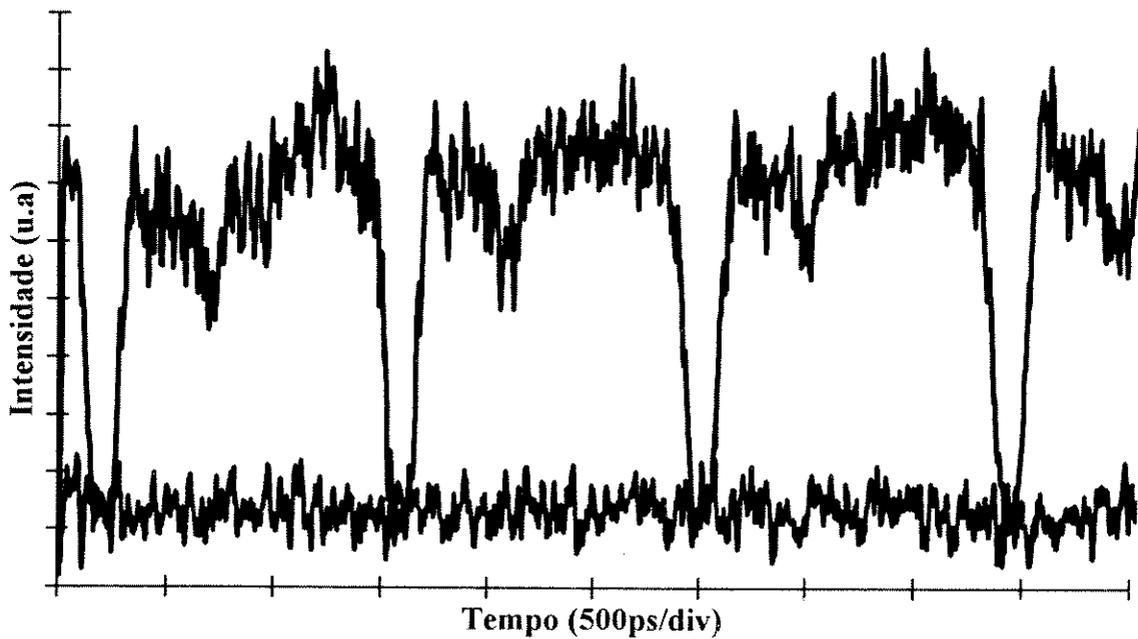
positivo é desestabilizante. Para o laser *mode-locked FM* totalmente óptico descrito aqui, o perfil de modulação típico consiste de um trem periódico de "janelas" curtas de fase positivas separadas por regiões não moduladas (largas).

Na *Figura 4.25(a)* mostra-se a saída do laser *mode-locked FM* ativo totalmente óptico, sem a grade a fibra, operando em uma frequência de repetição de ~ 700 MHz, como vista por um conjunto de osciloscópio de amostragem / detector rápido. A janela curta de fase positiva, definida pelo processo *XPM*, resultou em uma resposta impulsiva negativa vista pelo fotodiodo (acoplamento *AC*). A combinação da variação de frequência imposta pelo *XPM* e a dispersão normal, tende a retirar a luz da janela curta modulada para a região não modulada, provocando um aumento de sinal contínuo separado por ausência de luz, ou seja, pulsos ópticos escuros.

De modo a se medir a profundidade dos pulsos escuros, a saída do laser foi observada em uma *streak camera* (acoplamento *DC*). Um resultado típico é mostrado na *Figura 4.25(b)*, que mostra um trem de pulsos escuros (no comprimento de onda de $1,31 \mu\text{m}$) com uma largura temporal de ~ 160 ps e uma profundidade de modulação de ~ 100 %. Notou-se uma importância crítica do *walk-off* na determinação da largura temporal dos pulsos. Sintonizando-se o comprimento de onda do laser, de $1,29 \mu\text{m}$ a $1,315 \mu\text{m}$, observou-se uma mudança da largura temporal dos pulsos de 220 ps para 140 ps, respectivamente. Uma profundidade de modulação maior do que 95 % foi mantida durante essas medições.



(a)

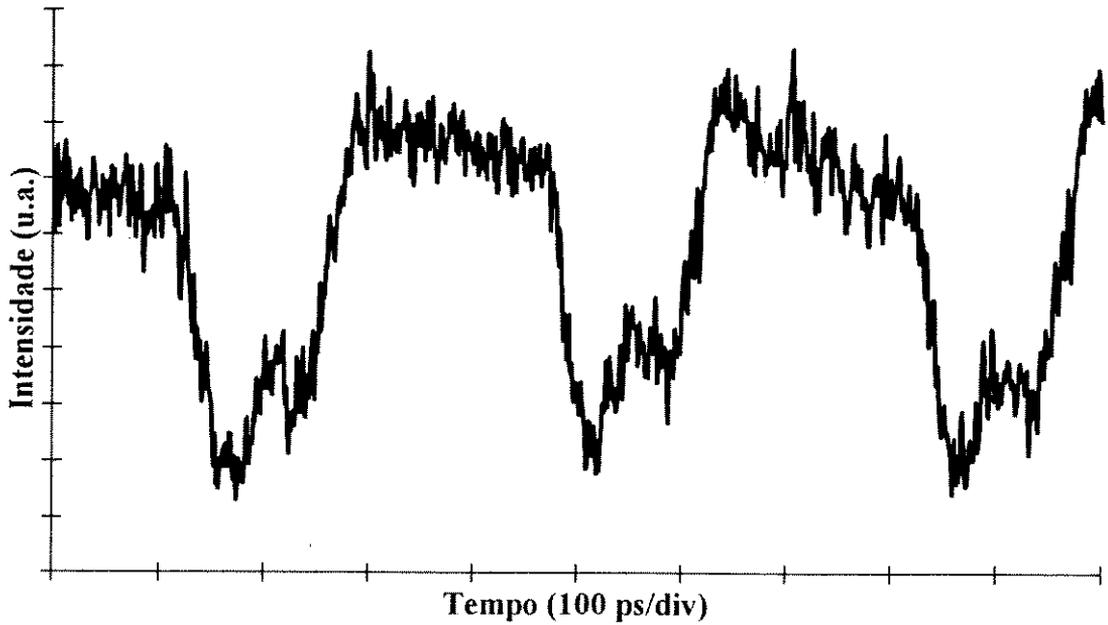


(b)

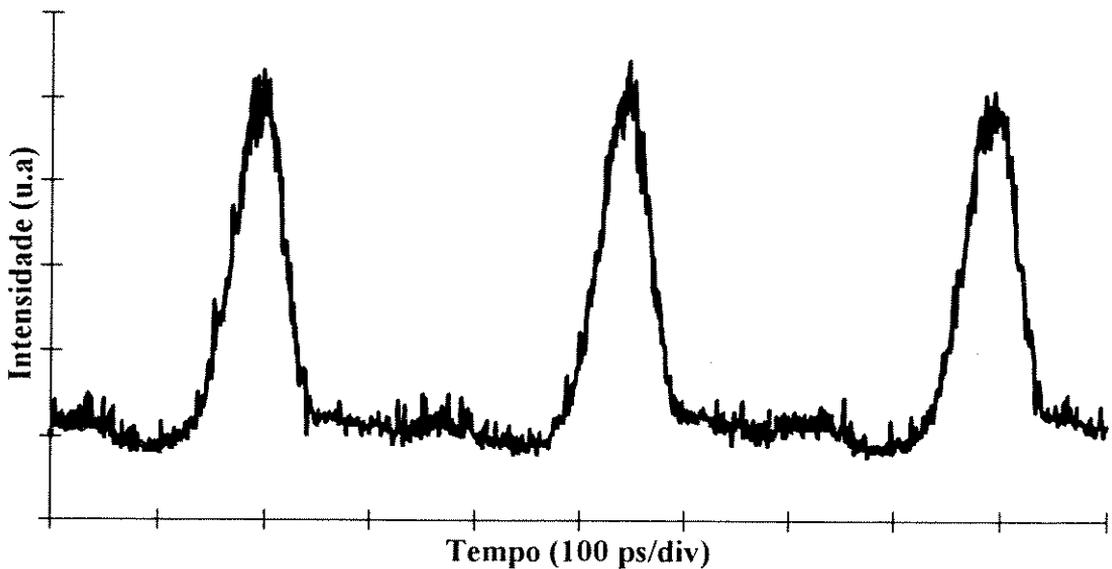
Figura 4.25 - Pulsos de saída do laser em 700 MHz como visto no: (a) conjunto osciloscópio de amostragem / fotodiodo rápido e (b) "streak camera".

Os resultados apresentados na *Figura 4.26(a)* e *(b)* permitem uma comparação direta da saída do laser *mode-locked FM* totalmente óptico antes e depois da inclusão da grade a fibra, na mais alta taxa de repetição obtida ($\sim 2,8$ GHz). Os resultados mostrados na *Figura 4.26(a)* são os referentes ao laser sem grade. Entretanto, introduzindo-se a grade na

cavidade e, deste modo, assegurando-se uma dispersão líquida positiva do atraso de grupo (região anômala), o modo positivo pode ser estabilizado. Isto é claramente visível a partir da *Figura 4.26(b)*, onde observa-se um trem de pulsos estreitos claros, ~ 50 ps, correspondentes à janela de fase positiva.



(a)



(b)

Figura 4.26 - (a) Pulsos escuros e (b) pulsos claros numa taxa de 2,8 GHz, como vistos pelo conjunto osciloscópio de amostragem - fotodiodo rápido.

4.5 Conclusões

Apresentou-se, neste capítulo, um estudo teórico sobre lasers *mode-locked* e a montagem de três diferentes configurações de lasers.

O primeiro laser utilizou o ganho Raman de um fibra de fluoreto na geração de luz e os pulsos do laser de bombeio para o *mode-locking* através do processo não-linear da modulação de fase cruzada (*XPM*). Este laser gerou pulsos de ~ 33 ps de largura temporal, taxa de repetição de 76,4 MHz em um comprimento de onda de 1,136 μm . Os resultados numéricos justificaram porque o laser preferiu o *mode-locking* da luz gerada pelo ganho Raman em vez da luz gerada pelo ganho do praseodímio.

No segundo laser, a contribuição da alta dispersão normal de guia de onda dominou a dispersão do meio ativo da cavidade. A combinação dos sinais e magnitude dos picos dos semi-ciclos de modulação com o sinal e magnitude da dispersão da cavidade, pode levar a uma compensação mútua entre eles, de modo a estreitar e estabilizar os pulsos. As duas possíveis soluções para o caso *mode-locking FM* foram observadas, uma para cada pico de variação de fase. Uma simulação numérica foi apresentada, o que deu um suporte qualitativo às observações experimentais.

Na terceira montagem mostrou-se que, tanto pulsos ópticos claros quanto escuros, podem ser gerados em um laser a fibra *mode-locked FM* ativo totalmente óptico. A combinação de janelas curtas de fase positiva, fornecidas pela *XPM*, e a grande dispersão normal, associada com a cavidade a fibra de fluoreto dopada com Pr^{3+} , favoreceram a produção de pulsos escuros. A largura dos pulsos escuros pode ser controlada pelo *walk-off* entre os comprimentos de onda da modulação e do laser. Controlando-se o *walk-off* mais precisamente e utilizando pulsos de modulação curtos, pode-se gerar pulsos escuros com duração de picosegundos. A geração de pulsos escuros da forma descrita nesta seção, pode ser útil na pesquisa e desenvolvimento de sistemas de sólitons escuros amplificados.

4.6 Referências

- [1] H. Mocker, R. Collins, "Mode Competition and Self-Locking Effects in a Q-switched Ruby Laser", *Applied Physics Letters*, Vol. 7, No. 10, pp. 270-273, 1965.
- [2] C.V. Shank, "Ultrashort Laser Pulses and Applications", editado por W. Kaiser, *Topics in Applied Physics*, Vol. 60, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1988.
- [3] A.E. Siegman e D.J. Kuizenga, "Single analytic expressions for AM and FM mode locked pulses in homogeneous lasers", *Applied Physics Letters*, Vol. 14, pp. 181 - 182, 1969.
- [4] D.J. Kuizenga e A.E. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser: Part I, Theory; Part II, Experiment", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-6, pp. 694 - 715, 1970.
- [5] E.J. Greer e K. Smith, "All-optical FM mode-locking of fibre laser", *Electronics Letters*, Vol. 28, pp. 1741 - 1742, 1992
- [6] M.L. Stock, L.-M. Yang, M.J. Andrejco e M.E. Fermann, "Synchronous Mode-Locking Using Pump-Induced Phase Modulation", *Optics Letters*, Vol. 18, pp. 1529 - 1531, 1993
- [7] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic Press, 1989.
- [8] E.J. Woodbury and W.K. Ng, *Proceedings IRE*, Vol 50, pp. 2347, 1962
- [9] Y. Durteste, P. Lamouler, M. Monerie, H. Poignant, V. Cardin, G. Maze e M. Poulain, "Stimulated Raman Scattering In Fluoride Optical Fibers", *ECOC 85*, pp. 275 - 278, 1985.
- [10] R.G. Smith, "Optical Power Handling Capacity of Low Loss Optical Fibers as Determined by Stimulated Raman and Brillouin Scattering", *Applied Optics*, Vol. 11, No. 11, pp. 2489 - 2494, 1972.

- [11] M.L. Stock, M.E. Fermann, M.J. Andrejco e Y. Silberberg, "Synchronously Pumped Modelocked Erbium Fiber Laser", *Proceedings CLE' 93*, pp. 530 - 533, 1993.
- [12] D.S. Peter, G. Onishchukov, W. Hodel e H.P. Weber, "570 fs pulses a Pr^{3+} -doped fiber laser mode-locked by pump pulse induced cross phase modulation", *Electronics Letters*, Vol 30, No. 19, pp. 1595-1596, 1994.
- [13] D.M. Pataca, M.L. Rocha, K. Smith, T.J. Whitley and R. Wyatt, "Actively Mode-Locked Pr^{3+} -Doped Fluoride Fibre Laser", *Electronics Letters*, Vol. 30, pp. 964-965, 1994.
- [14] D.M. Pataca, M.L. Rocha, K. Smith, H.L. Fragnito and R.F. Souza, "Actively Mode-Locked Fibre Laser: A Numerical Approach - Part I", *RT-027 DMO/FEE/Unicamp PUB.FEE 07/94*, 1994.
- [15] T.R. Taha and M.J. Ablowitz, "Analytical and Numerical Aspects of Certain Nonlinear Evolutions, II, Numerical, Nonlinear Schrödinger Equation", *Journal of Computational Physics*, Vol. 55, pp. 203 - 230, 1984.
- [16] D.M. Pataca, M.L. Rocha, R. Kashyap and K. Smith, "Bright and Dark Pulse Generation in an Optically Modelocked Fibre Laser at $1.3 \mu\text{m}$ ", *Electronics Letters*, Vol. 31, No. 1, pp. 35 - 36, 1995.
- [17] R. Kashyap, P.F. Mckee, R.J. Campbell e D.L. Williams, "Novel method of producing all fibre photoinduced chirped gratings", *Electronics Letters*, Vol. 30, pp. 996 - 998, 1994.
- [18] K. Smith e J.K. Lucek, "All-Optical Clock Recovery using a Mode-Locked Laser", *Electronics Letters*, Vol. 28, pp. 1814 - 1815, 1992.
- [19] J.K. Lucek e K. Smith, "All-Optical Signal Regenerator", *Optics Letters*, Vol. 18, pp. 1226 - 1228, 1993.

-
- [20] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen e G.P. Gordon, "Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers", *Physics Review Letters*, Vol. 45, pp. 1095 - 1098, 1980.
- [21] A. Hasegawa e F. Tappert, "Transmission of stationary nonlinear optical pulses in dispersive dielectric fibers. 2. Normal dispersion", *Applied Physics Letters*, Vol. 23, pp. 171 - 172, 1973.
- [22] P. Emplit, J.P. Hamaide, F. Reynaud, C. Froehly, and A. Barthelemy, "Picosecond Steps and Dark Pulses through Nonlinear Single Mode Fibers", *Opt. Commun.*, Vol. 62, pp. 374 - 379, 1987.
- [23] W.J. Tomlinson, R.J. Hawkins, A.M. Weiner, J.P. Heritage e R.N. Thurston, "Dark optical solitons with finite width background pulses", *Journal of Optical Society of America B*, Vol. 6, pp. 329 - 334, 1989.
- [24] R. Kashyap, BT Laboratories, *Comunicação particular*, 24/05/94.
- [25] D.L. Williams, BT Laboratories, *Comunicação Particular*, 12/01/94.

Capítulo 5

Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

Conteúdo

5. Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm	5.2
5.1 Geração de Pulsos Curtos por Lasers Semicondutores	5.3
5.1.1 Teoria	5.3
5.1.1.1 Chaveamento de Ganho de Lasers Semicondutores	5.3
5.1.1.2 Compressão de Pulsos por Fibras Ópticas	5.9
5.1.2 Resultados Experimentais	5.11
5.1.2.1 Filtro Óptico de Faixa Larga	5.13
5.1.2.2 Filtro Óptico de Faixa Estreita	5.16
5.2 Transmissão de Sólitons	5.19
5.2.1 Teoria	5.19
5.2.1.1 Propagação de Sólitons em Fibras Ópticas	5.20
5.2.1.2 Sistemas Solitônicos	5.24
5.2.2 Resultados Experimentais	26
5.2.2.1 Transmissão por 20 km	5.26
5.2.2.2 Transmissão por 50 km	5.32
5.3 Conclusões	5.39
5.4 Referências	5.40

5. Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

Se pulsos com forma e potência corretas são transmitidos através de uma fibra óptica, na região de dispersão anômala, o efeito do índice de refração não-linear pode compensar exatamente o efeito da dispersão. Tais pulsos são chamados de sólitons e, em princípio, poderiam se propagar infinitamente sem qualquer mudança na forma.

Os sistemas solitônicos surgem como uma opção, que pode vir a ser utilizada, para resolver a limitação imposta pela dispersão sobre o comprimento da fibra e na taxa de transmissão dos sistemas de comunicações ópticas. Estes sistemas teriam, como principais aplicações, as comunicações por longas distâncias e alta capacidade de transmissão como, por exemplo, as transmissões submarinas por milhares de quilômetros. Esses sistemas utilizariam a terceira janela de comunicações, por ser esta uma região da fibra com dispersão anômala e por possuir baixas perdas. Com o surgimento dos amplificadores a fibra dopada com érbio, um grande impulso foi dado nessas pesquisas devido à resolução do problema das perdas nas fibras, que era um dos que inviabilizavam esses sistemas. Atualmente, além das pesquisas realizadas para a propagação de sólitons na terceira janela, está surgindo uma linha para a propagação destes na região anômala de dispersão da segunda janela de comunicações ópticas. Esses estudos se viabilizaram devido ao surgimento de amplificadores ópticos nesta janela e um dos atrativos é a possibilidade de aproveitamento das fibras já implantadas, que na sua grande maioria operam nesta região.

Neste capítulo serão apresentados experimentos de geração de pulsos curtos e propagação de sólitons na segunda janela de comunicações ópticas, sendo dividido em duas seções principais: na primeira, introduz-se uma seção teórica e experimental dedicada à geração de pulsos curtos. Nesta serão destacadas a geração de pulsos a partir do chaveamento de ganho de um diodo laser DFB bem como as técnicas de compensação de "chirp". Na segunda, apresenta-se uma visão das principais propriedades que governam a transmissão dos sólitons e apresenta-se o resultados experimentais da propagação de sólitons por alguns quilômetros de fibra padrão de comunicações.

5.1 Geração de Pulsos Curtos por Lasers Semicondutores

Para o experimento de propagação de sólitons na segunda janela de comunicações ópticas, necessitava-se de uma fonte de luz que produzisse pulsos curtos estáveis, limitados por transformada de Fourier e que apresentasse viabilidade econômica para poder ser utilizada nos sistemas futuros de comunicações ópticas. No *Capítulo 4* apresentou-se algumas fontes que utilizam fibras dopadas como elementos ativos. Estas fontes possuem, como principal vantagem, as características temporais e espectrais dos pulsos gerados, mas, como grande desvantagem, pouca estabilidade. Na tentativa de se encontrar uma outra técnica de geração de pulsos curtos mais estáveis, optou-se pela utilização do chaveamento do ganho de lasers semicondutores.

A geração de pulsos ópticos curtos com alta taxa de repetição é uma importante tecnologia para as aplicações futuras dos sistemas ópticos de altas taxas. Uma fonte laser semicondutor compacta, estável e durável, que gere pulsos da ordem de picosegundos, é altamente desejável para os sistemas de comunicações. As técnicas já demonstradas para a geração de pulsos ópticos de picosegundos, a partir de lasers semicondutores, incluem o *mode locking*, o chaveamento do ganho e o chaveamento do Q da cavidade laser. Sob o ponto de vista das aplicações sistêmicas, o chaveamento do ganho de lasers semicondutores, para a geração de pulsos de picosegundos, é o método mais atrativo devido à simplicidade, tamanho compacto e à não necessidade de alinhamentos ópticos muito sensíveis. Além disso, esta técnica pode produzir trens de pulsos com taxas de repetição arbitrárias.

Apresenta-se, a seguir, um estudo teórico retirado da literatura e resultados experimentais de geração de pulsos ópticos de picosegundos, obtidos pelo chaveamento do ganho de um laser *DFB*, em 1,323 μm , e a compensação do *chirp* de frequência desses pulsos através de uma fibra de dispersão deslocada padrão.

5.1.1 Teoria

5.1.1.1 Chaveamento de Ganho de Lasers Semicondutores

O método do chaveamento de ganho, de um laser semicondutor, é conveniente para um transmissor óptico porque pulsos ópticos curtos, com várias taxas de repetição, podem ser facilmente gerados a partir de um sinal elétrico pulsado. A idéia básica é excitar o primeiro

5.4 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

pico da oscilação de relaxação, que surge quando se aplica um pulso elétrico em um laser semiconductor, e terminar o pulso elétrico antes do surgimento do segundo pico.

O processo de geração de pulsos curtos pelo chaveamento do ganho de lasers semicondutores pode ser entendido a partir da *Figura 5.1*, onde se apresenta a evolução típica da densidade de portadores e de fótons durante um ciclo de chaveamento de ganho. Quando se aplica um pulso curto de corrente a um laser semiconductor, polarizado abaixo do limiar, a densidade inicial de fótons é muito baixa e a taxa de aumento desta é muito lenta, visto que a taxa de emissão estimulada é proporcional à densidade de fótons. Na ausência de uma quantidade razoável de emissão estimulada, os elétrons injetados aumentam rapidamente a densidade de portadores até um nível acima do limiar de ação laser. Com uma alta densidade de portadores, a densidade de fótons aumenta rapidamente, o que provoca uma redução na densidade de portadores, devido à recombinação radiativa. Esta queda no número de portadores provoca uma diminuição do número de fótons, que, por sua vez, provocará um aumento na densidade de portadores. Terminando-se o pulso de corrente neste instante, obtém-se pulsos ópticos mais curtos do que os pulsos elétricos de alimentação. Se o pulso de corrente continuar, o processo se repetirá por muitas vezes até alcançar um valor estacionário para a densidade de portadores e de fótons.

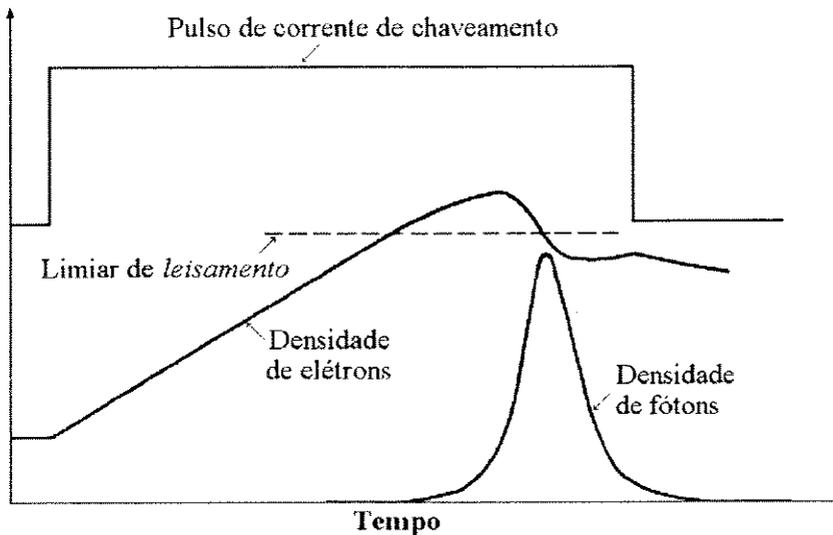


Figura 5.1 - Evolução típica da densidade de portadores e de fótons durante um ciclo de chaveamento do ganho.

O método do chaveamento do ganho provoca, intrinsecamente, um grande *chirp* de frequência, que degrada o valor do produto largura temporal pela largura de banda ($\Delta\nu\Delta t$).

Isto ocorre porque o índice de refração da região ativa do laser é função da densidade de portadores, que muda durante a formação de pulsos ópticos intensos.

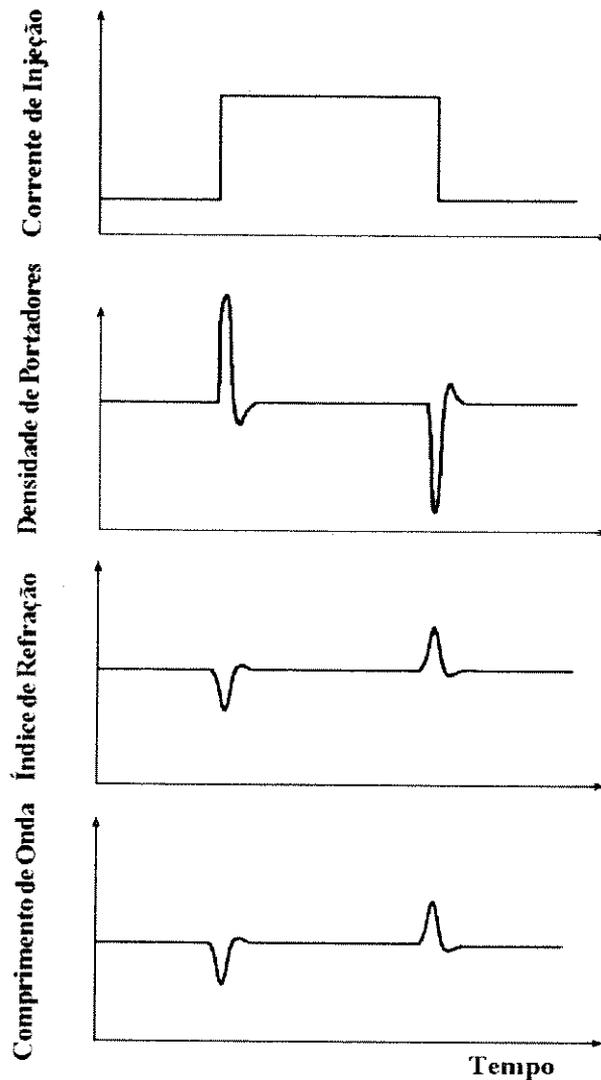


Figura 5.2 - Processo de alargamento espectral de saída de um diodo laser modulado.

O processo do alargamento espectral de saída (*chirp* de frequência) de um diodo laser, provocado pela mudança abrupta da corrente de injeção, pode ser entendido a partir da *Figura 5.2*. Quando a corrente de injeção é aumentada bruscamente, a densidade de portadores aumenta antes que a luz de saída aumente para compensar a corrente maior. O resultado é um aumento temporário na densidade de portadores, que leva a uma redução temporária do índice de refração da região ativa. Isto provoca um encurtamento do comprimento óptico da cavidade laser e um deslocamento inicial do comprimento de onda de emissão para o azul. De um modo similar, quando a densidade de portadores cai abaixo de seu valor de equilíbrio, o comprimento de onda de emissão desloca-se para o vermelho.

5.6 Geração e Transmissão de Sólitos na Região de 1,3 μm

A intensidade do deslocamento do comprimento de onda depende de vários fatores tais como: a intensidade e velocidade da variação da corrente, as condições de pré-polarização do laser e a taxa de amortecimento da oscilação.

Para se obter, teoricamente, a forma temporal e espectral de um pulso óptico, gerado por chaveamento do ganho de um laser *DFB*, deve-se resolver a equação de taxa para um único modo. Os pulsos ópticos gerados pelo chaveamento do ganho podem ser simulados pelas seguintes equações de taxa, para o caso monomodo[1]:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{ed} - \frac{N}{\tau_s} - \Gamma g(N - N_0)(1 - \varepsilon S)S \quad \text{Eq. 5.1}$$

$$\frac{dS}{dt} = \left[\Gamma g(N - N_0)(1 - \varepsilon S) - \frac{1}{\tau_p} \right] S + \beta \frac{N}{\tau_s} \quad \text{Eq. 5.2}$$

onde N é a densidade de portadores, S a densidade de fótons, J a densidade de corrente de injeção, e a carga de um elétron, d a espessura da camada ativa, τ_s o tempo de vida dos portadores, τ_p o tempo de vida dos fótons na cavidade, Γ o fator de confinamento do modo, $g(N - N_0)$ o ganho da região ativa, onde g e N_0 são constantes, β o fator de emissão espontânea e ε o fator de saturação do ganho.

O primeiro termo da direita da *Eq. 5.1* descreve a injeção de portadores na região ativa. O segundo leva em consideração a recombinação de portadores devido à emissão espontânea caracterizada pelo tempo de vida τ_s . O último termo da *Eq. 5.1* e o primeiro da *Eq. 5.2* são referentes à emissão estimulada, ou absorção, e introduzem a não-linearidade nas equações de taxa. O termo N_0 determina o limite entre a absorção óptica ($N < N_0$) e o ganho óptico ($N > N_0$). O segundo termo da *Eq. 5.2* descreve as perdas ópticas na cavidade óptica, que são caracterizadas pelo tempo de vida do fóton, τ_p . O último termo da *Eq. 5.2* representa a contribuição da emissão estimulada para o modo do laser. Um termo de saturação do ganho $(1 - \varepsilon S)$, que é comum aos diodos laser, foi introduzido nas equações de taxa. Ele corresponde ao fator de amortecimento da oscilação de relaxação dos diodos lasers e é essencial na análise da resposta a pulsos rápidos. A densidade de corrente é representada por

$$J = J_b + J_m \text{sen}(2\pi f_m t) \quad \text{Eq. 5.3}$$

onde J_b é a densidade de corrente de polarização DC, J_m é a densidade da corrente de pico de alimentação senoidal e f_m é a frequência da corrente senoidal aplicada. Por conveniência, o tempo t é normalizado por τ_s , a densidade de portadores N por N_{th} e a densidade de corrente de injeção J por J_{th} , onde J_{th} e N_{th} são, respectivamente, os valores das densidades de corrente e de portadores no limiar. Como o aumento na densidade de portadores é proporcional à diminuição no índice de refração da camada ativa do diodo laser, o desvio da frequência óptica instantânea normalizada $\Delta f(t)$ é proporcional à mudança no índice de refração e pode ser expressa, usando-se o desvio da densidade de portadores normalizada $\Delta N(t)$, como[2]:

$$\Delta f(t) = -\frac{f}{n} \left(\frac{\partial n}{\partial N} \right) \Delta N(t) = -\frac{1}{4\pi} \frac{\tau_s}{\tau_p} \alpha \Delta N(t) \quad \text{Eq. 5.4}$$

onde n é o índice de refração da camada ativa, f é a frequência óptica normalizada e α é o fator de aumento da largura de linha[3]. A forma de onda da amplitude do pulso óptico, incluindo o termo de fase instantâneo $U_i(t)$, pode ser expresso por[4]:

$$U_i(t) = \sqrt{S(t)} \exp \left[j \left(\omega_0 t + 2\pi \int_{-\infty}^t \Delta f(t') dt' \right) \right] \quad \text{Eq. 5.5}$$

onde $S(t)$ é a forma de onda da densidade de fótons e ω_0 é a frequência óptica angular. O espectro do pulso é obtido, a partir da Eq. 5.5, aplicando-se a transformada de Fourier.

Nota-se, das Eqs. 5.1 a 5.5, que a largura temporal do pulso torna-se menor e que a largura espectral torna-se maior quando se aumenta a amplitude da corrente de modulação, J_m . Isto ocorre porque uma maior corrente de modulação aumenta tanto a densidade de portadores, N , quanto a sua derivada em relação ao tempo, dN/dt , resultando na geração de pulsos ópticos intensos e curtos. Tais pulsos induzem variações grandes e rápidas na densidade de portadores, através da emissão estimulada, o que provoca variações grandes e rápidas no comprimento óptico. O valor de ε afeta bastante a largura temporal dos pulsos e sua característica espectral. Um valor grande de ε alarga os pulsos ópticos e estreita a sua largura espectral. Isto ocorre porque o termo ε introduz, nas Eqs. 5.1 e 5.2, um fator de amortecimento que reduz as variações rápidas nas densidades de portadores e de fótons. O fator de saturação do ganho normalizado pode ser definido por: $\varepsilon^* = \tau_p \varepsilon N_{th} / \tau_s$.

5.8 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

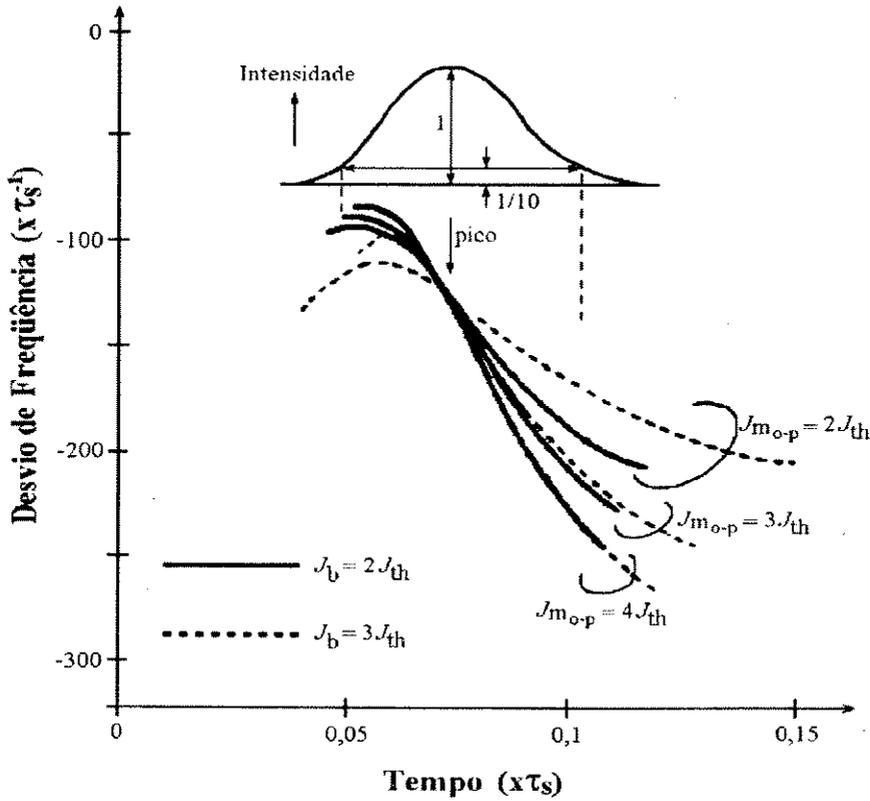


Figura 5.3 - Desvio da frequência instantânea, calculada do pulso óptico gerado por chaveamento de ganho, para $\varepsilon' = 0,0015$ [5].

As equações de taxa diferenciais não-lineares, Eqs. 5.1 e 5.2, foram resolvidas numericamente pelo método Runge-Kutta. O desvio de frequência instantâneo dos pulsos ópticos, gerados por chaveamento de ganho para vários valores de J_b e J_m , é mostrado na Figura 5.3 [5]. Para o cálculo das curvas foram utilizados os seguintes valores típicos: $\tau_s/\tau_p = 1,2 \times 10^3$, $\beta = 1 \times 10^{-4}$, $\alpha = -6,3$ e $f_m \tau_s = 5,5$, para uma frequência de modulação $f_m = 4,5$ GHz. Todas as curvas apresentam os desvios de frequência dentro da faixa de 1/10 do valor de pico da intensidade até o valor de pico. Em cada caso, a frequência instantânea do pulso óptico decresce a partir do pico de intensidade ou seja, um *chirp* de frequência com deslocamento para o vermelho. Já na região inicial de aumento da intensidade tem-se um *chirp* com deslocamento para o azul, quando aumenta-se a densidade de corrente de polarização J_b . Outra característica importante, que pode ser notada das curvas, é que o *chirp* de frequência não é uma função linear com a variação da intensidade, em função do tempo. Esta não-linearidade do *chirp* é algo que dificulta a sua compensação, quando para isso se utilizam elementos lineares.

A montagem padrão, para o chaveamento do ganho, é alimentar um laser polarizado abaixo do limiar (ou sem polarização), com um gerador elétrico de pulsos curtos (por exemplo, um

gerador de pente (*comb generator*) que fornece pulsos elétricos de, aproximadamente, 70 ps com até 20 V em 50 Ω). Um outro modo é, simplesmente, modular um laser polarizado abaixo do limiar com uma onda senoidal de grande amplitude.

5.1.1.2 Compressão de Pulsos por Fibras Ópticas

Para se obter pulsos ópticos curtos, limitados em transformada, necessita-se de uma técnica de compressão dos pulsos para a compensação do *chirp* de frequência induzido pelo chaveamento do ganho. O método de compressão que utiliza fibras ópticas com grande dispersão normal é uma forma promissora de compensação do *chirp* de frequência associado intrinsecamente com os pulsos gerados por chaveamento de ganho de um diodo laser. Será apresentado, a seguir, o método de compensação do *chirp* dos diodos lasers que utiliza uma grande dispersão normal, na região de 1,3 μm , de uma fibra com dispersão deslocada. Este método produz pulsos ópticos limitados em transformada, no comprimento de onda de 1,3 μm , para uma alta taxa de repetição, que pode ser transmitida sem alargamento do pulso através de fibras ópticas convencionais longas com dispersão zero na região de 1,3 μm .

Como mostrado na seção anterior, o comprimento de onda instantâneo de um pulso óptico, gerado pelo processo de chaveamento de ganho, apresenta, na sua parte intensa, um *chirp* com deslocamento para o vermelho. O tempo de trânsito através de um meio dispersivo normal é menor para os pulsos com comprimentos de onda maiores do que para os com comprimentos de onda menores. Deste modo, existe um valor ótimo de dispersão total, para uma fibra de um dado comprimento, que faz com que a cauda de um pulso óptico se sobreponha com a frente após a propagação pela fibra, de modo que todos os comprimentos de onda do pulso se concentrem numa região temporal estreita. O valor absoluto da dispersão ótima total, $|D_{opt}|$, corresponde ao inverso do deslocamento do comprimento de onda por segundo ($\Delta\lambda/\Delta t > 0$).

Apresenta-se, a seguir, uma descrição numérica da compressão de pulsos, com *chirp*, por meios com dispersão normal. A mudança de fase, $\beta(\omega)l$, através de um meio dispersivo com comprimento l , pode ser representada através de séries de Taylor, excluindo-se os termos de alta ordem, da seguinte maneira[6]:

$$\beta(\omega)l = \beta(\omega_0)l + (\omega - \omega_0)\tau(\omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \frac{\partial \tau}{\partial \omega} \quad \text{Eq. 5.6}$$

5.10 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

onde β é a constante de propagação e τ é o tempo de atraso, devido à propagação pelo meio, definido por $l(\partial\beta/\partial\omega)$. Quando a perda de transmissão através do meio dispersivo é desprezível, a amplitude do pulso de saída, $U_o(t)$, é dada pela transformada de Fourier de $U_i(\omega)\exp[j\beta(\omega)l]$ como [4]:

$$U_o(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} U_i(\omega) \exp\left\{j\left[\beta(\omega_0)l + (\omega - \omega_0)\tau(\omega_0) + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \frac{\partial\tau}{\partial\omega}\right]\right\} e^{j\omega t} d\omega \quad \text{Eq. 5.7}$$

onde $U_i(\omega)$ é a transformada de Fourier da amplitude do pulso de entrada $U_i(t)$. O primeiro e segundo termos, dentro do colchete da Eq. 5.7, correspondem à mudança de fase e ao atraso de grupo independente da frequência, e não exercem influência na forma de onda da intensidade de saída dos pulsos ópticos. O terceiro termo corresponde à dispersão linear da velocidade de grupo e é positivo para o caso dos meios de dispersão normal ($\partial\tau/\partial\omega > 0$). Substituindo-se $\partial\tau/\partial\omega$ por $-\lambda^2/(2\pi c)\partial\tau/\partial\lambda$, onde c é a velocidade da luz, e resolvendo-se a Eq. 5.7, a intensidade do pulso de saída $P_o(t)$ é obtida como:

$$P_o(t) = \frac{c}{\lambda^2 \left(\frac{\partial\tau}{\partial\lambda}\right)} \left| \int_{-\infty}^{\infty} U_i(t') \exp\left[-j \frac{\pi c}{\lambda^2 \left(\frac{\partial\tau}{\partial\lambda}\right)} (t - t')^2\right] dt' \right|^2 \quad \text{Eq. 5.8}$$

Substituindo-se, na Eq. 5.8, a forma de onda do pulso obtido pelo chaveamento do ganho, $U_i(t)$, calculado pelas equações de taxa, pode-se estimar a forma do pulso propagando através do meio dispersivo.

Na Figura 5.4 apresenta-se a largura de pulso calculada em função do valor da dispersão total normalizada, para diferentes correntes aplicadas $J_{\text{no-p}}$, considerando-se $J_b = 2,0J_{\text{th}}$ e fator de saturação do ganho normalizado $\epsilon' = 0,01$. Pode-se notar da figura que, quando o pulso se propaga através de um meio com dispersão normal, a largura do pulso se reduz gradualmente até um valor mínimo. Após esse ponto, a dispersão excede o valor ótimo e o pulso começa a alargar. A assimetria na variação da largura do pulso, em relação a dispersão total observada na figura, é devida à não-linearidade do *chirp* de frequência, como mostrada na Figura 5.3.

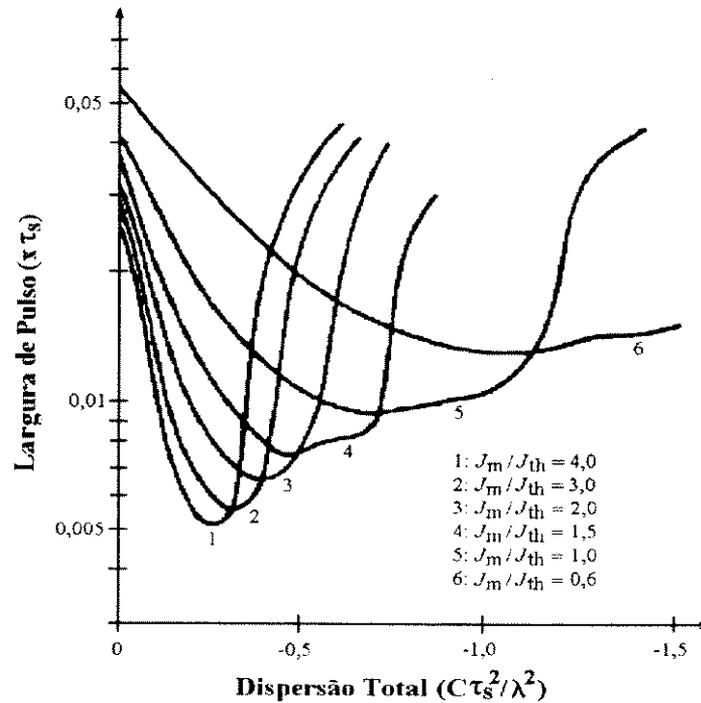


Figura 5.4 - Largura de pulso, calculada em função da dispersão normal total, para vários valores de J_m / J_{th} , com $J_b = 2,0 J_{th}$ e $\epsilon' = 0,01$ [5].

5.1.2 Resultados Experimentais

Apresenta-se, a seguir, dois experimentos de geração de pulsos curtos a partir do chaveamento do ganho de um laser semiconductor, com a compensação do chirp de frequência por uma fibra de dispersão deslocada padrão[7]. A principal diferença entre os dois experimentos é a largura de banda do filtro sintonizável utilizado na redução do chirp de frequência gerado pelo chaveamento de ganho do laser DFB.

O arranjo da montagem experimental do gerador de pulsos curtos é apresentado na Figura 5.5. Nesta montagem, um gerador RF sintetizado forneceu, na saída, um sinal de aproximadamente 1 GHz, com potência máxima de +5 dBm. Para a obtenção do nível de potência necessário para o chaveamento do ganho do laser DFB, utilizou-se um amplificador RF, com amplificação na faixa de 700 a 4200 MHz e potência máxima de saída de +28 dBm. O laser utilizado foi um transmissor óptico DFB analógico, da ORTEL, com faixa de frequência de modulação de 0,1 a 5 GHz, potência óptica de saída CW superior a 4 mW, largura espectral CW menor do que 10 MHz e comprimento de onda de emissão de aproximadamente 1,323 μm . Colocou-se um filtro óptico sintonizável na saída do laser para melhorar a característica espectral. Para a compensação do chirp de frequência do pulso

5.12 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

gerado, utilizou-se uma fibra padrão de dispersão deslocada, (*DSF*). O sistema de monitorização dos pulsos foi constituído pelo conjunto de um analisador de espectro, da *Anritsu*, e um autocorrelador *Inrad*, modelo 5-14, otimizado para a janela de 1,3 μm e por um amplificador óptico a fibra de fluoreto, dopada com praseodímio (*A*), para se obter um nível de sinal compatível com a sensibilidade do autocorrelador. O amplificador óptico *A* foi fabricado pela *BT&D-HP*. Colocou-se um controlador de polarização, *PC*, na entrada do amplificador óptico para se alinhar a luz incidente a um dos eixos do amplificador birrefringente (comprimento de batimento $l_B \approx 4 \text{ mm}$).

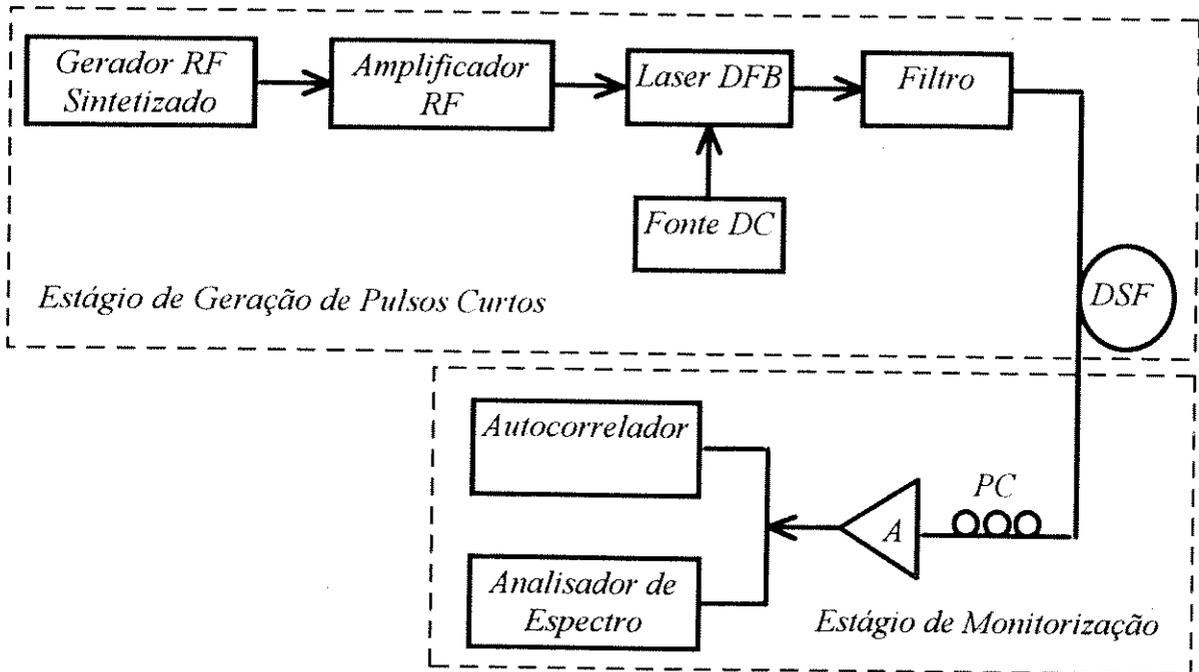


Figura 5.5 - Arranjo da montagem experimental do gerador de pulsos curtos.

A partir da largura temporal e espectral dos pulsos de saída do laser *DFB* (*Figura 5.7* e *Figura 5.8*, respectivamente), estimou-se ser necessário um pedaço de fibra com uma dispersão negativa de aproximadamente 8,5 ps/nm, para compensar o *chirp* de frequência gerado pelo chaveamento do ganho do laser *DFB*. Da curva de dispersão da fibra padrão com dispersão deslocada[8], apresentada na *Figura 5.6*, estimou-se um comprimento de fibra com aproximadamente 500 m, para a compensação do *chirp*. Neste cálculo, considerou-se que a fibra possuía uma dispersão de aproximadamente -17 ps/nm.km para o comprimento de onda de 1,323 μm . Os comprimentos da fibra *DSF*, utilizados nos dois experimentos, foram ajustados a cada uma das condições de polarização e modulação do laser *DFB* e de largura de linha do filtro, colocado entre o laser e a fibra.

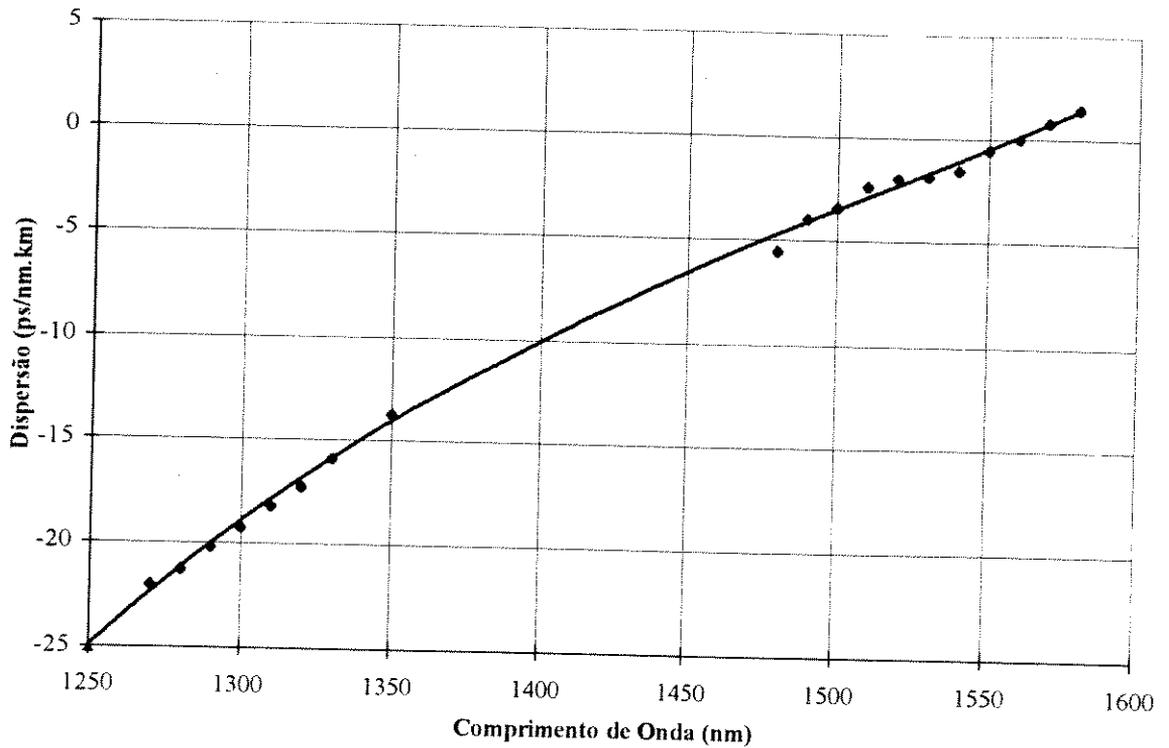


Figura 5.6 - Curva de dispersão da fibra DSF[8].

Inicialmente, utilizou-se um pedaço de fibra com 500 m, que foi sendo cortada para a obtenção do comprimento ótimo de compensação do *chirp*. Foi-se cortando a fibra e monitorando-se a largura do pulso, que foi diminuindo com a diminuição do comprimento da fibra, até um dado comprimento de fibra, onde a largura dos pulsos parou de diminuir, obtendo-se assim o comprimento ótimo. A partir deste ponto, o pulso se alargaria novamente, como pode ser previsto das curvas teóricas da *Figura 5.4*.

5.1.2.1 Filtro Óptico de Faixa Larga

No primeiro experimento utilizou-se um filtro sintonizável da *JDS-Fitel*, modelo *TB-1325*, com largura de linha de aproximadamente 1,5 nm e faixa de operação entre 1,29 μm e 1,325 μm . O comprimento utilizado da fibra de dispersão deslocada utilizado, neste experimento, foi de aproximadamente 450 m. A taxa de repetição dos pulsos gerados foi de 1040 MHz.

Apresenta-se, na *Tabela 5.1*, os níveis típicos de potência óptica de saída obtidos. Como pode ser notado da tabela, o filtro sintonizável introduziu uma perda de 2,3 dB e a fibra *DSF* uma perda de 1,2 dB. O amplificador óptico *A* produziu um ganho aproximado de 10,9 dB.

5.14 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

Tabela 5.1 - Níveis típicos de potência óptica de saída nos dispositivos do experimento.

Dispositivo	Potência de Saída (mW)	Potência de Saída (dBm)
Laser DFB	0,74	-1,3
Filtro Sintonizável JDS	0,44	-3,6
Fibra DSF (450 m)	0,33	-4,8
Amplificador Óptico A	4,1	6,1

Apresenta-se, na *Figura 5.7*, os pulsos na saída do laser DFB, do filtro sintonizável JDS e da fibra DSF, obtidos no autocorrelador. O pulso de saída do laser [*Figura 5.7(a)*], além de possuir uma largura temporal três vezes maior do que o pulso comprimido pela fibra DSF [*Figura 5.7(c)*], possuía um grande pedestal, provavelmente provocado pelo *chirp* do chaveamento do ganho. O filtro reduziu um pouco este *chirp*, o que permitiu uma pequena redução no pedestal do pulso de saída do filtro [*Figura 5.7(b)*].

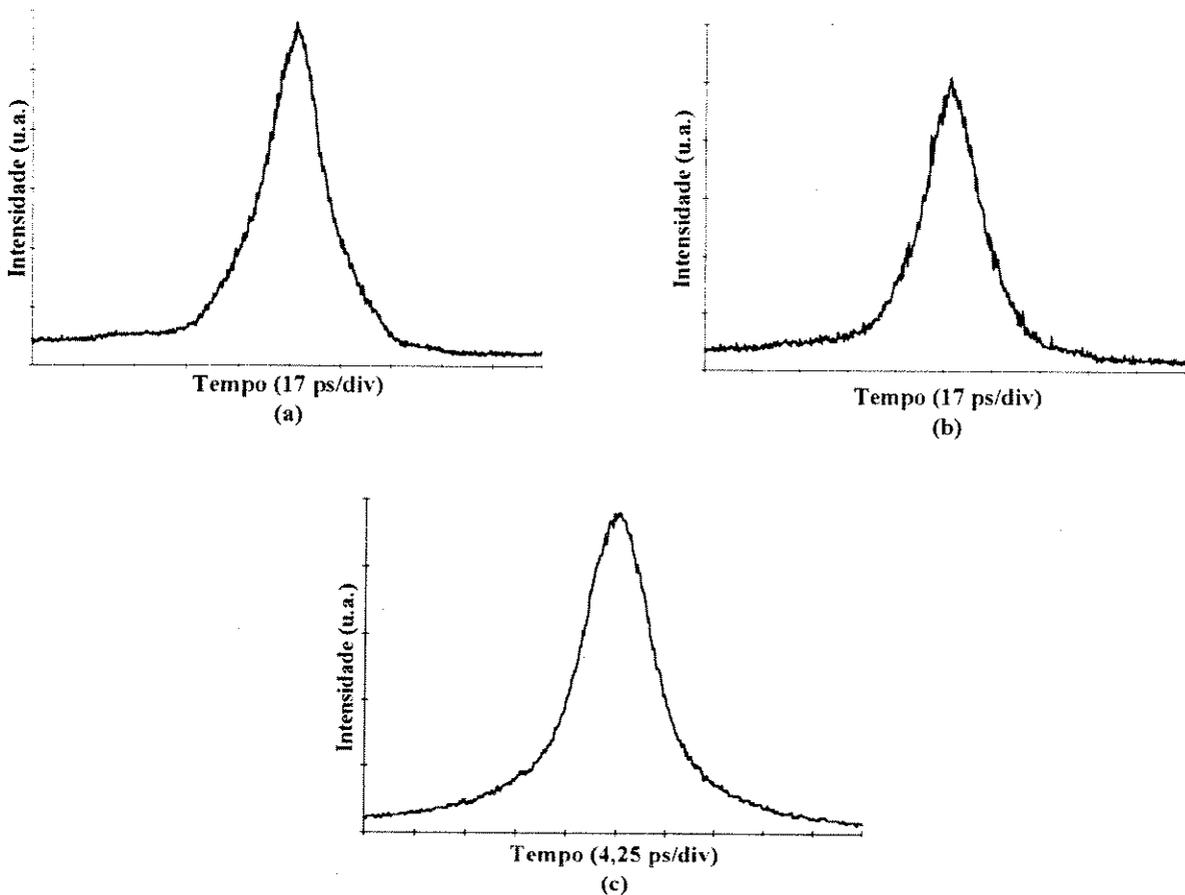


Figura 5.7 - Pulsos de saída: (a) laser DFB, (b) filtro JDS e (c) fibra DSF.

Na *Figura 5.8* mostram-se os espectros dos pulsos de saída do laser DFB, filtro sintonizável e fibra DSF. Como pode ser visto, os espectros de saída possuem

praticamente a mesma forma e largura espectral. Este resultado era o esperado, visto que, o filtro possuía uma largura de banda aproximadamente igual a largura de linha dos pulsos do laser *DFB* e a potência de pico dos pulsos injetados na fibra e o comprimento desta não eram suficientes para que a auto-modulação de fase alterasse o espectro de frequência dos pulsos.

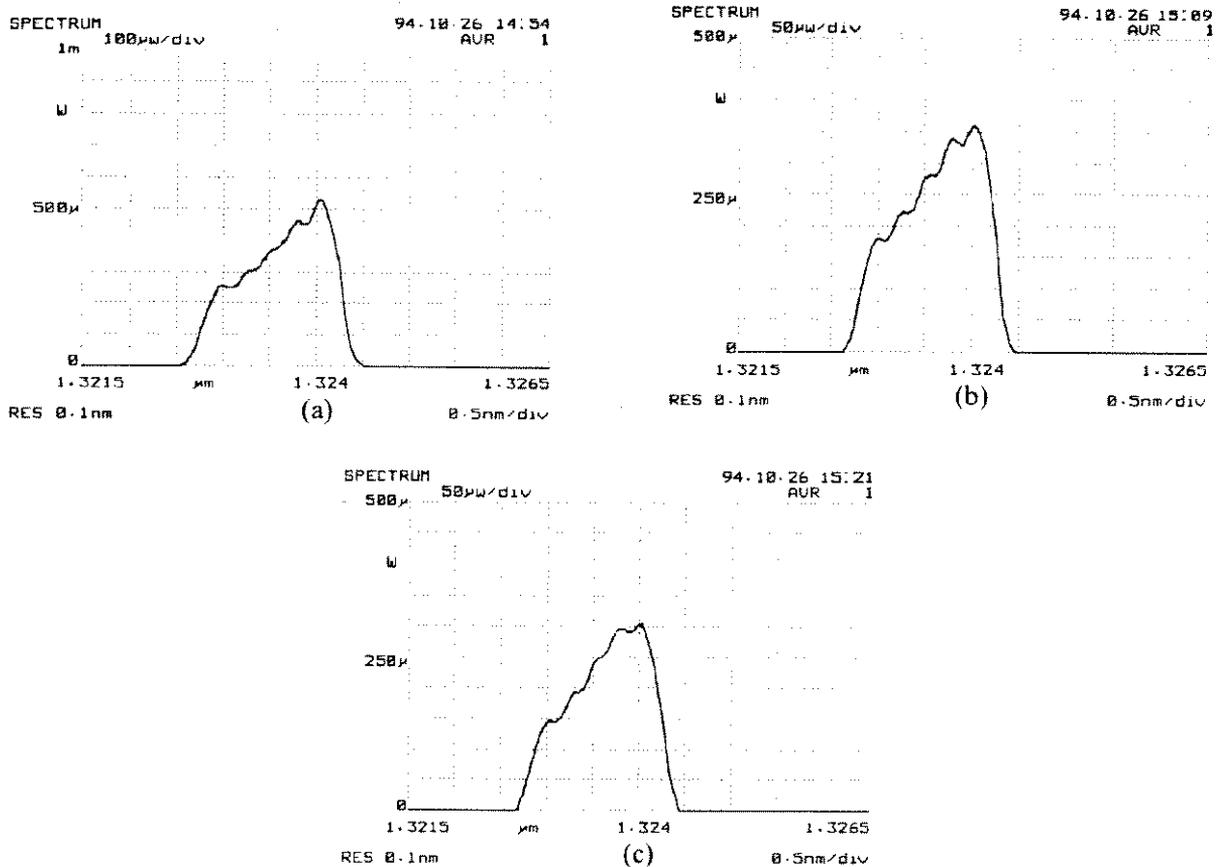


Figura 5.8 - Espectros dos pulsos de saída do: (a) laser *DFB*; (b) filtro *JDS* e (c) fibra *DSF*.

Apresenta-se, na *Tabela 5.2*, as larguras temporais e espectrais dos pulsos de saída do laser *DFB*, filtro sintonizável *JDS* e fibra *DSF*. Na tabela apresenta-se as larguras temporais medidas, a meia altura, no autocorrelador (Δt_{FWHM}) (*Figura 5.7*), calculadas considerando-se os pulsos com um perfil *sech*² ($\Delta t_{S(FWHM)}$) e as calculadas considerando-se um perfil gaussiano ($\Delta t_{G(FWHM)}$). Apresenta-se, também, as larguras espectrais obtidas a partir da *Figura 5.8* medindo-se a largura a meia altura diretamente no gráfico. Infelizmente neste experimento, não se pode calcular as larguras espectrais utilizando-se o método *RMS*[6], por não se dispor em computador das curvas dos espectros. Para o cálculo das larguras temporais considerando-se um pulso com perfil *sech*² utilizou-se a equação $\Delta t_s = \Delta\tau/1,55$ e, com perfil gaussiano, a equação $\Delta t_g = \Delta\tau/\sqrt{2}$ [9].

5.16 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

Tabela 5.2 - Larguras temporais e espectrais dos pulsos de saída do laser DFB, filtro sintonizável JDS e fibra DSF.

Dispositivo	$\Delta\tau_{\text{FWHM}}$ (ps)	$\Delta t_{\text{S(FWHM)}}$ (ps)	$\Delta t_{\text{g(FWHM)}}$ (ps)	$\Delta\lambda_{\text{(FWHM)}}$ (nm)
Laser DFB	21,9	14,1	15,5	1,1
Filtro Sintonizável JDS	21,9	14,1	15,5	1,1
Fibra DSF	7,3	4,7	5,2	1,1

Apresenta-se, na Tabela 5.3, os produtos $\Delta\nu_{\text{FWHM}}\Delta t_{\text{FWHM}}$ dos pulsos de saída do laser DFB, filtro sintonizável JDS e fibra DSF, quando se considera os pulsos com perfil sech^2 e com perfil gaussiano. Como pode ser notado da tabela, a fibra DSF reduziu de três vezes o produto $\Delta\nu_{\text{FWHM}}\Delta t_{\text{FWHM}}$. Do valor do produto $\Delta\nu_{\text{FWHM}}\Delta t_{\text{FWHM}}$, dos pulsos de saída da fibra DSF, nota-se que os pulsos, ao final da fibra DSF, ainda possuíam um *chirp* razoável. A eliminação completa deste *chirp* utilizando uma fibra de dispersão deslocada, é impraticável, visto que ele não é linear.

Tabela 5.3 - Produtos $\Delta\nu_{\text{FWHM}}\Delta t_{\text{FWHM}}$ dos pulsos de saída do laser DFB, filtro JDS e fibra DSF.

Dispositivo	$\Delta\nu_{\text{FWHM}}\Delta t_{\text{S(FWHM)}}$	$\Delta\nu_{\text{FWHM}}\Delta t_{\text{g(FWHM)}}$
Laser DFB	2,7	3,0
Filtro Sintonizável JDS	2,7	3,0
Fibra DSF	0,9	1,0

5.1.2.2 Filtro Óptico de Faixa Estreita

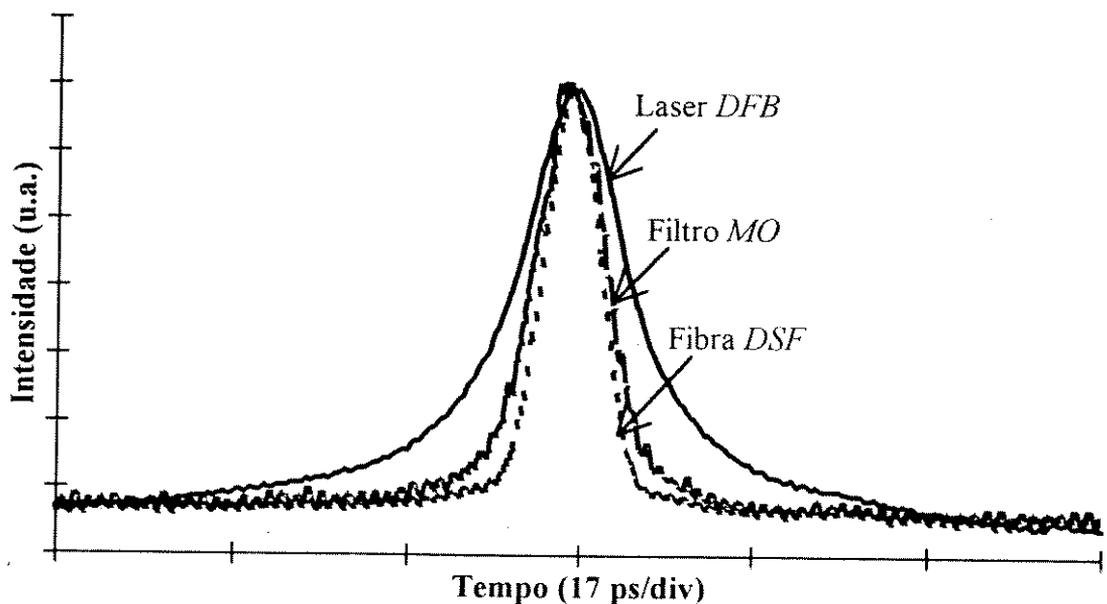
Para se reduzir o *chirp* linear e não-linear gerado pelo chaveamento do ganho do laser DFB, decidiu-se utilizar um filtro com largura espectral mais estreita do que a do experimento anterior. Utilizou-se, então, um filtro sintonizável por voltagem da *Micron Optics (MO)*, modelo *FFP-100*, com largura de linha de 0,4 nm e *finesse* igual a 129. A taxa de repetição dos pulsos gerados foi de 1000 MHz e o comprimento da fibra de dispersão deslocada DSF de, aproximadamente, 360 m.

Apresenta-se, na Tabela 5.4, os níveis típicos de potência óptica de saída obtidos. Como pode ser notado da tabela, o filtro sintonizável introduziu uma perda de aproximadamente - 6,5 dB e a fibra DSF uma perda de 0,7 dB. O amplificador a fibra dopada com praseodímio produziu um ganho aproximado de 11,9 dB.

Tabela 5.4 - Níveis típicos de potência óptica de saída nos dispositivos do experimento.

Dispositivo	Potência de Saída (mW)	Potência de Saída (dBm)
Laser DFB	1,0	0,0
Filtro Sintonizável MO	0,22	-6,5
Fibra DSF (360 m)	0,19	-7,2
Amplificador Óptico A	3,0	4,7

Na *Figura 5.9* apresentam-se os pulsos de saída do laser DFB, do filtro sintonizável MO e da fibra DSF obtidos no autocorrelador. Como pode ser visto da figura, o pulso gerado pelo laser possui uma largura temporal duas vezes maior do que a do pulso comprimido pela fibra DSF, além de apresentar um pedestal muito maior. Devido a um melhor ajuste da polarização e modulação do laser DFB, obteve-se, neste experimento, uma largura temporal, para os pulsos gerados pelo laser, menor do que a do experimento anterior. A presença de um filtro de banda espectral mais estreita possibilitou uma maior redução na quantidade do *chirp*, o que provocou um significativo estreitamento do pulso e redução do pedestal. A fibra DSF comprimiu ainda mais os pulsos e reduziu o pedestal.

**Figura 5.9** - Pulsos de saída do laser DFB, filtro MO e fibra DSF.

Na *Figura 5.10* mostram-se os espectros dos pulsos de saída do laser DFB, do filtro sintonizável MO e da fibra DSF, obtidos no analisador de espectro. Pode ser visto, desses espectros, como o filtro reduziu as componentes vermelhas do espectro de saída do laser.

5.18 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

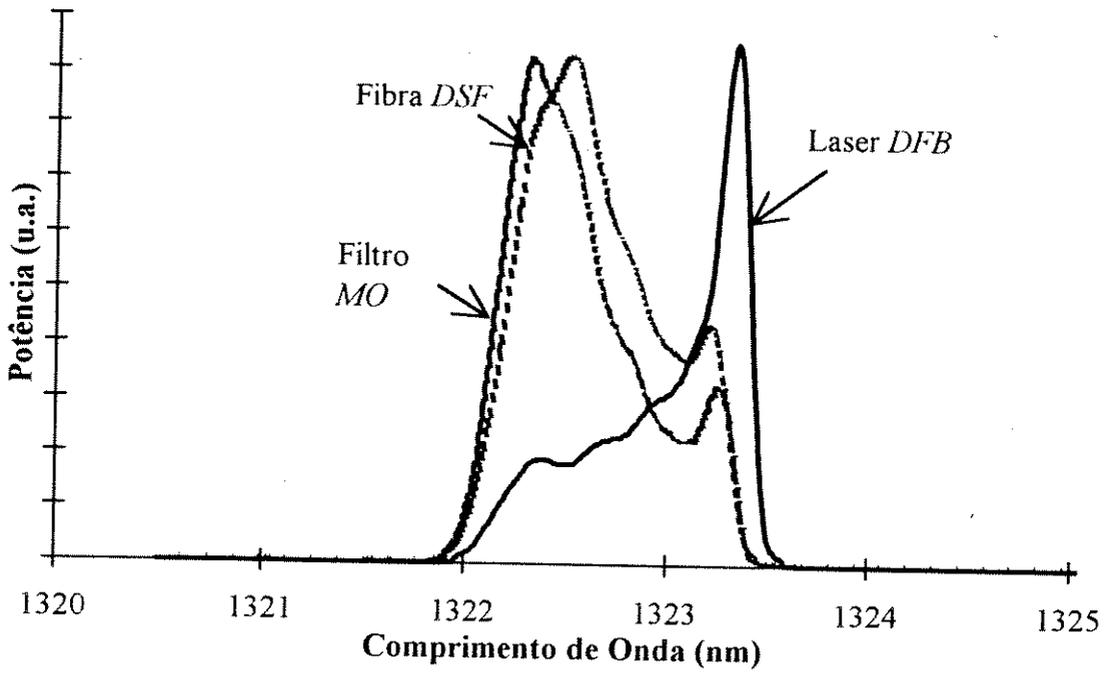


Figura 5.10 - Espectros dos pulsos de saída do laser DFB, filtro MO e fibra DSF.

Na Tabela 5.5 apresenta-se as larguras temporais $RMS[6]$ calculadas a partir dos valores medidos no autocorrelador ($\Delta\tau_{RMS}$) (Figura 5.9), calculadas considerando-se os pulsos com um perfil sech^2 ($\Delta t_{S(RMS)}$) e as calculadas considerando-se um perfil gaussiano ($\Delta t_{g(RMS)}$). Utilizou-se o método RMS , para se calcular as larguras temporais, para se poder levar em consideração o pedestal dos pulsos. Devido ao fato dos espectros de saída serem bastante assimétricos, utilizou-se também o método RMS para a determinação da largura espectral ($\Delta\lambda_{RMS}$) a partir da Figura 5.10.

Tabela 5.5 - Larguras temporais e espectrais dos pulsos de saída do laser DFB, filtro sintonizável MO e fibra DSF.

Dispositivo	$\Delta\tau_{RMS}$ (ps)	$\Delta t_{S(RMS)}$ (ps)	$\Delta t_{g(RMS)}$ (ps)	$\Delta\lambda_{RMS}$ (nm)
Laser DFB	23,9	15,4	16,9	0,38
Filtro Sintonizável MO	13,3	8,6	9,4	0,34
Fibra DSF	11,7	7,5	8,3	0,33

Na Tabela 5.6 apresenta-se os produtos $\Delta\nu_{RMS}\Delta t_{RMS}$ dos pulsos de saída do laser DFB, filtro sintonizável MO e fibra DSF quando considera-se os pulsos com um perfil sech^2 e com um perfil gaussiano. Como pode ser notado da tabela, o filtro reduziu o produto $\Delta\nu_{RMS}\Delta t_{RMS}$ em 1,8 vezes.

Tabela 5.6 - Produtos $\Delta v \Delta t$ dos pulsos de saída do laser DFB, filtro MO e fibra DSF

Dispositivo	$\Delta v_{\text{RMS}} \Delta t_{\text{S(RMS)}}$	$\Delta v_{\text{RMS}} \Delta t_{\text{g(RMS)}}$
Laser DFB	0,99	1,08
Filtro Sintonizável MO	0,50	0,55
Fibra DSF	0,43	0,47

5.2 Transmissão de Sólitons

Apresenta-se, nesta seção, uma parte teórica e dois experimentos de transmissão de sólitons na segunda janela de comunicações ópticas. Nesses experimentos utilizou-se fibras padrão de comunicações ópticas na janela de 1,3 μm . No primeiro, a fibra possuía um comprimento de 20 km e, no segundo, 50 km. Nestes experimentos utilizou-se amplificadores a fibra de fluoreto dopada com praseodímio e obteve-se, na saída das fibras de 20 e 50 km, pulsos com aproximadamente a mesma largura dos pulsos de entrada. Os pulsos de entrada foram os produzidos pela fonte de pulsos curtos do experimento descrito na seção anterior.

5.2.1 Teoria

O termo “sóliton” refere-se a um tipo especial de onda que se propaga sem distorção por longas distâncias e que permanece inalterada após a colisão com outras. Os sólitons aparecem em muitos campos da física, onde têm sido exaustivamente estudados. No campo das comunicações ópticas, e no contexto das fibras ópticas, os sólitons não são apenas de interesse no estudo de fenômenos fundamentais, mas apresentam uma real possibilidade de solução da limitação imposta pela dispersão no aumento da taxa de transmissão dos sistemas.

Um pulso solitônico apresenta muitas propriedades interessantes que fazem dele um símbolo de bit desejável para uso em sistemas de comunicações ópticas. As mais importantes dessas propriedades são:

1. Os sólitons que se propagam ao longo de uma fibra são estáveis com respeito a pequenas alterações na forma ou amplitude do pulso, ao redor da forma e amplitude exata para um sóliton, bem como a pequenas quantidades de *chirp*, ou ruído de fase no sinal.

5.20 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

2. Trens de pulsos solitônicos, em seqüências de bits multiplexados com diferentes freqüências, e suficientemente separados para que a envoltória inicial de cada pulso não se sobreponha à dos outros, quando acoplados a uma fibra, podem passar uns através dos outros sem qualquer interferência.

Sólitons podem ser gerados em fibras ópticas pelo balanço entre a auto modulação de fase (*SPM*) e a dispersão da velocidade de grupo negativa (*GVD*) da região de dispersão anômala. Ondas solitônicas são boas portadoras de informações devido à sua curta duração e alta estabilidade. A proposição dos sólitons e sua estabilidade nas fibras ópticas foram primeiro demonstradas[10] por cálculos numéricos, em 1973, e foram observados experimentalmente[11] em fibras ópticas, em 1980.

Sistemas solitônicos de transmissão óptica, por longa distância, devem utilizar amplificação óptica para a compensação das perdas nas fibras. Inicialmente, o espalhamento Raman estimulado (*SRS*) em fibras ópticas foi proposto para a transmissão de sólitons, visto que ele opera como um amplificador distribuído e é bastante desejável para este tipo de transmissão, porque fornece uma linha de transmissão aproximadamente sem perdas. A transmissão de sólitons por mais de 4000 km foi demonstrada[12], com amplificadores Raman, pela circulação de um pulso solitônico de 50 ps em um “loop” de fibra com 42 km de comprimento. Atualmente, os amplificadores ópticos a fibra dopada e semicondutores, na região de 1,3 e 1,5 μm , são de grande interesse para as comunicações ópticas devido ao alto ganho e baixa perda de inserção. Eles operam como amplificadores concentrados, tendo sido mostrado[13,14] que sólitons podem ser amplificados e transmitidos com tal tecnologia.

5.2.1.1 Propagação de Sólitons em Fibras Ópticas

A propagação de pulsos não-lineares por uma fibra com perdas, no caso dos pulsos possuírem uma largura superior a 100 fs, é descrita pela equação não-linear[15]

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{j}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A. \quad \text{Eq. 5.9}$$

Na Eq. 5.9, o primeiro termo da direita representa o efeito das perdas (ou ganho), o segundo, o efeito da dispersão cromática da fibra, que quando atua isoladamente alarga

temporalmente os pulsos, e o último, o da não-linearidade da fibra, que, isoladamente, alarga o espectro dos pulsos. Na Eq. 5.9, $A(z, T)$ é a amplitude da envoltória do pulso, α é a constante de atenuação, β_2 é o parâmetro de dispersão responsável pela GVD, γ é o parâmetro da não linearidade responsável pela SPM e T é o tempo local, dado por:

$$T = t - \frac{z}{v_g} \quad \text{Eq. 5.10}$$

onde v_g é a velocidade de grupo. O parâmetro da não linearidade é definido por:

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad \text{Eq. 5.11}$$

onde n_2 é o coeficiente Kerr, ω_0 a frequência angular, c a velocidade da luz e A_{eff} a área efetiva do núcleo da fibra. O parâmetro da dispersão é definido como.

$$\beta_2 = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \cong \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad \text{Eq. 5.12}$$

onde n é o índice de refração e λ é o comprimento de onda.

Se as perdas na fibra forem ignoradas, a Eq. 5.9 pode ser simplificada para:

$$j \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A, \quad \text{Eq. 5.13}$$

O primeiro passo para se resolver qualquer equação não-linear é reduzi-la a uma forma adimensional. Para se normalizar a Eq. 5.13, introduz-se as seguintes variáveis:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{l_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0} \quad \text{Eq. 5.14}$$

obtendo-se

$$j \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad \text{Eq. 5.15}$$

5.22 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

onde P_0 é a potência de pico, l_D é o comprimento característico de dispersão, T_0 é a largura temporal do pulso incidente (no ponto 1/e da intensidade) e o parâmetro N , que caracteriza a ordem do sóliton, é definido por:

$$N^2 = \frac{l_D}{l_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{Eq. 5.16}$$

onde l_{NL} é o comprimento não-linear característico. O comprimento de dispersão, l_D , é definido como:

$$l_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad \text{Eq. 5.17}$$

e o comprimento não-linear, l_{NL} , por:

$$l_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}. \quad \text{Eq. 5.18}$$

Na Eq. 5.15, o $\text{sgn}(\beta_2) = -1$ para caso da propagação na região anômala de dispersão. O parâmetro N pode se eliminado da Eq. 5.15 definindo-se:

$$u = NU = \left(\frac{\gamma T_0^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2} A. \quad \text{Eq. 5.19}$$

A Eq. 5.15, então, toma a seguinte forma padrão, conhecida como equação não-linear de Schrödinger:

$$j \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad \text{Eq. 5.20}$$

A solução da Eq. 5.20, referente ao sóliton fundamental, corresponde ao caso onde $N = 1$ e é obtida em sua forma geral como:

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp\left(j \frac{\xi}{2}\right). \quad \text{Eq. 5.21}$$

No caso das fibras ópticas, a solução da Eq. 5.21 mostra que se um pulso com forma de secante hiperbólica, largura T_0 e potência de pico P_0 , escolhidas de modo que $N = 1$, for acoplado a uma fibra ideal sem perdas, ele irá propagar-se sem distorção por longas distâncias. A potência de pico P_1 , necessária para suportar o sóliton fundamental, obtida a partir de Eq. 5.16 fazendo-se $N = 1$, é dada por:

$$P_1 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} \cong \frac{3,11|\beta_2|}{\gamma \Delta t_S^2} \quad \text{Eq. 5.22}$$

Na Eq. 5.22 utilizou-se $\Delta t_S \cong 1,763 T_0$ para um pulso com perfil sech^2 , onde Δt_S é a largura temporal a meia altura, que é o valor normalmente utilizado na prática. A forma inicial dos sólitons de ordem N é dada por:

$$u(0, \tau) = N \text{sech}(\tau) \quad \text{Eq. 5.23}$$

onde N é um número inteiro. A potência de pico do pulso de entrada, necessária para se obter um sóliton de ordem N , é obtida a partir da Eq. 5.16 e é N^2 vezes a necessária para o sóliton fundamental.

A natureza periódica dos sólitons de alta ordem faz com que eles repitam a sua forma original e seu espectro a distâncias que são múltiplos do período do sóliton.

Usando-se o comprimento normalizado $\xi = z / l_D$ (Eq. 5.14) obtém-se o período do sóliton, z_0 , (comprimento de fibra sem perda no qual o sóliton reproduz a sua forma inicial), que é dado por:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} l_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0,322 \frac{\pi \Delta t_S^2}{2|\beta_2|} \quad \text{Eq. 5.24}$$

onde $\Delta t_S \cong 1,76 T_0$.

Quando a forma e/ou potência de pico do pulso inicial não se casam com as da Eq. 5.23, o pulso ajusta a sua largura enquanto se propaga pela fibra até se transformar em um sóliton. Neste processo, uma parte da energia do pulso é perdida. Normalmente, o pulso se transforma em um sóliton cuja ordem é um inteiro N mais próximo do valor de N do pulso de entrada.

5.24 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

5.2.1.2 *Sistemas Solitônicos*

Normalmente, o desempenho dos sistemas de comunicações ópticas de altas taxas é limitado pela dispersão da velocidade de grupo, que alarga os pulsos e dispersa a sua energia da janela temporal de decisão. Os sólitons podem ser úteis na melhora do desempenho dos sistemas limitados por dispersão, visto que eles podem manter sua largura por grandes distâncias, devido ao balanço entre os efeitos da *GVD* e da *SPM*. Entretanto, antes que esses sistemas se tornem práticos, entre outras coisas, é necessário entender-se as limitações impostas ao projeto do sistema pelo: efeito das perdas na fibra e *chirp* de frequência dos pulsos de entrada.

5.2.1.2.1 *Perdas nas Fibras*

Como os sólitons resultam do balanço entre os efeitos dispersivos e não-lineares, eles devem, para manter sua característica, preservar a sua potência de pico. As perdas nas fibras são um fator limitante, visto que elas reduzem exponencialmente a potência de pico ao longo da fibra. Isto faz com que a largura do sóliton fundamental também aumente com a propagação. Para se representar matematicamente as perdas da fibra é só somar um termo de perda à equação não-linear de Schrödinger (Eq. 5.20), tal que:

$$j \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = -j\Gamma u \quad \text{Eq. 5.25}$$

onde

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2} l_D = \frac{\alpha}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|}. \quad \text{Eq. 5.26}$$

A solução aproximada (perturbacional) da Eq. 5.25, com primeira ordem em Γ , e considerando-se um pulso de entrada da forma $u(0, \tau) = \text{sech}(\tau)$, é [16]:

$$u(\xi, \tau) = u_1 \text{sech}(u_1 \tau) \exp(j\sigma) \quad \text{Eq. 5.27}$$

onde

$$u_1 = \exp(2\Gamma\xi) \quad \text{Eq. 5.28}$$

e

$$\sigma = \frac{1}{8\Gamma} [1 - \exp(-4\Gamma\xi)]. \quad \text{Eq. 5.29}$$

Fazendo-se $u_1\tau = T/T_1$ e utilizando-se $\tau = T/T_0$ e a Eq. 5.28, obtém-se a largura do pulso ao longo da fibra, T_1 , pela equação:

$$T_1 = T_0 \exp(2\Gamma\xi) = T_0 \exp(\alpha z). \quad \text{Eq. 5.30}$$

O aumento exponencial da largura do sóliton fundamental com z não continua para grandes distâncias. Soluções numéricas da Eq. 5.25 mostraram[17] que a solução perturbacional é precisa para valores de z tais que $\alpha z \ll 1$.

Mostra-se, na Figura 5.11[17], o fator de alargamento temporal, T_1/T_0 , com a distância, para um sóliton propagando-se por uma fibra com perdas ($\Gamma = 0,035$). Nesta figura, mostram-se os resultados teóricos para o caso da solução com aproximação perturbacional em um meio não-linear, para o da solução exata em um meio linear e em um meio não linear.

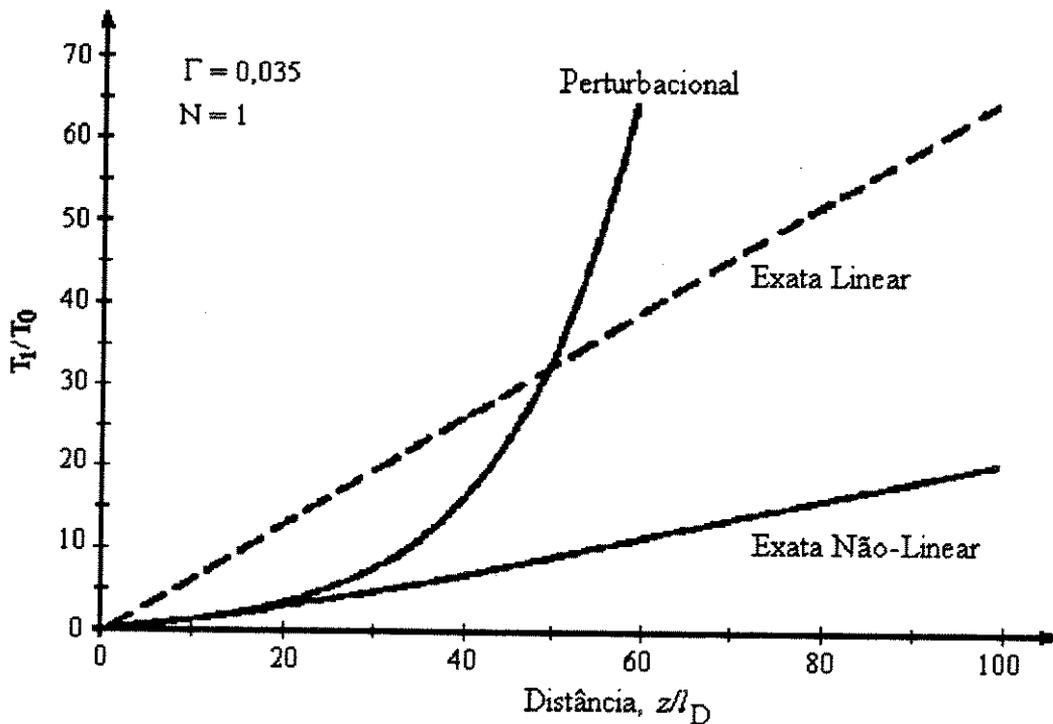


Figura 5.11 - Fator de alargamento temporal, com a distância, para um sóliton fundamental propagando-se em uma fibra com perdas[17].

5.26 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

5.2.1.2.2 *Chirp de Freqüência do Pulso de Entrada*

Em um sistema solitônico ideal os pulsos de entrada devem possuir uma forma secante hiperbólica, uma potência de pico determinada pela Eq. 5.22, tal que $N = 1$, e não deveriam possuir *chirp*. Na prática, isto não ocorre e se deve determinar os níveis de tolerância dos parâmetros dos pulsos. O *chirp* dos pulsos de entrada degrada o desempenho do sistema, simplesmente porque ele é somado ao *chirp* induzido pela SPM, o que perturba o balanço exato entre os efeitos provocados pela GVD e SPM, necessário à manutenção dos sólitons.

O efeito provocado na propagação dos pulsos, devido ao *chirp* dos pulsos de entrada, pode ser estudado resolvendo-se numericamente a Eq. 5.20 com um pulso de entrada dado por:

$$u(0, \tau) = N \operatorname{sech}(\tau) \exp\left(-j \frac{C \tau^2}{2}\right) \quad \text{Eq. 5.31}$$

onde C é o parâmetro do *chirp*. A forma quadrática da variação de fase corresponde a um *chirp* linear, onde a freqüência óptica aumenta com o tempo para valores positivos de C . Para pequenos valores de $|C|$, espera-se a formação de sólitons, visto que eles são estáveis para pequenas perturbações. Entretanto, eles podem ser destruídos se o valor de $|C|$ exceder um certo valor crítico, C_{cr} . O valor crítico depende de N , sendo $C_{cr} \cong 1,64$ para $N = 1$ [18]. O *chirp* deve ser minimizado porque mesmo que ele não destrua os sólitons ($|C| < C_{cr}$), ele faz com que uma parte da energia seja separada como uma onda dispersiva no processo de formação dos sólitons.

5.2.2 Resultados Experimentais

Apresenta-se, nesta seção, dois experimentos de transmissão de sólitons por fibras de telecomunicações padrão, na segunda janela, ao redor de 1,3 μm . No primeiro utilizou-se uma fibra com 20 km, e no segundo, uma com 50 km.

5.2.2.1 Transmissão por 20 km

Apresenta-se, na Figura 5.12, o arranjo da montagem experimental da transmissão de sólitons por 20 km. A montagem experimental consistiu basicamente de três estágios: o primeiro, de geração de pulsos curtos, o segundo, de transmissão por 20 km e, um terceiro,

de monitorização dos pulsos. O primeiro estágio é a mesma montagem já descrita na seção de geração de pulsos curtos por laser semiconductor (filtro de faixa estreita). O segundo foi constituído por um amplificador a fibra de fluoreto dopada com praseodímio, *AI* (montado no laboratório[19]), e uma fibra padrão de sistemas na segunda janela de comunicações ópticas com 20 km, *STF1*. Utilizou-se o amplificador óptico *AI*, na entrada da fibra *STF1*, para se obter o nível de potência óptica necessária para a geração dos sólitons. Os controladores de polarização, *PC*, foram utilizados no alinhamento da polarização da luz incidente em relação a um dos eixos dos amplificadores ópticos birrefringentes. O estágio de monitorização utilizado foi o mesmo já descrito no experimento de geração de pulsos curtos.

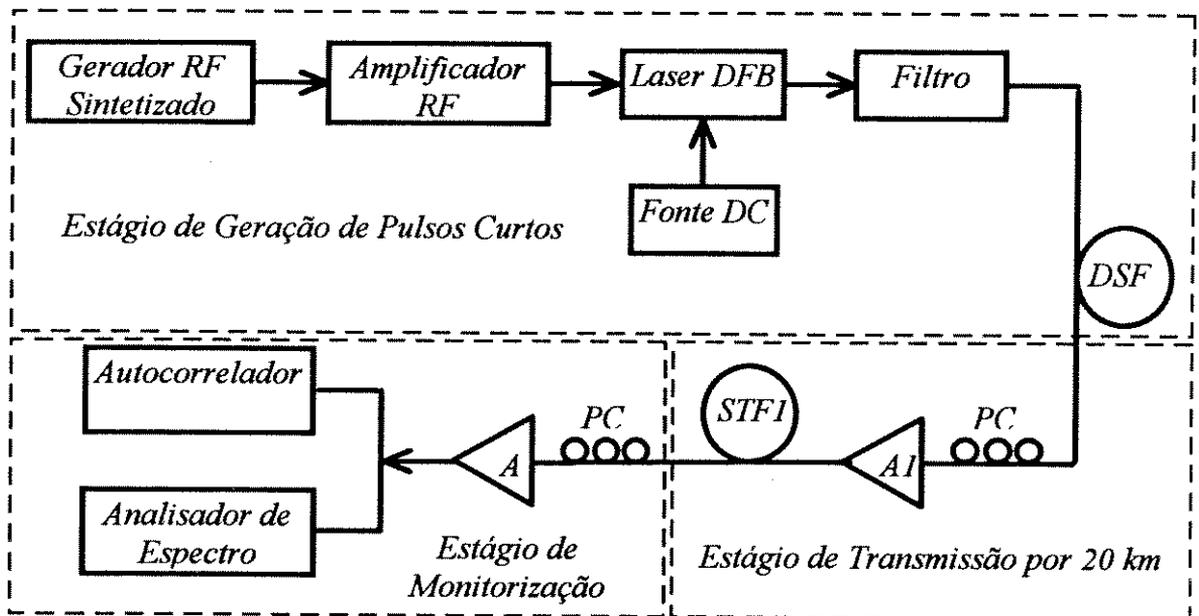


Figura 5.12 - Arranjo da montagem experimental da transmissão solitônica por 20 km.

Apresenta-se, na *Figura 5.13*, a medição da dispersão da fibra *STF1*[20]. Como pode ser observado da figura, a dispersão da fibra, em 1,323 μm , era de aproximadamente 0,39 ps/nm.km (região anômala de dispersão). Devido a esta baixa dispersão pode-se, com baixos valores de potência, gerar sólitons e se obter grandes comprimentos de dispersão l_D .

5.28 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

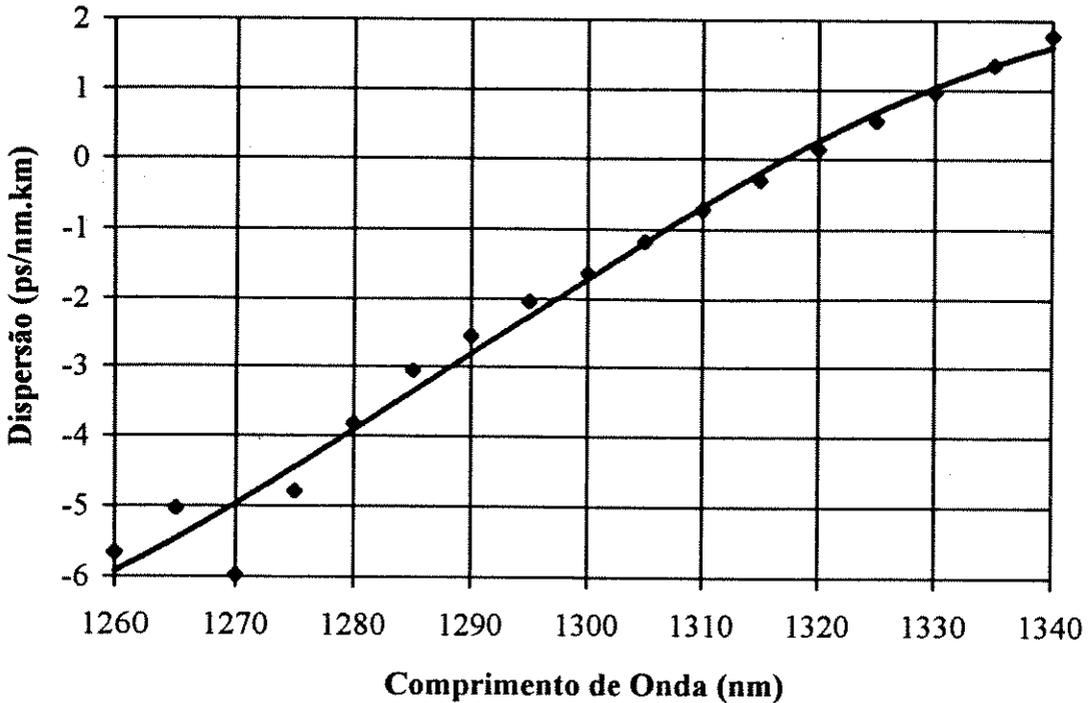


Figura 5.13 - Curva medida de dispersão da fibra STF1[20].

Apresenta-se, na *Tabela 5.7*, os níveis típicos de potência óptica de saída de alguns dispositivos da montagem. Como pode ser observado da tabela, possuía-se uma potência média de entrada na fibra *STF1* de, aproximadamente, 2,5 mW e uma perda na fibra de 0,36 dB/km. O amplificador óptico *A* apresentou um ganho de 11,2 dB no comprimento de onda de 1,323 μm . Este baixo ganho é devido ao nível de potência de saturação e ao comprimento de onda de operação do experimento, que se situa próximo ao final da curva de ganho do amplificador.

Tabela 5.7 - Níveis típicos de potência óptica de saída em alguns dispositivos da montagem.

<i>Dispositivo</i>	<i>Potência de Saída (mW)</i>	<i>Potência de Saída (dBm)</i>
Amplificador <i>A1</i>	2,5	4,0
Fibra <i>STF1</i>	0,48	-3,2
Amplificador <i>A</i>	6,3	8,0

Na *Figura 5.14* mostram-se os pulsos de entrada e saída da fibra *STF1*. Como pode ser notado da figura, o pulso de saída possuía uma largura temporal um pouco menor do que o pulso de entrada e um pedestal um pouco maior. Uma possível explicação para a

compressão dos pulsos de saída em relação aos de entrada é a excitação de sóltons de ordens superiores. Algumas possíveis explicações para o pedestal são o *chirp* de frequência dos pulsos de entrada, o desvio da forma dos pulsos da forma ideal sech^2 associada com o sólton e o efeito acumulativo de um leve desalinhamento da polarização em relação ao eixo de polarização dos amplificadores de praseodímio que, neste caso, eram altamente birrefringentes.

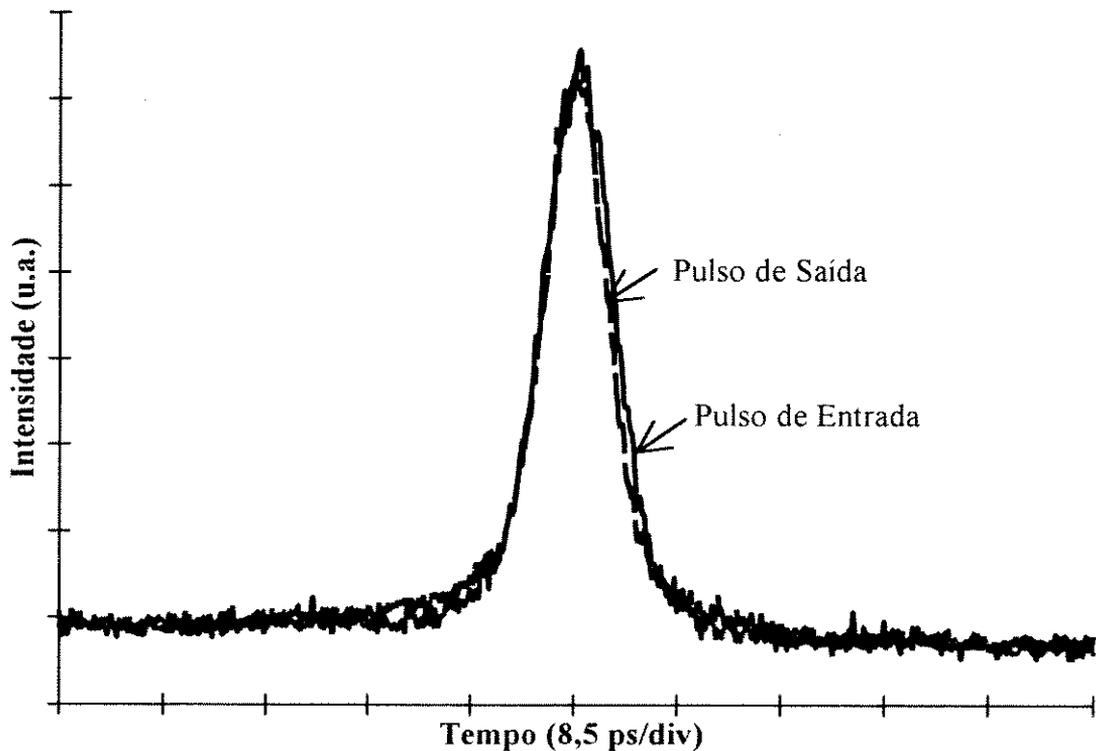


Figura 5.14 - Pulsos de entrada e saída da fibra de 20 km.

Na *Figura 5.15* apresentam-se os espectros dos pulsos de entrada e saída da fibra *STF1*. O espectro dos pulsos de entrada é similar ao apresentado no experimento de geração de pulsos curtos. O espectro dos pulsos de saída apresentou bandas laterais, provavelmente provocadas pelos efeitos da geração de sóltons de alta ordem. Estas bandas laterais são devidas à geração de frequências provocada pela auto-modulação de fase. Durante a evolução dos sóltons ao longo da fibra, foram sendo excitados sóltons de ordens menores do que o da entrada, devido à redução na potência óptica provocada pelas perdas na fibra.

5.30 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

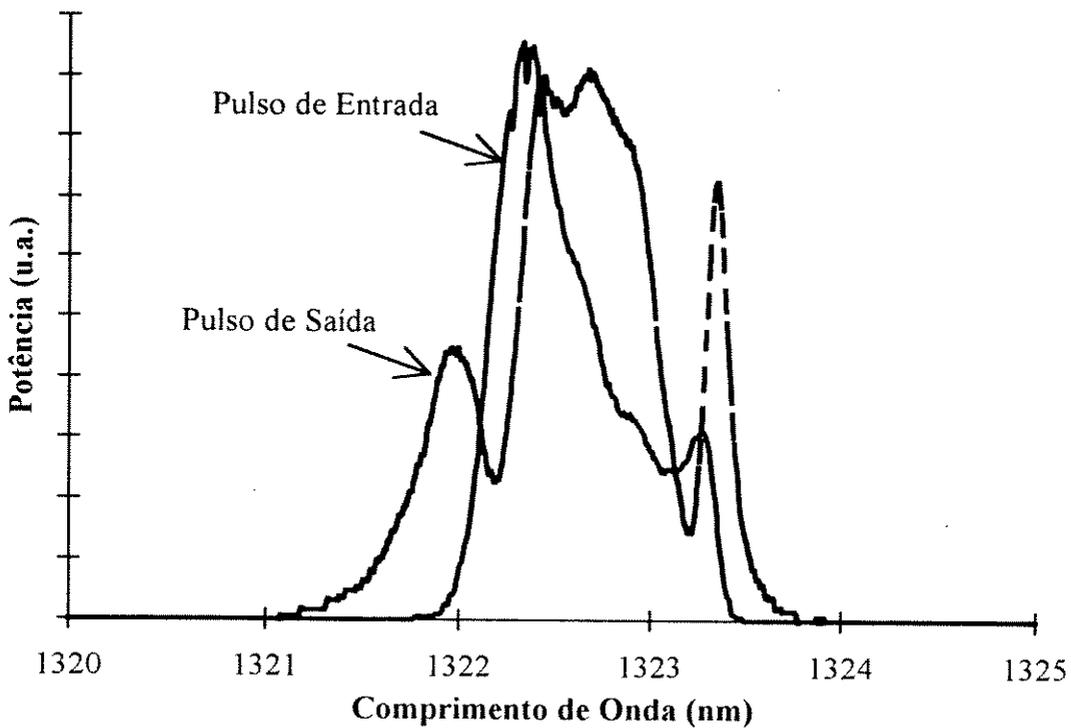


Figura 5.15 - Espectros dos pulsos de entrada e saída da fibra STF1.

Na Tabela 5.8 são apresentadas as larguras temporal e espectral (*RMS*) na entrada e saída da fibra STF1. Na tabela apresenta-se a largura temporal *RMS* calculada a partir da Figura 5.14 ($\Delta\tau_{\text{RMS}}$), a calculada considerando-se o pulso com um perfil sech^2 ($\Delta t_{\text{S(RMS)}}$) e a largura espectral calculada a partir da Figura 5.15 ($\Delta\lambda_{\text{RMS}}$). Como pode ser visto, os pulsos de saída possuíam uma largura temporal um pouco menor e uma largura espectral maior do que os de entrada.

Tabela 5.8 - Larguras temporal e espectral dos pulsos de entrada e saída da fibra STF1.

Fibra STF1	$\Delta\tau_{\text{RMS}}$ (ps)	$\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ (ps)	$\Delta\lambda_{\text{RMS}}$ (nm)
Entrada	13,8	8,9	0,34
Saída	13,7	8,8	0,48

Apresenta-se, na Tabela 5.9, os produtos $\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ dos pulsos de entrada e saída da fibra STF1 considerando-se os pulsos com perfil sech^2 .

Tabela 5.9 - Produtos $\Delta\nu\Delta t$ dos pulsos de entrada e saída da fibra STF1.

Fibra STF1	$\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$
Entrada	0,52
Saída	0,48

Obteve-se, para a fibra *STF1*, um parâmetro da dispersão $\beta_2 = -0,36 \text{ ps}^2/\text{km}$ utilizando-se a Eq. 5.12 e considerando-se uma dispersão $D = 0,39 \text{ ps}/\text{nm.km}$ no comprimento de onda $\lambda = 1,323 \mu\text{m}$. Utilizando-se as Eqs. 5.17 e 5.24 e $T_0 = \Delta t_{S(\text{RMS})}/0,907$ (perfil *sech*²), obteve-se um comprimento de dispersão $l_D = 267,5 \text{ km}$ e um período do sóliton $z_0 = 420,2 \text{ km}$. A partir da Eq. 5.11 e considerando-se um índice de refração não-linear da fibra $n_2 = 3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ e área efetiva do núcleo $A_{\text{eff}} = 50 \mu\text{m}^2$, obteve-se um parâmetro da não-linearidade $\gamma = 2,84 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$.

Para os pulsos de entrada na fibra *STF1*, obteve-se, utilizando-se a Eq. 2.29, uma potência de pico $P_0 = 137,6 \text{ mW}$, considerando-se que possuíam uma potência média $P_{\text{av}} = 2,5 \text{ mW}$, uma taxa de repetição $T_x = 1050 \text{ MHz}$ e uma largura temporal a meia altura $\Delta t_{S(\text{FWHM})} = 17,3 \text{ ps}$. Para os pulsos de saída, considerando-se uma $P_{\text{av}} = 0,48 \text{ mW}$ e $\Delta t_{S(\text{FWHM})} = 17,1 \text{ ps}$, obteve-se uma potência de pico de saída $P_0 = 26,7 \text{ mW}$. Destes valores e utilizando-se a Eq. 5.16, fez-se uma estimativa da ordem dos sólitons no início e no final da fibra que, neste caso, foi de décima e quarta, respectivamente.

Do parâmetro da não-linearidade e do comprimento de dispersão da fibra utilizada, calculou-se (Eq. 5.22) o valor da potência de pico, na entrada da fibra, necessário para gerar pulsos de ordem fundamental $P_1 = 1,3 \text{ mW}$ (na saída $P_1 = 1,6 \text{ mW}$). Ou seja, neste experimento possuía-se no início da fibra uma potência óptica 105,8 vezes maior, e na saída 16,7 vezes maior, do que a necessária para se gerar um sóliton de ordem fundamental.

Para se reduzir o pedestal existente nos pulsos de saída, utilizou-se um polarizador colocado na saída da fibra *STF1*. O polarizador era da *Sifan* e apresentava uma razão de extinção de 42,2 dB e uma perda de inserção de 0,81 dB, numa faixa de comprimentos de onda de 1270 a 1330 nm. Apresenta-se, na Figura 5.16, os pulsos de saída da fibra *STF1* com e sem polarizador na saída. Como pode ser observado, o polarizador reduz o pedestal dos pulsos. Isto deve-se ao fato de se poder induzir birrefringência em uma fibra pela dependência do seu índice de refração com a intensidade da luz guiada. Ajustando-se convenientemente a polarização da luz, os pulsos de alta intensidade se propagarão em um eixo da fibra enquanto que o pedestal, de baixa intensidade, se propagará no outro. Colocando-se um polarizador na saída pode-se fazer uma escolha entre as intensidades e eliminar o pedestal dos pulsos[21].

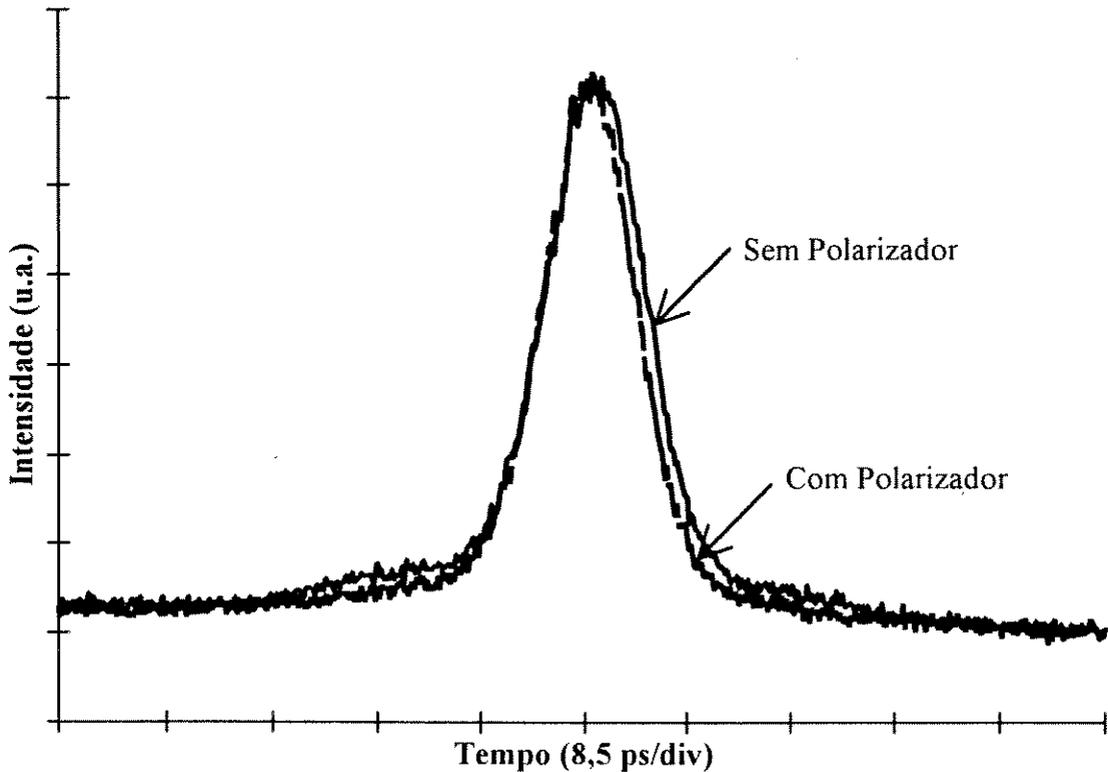


Figura 5.16 - Pulsos de saída com e sem polarizador da fibra STF1.

5.2.2.2 Transmissão por 50 km

Nesta seção serão apresentados dois experimentos de propagação de sólitons, por uma fibra padrão, na segunda janela de comunicações ópticas, com 50 km. No primeiro experimento utilizou-se um filtro de faixa larga[22] e, no segundo, um filtro de faixa estreita, no estágio de geração de pulsos curtos.

Apresenta-se, na *Figura 5.17*, o arranjo da montagem experimental da transmissão de sólitons por 50 km. A montagem experimental, do mesmo modo que a anterior, consistiu de três estágios: o primeiro, de geração de pulsos curtos, o segundo, de transmissão por 50 km e, o terceiro, de monitorização dos pulsos. O primeiro estágio é a montagem de geração de pulsos curtos por laser semiconductor já descrita anteriormente. O segundo foi composto por um amplificador a fibra de fluoreto dopada com praseodímio (*A*) e uma fibra padrão de sistemas, *STF2*, na segunda janela de comunicações ópticas, com 50 km, e aproximadamente, o mesmo valor de dispersão da fibra *STF1* ($D \cong 0,39 \text{ ps/nm.km}$ em $1,323 \mu\text{m}$). O amplificador *A* (fabricado pela *BT&D-HP*) foi utilizado para a obtenção da potência óptica necessária para a geração dos sólitons na fibra. O estágio de monitorização dos pulsos é o mesmo já descrito

anteriormente, acrescido de um amplificador óptico a fibra (*A1*) e um filtro *TB1325* da *JDS* (*Filtro 2*). Os amplificadores *A1* e *A2* foram montados no laboratório[19]. Colocou-se o *Filtro 2* entre os amplificadores *A1* e *A2* para reduzir a amplificação da emissão espontânea (*ASE*) deles e evitar que entrassem em ressonância. Os controladores de polarização, *PC*, foram utilizados nas entradas dos amplificadores, para o controle da polarização do sinal, devido à grande birrefringência da fibra ativa dos amplificadores.

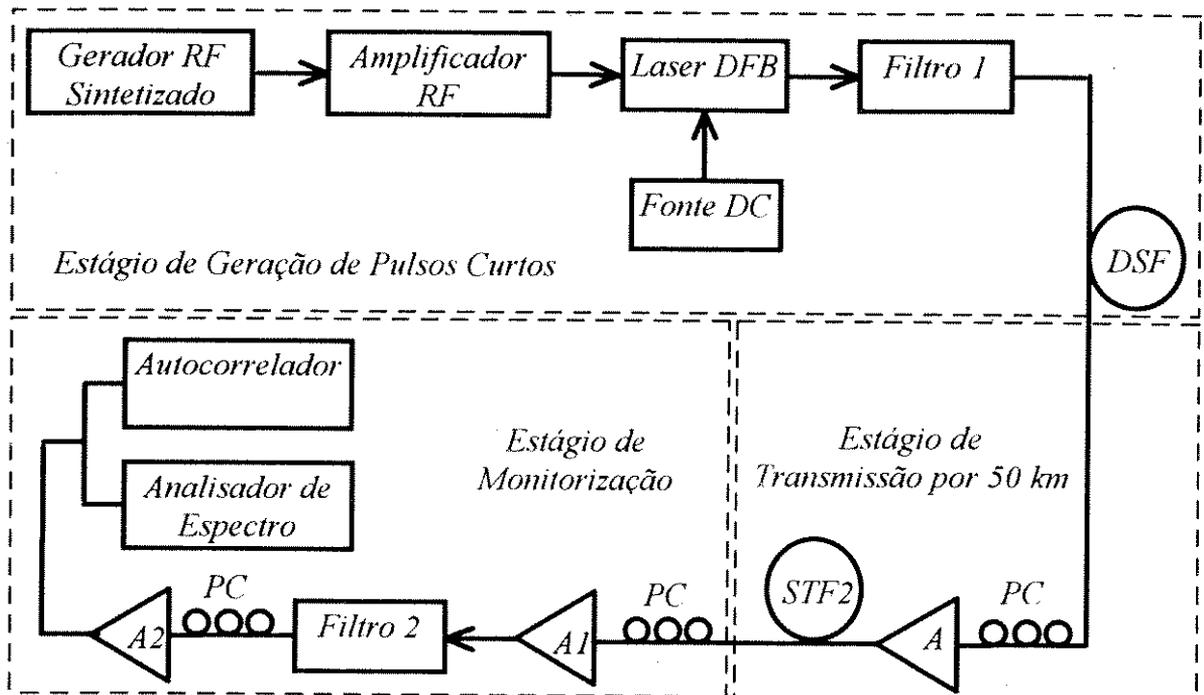


Figura 5.17 - Arranjo da montagem experimental da transmissão solitônica por 50 km.

5.2.2.2.1 Filtro Óptico de Faixa Larga

Neste experimento utilizou-se como *Filtro 1*, no estágio de geração de pulsos curtos, um filtro sintonizável da *JDS-Fitel*, modelo *TB-1325*, com largura de linha de aproximadamente 1,5 nm e faixa de operação entre 1,29 μm e 1,325 μm .

Apresenta-se, na *Tabela 5.10*, os níveis típicos de potência óptica de saída de alguns dispositivos ópticos da montagem. Como pode ser observado da tabela, possuía-se uma potência média de entrada na fibra *STF2* de 2,4 mW, uma perda na fibra de 0,36 dB/km e no filtro de 7,9 dB. Neste experimento, o amplificador *A1* apresentou um ganho de 18 dB e o amplificador *A2* um ganho de 11,7 dB.

5.34 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

Tabela 5.10 - Níveis típicos de potência óptica de saída em alguns dispositivos da montagem.

Dispositivo	Potência de Saída (mW)	Potência de Saída (dBm)
Amplificador A	2,4	3,8
Fibra STF2	0,038	-14,2
Amplificador A1	2,4	3,8
Filtro 2	0,39	-4,1
Amplificador A2	5,7	7,6

Na *Figura 5.18* mostram-se os pulsos de entrada e saída da fibra STF2. Como pode ser notado da figura, o pulso de saída possuía uma largura temporal e um pedestal um pouco menor do que o pulso de entrada. Algumas possíveis explicações para a compressão dos pulsos de saída em relação aos de entrada é a excitação de sólitons de ordens superiores e, para o pedestal, são o *chirp* de frequência dos pulsos de entrada, o desvio da forma dos pulsos da forma ideal sech^2 associada com o sóliton e o efeito acumulativo de um leve desalinhamento da polarização em relação ao eixo de polarização dos amplificadores de praseodímio que, neste caso, eram altamente birrefringentes.

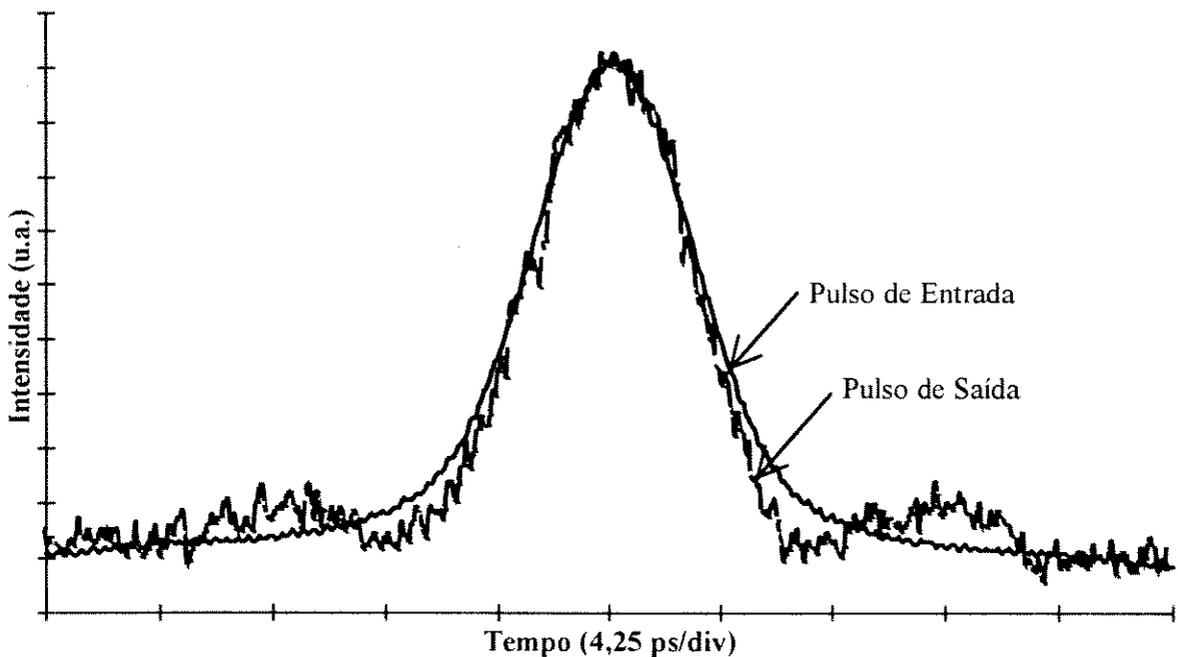


Figura 5.18 - Pulsos de entrada e saída da fibra de 50 km.

Na *Figura 5.19* apresentam-se os espectros dos pulsos de entrada e saída da fibra STF2. O espectro do pulso de entrada é parecido ao do experimento de geração de pulsos

curtos utilizando um filtro de faixa estreita. O espectro dos pulsos de saída apresentou bandas laterais, provavelmente provocadas, entre outros motivos pela geração de frequências da auto-modulação de fase.

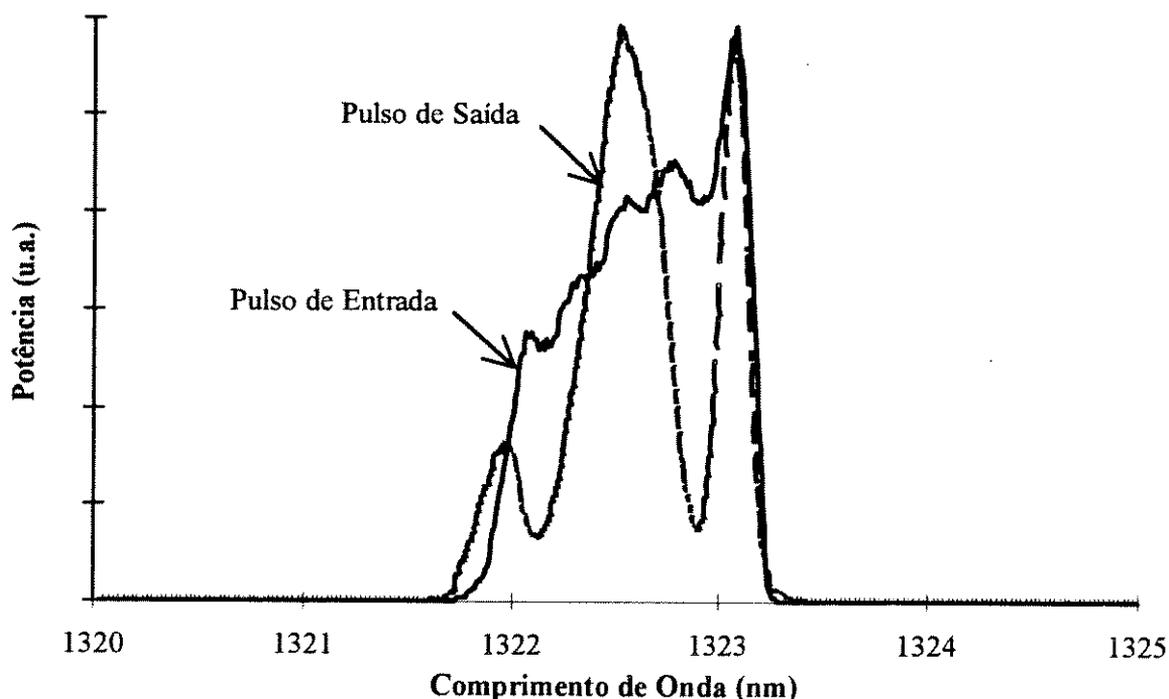


Figura 5.19 - Espectros dos pulsos de entrada e saída da fibra de 50 km.

Na Tabela 5.11 são apresentadas as larguras temporal, espectral e o produto $\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ dos pulsos de entrada e saída da fibra STF2. A largura temporal $\Delta\tau_{\text{RMS}}$ foi obtida utilizando-se o método RMS a partir da Figura 5.18; a largura temporal $\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ considera os pulsos com um perfil sech^2 e a largura espectral $\Delta\lambda_{\text{(RMS)}}$ foi calculada, a partir da Figura 5.19, utilizando-se o método RMS.

Tabela 5.11 - Larguras temporal e espectral e o produto $\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ dos pulsos de entrada e saída da fibra STF2.

<i>Fibra STF2</i>	$\Delta\tau_{\text{RMS}}$ (ps)	$\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ (ps)	$\Delta\lambda_{\text{RMS}}$ (nm)	$\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$
Entrada	5,9	3,8	0,35	0,23
Saída	7,5	4,9	0,35	0,29

Os parâmetros da dispersão, β_2 , e da não-linearidade, para a fibra STF2, são os mesmos da fibra STF1 porque possuem, aproximadamente, os mesmos parâmetros de dispersão,

5.36. Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

índice de refração não-linear e área efetiva. A partir das *Eqs. 5.17, 5.24* e $T_0 = \Delta t_{S(\text{RMS})}/0,907$, e considerando-se uma largura temporal, para o pulso na entrada da fibra, de $\Delta t_{S(\text{RMS})} = 3,8$ ps e com $\beta_2 = -0,36$ ps²/km, obteve-se um comprimento de dispersão $L_D = 48,8$ km e um período do sólíton $z_0 = 76,6$ km. Isto significa que possuía-se um comprimento de fibra com, aproximadamente, 0,65 período do sólíton.

Para os pulsos de entrada na fibra *STF2*, obteve-se, utilizando-se a *Eq. 2.29*, uma potência de pico $P_0 = 324,3$ mW, considerando-se que possuíam uma potência média $P_{\text{av}} = 2,4$ mW, uma taxa de repetição $T_x = 1000$ MHz e uma largura temporal à meia altura $\Delta t_{S(\text{FWHM})} = 7,4$ ps. Para os pulsos de saída, considerando-se $P_{\text{av}} = 0,038$ mW e com uma largura a meia altura $\Delta t_{S(\text{FWHM})} = 9,5$ ps, obteve-se uma potência de pico de saída de $P_0 = 4,0$ mW. Destes valores e utilizando-se a *Eq. 5.16*, fez-se uma estimativa da ordem dos sólitons no início da fibra que, neste caso, foi de sexta ordem.

Do parâmetro da não-linearidade $\gamma = 2,84$ km⁻¹.W⁻¹ e do comprimento de dispersão da fibra utilizada, calculou-se (*Eq. 5.22*) o valor da potência de pico, na entrada da fibra, necessário para gerar pulsos de ordem fundamental $P_1 = 7,2$ mW (na saída $P_1 = 4,3$ mW). Do valor obtido, conclui-se que se possuía na saída da fibra uma potência de pico aproximadamente igual a potência necessária para se gerar um sólíton de ordem fundamental.

5.2.2.2.2 Filtro Óptico de Faixa Estreita

Neste experimento utilizou-se como Filtro 1, no estágio de geração de pulsos curtos, um filtro sintonizável por tensão da Micron Optics (MO), modelo FFP-100, com largura de linha de 0,4 nm e "finesse" igual a 129.

Apresenta-se, na *Tabela 5.12*, os níveis típicos de potência óptica de saída em alguns dispositivos da montagem. Como pode ser observado da tabela, possuía-se uma potência média de entrada na fibra *STF2* de 2,7 mW, uma perda na fibra de 0,36 dB/km e, no filtro, de 13 dB. Neste experimento, o amplificador *A1* apresentou um ganho de 19,7 dB e o amplificador *A2* um ganho de 12,2 dB.

Tabela 5.12 - Níveis típicos de potência óptica de saída em alguns dispositivos da montagem.

Dispositivo	Potência de Saída (mW)	Potência de Saída (dBm)
Amplificador A	2,7	4,3
Fibra STF2	0,042	-13,7
Amplificador A1	4,0	6,0
Filtro 2	0,2	-7,0
Amplificador A2	3,3	5,2

Na Figura 5.20 mostram-se os pulsos de entrada e saída da fibra STF2. Como pode ser observado da figura, o pulso de saída possui uma largura temporal e um pedestal um pouco menor do que o pulso de entrada. Algumas possíveis explicações para a compressão dos pulsos de saída, em relação aos de entrada, é a excitação de sólitons de ordens superiores e, para o pedestal, são o *chirp* de frequência dos pulsos de entrada, o desvio da forma dos pulsos da forma ideal sech^2 associada com o sóliton e o efeito acumulativo de um leve desalinhamento da polarização em relação ao eixo de polarização dos amplificadores de praseodímio que, neste caso, eram altamente birrefringentes.

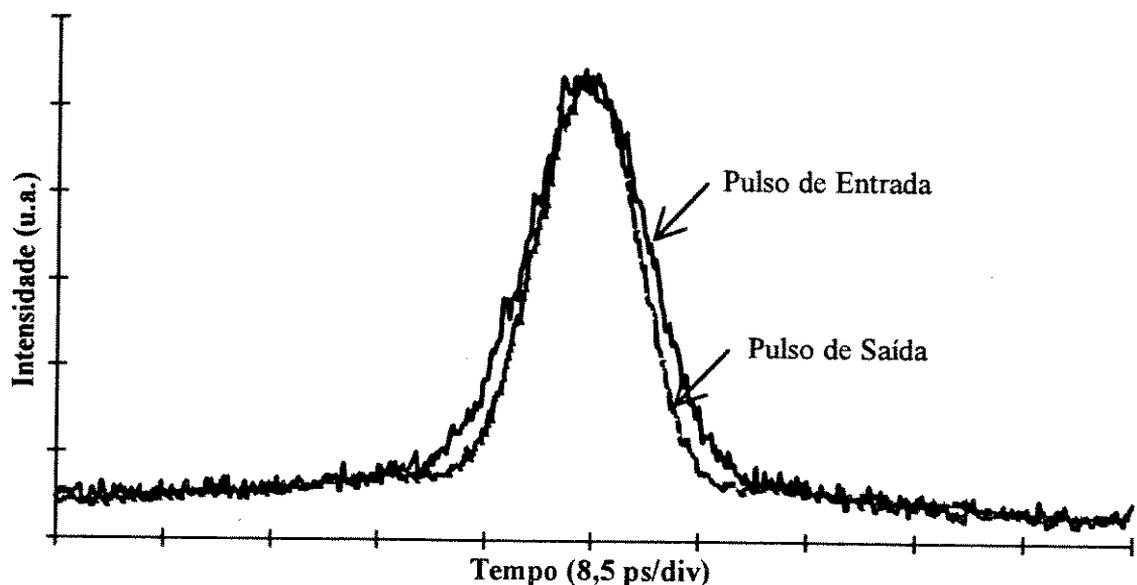


Figura 5.20- Pulsos de entrada e saída da fibra de 50 km.

Na Figura 5.21 apresentam-se os espectros dos pulsos de entrada e saída da fibra STF2. O espectro dos pulsos de saída apresentou bandas laterais, provavelmente provocadas, entre outros motivos, pela geração de frequências da auto-modulação de fase.

5.38 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

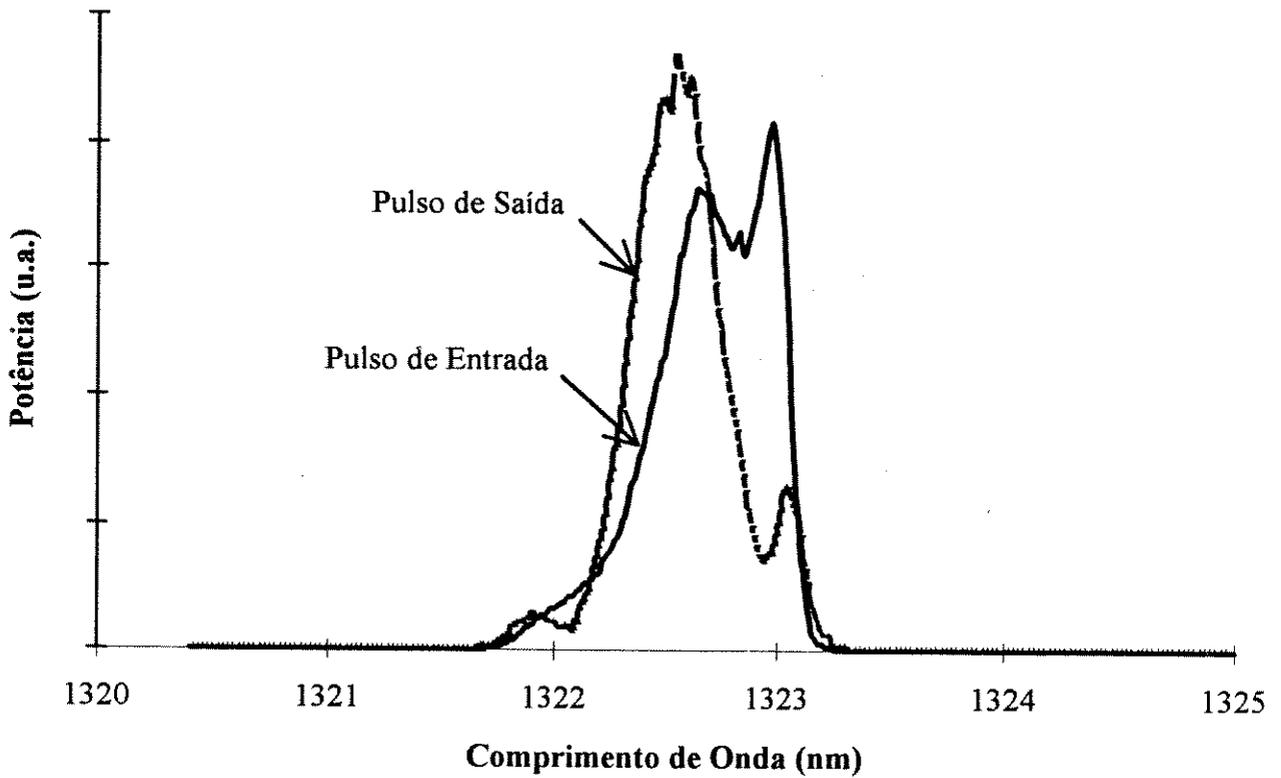


Figura 5.21- Espectros dos pulsos de entrada e saída da fibra de 50 km.

Na Tabela 5.13 são apresentadas as larguras temporal, espectral e o produto $\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ dos pulsos de entrada e saída da fibra STF2. A largura temporal $\Delta\tau_{\text{RMS}}$ foi calculada a partir da Figura 5.20; a largura temporal $\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ considera os pulsos com um perfil sech^2 e a largura espectral $\Delta\lambda_{\text{RMS}}$ foi calculada, a partir da Figura 5.21.

Tabela 5.13 - Larguras temporal e espectral e o produto $\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ dos pulsos de entrada e saída da fibra STF2.

Fibra STF2	$\Delta\tau_{\text{RMS}}$ (ps)	$\Delta t_{\text{S(RMS)}}$ (ps)	$\Delta\lambda_{\text{RMS}}$ (nm)	$\Delta\nu_{\text{RMS}}\Delta t_{\text{S(RMS)}}$
Entrada	13,1	8,4	0,27	0,39
Saída	12,4	8,0	0,25	0,34

Os parâmetros da dispersão, β_2 , e da não-linearidade, para a fibra STF2, são os mesmos da fibra STF1 porque possuem, aproximadamente, os mesmos parâmetros de dispersão, índice de refração não-linear e área efetiva. A partir das Eqs. 5.17, 5.24 e $T_0 = \Delta t_{\text{S(RMS)}}/0,907$, e considerando-se uma largura temporal, para o pulso na entrada da fibra, de $\Delta t_{\text{S(RMS)}} = 8,4$ ps e com $\beta_2 = -0,36$ ps²/km, obteve-se um comprimento de dispersão $l_D = 238,2$ km e um

período do sóliton $z_0 = 374,2$ km. Isto significa que possuía-se um comprimento de fibra com, aproximadamente, 0,13 período do sóliton.

Para os pulsos de entrada na fibra *STF2*, obteve-se, utilizando-se a Eq. 2.29, uma potência de pico $P_0 = 165,6$ mW, considerando-se que possuíam uma potência média $P_{av} = 2,7$ mW, uma taxa de repetição $T_x = 1000$ MHz e uma largura temporal à meia altura $\Delta t_{S(FWHM)} = 16,3$ ps. Para os pulsos de saída, considerando-se $P_{av} = 0,042$ mW e com uma largura temporal a meia altura, $\Delta t_{S(FWHM)} = 15,5$ ps, obteve-se uma potência de pico de saída de $P_0 = 2,7$ mW.

Do parâmetro da não-linearidade $\gamma = 2,84$ km⁻¹.W⁻¹ e do comprimento de dispersão da fibra utilizada, calculou-se (Eq. 5.22) o valor da potência de pico, na entrada da fibra, necessário para gerar pulsos de ordem fundamental $P_1 = 1,5$ mW. (na saída $P_1 = 1,6$ mW). Destes valores, conclui-se que se possuía na entrada uma potência de pico 110,4 vezes maior do que a necessária para se gerar um sóliton de ordem fundamental, e na saída uma potência 1,7 vezes maior.

5.3 Conclusões

Neste capítulo mostrou-se a geração de pulsos curtos utilizando-se lasers semicondutores e a transmissão de sólitons, por dezenas de quilômetros de fibras, com as mesmas características das implantadas na grande maioria dos sistemas de telecomunicações.

Pulsos curtos de 7,4 ps, na segunda janela de comunicações ópticas, foram obtidos utilizando-se lasers semicondutores, que se destacam pela simplicidade, compactação, durabilidade e estabilidade de operação. Mostrou-se que um dos principais problemas associados a este método de geração de pulsos curtos é a qualidade espectral dos pulsos. Para a redução do *chirp* de frequência dos pulsos, utilizou-se uma fibra de dispersão deslocada, que apresentava um alto valor de dispersão normal, na região de operação do laser. Este método não eliminou totalmente o *chirp*, devido aos componentes não-lineares deste, mas o reduziu bastante. A utilização de um filtro óptico, na saída do laser, melhorou a redução do *chirp*, observando-se que o filtro de faixa estreita reduziu mais o *chirp* que o de faixa larga com uma penalidade maior nas perdas.

5.40 Geração e Transmissão de Sólitons na Região de 1,3 μm

Demonstrou-se a transmissão de sólitons, ao redor de 1,3 μm , por 20 km e 50 km de fibra padrão de telecomunicações, do mesmo tipo, das instaladas na grande maioria dos sistemas ópticos. A fonte óptica foi um laser *DFB*, com chaveamento do ganho em 1 GHz, e a amplificação óptica obtida por amplificadores de fibra de fluoreto dopada com praseodímio. Os pulsos transmitidos foram comprimidos levemente o que provavelmente deve-se a impossibilidade de se formar sólitons de ordem fundamental ao longo de toda a fibra. Isto também contribui, para a presença de um pequeno pedestal nos pulsos transmitidos. Outras possíveis explicações, para o pedestal, são o *chirp* de frequência dos pulsos de entrada, o desvio da forma ideal *sech*², e o efeito do desalinhamento da polarização em relação a dos amplificadores a fibra.

5.4 Referências

- [1] R.S. Tucker and D.J. Pope, "Circuit Modeling of the Effect of Diffusion on Damping in a Narrow-Stripe Semiconductor Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE19, pp. 1179 - 1183, 1983.
- [2] D. Welford, "A Rate Equation Analysis for the Frequency Chirp to Modulated Power Ratio of a Semiconductor Diode Laser", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE21, pp. 1749 - 1751, 1985.
- [3] C.H. Henry, "Theory of the Linewidth of Semiconductor Lasers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE18, pp 1525 - 1530, 1983.
- [4] F. Koyama and Y. Suematsu, "Analysis of Dynamic Spectral Width of Dynamic-Single-Mode (DSM) Lasers and Related Transmission Band-Width of Single-Mode Fibers", *IEEE Journal of Quantum Electronics*, Vol. QE21, pp. 292 - 297, 1985.
- [5] A. Takada, T. Sugie and M. Saruwatari, "High-Speed Picosecond Optical Pulse Compression from Gain-Switched 1.3 μm Distributed Feedback-Laser Diode (DFB-LD) through Highly Dispersive Single-Mode Fiber", *IEEE Journal of Lightwave Technology*, Vol. LT-5, No. 10, pp. 1525 - 1533, 1987.
- [6] D. Marcuse, "Pulse Distortion in Single-Mode Fibers", *Applied Optics*, Vol. 19, No. 10, pp. 1653-1660, 1980.

-
- [7] R.P. Davey, K. Smith, R. Wyatt, D.L. Williams, M.J. Holmes, D.M. Pataca, M.L. Rocha e P. Gunning, "Subpicosecond Pulse Generation from a 1.3 μm DFB Laser Gain-Switched at 1 GHz", Submetido a *Electronics Letters*.
- [8] D.L. Williams, BT Laboratories, Comunicação Particular, 27/10/94
- [9] E.P. Ippen e C.V. Shank, "Ultrashort Light Pulses", editado por S.L Shapiro, *Topics in Applied Physics*, Vol. 18, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1977.
- [10] A. Hasegawa and F. Tappert, "Transmission of Stationary Nonlinear Optical Pulses in Dispersive Dielectric Fibers. 1. Anomalous Dispersion", *Applied Physics Letters*, Vol. 23, pp. 142 - 144, 1973
- [11] L.F. Mollenauer et al., "Experimental Observation of Picosecond Pulse Narrowing and Solitons in Optical Fibers", *Physics Review Letters*, Vol. 45, pp. 1095 - 1098, 1980.
- [12] L.F. Mollenauer and K. Smith, "Demonstration of Soliton Transmission over more than 4000 km in Fiber with Loss Periodically Compensated by Raman Gain", *Optics Letters*, Vol. 13, pp. 675 - , 1988.
- [13] L.F. Mollenauer, E. Lichtman, G.T. Hardey, M.J. Neubelt e B.M. Nyman, "Demonstration of Error-Free Soliton Transmission over more than 15000 km at 5 Gbit/s Single-Channel, and over more than 11000 km at 10 Gbit/s in Two-Channel WDM", *Electronics Letters*, Vol. 28, No. 8, pp. 792 - 794, 1992.
- [14] C.T.H.F. Liedenbaum, J.J.E. Reid, L.F. Tiemeijer, A.J. Boot, P.I. Kuindersma, I. Gabitou e A. Mattheus, "Experimental long haul 1300 nm soliton transmission on standard single mode fibres using quantum well laser amplifiers", *ECOC 94*, pp. 233 - 236, 1994.
- [15] G.P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*, Academic press, 1989.
- [16] A. Hasegawa e Y. Kodama, "Amplification and Reshaping of Optical Solitons in a Glass Fiber - I", *Optics Letters*, Vol. 7, No. 6, pp. 285 - 287, 1982

- [17] K.J. Blow e N.J. Doran, "The Asymptotic Dispersion of Soliton Pulses in Lossy Fibres", *Optics Communications*, Vol. 52, No. 5, pp. 367 - 370, 1985.
- [18] C. Desem e P.L. Chu, "Effect of Chirping on Solution Propagation in Single-Mode Optical Fibers", *Optics Letters*, Vol. 11, No. 4, pp. 248 - 250, 1986.
- [19] T.J. Whitley, R. Wyatt, D. Szebesta e S.T. Davey, "Towards a Practical 1.3 μm Optical Fibre Amplifier", *BT Technology Journal*, Vol. 11, No. 2, pp. 115 - 127.
- [20] D.L. Williams, BT Laboratories, Comunicação Particular, 04/11/94
- [21] R.H. Stolen, L.F. Mollenauer, A. Ashkin e J. Botineau, "A Fiber Intensity Discriminator for Optical Pulses", *Conference on Lasers and Electro-Optics*, 1982.
- [22] D.M. Pataca, M.L. Rocha, E.P. Davey, K. Smith, R. Wyatt e P. Gunning, "Transmission of 5 ps at 1.32 μm over 50 km of Standard Fibre using Praseodymium Doped Fluoride Fibre Amplifiers", Submetido a *Electronics Letters*.

Capítulo 6

Conclusões

A geração, amplificação e propagação de pulsos curtos na segunda janela de comunicações ópticas foi apresentada nesta tese. Na parte referente à geração, apresentou-se dois tipos de fontes de pulsos curtos: lasers *mode-locked* ativo a fibra de fluoreto dopada com praseodímio e lasers *DFB* com chaveamento de ganho. Os lasers a fibra desenvolvidos incluem um laser onde o sincronismo dos modos foi conseguido a partir de um modulador de fase e um onde se obteve o sincronismo pela modulação de fase cruzada, a partir de pulsos de luz com comprimento de onda na terceira janela de comunicações. Para um melhor entendimento dos mecanismos de geração dos pulsos curtos nos lasers a fibra desenvolveu-se uma caracterização teórica e experimental dos principais parâmetros de propagação das fibras de fluoreto. Na fonte utilizando laser *DFB*, empregou-se uma fibra de dispersão deslocada padrão para a compensação do *chirp* de frequência, provocado pelo chaveamento do ganho do laser semiconductor. Propagou-se sólitons na segunda janela de comunicações por dezenas de quilômetros utilizando-se, como elemento amplificante dos pulsos de luz, amplificadores a fibra de fluoreto dopada com praseodímio.

As fibras de fluoreto dopadas com praseodímio, utilizadas como meio ativo dos amplificadores e lasers apresentados neste trabalho, apresentam-se como uma opção viável de meio amplificante para a segunda janela de comunicações ópticas. Atualmente, elas ainda não apresentam as mesmas características das fibras de sílica dopadas com érbio, utilizadas na terceira janela, mas estão em pleno desenvolvimento e muitos dos problemas tecnológicos estão sendo resolvidos. Elas já apresentam altos ganhos para pequenos sinais, com níveis de potência de bombeio compatíveis com

6.2 Conclusões

lasers comerciais compactos. Os problemas relacionados à emenda destas fibras com as de sílica dos sistemas, já estão razoavelmente resolvidos, o que possibilitou uma redução nas perdas de inserção e de retorno (ruído) dos amplificadores. Atualmente, estão sendo desenvolvidos processos de fabricação das fibras que permitem uma redução da elipticidade do núcleo, o que permitirá uma redução na sua birrefringência. Acredita-se que estes amplificadores irão provocar o mesmo impacto nos sistemas de comunicações ópticas que o provocado pelos amplificadores de érbio, só que agora na janela de comunicações ópticas de menor dispersão e maior uso.

Uma outra contribuição importante deste trabalho foi o desenvolvimento de um laser a fibra na segunda janela que utilizou pulsos de luz com comprimento de onda na terceira janela para o sincronismo de modos. Este tipo de dispositivo permite o desenvolvimento de uma interface entre os sistemas de comunicações que utilizam comprimentos de onda ao redor de $1,55 \mu\text{m}$ com os em torno de $1,3 \mu\text{m}$. Outra característica importante desse laser é a geração de pulsos claros e escuros simplesmente utilizando-se na saída uma grade de compensação da dispersão.

A compensação do *chirp* de frequência, gerado pelo chaveamento de ganho de um laser semicondutor, utilizando uma fibra com uma alta dispersão normal na região de operação, mostrou-se um método simples de resolver em parte este problema. Este tipo de compensação não elimina totalmente o *chirp*, devido a seu componente não-linear, mas o reduz a um nível passível de utilização. O experimento de propagação de pulsos por 50 km, que apresentaram na saída praticamente as mesmas características da entrada, comprovou que é possível conviver com um certo nível de *chirp* na propagação de sólitons.

Este trabalho de tese permitiu um melhor entendimento das principais características de dois dos mais importantes tipos de fontes utilizadas na geração de pulsos curtos. Os lasers a fibra apresentam como principal vantagem a qualidade dos seus pulsos gerados e como desvantagem a sua não estabilidade de operação por longos períodos. Já os lasers semicondutores não possuem a mesma qualidade de pulsos mas possuem a vantagem da simplicidade, baixo custo e estabilidade de operação.

Este trabalho sugere o desenvolvimento futuro dos seguintes temas:

1. *Estabilização dos Lasers a Fibra*: Aumentando-se o ganho por metro de fibra dopada, reduzindo-se as perdas dentro da cavidade e otimizando-se o acoplamento de saída, pode-se reduzir o comprimento da fibra, o que aumentaria a estabilidade pela redução da sensibilidade a variações de temperatura.
2. *Casamento da Velocidade de Grupo entre Janelas*: Utilizando-se uma fibra que possua uma velocidade de grupo igual para os pulsos na segunda e terceira janela de comunicações pode-se desenvolver interfaces entre as janelas que utilizem menores potências ópticas.
3. *Lasers de Pulsos Curtos com Altas Taxas de Repetição*: Com um melhor controle das características de geração dos pulsos curtos pode-se aumentar a taxa de repetição. No laser a fibra necessita-se reduzir a dispersão total da cavidade e no laser semiconductor, com chaveamento de ganho, desenvolver técnicas mais eficazes de compensação do *chirp* e compressão dos pulsos.
4. *Grades a Fibra para Compensação de Chirp*: Pode-se substituir a fibra de dispersão deslocada para compensação do *chirp*, no experimento de chaveamento de ganho de laser semiconductor, por uma grade de difração em fibra. Isto possibilitará um aumento de estabilidade e maior compactação da fonte.
5. *Propagação de Sólitons em Fibras*: Caracterização da influência do *chirp* dos pulsos de entrada na propagação de sólitons por centenas de quilômetros.
6. *Propagação de Sólitons Escuros*: Estudo da amplificação e propagação dos sólitons escuros.