



UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO
DEPARTAMENTO DE FÍSICA – CCEN
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

GERAÇÃO DE PULSOS DE PICOSEGUNDOS EM LASER DE FIBRA
ÓPTICA E APLICAÇÃO NA DETERMINAÇÃO DO ÍNDICE DE
REFRAÇÃO NÃO-LINEAR DA ÁGUA

por

Fernando Cristiano Fávero

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Pernambuco como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Banca Examinadora:

Prof. Anderson S. L. Gomes (Orientador-UFPE)

Prof. Lúcio Hora Acioli (DF - UFPE)

Prof. Christiano José S. de Matos (DCC - UPM)

Recife - PE, Brasil
Julho - 2007

Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.



Universidade Federal de Pernambuco
Departamento de Física – CCEN
Programa de Pós-Graduação em Física
Cidade Universitária - 50670-901 Recife PE Brasil
Fone (++ 55 81) 2126-8449/2126-8450 - Fax (++ 55 81) 3271-0359
<http://www.df.ufpe.br/pg> e-mail: posgrad@df.ufpe.br

Parecer da Banca Examinadora de Defesa de Dissertação de Mestrado

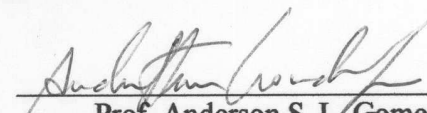
Fernando Cristiano Fávero

GERAÇÃO DE PULSOS DE PICOSEGUNDOS EM LASER DE FIBRA ÓPTICA E APLICAÇÃO NA DETERMINAÇÃO DO ÍNDICE DE REFRAÇÃO NÃO-LINEAR DA ÁGUA


A Banca Examinadora composta pelos Professores Anderson S. L. Gomes (Presidente e Orientador), Lúcio Hora Acioli, ambos da Universidade Federal de Pernambuco e José Christiano S. de Matos, do Departamento de Ciências da Computação, da Universidade Presbiteriana Mackenzie, consideram o candidato:

() Aprovado com Distinção (X) Aprovado () Reprovado

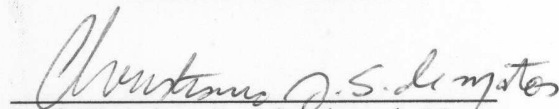
Secretaria do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física do Centro de Ciências Exatas e da Natureza da Universidade Federal de Pernambuco em vinte e cinco de julho de 2007.



Prof. Anderson S. L. Gomes
Presidente e Orientador



Prof. Lúcio Hora Acioli



Prof. Christiano José Santiago de Matos

*Ao meu pai Gilberto e minha mãe Clair, a minha irmã
Fernanda, e a minha futura sobrinha Laura.*

Agradecimentos

Antes de tudo devo agradecer ao Professor Anderson Gomes pela oportunidade de poder realizar esse trabalho, por ter aceito a ser meu orientador durante o mestrado, pela amizade, pelos conselhos, pelo incentivo (cadê os resultados boy) e por todas as chamadas de atenção durante esse tempo. Agradeço em especial aos meus pais, por acreditarem em mim, e mesmo nos momentos mais difíceis de novas vidas sempre me incentivaram e me apoiaram, a minha irmã, que sempre foi minha amiga, colega, companheira e confidente, e sua futura filha (minha sobrinha). Agradeço também por todo o pessoal do laboratório que ainda estão presentes ou não, João, Mariana, Stefan, Mike, Eroni, Douglas (funny), Bernardo (japa), Betson, Carlos, Heloisa, Rebeca, Cíntia, Luciana (LU) pela ajuda, discussões e paciência (em me agüentar). Tenho que agradecer a todos os professores do departamento por levarem seu trabalho ao extremo, e deixaram o departamento como referência nacional, dentre eles tenho que citar em especial o Professor Leonardo, Professor Cid, e Professor Lucio pelas discussões, agradeço aos professores Younes e Sidney, de Araraquaras, pela ajuda inicial em meu trabalho. Agradeço também aos colegas de outros laboratórios pelas discussões e ajuda em todos os momentos, em especial ao Luiz Arturo e Hans Garcia por me ajudarem no desfecho do trabalho, ao Carlos pelas idéias. Agradeço a todo pessoal da limpeza por sempre limpar a sala quando ela precisava (todos os dias), entre eles ao grande amigo Joaquim. Agradeço também aos amigos que aqui fiz no departamento, Danievertton (Dani), Linlcon, Gerson, Vladimir, Glendo, Rafael (metralha), Tâmara, Augusto (marion), Priscila, Karlla, Jairo, Miguel, Ferraz, Antonio Cruz (toinho), Antonio Mario (cioba), Fabio (sakurai) Fernando (maça), Euclides, Ernesto (cabron), Gustavo, Roberto (capitannn), Bruno, e todos os outros que esqueci. Agradeço a raça ruim do handebol, Joãozinho, Saulo, Montanha, Sid, Gustavo, Pablo, Hanna, Bia, Renata, e em especial ao Zé, pelos treinos, pelos churrascos na lage, e por nossas de "leve", e pelos jogos. Agradeço as meninas do ape 101, pela companhia, risadas, festas, as de "leve" e por me agüentarem, Val,

Pato, Gaby, e Xiomara (ridícula) e ao Biel. Agradeço aos amigos que fiz no rugby, Lane, George, Chapa, Bixo Ruim, Bom Jovi, Dedeco, César e todos os outros. Aos amigos que em Recife conheci, Edvanea, Karina, Anete, Ju, Fabi, Dani, Vicki, Cau, Natalia Oikawa, Natalia, Tina, Dieguito (cara), Clara, Camila, a Dideanne, minha amiga do sul e agora aqui de Recife, e em especial a teacher Ângela, por me escutar e sempre me apoiar nos momentos mais difíceis desse período. Devo agradecer em especial as pessoas que me ajudaram muito no mestrado, Bernardo (japa, pelas discussões, pelo apoio, incentivo, pelas cervejas e conselhos), e ao Mike, por sempre ser prestativo comigo. Tenho que agradecer em especial aos amigos do sul que aqui estão ou estiveram os guerreiros da causa nobre de São Jorge, Julio (demoro), Diego (diegão), ao meu grande amigo Thiago (spike), e agradeço a dois em especial, Gustavo (gu), e ao Douglas (funny) por estar comigo na luta desde 2001. E as pessoas que mesmo longe sempre me apoiaram e incentivaram, Rafa (be), a Juliana (Ju), Claudia, Carol, Marlon (gordines) e a uma pessoa muito especial que conheci e mora em meu coração Bárbara (Bazinha). Enfim, agradeço a todo pessoal que diretamente ou indiretamente me ajudaram em mais essa conquista.

*Imagination is more important than knowledge. Knowledge is limited:
imagination encircles the world.*

— ALBERT EINSTEIN

Resumo

Este trabalho teve como objetivo principal a construção e utilização de um laser pulsado operando com travamentos de modos passivo. O laser construído tem a sua tecnologia toda baseada em fibras ópticas, e o travamento de modos é obtido através da rotação não linear da polarização. Foram realizadas caracterizações espectrais, temporais e medidas de rotação de polarização utilizando um polarímetro, em função da potência de bombeamento. Foi analisado também o efeito da dispersão na cavidade. O meio ativo laser foi uma fibra dopada com o íon terra rara Er^{+3} com absorção de 35 dB/m em 1530 nm, sendo esse meio ativo bombeado com um laser de diodo operando em 980 nm, gerando emissão laser em torno de 1560 nm. Com o laser foram gerados pulsos em torno de 5 picosegundos de largura temporal e uma taxa de repetição de aproximadamente 16 MHz. Dependendo do comprimento da cavidade, a taxa de repetição pode ser variada. O laser foi utilizado para medir o índice de refração não linear da água, utilizando para isso a técnica de varredura Z (Z-scan) com controle térmico. Na montagem do experimento foi usado o laser de fibra operando em 1562 nm, com pulsos da ordem de 6 ps de duração, e uma taxa de repetição da ordem de 29 MHz. Obtivemos para o índice de refração não linear da água o valor de $n_2 = -1,62 \times 10^{-14} \text{cm}^2/\text{W}$, que tem como origem o efeito não linear térmico presente em líquidos.

Palavras-chave: laser de fibra, érbio, travamentos de modos, Z-scan.

Abstract

This work has as the main aim the construction and utilization of a pulsed laser operating in passive mode locking. The built laser has its technology based on fiber optics, and the mode locking was obtained through nonlinear polarization rotation. Spectral and time domain characterizations were done and the polarization rotation as a function of pumping power was measured. The effect of dispersion in the cavity was also analysed. The active laser medium was a Er^{+3} rare earth doped fiber with absorption of 35 dB/m at 1530 nm, this active medium was pumped by a diode laser operating at 980 nm, generating laser emission around 1560 nm. The laser generated pulses with time width of 5 ps and a repetition rate of 16 MHz. Depending on the cavity length, repetition rate can be varied. The laser was used to measure the nonlinear refractive index of water, for which the Z-scan with thermal control technique was used. In the experiment setup the fiber laser was operating at 1562 nm, with pulses duration of the order of 6 ps, and a repetition rate of the order of 29 MHz. We obtained for the water nonlinear refractive index a figure of $n_2 = -1,62 \times 10^{-14} \text{cm}^2 / \text{W}$, the origin of which comes from the nonlinear thermal effect present in liquids.

Keywords: fiber laser, erbium, mode-locking, Z-scan.

Sumário

1	Geração de pulsos Ultracurtos	1
1.1	Geração de pulsos.	1
1.1.1	Travamento de modos ativo.	2
1.1.2	Travamento de modos passivo.	2
1.1.3	Visão simplificada da física do travamento de modos.	2
1.2	Revisão histórica da geração de pulsos curtos e ultracurtos.	6
1.2.1	Primeira geração: laser de picosegundos.	7
1.2.2	Segunda geração: laser de corantes de femtosegundos.	8
1.2.3	Terceira geração: laser de estado sólido de femtosegundos.	9
1.2.4	Quarta geração: lasers ultra rápidos comerciais.	11
1.2.5	Lasers de fibra ultra-rápidos.	13
1.2.6	Laser de atosegundos.	14
2	Laser de Pulsos Ultracurtos em Fibra.	15
2.1	Laser de fibra	15
2.1.1	Bombeamento e Ganho Óptico.	16
2.1.2	Desenhos da cavidade.	16
2.1.3	Limiar e eficiência de conversão.	18
2.2	Dispersão da velocidade de grupo.	22
2.3	Automodulação de fase.	24
2.3.1	Modulação de fase cruzada.	26
2.3.2	Rotação não Linear da polarização.	26
2.4	Sólitons ópticos.	27
2.5	Medição de pulsos curtos.	30

2.6	Laser de fibra óptica para geração de pulsos de picosegundos.	33
2.6.1	Montagem experimental.	34
2.6.2	Resultados Experimentais.	36
2.7	Efeitos da polarização no laser.	41
2.7.1	Pârametros de stokes e esfera de poincaré.	42
2.7.2	Resultados variando a polarização.	44
2.8	Conclusões.	46
3	Medida do índice de refração não linear.	51
3.1	Introdução.	51
3.2	A técnica Z-scan.	51
3.2.1	Análise teórica.	54
3.2.2	Z-scan térmico.	56
3.2.3	Efeitos acústicos.	57
3.2.4	Montagem experimental.	57
3.2.5	Resultados da varredura-Z.	58
3.3	Conclusões.	62

Lista de Figuras

1.1	Diagrama dos modos de uma cavidade livre (a), largura de ganho do meio ativo (b) e o espectro resultante devido à limitação imposta pela largura de ganho $\Delta\nu_g$ (c).	4
2.1	Gráfico das bandas de comunicações ópticas [1].	16
2.2	Esquema comum de bombeamento para laser. (a), três níveis, (b) quatro níveis e (c) conversão ascendente.	17
2.3	Esquemas de cavidades ópticas para lasers em fibra. (a) Fabry Perot, (b) Em anel.	18
2.4	Distribuição das componentes espectrais de um pulso; (a) varredura de frequência positiva e (b) varredura de frequência negativa.	23
2.5	(a) Evolução do perfil temporal de um sóliton com $N=1$ ao longo da fibra; (b) evolução do perfil espectral de um sóliton com $N=1$ ao longo da fibra.	29
2.6	a) Evolução do perfil temporal de um sóliton com $N=2$ ao longo da fibra; (b) evolução do perfil espectral de um sóliton com $N=2$ ao longo da fibra.	30
2.7	Sistema para medição da autocorrelção de segunda ordem para determinação da duração do pulso óptico.	31
2.8	Traço da autocorrelação com um pulso de 6 ps de duração.	32
2.9	Montagem experimental do laser de fibra com cavidade em anel.	35
2.10	Gráfico da potência de bombeio versus potência de saída do laser pulsado.	36
2.11	Trem de pulsos medido num osciloscópio digital.	38
2.12	Pulso visto no osciloscópio digital, com largura de 170 ps.	39
2.13	Pulso do laser para bombeio de 174 mW e espectro do laser.	40
2.14	Pulso do laser para bombeio de 55 mW e espectro do laser.	40
2.15	Desenho do estado de polarização linear e elíptica.	42

- 2.16 Desenho do estado de polarização elíptico, onde A é o semi-eixo maior, B é o semi eixo menor e θ é angulo do semi-eixo maior com o eixo x , fornendo a orientação da elipse. 43
- 2.17 Esfera de Poincaré. 45
- 2.18 Pulso do laser e espectro do laser. 46
- 2.19 Estado de polarização do laser, o qual é polarização elíptica a esquerda, onde θ é a orientação da elipse, A é o semi-eixo maior e B é o semi-eixo menor, para este caso notamos que a elipsidade ($\varepsilon = B/A$) é próximo de um. 47
- 2.20 Pulso do laser e espectro do laser. 47
- 2.21 Estado de polarização do laser, o qual é polarização circular a esquerda, onde θ é a orientação da elipse, A é o semi-eixo maior e B é o semi-eixo menor, para este caso notamos que a elipsidade ($\varepsilon = B/A$) é igual a um. 48
- 2.22 Pulso do laser e espectro do laser. 48
- 2.23 Estado de polarização do laser, o qual é polarização linear a 45° , onde θ é a orientação da elipse, que para este caso é de 45° , A é o semi-eixo maior e B é o semi-eixo menor, para este caso notamos que a elipsidade ($\varepsilon = B/A$) a zero. 49
- 3.1 Efeito de lente na técnica Z-scan para o caso em que $n_2 > 0$. Em (a) temos o caso em que a amostra está situada antes do foco ($z < 0$) e o feixe aparece expandido na posição da íris. Em (b) a amostra encontra-se depois do foco ($z > 0$) e o feixe tende a ser colimado. Em (c) temos a curva característica de Z-scan, com $n_2 > 0$. A linha pontilhada representa o feixe quando o efeito não-linear é nulo ($n_2 = 0$). 53
- 3.2 Aparato experimental, onde L_1, L_2, L_3 , e L_4 são lentes Ch é o chopper BS é o divisor de feixe, e Pd_1 e Pd_2 são detectores. 58
- 3.3 Espectro de absorção da água destilada. 59
- 3.4 Varredura do índice de refração, evolução espacial (assinatura-Z). 60
- 3.5 Gráfico da variação da transmitância (pico-vale), em função do tempo. 61

Lista de Tabelas

1.1	Coeficiente do produto duração por largura de banda para alguns pulsos ópticos.	6
2.1	Relação entre o tempo do pulso (T_p) e o tempo de autocorrelação (T_{ac}) para diferentes formas de pulsos.	33
2.2	Características das fibras usadas na cavidade (para $\lambda = 1560$).	34
2.3	Resultados do pulsos variando a potência de bombeio.	37
2.4	Resultados existentes na literatura para o mesmo tipo de laser.	50

Geração de pulsos Ultracurtos

1.1 Geração de pulsos.

Muitos eventos no dia a dia acontecem em escalas de tempo muito rápidas, o que motivou pesquisadores a desenvolverem lasers com pulsos ultra rápidos, com aplicações em variados campos da ciência, incluindo química, biologia, física e engenharia das telecomunicações. Desde o entendimento do acoplamento de modos longitudinais de uma cavidade, a técnica de travamentos de modos (mode-locking) tem sido usada para a geração de pulsos ultracurtos [2]. Pulsos de luz com uma curta duração temporal Δt , devem apresentar uma largura espectral grande. Esta relação é uma consequência da análise de Fourier, onde pulsos ópticos que cumprem esta relação são chamados de pulsos limitados pela transformada de Fourier. Um pulso é uma superposição coerente e individual de muitas ondas senoidais, cujas amplitudes se somam construtivamente em um ponto no tempo. Em um laser as frequências de oscilação permitidas são conhecidas como modos longitudinais do laser, determinadas pela distribuição modal permitida pela geometria do laser e também pela largura de banda do ganho do material do laser. A frequência dos modos permitidos é determinada pelo requisito de que em uma cavidade laser o campo elétrico deve se repetir após uma ida e volta da luz. Em geral, as fases relativas entre os modos longitudinais do laser flutuam aleatoriamente. Se as fases relativas entre modos longitudinais do laser não forem bem fixadas, a saída do laser varia no tempo, embora a potência média mantenha-se relativamente constante. Porém, se os modos forem forçados a manter entre si uma relação de fase e amplitude constante, a saída do laser será uma função do tempo periódica bem definida, e o laser será considerado como sendo *mode-locked* (modos travados). O travamento de modos produz uma saída que consiste em um trem de pulsos regularmente espaçados. O pulso tem uma duração temporal que é aproximadamente

igual ao inverso da largura de banda total e periodicidade temporal igual ao tempo de uma volta completa na cavidade. As formas de se obter o travamento de modos recaem em duas classes principais, denominadas de travamento de modos ativo e travamento de modos passivo.

1.1.1 Travamento de modos ativo.

No travamento de modos do tipo ativo [3], insere-se na cavidade um modulador acionado por um sinal externo, produzindo uma perda que varia no tempo com uma frequência $\Delta\omega'$. Se essa frequência for diferente da frequência natural $\Delta\omega$ da cavidade, esta perda modulará a amplitude de energia de cada modo da cavidade. Porém no caso em que a frequência $\Delta\omega'$ for igual à frequência natural da cavidade, cada modo terá modulação na amplitude das bandas laterais as quais trocarão energia com as frequências que coincidem com os modos adjacentes. Como resultado, as fases de todos os modos tendem a travar. Esse tipo de travamento de modos geralmente é referido como travamentos de modos AM (modulação de amplitude). Outro caminho alternativo de travar os modos é baseado em um modulador ativo cujo comprimento de caminho óptico é modulado uma frequência $\Delta\omega$. Com esse tipo de modulador produz se uma modulação de sua frequência de ressonância. Esse tipo de travamento é frequentemente referido como travamentos de modos FM (modulação de frequência).

1.1.2 Travamento de modos passivo.

No caso do laser com travamento de modos passivo [3], um mecanismo não linear, intrínseco da cavidade do laser, realiza o acoplamento dos modos sem a necessidade de um modulador externo. Esta técnica utiliza um elemento não linear cuja transmissão depende da intensidade do pulso que o atravessa, de forma que o pulso de saída fica mais estreito que o pulso de entrada.

1.1.3 Visão simplificada da física do travamento de modos.

O fundamento da geração de pulsos ultracurtos com lasers está no controle dos modos de oscilação de uma cavidade ressonante [4]. Num laser com cavidade ressonante de comprimento

L, as frequências de modos longitudinais do campo eletromagnético são dadas por:

$$\nu_n = n \frac{c}{2L} \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.1)$$

onde c é a velocidade da luz e n é um número inteiro. E sendo:

$$\nu_n - \nu_{n-1} = \frac{c}{2L} = \nu_c \quad (1.2)$$

onde ν_c é a diferença de frequência entre modos consecutivos da cavidade e que corresponde à taxa de repetição do laser. O número de modos que oscilam quando o laser está ligado depende do tipo de cavidade em questão, dos elementos de limitação de modos existentes e da largura de faixa do ganho do meio laser utilizado. O campo na saída do laser é dado pela soma dos campos existentes em cada uma das frequências permitidas pelo ressonador, e o campo dos modos longitudinais podem ser expressos como:

$$E_n(t) = E_o^n * \exp[i * (2\pi\nu_n t + \phi_n)] \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1.3)$$

Onde n é o índice relativo ao n -ésimo modo da cavidade, ν_n e ϕ_n são respectivamente a frequência e a fase do campo eletromagnético do n -ésimo modo. O campo elétrico resultante na saída do laser é a soma de todos os modos presente na cavidade laser. No entanto geralmente temos uma limitação devido aos elementos ópticos que constituem tal cavidade [5], como espelhos, cristais, prismas, quanto ao número de modos que realmente pode oscilar na cavidade. Uma das principais limitações é a largura espectral do meio ativo. Sendo assim, teremos na cavidade somente os modos cujas frequências estão no domínio da largura espectral de ganho do meio ativo $\Delta\nu$, como mostra a Fig 1.1

Dessa forma, podemos estimar o número N de modos na cavidade laser:

$$N \approx \frac{\Delta\nu_g}{\nu_c} \quad (1.4)$$

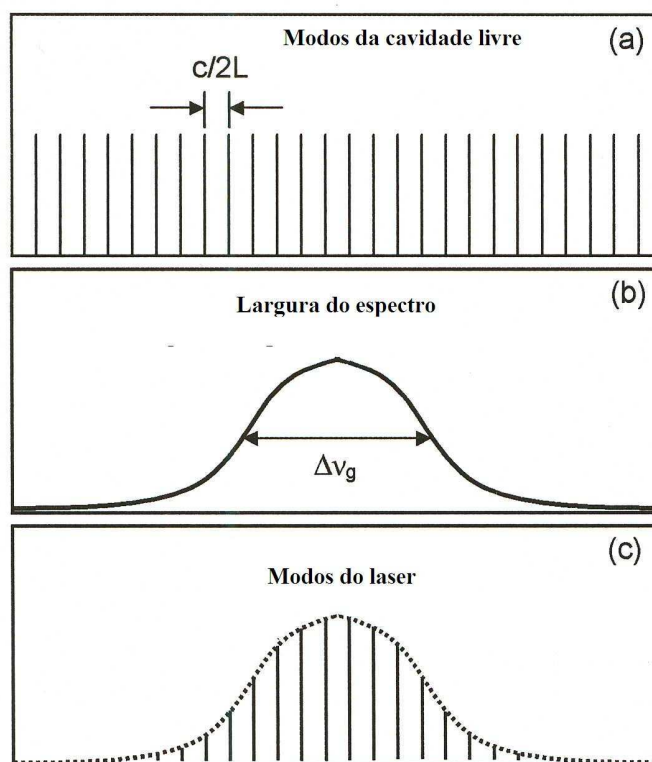


Figura 1.1 Diagrama dos modos de uma cavidade livre (a), largura de ganho do meio ativo (b) e o espectro resultante devido à limitação imposta pela largura de ganho Δv_g (c).

Quando utilizamos a técnica de travamento de modos, fazemos com que as amplitudes e as fases dos vários modos que podem oscilar na cavidade mantenham uma relação fixa entre si. Sob estas condições resulta a geração de um trem de pulsos na saída do laser. Suponhamos a situação ilustrativa onde as fases de todos os N modos permitidos, $\phi(t)$ sejam constantes e identicamente nulas, enquanto que as amplitudes $E_n(t)$ sejam constantes e iguais a E_0 tem-se um campo eletromagnético resultante na saída do laser dado por:

$$E(t) = E_0 * \sum_{n=-N/2}^{+N/2} \exp[i * (\omega_l + n\omega_0)t] \quad (1.5)$$

Onde $\omega_0 = \pi c/L$ e ω_l é a frequência central do domínio espectral de ganho do meio ativo. Temos a seguinte expressão para o campo resultante na saída do laser:

$$E(t) = E_0 * \exp(i\omega_l t) \sum_{n=-N/2}^{+N/2} \exp[i * (n\omega_0)t] \quad (1.6)$$

Onde podemos concluir que:

$$E(t) = E_0 \cdot \exp(i\omega_l t) \cdot \left[\frac{\text{sen}(N\omega_0 t/2)}{\text{sen}(\omega_0 t/2)} \right] \quad (1.7)$$

A intensidade do campo eletromagnético é proporcional ao quadrado de seu módulo, $| (E(t)) |^2$:

$$I(t) = I_0 \left[\frac{\text{sen}(N\omega_0 t/2)}{\text{sen}(\omega_0 t/2)} \right]^2 \quad (1.8)$$

O feixe emitido pelo laser, portanto, é formado por um trem de pulso com período $T_{trem} = 2\pi/\omega_0 = 2L/c$ sendo cada um deles composto por um pulso com largura temporal de aproximadamente $T_p = T_{trem}/N$. O aumento do número de modos acoplados N leva a uma redução da duração do pulso obtido. O maior valor possível para N é limitado pela largura de banda do meio laser, que exprime a faixa de frequência na qual é possível haver ganho, e, portanto,

oscilação na cavidade. Se a largura de banda do meio laser for dada por $\Delta\omega_g = 2\pi\Delta\nu_g$, o número de modos permitido é dado pela Eq.1.4 e portando a mínima duração do pulso para este laser com largura de ganho $\Delta\omega_g$ será $T_p = 1/\Delta\nu_g$ que nada mais é do que a expressão de uma propriedade geral da Transformado de Fourier. Para o caso geral, a seguinte relação é válida:

$$T_p * \Delta\omega_g \geq 2\pi K \quad (1.9)$$

Onde K é uma constante próxima a 1, cujo valor depende da forma exata do pulso. Na tabela 1 temos os valores de K para diversas formas de pulsos. Quando o acoplamento entre modos for perfeito vale a igualdade na Eq.1.9 e obtem-se o pulso com duração mínima para a largura espectral disponível. Notamos então que para a geração dos pulsos com menor duração é necessário escolher meios ativos com a maior largura de faixa, $\Delta\omega_g$, disponível.

Tabela 1.1 Coeficiente do produto duração por largura de banda para alguns pulsos ópticos.

I(t)	K
quadrado: $1(0 < t < T_p)$	0,885
gaussiano: e^{-x^2}	0,441
secante hiperbólica: $sech^2(x)$	0,314

1.2 Revisão histórica da geração de pulsos curtos e ultracurtos.

Desde o primeiro travamentos de modos de um laser, no ano de 1964, onde pulsos da ordem de nanosegundos foram gerados num laser de He-Ne, muitas técnicas para travar os modos de um laser foram desenvolvidas, e os pulsos foram ficando mais curtos e os lasers mais estáveis e potentes, e uma grande região espectral foi coberta com lasers operando no regime pulsado. A seguir, faremos uma breve revisão histórica [6] dos lasers pulsados desde as primeiras técnicas

de travamentos de modos até os lasers pulsados usuais.

1.2.1 Primeira geração: laser de picosegundos.

Logo após a observação experimental dos travamentos de modos num laser, descrições teóricas começaram ser estudadas sobre tal comportamento. O travamento de modos usados no laser de He-Ne foi do tipo FM (modulação de frequência). Mais tarde a técnica de travamentos de modos ativo foi aplicada num laser de argônio e rubi. No ano de 1965 foi utilizado um absorvedor saturável para demonstrar o travamento de modos passivo num laser de rubi e depois aplicado num laser de neodímio, o qual tem uma largura de banda maior e conseqüentemente pulsos de menor duração. Uma grande melhoria nos lasers sintonizáveis veio com a invenção do laser de corante, e teve um grande impacto no desenvolvimento dos lasers ultra rápidos. Os lasers de corante bombeados com lâmpadas de flash geraram pulsos de 6 picosegundos com travamentos de modos passivos em 1969 [7]. A técnica de travamentos de modos passivo foi usada com sucesso na geração de pulsos curtos e desencadeou a invenção de novas técnicas para medir os pulsos curtos e ultra curtos, dentre elas a autocorrelação (que será vista mais adiante). O travamento de modos ativo no laser de Nd:YAG recebeu certa atenção, devido à possibilidade de bombeá-lo com laser operando no regime contínuo. Os pulsos foram estimados em 30 picosegundos de duração. Durante pesquisas sobre travamentos de modos, o fenômeno de travamentos de modos espontâneo (self mode-locking), foi observado num laser de He-Ne e discutido em termos do comportamento não linear do meio laser. Esse mesmo fenômeno também foi observado em laser de rubi, neodímio, e argônio. Travamentos de modos espontâneos não garantiam confiabilidade para a geração de pulsos curtos e essa técnica foi abandonada em favor dos sistemas ativos ou passivos, bombeados com um laser contínuo. Pesquisadores usam o produto da largura de banda pela largura do pulso como meio de qualificar o travamento de modos, frequentemente medindo valores maiores que o mínimo teórico.

1.2.2 Segunda geração: laser de corantes de femtosegundos.

O desenvolvimento dos lasers de corante contínuos foi uma importante descoberta para os lasers ultra rápidos, pois permite largura de bandas ajustáveis em que várias formas de pulsos tanto no travamentos de modos ativo como passivo podem atuar na cavidade circulando com efeito acumulativo até que um estado estacionário seja alcançado. O laser de centro de cor também forneceu melhoras no desempenho direto dos lasers de travamentos de modos passivo com um absorvedor saturável rápido com um tempo de relaxação de subpicosegundos. Lasers de semicondutores também produzem pulsos com travamentos de modos passivo usando absorvedores de semicondutor saturáveis rápidos para gerar pulsos de 1,6 picosegundos de duração [8]. Os pulsos deste laser foram comprimidos e conseqüentemente produziram pulsos com duração de 0,83 picosegundos [9]. Laser de semicondutor operando no regime de travamentos de modos ativo geraram pulsos curtos da ordem de 580 femtosegundos. Mais esforços da pesquisa se direcionam para a geração de pulsos de femtosegundos de duração, entretanto os esforços se concentraram no laser de corante de modos travados que foi o primeiro laser ultra rápido difundido. Os dois caminhos mais eficientes para geração de pulsos ultra curtos são os de travamento de modos passivo com um absorvedor saturável e o bombeamento síncrono. As mesmas técnicas foram aplicadas para o laser de semicondutor e de centro de cor, porém com menos sucesso, mas abriram caminho para o desenvolvimento da terceira geração de laser ultra rápidos de semicondutores.

O primeiro laser de corante de modos travados foi demonstrado em 1972 [10], utilizava-se na cavidade um absorvedor saturável de corante. Pulsos de 1,5 picosegundos foram gerados com esse laser. Um experimento [11] se tem como marco inicial de muitas pesquisas em cavidades em forma de anel em lasers de corante, explorando a modulação de fase cruzada (colliding pulse mode-locking-CPM), pulsos ultra curtos foram obtidos, da ordem de 55 femtosegundos. Em 1985 Valdmanis [12] demonstrou um laser em anel de corante CPM que gerava pulsos curtos da ordem de 27 femtosegundos. Foi no ano de 1985 que a alternativa da combinação de absorvedor/amplificador foi usada para gerar pulsos de femtosegundos fora da região de 590-640 nm.

Um importante desenvolvimento para os lasers de corante de femtosegundos foi à compressão dos pulsos em fibra óptica [4]. Uma das propostas para comprimir o pulso usando a SPM (self phase modulation-SPM), foi a usando as propriedades do efeito Kerr. O desenvolvimento de fibras ópticas monomodo de baixas perdas providenciaram um melhor meio não linear para a auto modulação de fase. Shank combinou a SPM com a GVD negativa em fibras de sílica para comprimir um pulso de 90 para 30 femtosegundos. Foi demonstrado teoricamente que a GVD positiva da fibra na região do espectro visível serve para fazer a varredura de frequência da SPM relativamente linear. Esta técnica foi aplicada em um laser de corante sincronizado de modos travados com pulso de picosegundos de duração e rendeu pulsos de 450 femtosegundos de duração.

Um grande fator de compressão foi obtido com um laser de Nd:YAG em 1300 nm, que comprimiu pulsos de 90 picosegundos para 1,5 picosegundos usando um compressor de fibra com grades com dispersão positiva na fibra e para 33 femtosegundos usando compressão de sóliton numa fibra com GVD negativa. A principal desvantagem desse tipo de montagem esta associada com o fato de que o compressor de fibra óptica tende a produzir pulsos com muita energia no pedestal dos pulsos, e também a dificuldade com a otimização na montagem experimental. Contudo outro esquema para obter pulsos ajustáveis de femtosegundos foi usado com uma relativa alta qualidade, comprimindo pulsos de um laser CPM de travamentos de modos passivo para gerar uma luz branca contínuo em femtosegundos [13]. A inconveniência experimental, no entanto, de trabalhar com laser de corantes, levou à substituição por lasers ultra rápidos do estado sólido.

1.2.3 Terceira geração: laser de estado sólido de femtosegundos.

Os lasers de estado sólido fizeram uma grande transformação na física dos lasers ultra rápidos, particularmente devido à conveniência de uso desse tipo de laser. Os elementos cruciais desta revolução estão ligados à exploração do efeito Kerr de um absorvedor saturável instantâneo não ressonante e o desenvolvimento da banda ultra larga em meio laser como o titânio-safira. Com isso e com a experiência de aperfeiçoar a GVD na cavidade para o laser de corante de

femtosegundos, pulsos menores que 100 femtosegundos foram gerados com facilidade. Como a segunda geração de lasers de femtosegundo não era disponível comercialmente e precisava de anos de experiência para operá-lo com facilidade, o laser comercial titânio-safira foi certamente o laser usual dito como "estado da arte" e possibilitou um desempenho superior em relação à potência e sintonizabilidade, comparado com um sistema caseiro. Os lasers comerciais produzem pulsos de duração limitada, em torno de 100 femtosegundos, porém a grande maioria das pesquisas não requer pulsos menores que 100 femtosegundos de duração. A facilidade para utilizar a alta potência disponível nos sistemas comerciais conduz cada vez mais à sua já difundida aplicação em física, engenharia, química, biologia e outras disciplinas. O potencial do efeito Kerr óptico para simular um absorvedor saturável sem comprometer a sintonizabilidade do laser foi usado para induzir uma intensidade dependente da rotação da polarização da luz na cavidade. A presença de polarizadores dentro da cavidade pode gerar um travamento de modos passivo e/ou Q-switching numa maneira similar a um observador saturável real.

A descoberta de um travamento de modos do tipo não ressonante, fez com que se desse grande ênfase ao uso dos lasers de estado sólido ultra rápidos, era a demonstração do sóliton laser em 1984 por Mollenauer e Stolen [14]. Este laser foi bombeado com um laser de centro de cor sincronizado que possibilitou uma compressão de um fator 100 vezes do pulso, gerando pulsos de 210 femtosegundos pela exploração do efeito Kerr induzido numa fibra óptica monomodo que estava acoplada numa cavidade ressonante. Em 1989, foi aplicado um modelo do interferômetro não linear num laser de bombeio de centro de cor sincronizado com um ressonador externo e produziu uma simples e convincente descrição da compressão/e amplificação dos pulsos. Esse mecanismo foi descrito como travamento de modos por APM (additive pulse modelocking). Para os lasers de fibra uma alternativa da implementação da APM foi a de usar uma rotação não linear da polarização, induzida pelo efeito Kerr. Essencialmente o esquema pode ser implementado usando uma fibra óptica com certo comprimento que substitua a célula do tipo Kerr. O travamento de modos pela rotação não linear de polarização pode ser considerado uma forma APM em que os dois estados da polarização da fibra correspondem às excitações de um interferômetro de fibra equivalente a um interferômetro Mach-Zehnder. Esta técnica foi aplicada para compensar a dispersão de um laser de fibra de neodímio e permitiu

obter pulsos de curta duração, da ordem de 70 femtosegundos [15]. Isso foi aplicado em lasers de fibra de érbio rendendo pulsos de picosegundos e femtosegundos. Esses lasers de fibra de Érbio sofrem das instabilidades dos sólitons, e após cuidadoso controle da otimização da GVD, foi conseguido pulsos curtos, da ordem de 77 femtosegundos [16]. Com um laser de fibra de neodímio, nos mesmos moldes do laser de fibra de érbio, foi conseguido pulsos da ordem de 42 femtosegundos [17]. Em 1990 foi demonstrado que o travamento de modos pode ser alcançado num leve ajuste da cavidade, relativo a uma alta potência do laser contínuo, no feixe TEM_{00} , o resultado foi a geração de pulsos curtos do laser de titânio-safira de modos travados usando um absorvedor saturável de corante com travamentos de modos ativo. Esse mecanismo de travamentos de modos foi explicado em termos da auto focalização no feixe do laser devido ao efeito Kerr. Recentemente a auto-inicialização foi demonstrada no laser de titânio safira gerando pulsos da ordem de 100 femtosegundos que explorou a auto focalização devido à saturação do ganho, em lugar do efeito Kerr, como mecanismo inicial do travamento de modos.

1.2.4 Quarta geração: lasers ultra rápidos comerciais.

O rápido desenvolvimento de lasers sintonizáveis do estado sólido de femtosegundo trouxe a vantagem que não é mais necessário projetar um experimento próximo do comprimento de onda do laser disponível, agora é razoável ter laser ultra rápido para uma aplicação particular. Os lasers de estado sólido de femtosegundo permitem uma sintonização espectral de 650nm à 1600 nm. Esta largura é estendida pelo uso de técnicas de não lineares de conversão de frequência que podem ser relativamente eficientes, devido à alta potência de pico desses lasers. Geração do segundo, terceiro e quarto harmônico têm sido demonstrados e renderam watts de potência media sintonizáveis além do ultravioleta. Esta tecnologia já está disponível comercialmente com sofisticados controles via computadores, e são notavelmente mais fáceis de usar comparado com seus antepassados primitivos. Os principais fatores prevenindo a difundida proliferação da tecnologia ultra rápida são o custo, tamanho, e a dificuldade de aplicações não científicas.

Diversas aplicações requerem pulsos de durações curtas, como por exemplo: metrologia

óptica, imagens em três dimensões, amostras eletro ópticas para medir rápidos sinais elétricos. Sinais ópticos ultra rápidos são úteis no próprio campo de telecomunicações e recentemente eles têm sido considerados interessantes em excitar o potencial para controlar reações químicas, usando precisamente a definição de sinais ópticos ultra rápidas. Uma classe adicional de aplicações é interessada diretamente com a duração curta do pulso elevando a potência de pico. Processos não lineares como geração do segundo harmônico indo para o azul e para o ultravioleta são de interesses para o armazenamento óptico, impressão e litografia. A alta potência de pico nos laser ultra rápidos é utilizada na microscopia de dois fótons e para aplicações de processos não lineares para monitorar a rugosidade sobre amostras de semicondutores usando a geração de segundo harmônico.

Um melhor desempenho e pulsos menores que picosegundos de duração podem ser obtidos usando o travamento de modos ativo com um amplificador de semicondutor localizado num ressonador externo. Em geral a potência média de saída para lasers semicondutores do tipo modo travados esta em torno de poucos mW e a potência de pico em torno de poucos W.

Um laser de Nd:YAG bombeado com um laser de diodo foi demonstrado em 1968, porém ele não foi utilizado até meados de 1980, quando os lasers de semicondutores de alta potência ficaram disponíveis. A aplicação de técnicas estáveis de travamentos de modos, usando modulação de amplitude ou frequência, para compactos lasers bombeados com laser de diodo como o Nd:YAG, Nd:YFL e lasers de fibra de neodímio, produziram pulsos menores que 10 picosegundos. O desenvolvimento do pulso com travamento de modos aditivo (APM) providenciou pulsos curtos em laser do estado sólido bombeados com laser de diodo. A operação de auto inicialização gerou pulsos de alguns picosegundos em laser de Nd:YAG e Nd:YFL. O travamento de modos por lentes Kerr (KLM-kerr lens mode-locking) foi aplicado para lasers de fibra de neodímio bombeados com laser de diodo. A auto inicialização do KLM ainda tem realizado técnicas de travamentos de modos para gerar pulsos intensos para fazer a auto focalização. Na primeira demonstração foi usado um pedaço de vidro de SF57 para gerar o efeito Kerr. Os primeiros lasers a utilizarem a técnica KLM foram lasers de Nd:YFL o qual gerou pulsos da ordem de 6 picosegundos e 1 W de potência de saída e o laser de Nd:YAG bombeado com um laser de diodo, o qual gerou pulsos de 8,5 picosegundos com 1 W de potência de saída. Pulsos

da ordem de centenas de femtosegundos podem ser gerados com laser de fibra de neodímio, bombeados com titânio safira. Pulsos de 110 femtosegundos de duração têm sido gerados por um laser de titânio-safira do tipo KLM, bombeado pelo segundo harmônico de um laser de diodo e/ou Nd:YFL. O primeiro laser do estado sólido sintonizável, bombeado com laser de diodo foi um laser de Cr:LISAF, gerando pulsos de picosegundos com travamento de modos ativo e passivo. A operação deste laser com pulsos de femtosegundos foi demonstrada usando primeiramente um absorvedor rápido, para gerar pulsos de 220 femtosegundos, limitados pela transformada.

Futuramente poderão aparecer outros lasers do estado sólido bombeados com diodo para equipamentos práticos, o custo e a complexidade de operação, conseqüentemente irá diminuir. A competição entre os lasers de semicondutores, laser do estado sólido bombeados com laser de diodo será decidido pelo preço, desempenho e aplicação específicos. O desenvolvimento de lasers de femtosegundos no chamado estado da arte continuará e pulsos de 5 femtosegundos de duração já são gerados diretamente da cavidade. Pulsos sub-50 femtosegundos terão grande importância em aplicações da física de alta intensidade, uma delas será a geração de lasers de raios-X. Potências de picos de terawatt e pentawatt são obtidas em sistemas lasers compactos.

1.2.5 Lasers de fibra ultra-rápidos.

Lasers de fibra bombeados com lasers de diodo oferecem fonte lasers razoavelmente compactas e tem sido usado para gerar pulsos de picosegundos e femtosegundos. Uma das grandes aplicações dos lasers de fibra ultra-rápidos é para a geração de sinais ópticos para telecomunicações. Travamentos de modos do tipo ativo usando um modulador eletro-óptico em lasers de fibra geraram pulsos menores que 10 picosegundos de duração e um trem de pulsos com uma frequência de 30 GHz [18]. Travamentos de modos do tipo passivo usando um absorvedor saturável geraram pulsos de 320 femtosegundos com fibra dopada com érbio, e 260 femtosegundos em fibra dopada com neodímio. O mesmo tipo de laser gerou pulsos de 60 femtosegundos utilizando a técnica de rotação não linear da polarização. Uma das limitações em usar laser de fibra é a baixa potência média na saída do laser. Descreveremos lasers de fibra com mais

detalhes na tese.

1.2.6 Laser de atosegundos.

A vantagem dos lasers com pulsos de duração de subfemtosegundos ou atosegundos é que os mesmos abrirão novos campos nos estudos de fenômenos ultra rápidos [19]. Da mesma maneira que lasers de subpicosegundo ou femtosegundos permitiram a resolução de movimentos moleculares, os pulsos de atosegundos podem habilitar soluções em dinâmica eletrônica. Alguns grupos ao redor do mundo já estão trabalhando na geração de tais pulsos. Grandes larguras de bandas são necessárias para gerar esses pulsos. Há duas fontes conhecidas que podem gerar tal largura de banda: a geração de harmônicos de ordem muito alta e o espalhamento Raman estimulado. Ambos os métodos têm a característica de gerar trens de pulsos ao invés de um único pulso espaçado. Recentemente a produção e a medida de um pulso de 250 atosegundos foi reportado [20], usando a geração de de harmônicos de ordem muito alta.

Laser de Pulsos Ultracurtos em Fibra.

2.1 Laser de fibra

Um laser no qual se tem como meio ativo uma fibra óptica é chamado laser de fibra óptica [4]. As cavidades para o meio de ganho podem ser parcialmente, ou totalmente feitas de fibra. No primeiro caso, constrói-se a cavidade com ajuda de espelhos para realimentação, prismas e grades de difração. Enquanto no segundo, a cavidade é baseada toda com tecnologia de fibra. O efeito físico que determina o ganho pode ser o espalhamento Raman, Brillouin ou emissão estimulada por íons de terras raras, que no nosso caso é o Er^{+3} . O primeiro laser de fibra que se tem conhecimento, foi demonstrado em 1961, utilizando uma fibra dopada com Nd, cujo raio do núcleo era de $150 \mu m$ [21]. O laser de fibra se tornou mais utilizável a partir do desenvolvimento das fibras ópticas de sílica com baixas perdas, sendo o mesmo bombeado com laser de diodo a partir de 1973. Apesar do primeiro laser de fibra ter sido construído em 1961, os lasers de fibra só foram desenvolvidos a partir de 1980, utilizando primeiramente fibras dopadas com Nd e Er. No entanto, a partir de 1989, os esforços para a construção de laser de fibra, foram focalizados na fibra do dopada com érbio, tanto para laser no regime CW (contínuo), como no regime de modos travados (pulsado). Tal interesse no laser construído com fibra dopada com érbio, se deve ao fato que esse laser opera na banda "C" das telecomunicações (conventional band), na região entre 1530nm até 1565nm, e podendo operar também no começo da banda L (long-wavelength), na região entre 1565nm até 1625 nm, Fig.2.1. Tais lasers são capazes de operar no regime pulsado, com pulsos ultra rápidos da ordem de pico e até femtosegundos, com aplicações em comunicações ópticas, espectroscopia de fenômenos ultra rápidos e sensores à base de fibra [22].

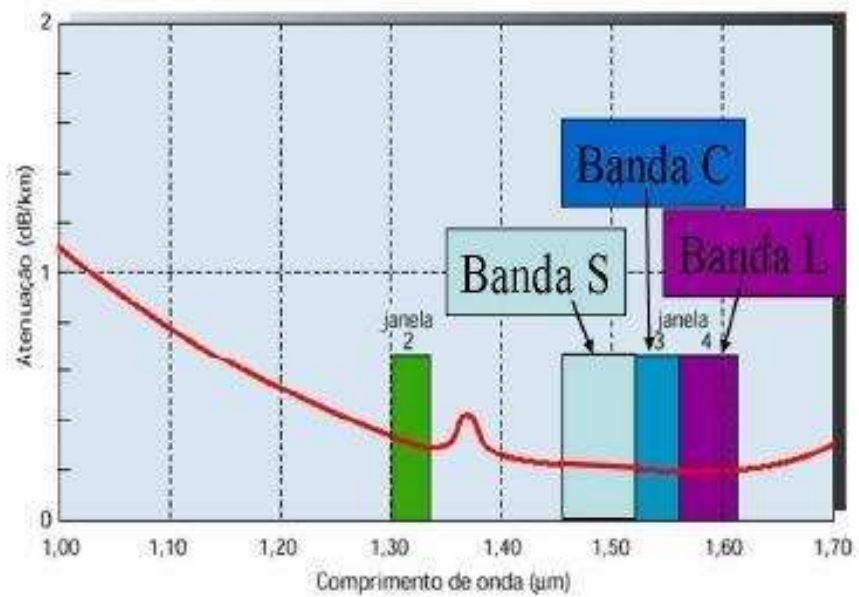


Figura 2.1 Gráfico das bandas de comunicações ópticas [1].

2.1.1 Bombeamento e Ganho Óptico.

Os esquemas de bombeamento para os lasers podem ser classificados em esquemas de três ou quatro níveis ou um outro esquema de conversão ascendente de frequência, Fig.2.2.

Os dois primeiros esquemas Fig.2.2a e 2.2b, são bastante conhecidos. O primeiro apresenta o inconveniente típico da dificuldade de inversão, sendo que a emissão laser corresponde a uma transição do nível excitado e o estado fundamental. Os esquemas de quatro níveis são conhecidos por sua maior eficiência, entretanto nem sempre é possível realizar um esquema de bombeamento de quatro níveis para obter a inversão de população entre os níveis de interesse. Nesse caso utilizam-se outros procedimentos como transferência de energia, despovoamento de energia por colisão ou um esquema de bombeamento por conversão ascendente fig.2.2c [23].

2.1.2 Desenhos da cavidade.

Lasers de fibra podem ser construídos com uma variedade de mudanças em relação à cavidade do laser [4]. O tipo mais comum de cavidade do laser é a conhecida cavidade Fabry Perot, no qual

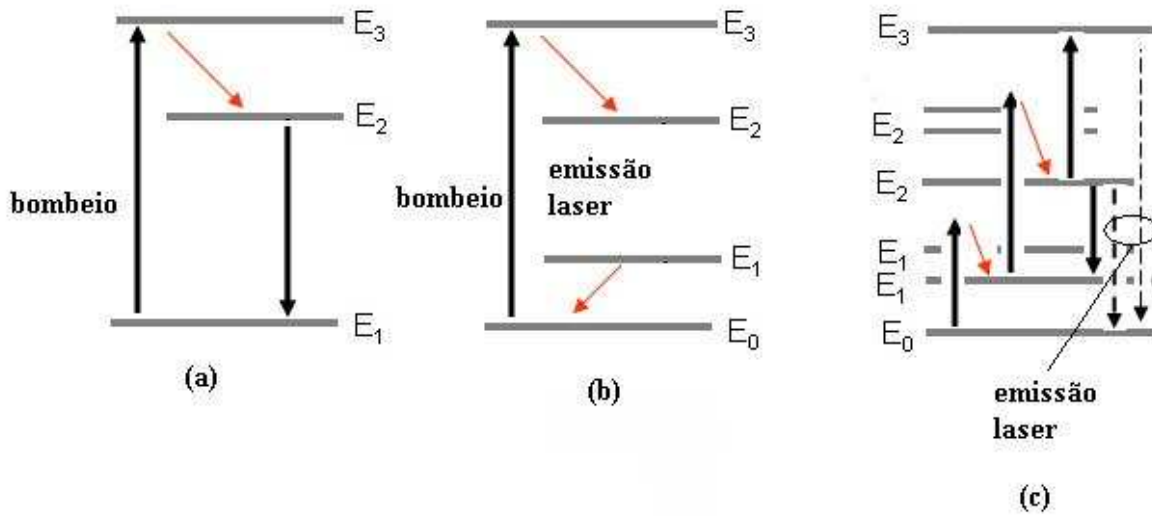


Figura 2.2 Esquema comum de bombeamento para laser. (a), três níveis, (b) quatro níveis e (c) conversão ascendente.

o meio de ganho é colocado entre dois espelhos altamente refletivos que podem ser fibras com redes de Bragg, que facilitam a montagem devido à facilidade de acoplamento (basta emendar) e ao auto alinhamento. Uma alternativa é de depositar diretamente nos extremos das fibras, camadas dielétricas, mas esse tipo de acoplamento se torna muito sensível às imperfeições e ao fato de que as camadas dielétricas podem ser danificadas quando expostas a uma alta potência acoplada na fibra. A grande vantagem de usar as redes de Bragg, além de facilitar o acoplamento, é que elas são altamente refletoras para a radiação do laser e transparentes para a radiação do bombeamento, e também o laser resultante nessa configuração, algumas vezes é forçado a operar num único modo longitudinal. Outro tipo de cavidade que também é utilizado para a construção do laser de fibra é a cavidade em anel Fig.(2.3b), que tem a vantagem de não utilizar espelhos, resultando numa cavidade toda de fibra. Essa cavidade além de usar acopladores com multiplexação por divisão de comprimento de onda (acoplador WDM) para a realimentação do laser nos comprimentos de ondas desejados, tem a vantagem de poder ser unidirecional, colocando-se um isolador na cavidade. Lasers de fibra nessa configuração podem ser usados tanto para gerar radiação contínua (CW) como também para gerar pulsos curtos e

ultra curtos (menores que 1 ps). Outros tipos de cavidades são possíveis como a cavidade em forma de oito [24], na qual se usa dois WDMs e também polarizadores.

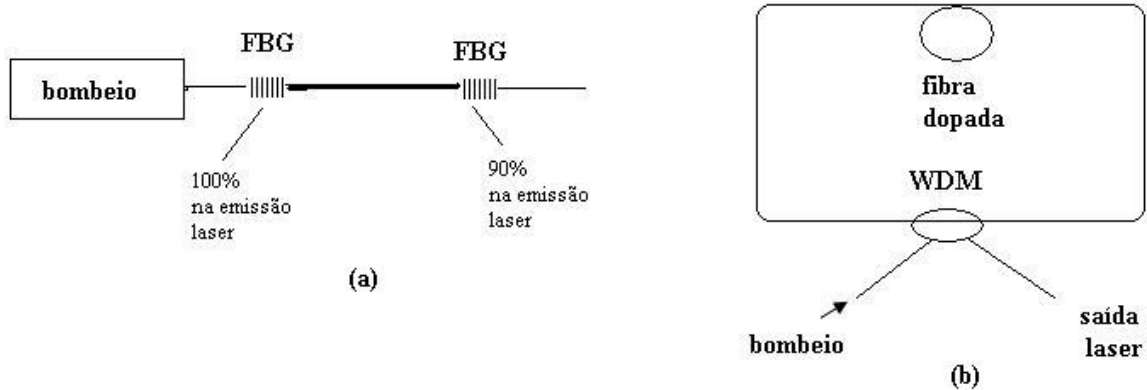


Figura 2.3 Esquemas de cavidades ópticas para lasers em fibra. (a) Fabry Perot, (b) Em anel.

2.1.3 Limiar e eficiência de conversão.

Dois importantes parâmetros que caracterizam o laser são o limiar e a eficiência de conversão [4]. O limiar de operação obtém-se quando o ganho compensa exatamente as perdas da cavidade numa volta completa. Se nós consideramos uma cavidade do tipo Fabry-Perot, formada por dois espelhos de refletividade R_1 e R_2 , e um tamanho L , temos então:

$$G^2 R_1 R_2 e^{-2\alpha_{int} \cdot L} = 1, \quad (2.1)$$

onde G é o fator de amplificação em uma passagem e α_{int} são as perdas internas na cavidade. O fator de amplificação em uma volta completa está relacionado com o coeficiente de ganho ao longo da fibra, que corresponde a:

$$G = \exp\left(\int_0^L g(z) dz\right), \quad (2.2)$$

onde

$$g(z) = \sigma_s [N_2(z) - N_1(z)], \quad (2.3)$$

onde σ_s é a seção de choque da transição laser entre os níveis 1 e 2 (onde ocorre a emissão estimulada) e N_1 e N_2 são as densidades de população entre os dois níveis de energia. Substituindo a Eq.2.2 na Eq. 2.1, temos então que o limiar fica:

$$\frac{1}{L} \int_0^L g(z) dz = \alpha_{esp} + \alpha_{int} = \alpha_{cav}, \quad (2.4)$$

onde $\alpha_{esp} = -\ln(R_1 R_2)/2L$ é a perda efetiva dos espelhos e α_{cav} é a perda total da cavidade. A condição para a inversão de população pode ser obtida para um sistema de três ou quatro níveis, Fig.2.2b. Para a inversão de população em um sistema de quatro níveis, as equações de taxa para o caso onde as seções de choque de absorção e emissão são iguais, são dadas por.

$$\frac{dN_0}{dt} = (N_3 - N_0)W_p + N_1\gamma_{10} + N_2\gamma_{20}, \quad (2.5)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -N_1\gamma_{10} + N_2\gamma_{21} + (N_2 - N_1)W_s, \quad (2.6)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_3\gamma_{32} - N(\gamma_{21} + \gamma_{20}) + (N_1, -N_2)W_s \quad (2.7)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = (N_0 - N_3)W_p - N_3\gamma_{32}, \quad (2.8)$$

onde $\frac{1}{2} = \gamma_{21} + \gamma_{20}$ e $N_t = N_1 + N_2$,

$$W_p = \frac{\Gamma_p \sigma_p P_p}{a_p h \nu_p}, \quad (2.9)$$

e

$$W_s = \frac{\Gamma_s \sigma_s P_s}{a_s h \nu_s}, \quad (2.10)$$

onde Γ é o fator de recobrimento (overlap factor) e " a " é a área do núcleo da fibra, σ é a seção de choque de transição para a frequência de bombeio ν , e a é a área do núcleo. Onde N_0, N_1, N_2, N_3 , são as densidades de íons para cada nível de energia, e W_p é a taxa de transição para o bombeio, e W_s é a taxa de transição da emissão laser e γ_n é o inverso do tempo de vida para nível de energia. Considerando decaimentos rápidos dos níveis 3 para 2, e o decaimento de 1 para 0, ou seja, quando temos $N_3, N_1 \approx 0$, as equações anteriores ficam:

$$\frac{dN_2}{dt} = W_p N_t - W_s N_2 - \frac{N_2}{\tau_2}, \quad (2.11)$$

A solução estacionária da Eq.2.9 é dada por:

$$N_2 = \frac{(P_p/P_p^{sat})N_t}{1 + P_s/P_s^{sat}}, \quad (2.12)$$

onde $W_p \tau_2 = P_p/P_p^{sat}$ e $W_s \tau_2 = P_s/P_s^{sat}$, e as potências de saturação são definidas como:

$$P_p^{sat} = \frac{a_p h \nu_p}{\Gamma_p \sigma_p T_1}, \quad P_s^{sat} = \frac{a_s h \nu_s}{\Gamma_s \sigma_s T_1}, \quad (2.13)$$

supomos que a potência de bombeamento decresça exponencialmente, ou seja, $P_p(z) = P_p(0) \exp(-\alpha_p z)$, onde α_p é o coeficiente de absorção da potência de bombeio, então a potência de bombeio para atingir o limiar é:

$$P_p(0) = \frac{\alpha_{cav} L}{1 - \exp(-\alpha_p L)} \cdot \frac{\alpha_p}{\alpha_s} \cdot P_p^{sat}, \quad (2.14)$$

onde $\alpha_p = \sigma_p N_t$ e $\alpha_s = \sigma_s N_t$ são os coeficientes de absorção nos comprimentos de onda de

bombeamento e emissão laser. Podemos definir a potência limiar em termos da potência absorvida, que é:

$$P_{abs} = P_p(0)[1 - \exp(-\alpha_p L)], \quad (2.15)$$

portanto a Eq. (2.13) temos então que a potência limiar fica:

$$P_{lim} = \alpha_{cav} L \cdot \frac{\alpha_p}{\alpha_s} P_p^{sat}, \quad (2.16)$$

Quando a potência de bombeamento excede o limiar, o ganho satura mantendo-se com o valor correspondente a seu valor no limiar. Usando as Eq.2.2; Eq.2.4 e a Eq.2.12, obtemos

$$\frac{\alpha_s}{L} \int_0^L \frac{(P_p/P_p^{sat})}{1 + P_s/P_s^{sat}} dz = \alpha_{cav}, \quad (2.17)$$

A integral da Eq.2.16. é difícil avaliar analiticamente já que a potência intracavidade do laser varia com z . No entanto, para a maioria dos casos a refletividade dos espelhos é tão grande que a potência P_s , pode ser considerada constante. Assim a integral se reduz a:

$$P_s = P_s^{sat} \left(\frac{P_{abs}}{P_{lim}} - 1 \right), \quad (2.18)$$

Uma fração da potência intracavidade é transmitida por cada um dos espelhos. A saída do espelho de refletividade R_1 é escrita como:

$$P_{sada} = (1 - R_1)P_s = \eta_s(P_{abs} - P_{lim}), \quad (2.19)$$

Notamos então pela Eq.2.18 que a potência cresce linearmente com a potência de bombeamento absorvida. Definimos então como eficiência de conversão a inclinação desta reta, ou seja dP_{sada}/dP_{abs} :

$$\eta_s = \left(\frac{1 - R_1}{\alpha_{cav} L} \right) \left(\frac{a_s h \nu_s}{a_p h \nu_p} \right), \quad (2.20)$$

Esta grandeza define a eficiência com que o laser converte a potência de bombeio em potência de saída.

2.2 Dispersão da velocidade de grupo.

Uma das principais características de um pulso propagando num meio dispersivo é sua velocidade de grupo, a qual indica a velocidade da modulação da onda portadora do pulso [4]. A GVD é a taxa pela qual a velocidade de grupo muda em função da frequência. O controle da GVD dentro da cavidade é de fundamental importância na geração de pulsos ultracurtos. Um pulso ultracurto possui banda espectral larga, como já foi visto, e, portanto, ao atravessar um meio dispersivo, as diferentes componentes espectrais do pulso sofrem atrasos diferentes. Esse atraso entre as componentes espectrais faz com que a envoltória temporal do pulso se altere. A GVD pode ser positiva ou negativa, quando a $GVD > 0$ as componentes de maiores frequências serão atrasadas temporalmente em relação às de menores frequências, Fig.2.4(a), quando a $GVD < 0$ as componentes de maiores frequências serão adiantadas temporalmente em relação às de menores frequências, Fig.2.4(b) A distribuição das diferentes componentes de frequên-

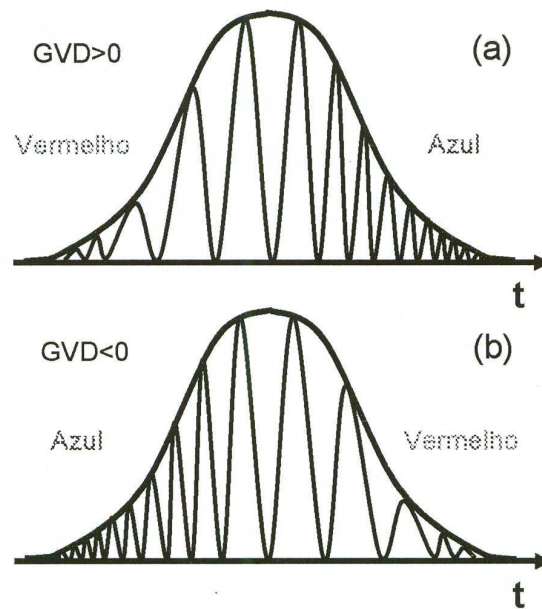


Figura 2.4 Distribuição das componentes espectrais de um pulso; (a) varredura de frequência positiva e (b) varredura de frequência negativa.

cia dentro da envoltória temporal do pulso pode ser descrita por uma quantidade denominada varredura de frequência C (chirp). Pulsos com varredura de frequência ($C \neq 0$) possuem uma largura temporal maior que o limite determinado pela transformada de Fourier ($C=0$). No entanto, a varredura de frequência não está associada a nenhum aumento de largura espectral do pulso, mas somente a uma distribuição ao longo do tempo das frequências que compõem o espectro do pulso inicial. Num meio com dispersão normal, GVD positiva, o pulso adquire uma varredura de frequência positiva (C positivo), de modo que as componentes de maior frequência estão atrasadas temporalmente em relação às componentes de menor frequência. Num meio com dispersão anômala, GVD negativa, o pulso adquire uma varredura de frequência negativa (C negativo), de modo que agora as componentes de maior frequência estão adiantadas temporalmente em relação às componentes de menor frequência.

2.3 Automodulação de fase.

Uma consequência da dependência do índice de refração com a intensidade do campo elétrico é a automodulação de fase (SPM-self phase modulation) [4]. A automodulação de fase é a mudança na fase de uma onda ao propagar-se por um meio material devido à não linearidade de seu índice de refração. No caso específico de um meio tipo Kerr, sabemos que esta não linearidade deve-se ao fato do índice de refração depender da intensidade do campo aplicado:

$$n = n_0 + n_2 * I, \quad (2.21)$$

onde n_0 é o índice de refração linear do meio material, n_2 é o índice de refração não linear e $I = (n_0 c / 8\pi) E_0^2$ é a intensidade do campo elétrico aplicado. Os meios materiais que possuem esse comportamento são denominados como meios tipo Kerr, pois esse efeito é chamado efeito Kerr óptico. O efeito Kerr, é potencialmente importante para o chaveamento óptico em alta velocidade. Uma melhor compreensão da automodulação de fase pode ser feita analisando a situação em que um pulso com perfil de intensidade dependente no tempo $I(t)$, propaga-se

através de um meio tipo Kerr com comprimento L . Considerando que esse meio possa responder instantaneamente à intensidade do pulso, além da onda do pulso acumular uma fase linear ϕ_0 devido ao índice de refração linear n_0 , a onda também acumula uma fase não linear ϕ_{NL} que é proporcional à intensidade do pulso.

$$\phi_{NL}(t) = -\frac{2\pi}{\lambda} * n_2 * L * I(t), \quad (2.22)$$

Notamos então que devido à não linearidade do meio e ao perfil de intensidade dependente do tempo do pulso, a fase não linear também terá uma dependência temporal, caracterizando o processo de automodulação de fase da onda. A automodulação de fase, no entanto, é um efeito de auto-ação que é resultado da interação da luz com a matéria, onde um campo intenso altera alguma propriedade óptica da matéria. O pulso transmitido terá seu espectro modificado, devido à variação da fase da onda com o tempo, sendo o mesmo mais largo do que o espectro do pulso incidente. Essa modificação resulta da variação da frequência instantânea $\omega(t)$ do pulso, que denotamos por $\delta\omega(t)$:

$$\delta\omega(t) = \frac{d}{dt}\phi_{NL}(t) = -\frac{2\pi}{\lambda}n_2 * L * \frac{d}{dt} * I(t) \quad (2.23)$$

Pela equação acima vemos que novas frequências são criadas no espectro do pulso durante sua propagação pelo meio. E além disso, o pulso resultante possui uma varredura de frequência (chirp) positiva ($C > 0$). Podemos dizer que a automodulação de fase leva à geração de novas frequências no espectro do pulso. O fato do desvio de frequência trocar de sentido ao longo do pulso, devido à troca de sinal de $dI(t)/dt$, tem algumas implicações sobre a largura temporal do pulso. Por exemplo, em meios onde a dispersão é normal, as frequências menores se propagam mais depressa do que as frequências maiores. Podemos concluir então, que quando se leva em conta o efeito da dispersão juntamente com o da automodulação de fase, o pulso sofre um alargamento enquanto se propaga. Na parte dianteira do pulso, onde a automodulação de fase gera as frequências menores, tende a se afastar da cauda, onde a automodulação de fase gera as frequências maiores. Já para o caso onde a dispersão é anômala, ou seja, quando as frequências

menores se propagarem mais devagar do que as frequências altas a situação se inverte e a combinação da automodulação de fase com a dispersão pode resultar numa compressão do pulso, com eventual formação de uma onda tipo sóliton.

2.3.1 Modulação de fase cruzada.

Como foi mencionado anteriormente, um pulso pode mudar o índice de refração de um meio e auto induzir uma modulação . No entanto, uma modulação de fase pode ser imposta em um sinal pela mudança do índice de refração não linear introduzido por outro pulso de alta intensidade. Este processo chamado de modulação de fase cruzada (cross phase modulation - XPM) não requer que a onda sinal tenha uma grande intensidade para obter um deslocamento de fase. Em um sistema de comunicação óptica, onde vários canais se propagam simultaneamente, o efeito de modulação cruzada aparece quando o campo de um canal altera o índice de refração sentido por outros canais. Isto causa interferência entre os canais e distorções nos pulsos, pois as novas componentes espectrais farão com que o pulso temporalmente, reduzindo consequentemente a taxa de transmissão de informação possível para um dado sistema.

2.3.2 Rotação não Linear da polarização.

O travamento de modos passivo pode ser alcançado em lasers a fibra usando a variação do estado de polarização dependente da intensidade, que ocorre devido à automodulação de fase e modulação de fase cruzada, quando as componentes ortogonalmente polarizadas de um único pulso propagam-se dentro de uma fibra. O mecanismo pode ser entendido da seguinte maneira, tendo como cavidade de exemplo a Fig.2.9, na qual um isolador-polarizador tem a dupla função de um isolador e um polarizador tal que a luz saindo do isolador é linearmente polarizada. O primeiro controlador de polarização muda o estado de polarização para um estado elíptico. O estado de polarização evolui não linearmente durante a propagação do pulso devido ao deslocamento de fase induzido pela automodulação de fase e modulação de fase cruzada imposta aos componentes ortogonalmente polarizados. O segundo controlador de polarização é ajustado tal

que o isolador deixa passar a parte central mais intensa do pulso mas bloqueia as caudas que têm menor intensidade. O resultado líquido é que o pulso é estreitado em cada passagem dentro da cavidade em anel. Essa técnica foi utilizada pela primeira vez por J.Matsas [25], em 1992, onde ele conseguiu pulsos de 1 ps a 5 ps.

2.4 Sólitons ópticos.

Há mais de quatro décadas que o termo "sóliton" vem sendo utilizado. A primeira vez que se usou essa palavra foi em 1965 [26]. Os autores do artigo em questão descobriram que um trem de ondas solitárias era formado, e que essas ondas passavam uma através das outras sem deformações, mantendo suas identidades apesar das colisões. O sóliton óptico em fibras ópticas é uma onda solitária formada por um envelope de onda de luz [4]. Por esse motivo, o sóliton óptico em fibra pertence a uma categoria que é geralmente referida como um envelope sóliton. Considerando que as perdas nas fibras são desprezadas ($\alpha \rightarrow 0$), e normalizando a equação não linear de Schrodinger por:

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}. \quad (2.24)$$

Ficamos então com:

$$i \frac{\partial(U)}{\partial(\xi)} = \text{sgn}(\beta^2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2(U)}{\partial(\tau^2)} - N^2 |U|^2 U, \quad (2.25)$$

onde P_0 é a potência de pico, T_0 é o comprimento temporal de pulso incidente, e o parâmetro N é definido por:

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma(P_0 T_0^2)}{|\beta_2|}. \quad (2.26)$$

Os comprimentos de dispersão L_D e não linearidade L_{NL} são definidas por:

$$L_D = \frac{T_0^2}{|(\beta_2)|}, \quad L_{NL} = \frac{1}{\gamma(P_0)}, \quad (2.27)$$

considerando o $\text{sgn}(\beta_2) = -1$ o parâmetro N pode ser retirado na equação (2.24), definindo:

$$u = NU = \left[\frac{\gamma(T_0)^2}{|(\beta_2)|} \right]^{\frac{1}{2}} * A. \quad (2.28)$$

A equação acima então fica da forma:

$$i \frac{\partial(u)}{\partial(\xi)} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2(u)}{\partial(\tau^2)} + |u|^2 u = 0. \quad (2.29)$$

Usando o método do espalhamento inverso, a equação (2.28) para N=1 tem solução:

$$u(\xi, \tau) = \text{sech}(\tau) \exp(i \frac{\xi}{2}). \quad (2.30)$$

No contexto de fibras ópticas, a solução (2.29) indica que se um pulso descrito por uma secante hiperbólica, tal que, a largura temporal T_0 e a potência de pico P_0 sejam escolhidos, de forma que $N = 1$, na equação (2.25) e considerando uma fibra ideal ($\alpha \rightarrow 0$), o pulso será propagado sem sofrer mudanças no formato ao longo da propagação. Esta é a característica do sóliton fundamental atraiu para sistemas de comunicação óptica. A potência de pico P_1 necessária para suportar um sóliton fundamental é obtida pela equação (2.15) para $N = 1$, é dada por:

$$P_1 = \frac{|(\beta_2)|}{\gamma(T_0^2)}. \quad (2.31)$$

Para o caso em que temos um perfil inicial do pulso:

$$u(0, \tau) = N \text{sech}(\tau). \quad (2.32)$$

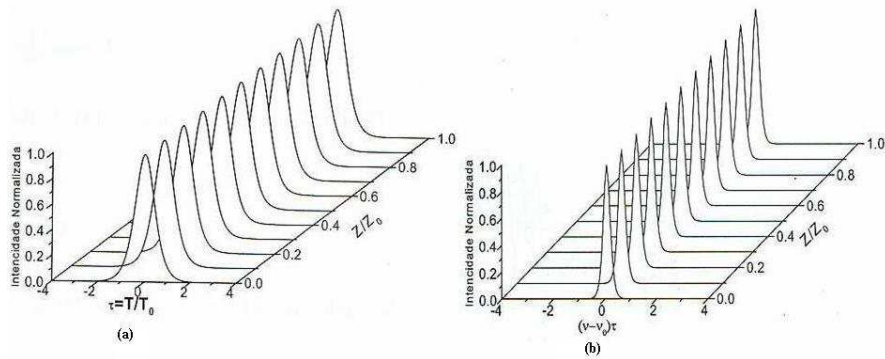


Figura 2.5 (a) Evolução do perfil temporal de um sóliton com $N=1$ ao longo da fibra; (b) evolução do perfil espectral de um sóliton com $N=1$ ao longo da fibra.

com N sendo um inteiro, temos os sólitons de ordem N . A potência de pico necessária para formar um sóliton de ordem N é obtida da equação (2.15) sendo N^2 vezes maior que a obtida pelo sóliton fundamental ($P_N = N^2 P_1$). Um sóliton de alta ordem não mantém seu formato ao longo da propagação, porém uma competição interna entre efeitos da dispersão da velocidade de grupo e da automodulação de fase torna seu formato periódico ao longo da distância chamada de Z_0 , dada por:

$$z_0 = \frac{\pi}{2} * L_D = \frac{T_0^2}{|(\beta_2)|}. \quad (2.33)$$

A figura 2.5 mostra a evolução temporal e espectral, de um sóliton fundamental. A figura 2.6 mostra a evolução temporal e espectral, respectivamente, de um sóliton $N= 2$.

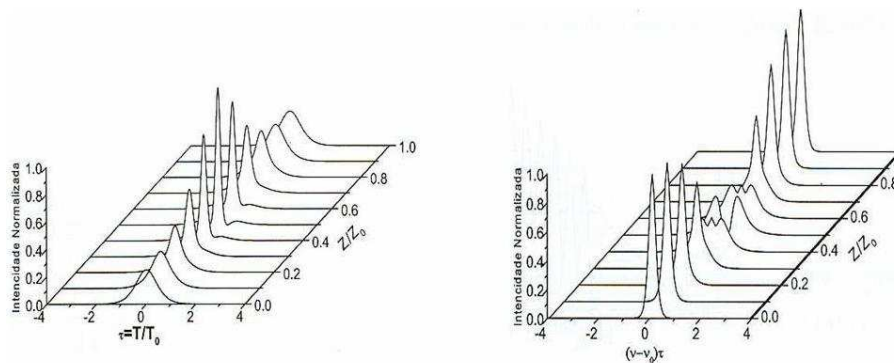


Figura 2.6 a) Evolução do perfil temporal de um sóliton com $N = 2$ ao longo da fibra; (b) evolução do perfil espectral de um sóliton com $N = 2$ ao longo da fibra.

2.5 Medição de pulsos curtos.

A medição de pulsos ópticos curtos e ultra curtos (menores que 1 ps) não é um problema trivial. Não há detectores capazes de acompanhar em tempo real este tipo de sinal, nem tampouco osciloscópios com a largura de banda adequada. Os sistemas mais rápidos usando detectores ópticos e osciloscópios apresentam tempo de subida de 10 a 20 picosegundos. Streak cameras são equipamentos muito custosos e com resolução temporal limitada a 0,8 picosegundos. Por isso as medições de pulsos ultra curtos são frequentemente feitas de forma indireta, usando-se a técnica de autocorrelação [27]. A técnica mais utilizada é a de autocorrelação por geração de segundo harmônico. Neste tipo de medida é determinada a função de autocorrelação de segunda ordem do pulso óptico. Esta função de autocorrelação contém a informação sobre a duração do pulso, que pode ser deduzida através da análise do sinal medido. O esquema básico para a realização de uma autocorrelação está na Fig.2.7.

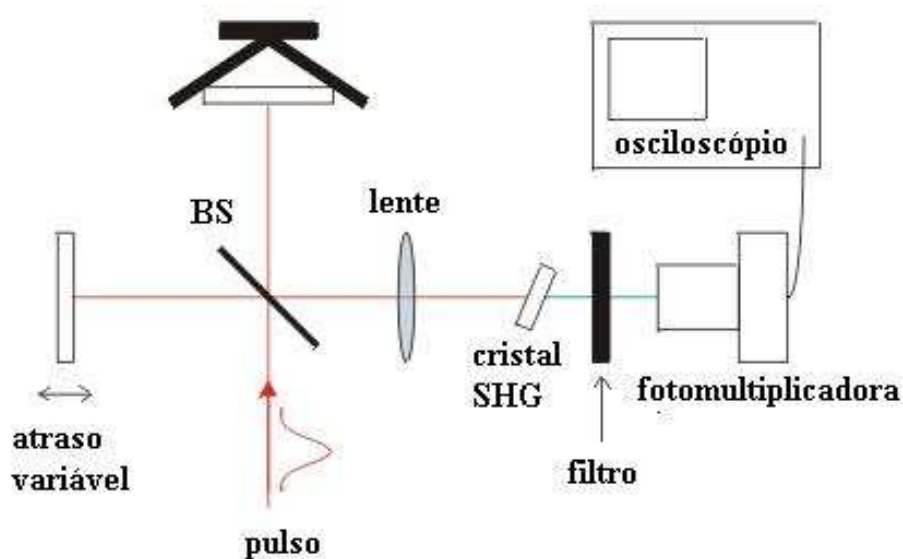


Figura 2.7 Sistema para medição da autocorrelação de segunda ordem para determinação da duração do pulso óptico.

Nesta montagem o pulso a ser medido é dividido em dois, por um divisor de feixe (50-50), e cada uma das metades percorre um braço diferente do autocorrelacionador. A seguir os pulsos são sobrepostos novamente e incidem sobre um cristal gerador de segundo harmônico, que emite uma quantidade de luz proporcional ao produto das intensidades dos dois pulsos incidentes. Deslocando-se o espelho de um dos braços do autocorrelacionador varia-se o atraso relativo entre os dois pulsos, e assim muda a quantidade de luz gerada no cristal de segundo harmônico. Quando os dois pulsos estão exatamente superpostos temporalmente a quantidade de luz de segundo harmônico gerada é máxima, decaindo quando um dos pulsos se adianta ou atrasa com respeito ao outro. O sinal registrado é proporcional à função de autocorrelação de segunda ordem.

$$G^2(\tau_d) = \int_{-\infty}^{+\infty} I(t)I(t + \tau_d)dt. \quad (2.34)$$

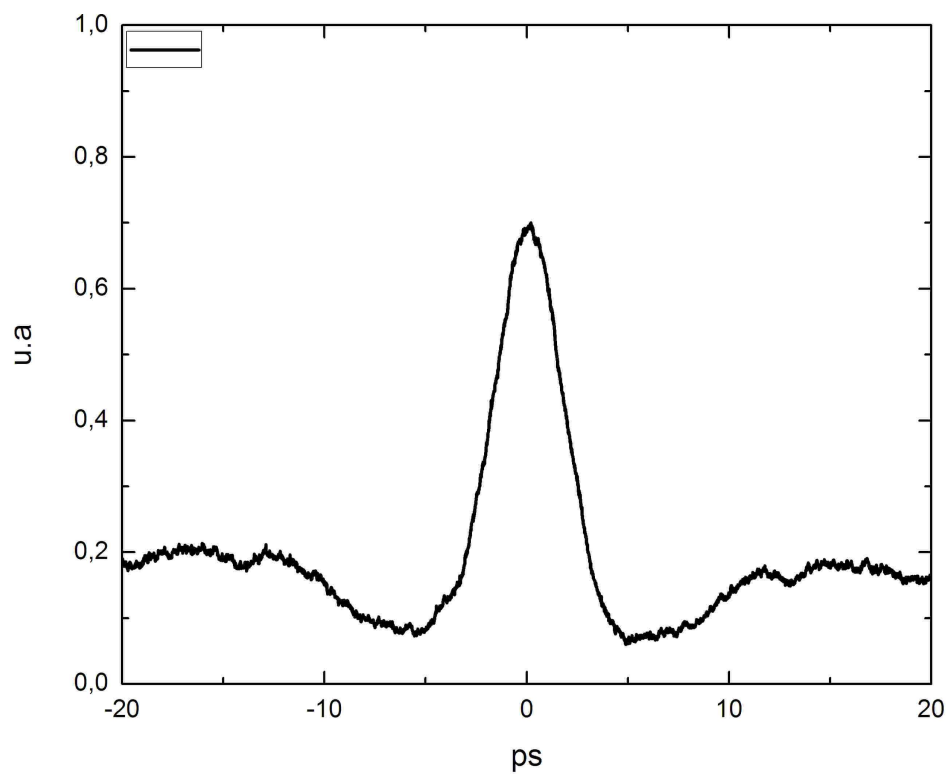


Figura 2.8 Traço da autocorrelação com um pulso de 6 ps de duração.

O registro do sinal gerado à medida que se desloca o espelho no braço móvel, produz uma figura com um pico central. A largura deste pico é proporcional à duração do pulso, sendo a constante de proporcionalidade dependente da forma exata do pulso. Na Fig.2.8 vemos um traço típico de autocorrelação obtido para um pulso de laser de fibra dopada com érbio, com duração de aproximadamente 6 ps. A medida exige sempre uma hipótese inicial sobre a forma do perfil do pulso, e neste caso foi assumido um perfil secante hiperbólico. Na tabela 2.1, temos os fatores de proporcionalidade para pulsos com diversos perfis temporais. Há outras técnicas que permitem obter a função de autocorrelação de segunda ordem, como por exemplo as de fluorescência de dois fótons e fotocondutividade a dois fótons porém têm a aplicação mais limitada devido a dificuldades experimentais.

Tabela 2.1 Relação entre o tempo do pulso (T_p) e o tempo de autocorrelação (T_{ac}) para diferentes formas de pulsos.

I(t)	T_p/T_{ac}
quadrado: $1(0 < t < T_p)$	1,000
gaussiano: e^{-x^2}	0,707
secante hiperbólica: $sech^2(x)$	0,648

2.6 Laser de fibra óptica para geração de pulsos de picosegundos.

Lasers de fibra, tendo como meio laser uma fibra óptica dopada com érbio para geração de pulsos ópticos já foram descritos na literatura [28], usando para isso diversos tipos de cavidades [24]. Para se obter bombeamento eficiente, utilizam-se lasers de semicondutores operando na região de 980 nm e 1480nm. No nosso caso foi utilizado laser de bombeamento operando em 980 nm. Lasers de fibra com cavidade em forma de anel podem gerar pulsos ópticos curtos e ultra curtos, utilizando para isso as técnicas de rotação por polarização não linear [29], ou espelho não linear em anel, e operar no regime solitônico[30].

2.6.1 Montagem experimental.

A configuração experimental utilizada na geração de pulsos, foi a configuração de cavidade do tipo anel, como mostra a Fig.2.9. Cavidades em anel são frequentemente usadas para lasers, de tal maneira que com a introdução de um isolador dentro da cavidade, a mesma opere num único sentido. Lasers de fibra com cavidade em forma de anel tanto podem ser construídos para operar no regime CW ou no regime pulsado. A cavidade foi construída com um acoplador do tipo WDM 1060/1550, o qual era usado para injetar o sinal do laser de bombeio para dentro da cavidade e reinjetar o sinal da emissão laser. Foi utilizado como bombeio, um laser de diodo operando em 980 nm. Foi ainda utilizado na cavidade um acoplador do tipo 90/10, com o qual era tirado o sinal laser, na porta de 10 % , fazendo com que 90 % do sinal restante retorne para a cavidade. Um isolador-polarizador, que como já foi mencionado, nos dá a garantia que o laser opere num único sentido dentro da cavidade, e também foi utilizado dois controles de polarização. A cavidade possui dois tipos de fibras, a fibra padrão SMF 28 e a fibra de érbio. Na tabela 2.2, temos as características de ambas as fibras. Na saída do laser, foi colocado um segundo acoplador do tipo 90/10, de tal forma que fosse possível ver ao mesmo tempo o pulso do laser (saída de 90 %), com a ajuda de um autocorrelacionador e um osciloscópio, e também analisar o espectro laser (saída de 10 %), com a ajuda de um analisador de espectro, Fig.2.9.

Tabela 2.2 Características das fibras usadas na cavidade (para $\lambda = 1560$).

Características	Fibra de Érbio	SMF 28
Diâmetro (μm)	125	125
Núcleo (μm)	5,5	8,2
Abertura numérica	0,23	0,14
Atenuação (dB/Km)	15	0,02
dispersão (ps/km)	- 0,058	0,017
L (m)	3	8,20

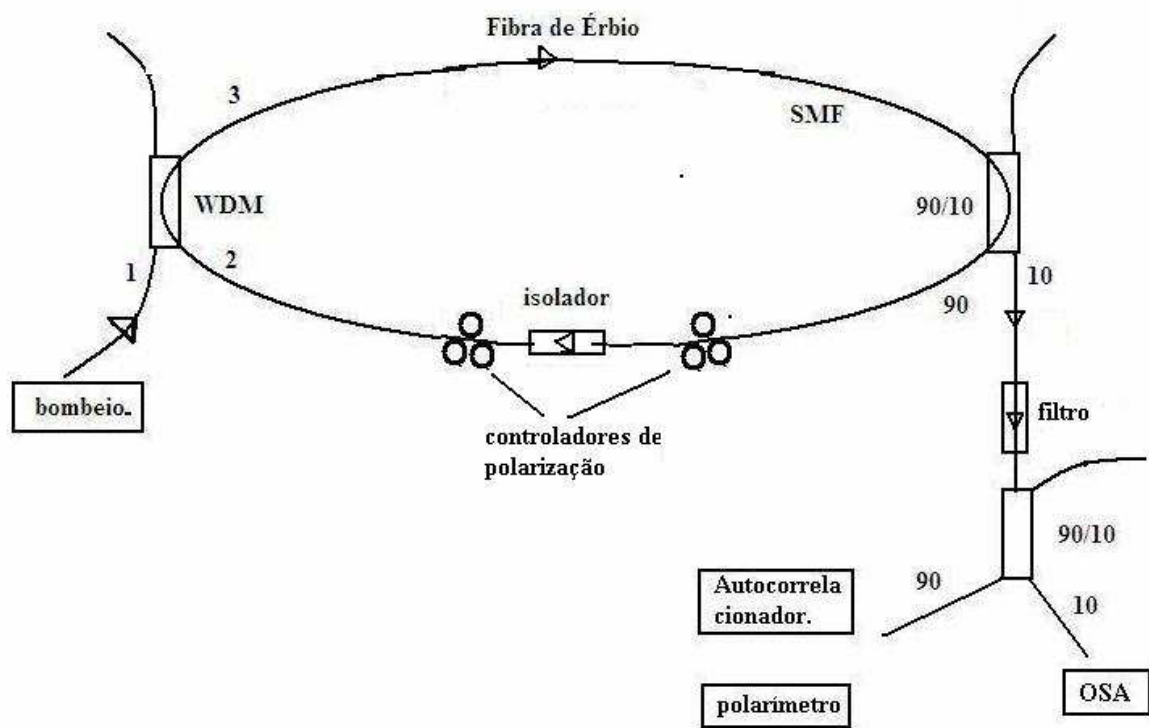


Figura 2.9 Montagem experimental do laser de fibra com cavidade em anel.

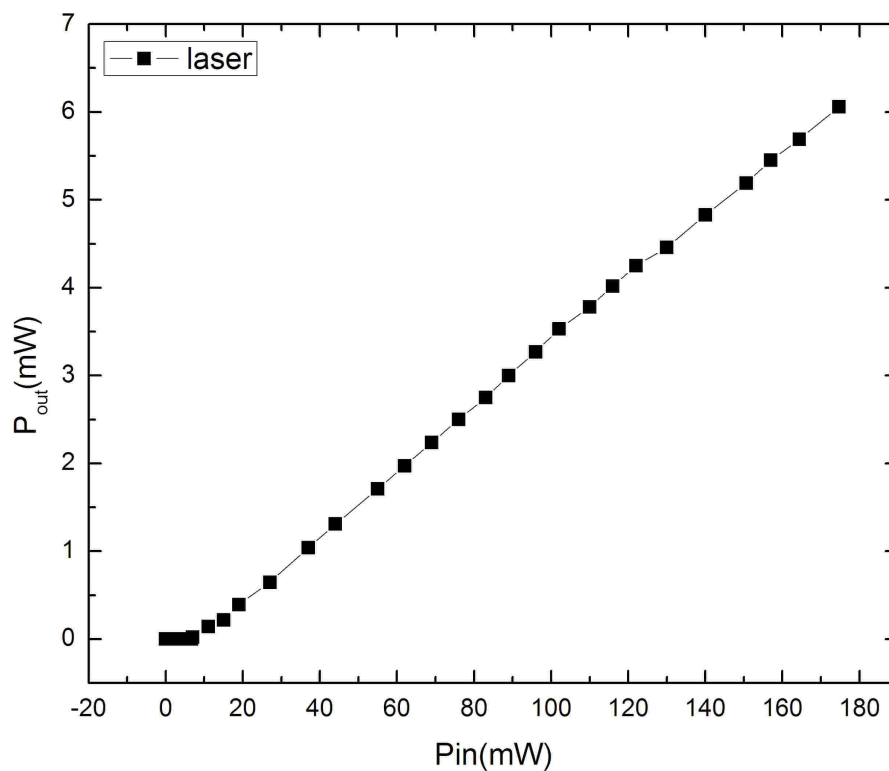


Figura 2.10 Gráfico da potência de bombeio versus potência de saída do laser pulsado.

2.6.2 Resultados Experimentais.

A cavidade construída para o laser de fibra dopada com érbio, foi a cavidade tipo anel, o laser de bombeio foi um laser de diodo em 980 nm, com saída em fibra. Na Fig.2.10, temos a curva da potência do laser de bombeio versus a potência média de saída operando no regime pulsado.

A primeira parte do experimento, consistia em medir ver a variação da largura espectral e a largura do pulso em função da potência de bombeio. Para fazer a medida foi fixada uma polarização arbitrária, movendo os polarizadores, até obter um pulso estreito. E as medidas foram tomadas variando a potência de bombeio, começando de uma potência alta e diminuindo até obter um espectro estreito e um pulso largo. Na tabela 2.3, temos os resultados dessas

medidas.

Tabela 2.3 Resultados do pulsos variando a potência de bombeio.

$P_{pump}(mW)$	$P_{sada}(mW)$	$\eta(efi)\%$	$\Delta\lambda(nm)$	$\Delta_{pulso}(ps)$	$\Delta\lambda\Delta_{pulso}$	$\lambda_{central}(nm)$
174	6,06	3,4	0,49	6,0	0,36	1562,5
157	5,4	3,4	0,48	6,1	0,36	1562,56
96	3,27	3,4	0,39	7,3	0,35	1562,55
76	2,50	3,4	0,34	8,5	0,35	1562,55
55	1,71	3,3	0,31	9,6	0,36	1562,55
27	0,646	2,4	0,26	12,5	0,40	1562,56

Para ter o travamento de modos da cavidade, tentamos deixar a dispersão na cavidade próximo de zero, como foi mencionado em alguns trabalhos já publicados [29, 16, 28]. A dispersão da velocidade de grupo da cavidade é aproximadamente de $\beta_2 = 0,033ps^2$, para o comprimento da cavidade de 11,20m e para $\lambda = 1560$ nm e o parâmetro de dispersão da cavidade é igual a $D_I = -0,025$ ps, lembrando que o parâmetro de dispersão pode ser calculado a partir da dispersão da velocidade de grupo [31]:

$$D = \frac{-2\pi c}{\lambda^2} \cdot \beta_2, \quad (2.35)$$

onde β_2 é a dispersão da velocidade de grupo (GVD) e D é a dispersão na cavidade para determinado comprimento de onda. Para os casos onde a dispersão é negativa, teremos uma GVD positiva, e o pulso adquire uma varredura de frequência positiva, de modo que as componentes de maior frequência se atrasem temporalmente em relação às componentes de menor frequência. Para o caso onde a dispersão é positiva, a GVD é negativa, e o pulso adquire uma varredura de frequência negativa, de modo que as componentes de maior frequência fiquem adiantadas temporalmente em relação às de menores frequências. No segundo caso, onde a dispersão é positiva, teremos a formação de sólitons dentro da cavidade. No primeiro caso, onde a dispersão é negativa, que é o que ocorre na cavidade que temos, os pulsos são estreitados mais que

no regime solitônico. As primeiras medidas dos pulsos foram feitas usando um osciloscópio digital, vendo assim o trem de pulsos do laser, que é de 16,32 MHz, como mostra a Fig.2.11.

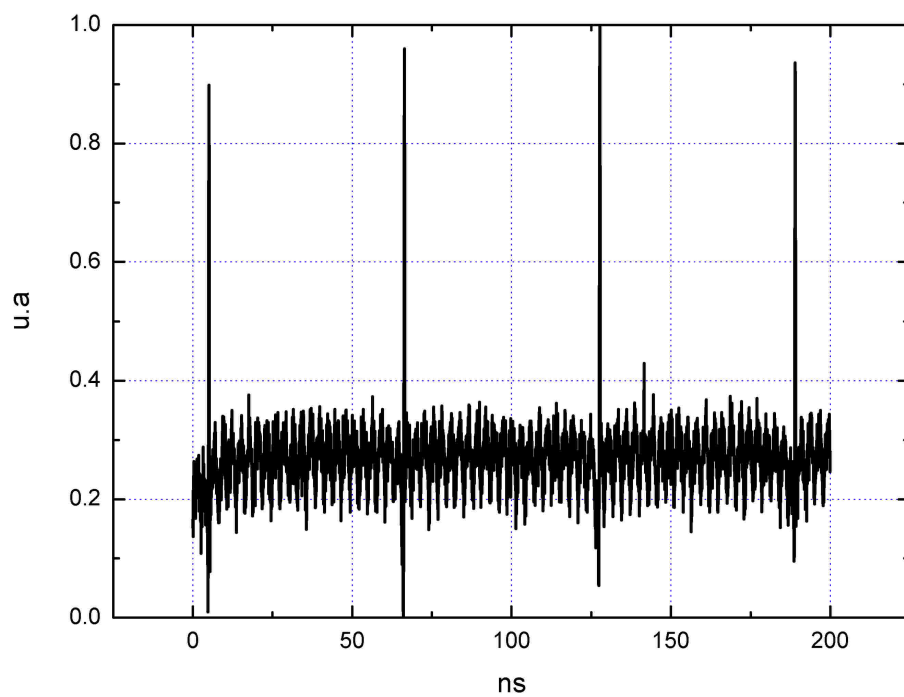


Figura 2.11 Trem de pulsos medido num osciloscópio digital.

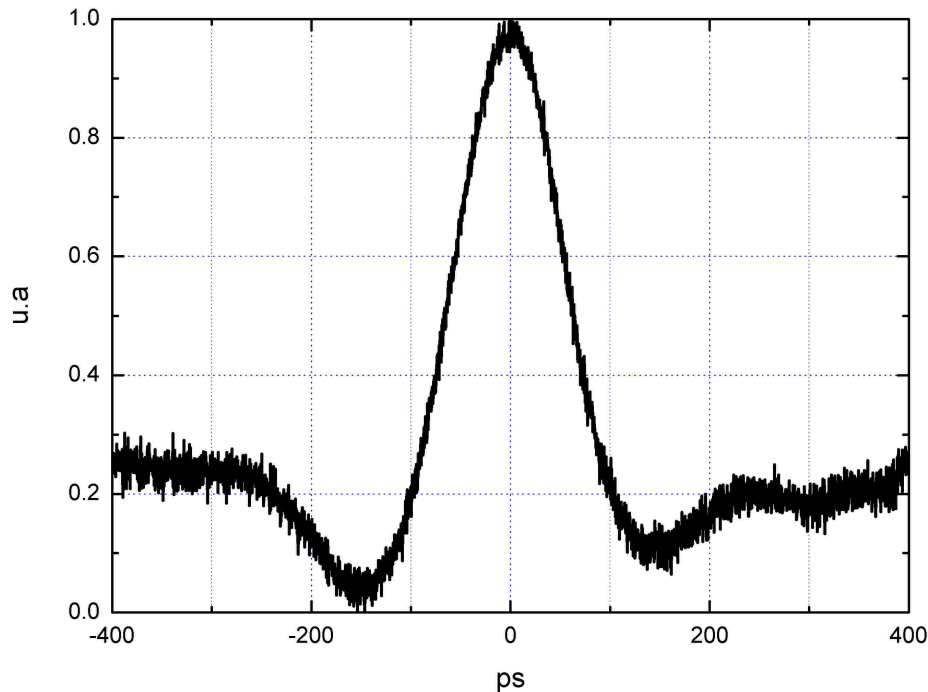


Figura 2.12 Pulso visto no osciloscópio digital, com largura de 170 ps.

Com o osciloscópio, também podemos ver o pulso (largura), porém o equipamento é limitado, e medimos o pulso com 170 ps de largura temporal, como mostra a Fig.2.12. A seguir temos os gráficos da largura temporal do pulso e do espectro laser para diferentes potências de bombeio.

Para então termos certeza da largura temporal do pulso, ao invés de usar um osciloscópio digital, foi utilizado um autocorrelacionador FEMTOCHROME FX 103XL, para medir a largura do pulso, com a ajuda de um osciloscópio digital simples. Na Fig.2.13 temos pulso e seu respectivo espectro para uma potência de bombeio de 174 mW, e na Fig.2.14 temos o pulso e o respectivo espectro para uma potência de bombeio de 55 mW, notamos que para potências maiores o espectro fica mais largo e conseqüentemente o pulso é mais curto.

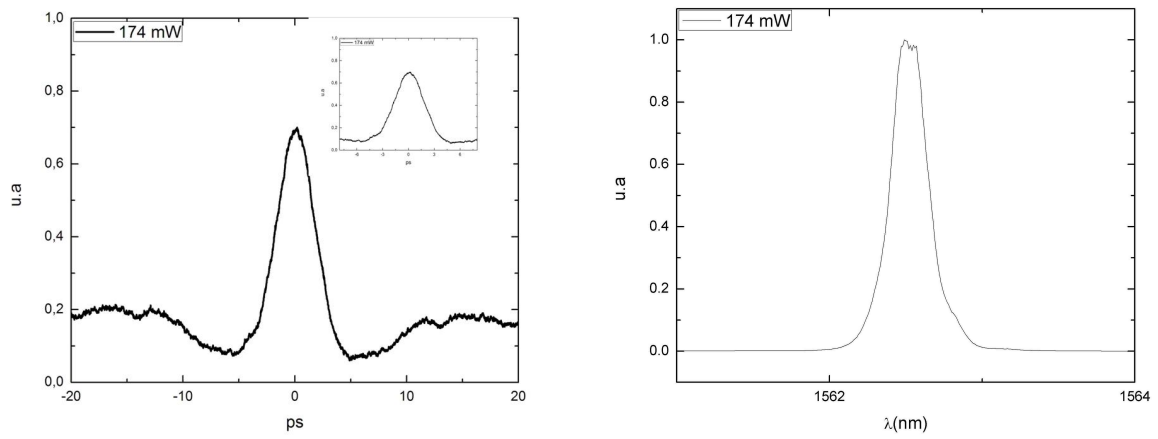


Figura 2.13 Pulso do laser para bombeio de 174 mW e espectro do laser.

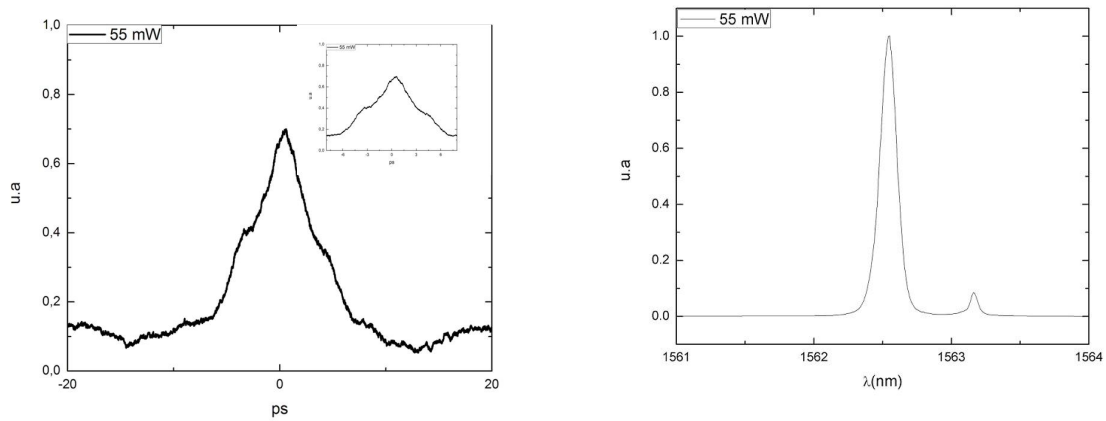


Figura 2.14 Pulso do laser para bombeio de 55 mW e espectro do laser.

2.7 Efeitos da polarização no laser.

Ao manipular as equações de Maxwell [32], chegamos às equações de onda para o campo eletromagnético, nas quais temos em evidência o caráter transversal das ondas eletromagnéticas. No caso da luz, este comportamento transversal foi verificado antes da formulação da teoria eletromagnética, sendo descrito pela polarização. Fontes de luz podem emitir luz polarizada ou não. Para um campo coerente, monocromático, em aproximação de onda plana, o campo elétrico pode ser descrito por duas componentes ortogonais do campo, na forma

$$\vec{E} = E_x \cos(kz - \omega t) \hat{x} + E_y \cos(kz - \omega t + \varphi) \hat{y}. \quad (2.36)$$

Na Fig.2.15, vemos como fica a trajetória do campo elétrico em um ciclo de tempo, para uma dada posição z ao longo do eixo de propagação, descrita no espaço de fase de suas amplitudes projetadas nas direções x e y . No primeiro caso, para uma relação de fase $\varphi = 0$, temos uma polarização linear, enquanto que no segundo caso, para uma relação de fase $\varphi = -\pi/2$ e múltiplos, a trajetória do vetor campo elétrico no plano E_x, E_y é um círculo, para casos diferentes, a trajetória é uma elipse. Mudando o sinal da fase, a elipse gira no sentido contrário ao indicado na Fig.2.15(b).

A intensidade do campo em ambos os casos é dada por:

$$I = \frac{c/\epsilon_0}{2} * \vec{E}^2 = \frac{c/\epsilon_0}{4} (E_x^2 + E_y^2). \quad (2.37)$$

Para descrever a polarização de uma onda, podemos, no caso monocromático e coerente, empregar os semi-eixos maior (E_1) e o semi-eixo menor (E_2) da elipse descrita pelo campo. A elipicidade é dada por:

$$\epsilon = E_1/E_2, \quad (2.38)$$

onde vemos que um valor de $\epsilon = 1$ corresponde a uma polarização circular, e $\epsilon = 0$ uma po-

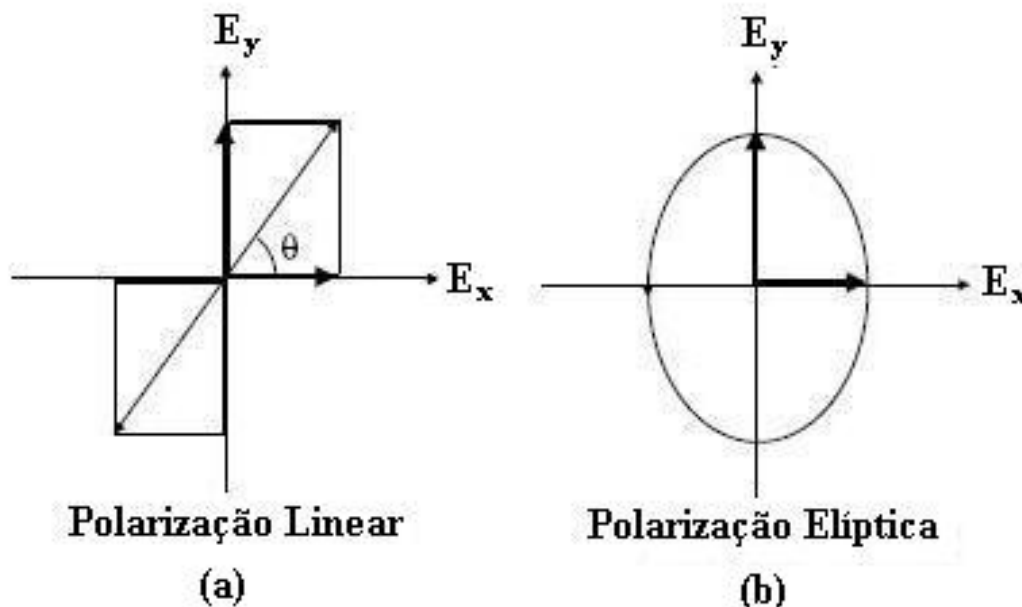


Figura 2.15 Desenho do estado de polarização linear e elíptica.

larização linear, e valores intermediários correspondem a uma polarização elíptica qualquer, e onde θ nos dá a orientação da elipse, que é o ângulo formado entre o semi-eixo maior com o eixo "x". Vemos então que com a elipticidade mais o sinal da fase φ podemos definir completamente o estado de polarização de uma onda. Outra forma de descrever o campo é através da elipticidade $\varepsilon = B/A$ e o ângulo que o eixo maior da elipse faz com o eixo x, valores estes que podem ser diretamente medidos com a ajuda de um polarímetro.

2.7.1 Parâmetros de Stokes e esfera de Poincaré.

Uma forma conveniente de representar qualquer estado de polarização (incluindo ondas não polarizadas) é dado pelos quatro parâmetros de Stokes, P_0, P_1, P_2, P_3 . Esses são obtidos a partir da medida da contribuição de duas polarizações ortogonais para a intensidade do campo, repetida em três bases distintas.

O parâmetro P_0 representa I , a intensidade da onda, P_1 representa a diferença entre as in-

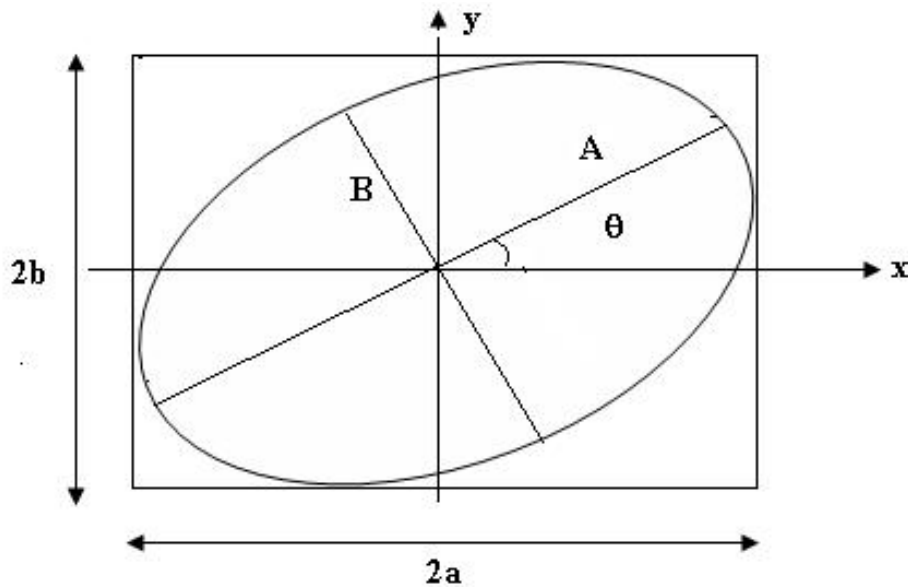


Figura 2.16 Desenho do estado de polarização elíptico, onde A é o semi-eixo maior, B é o semi eixo menor e θ é ângulo do semi-eixo maior com o eixo x, fornecendo a orientação da elipse.

tensidades das componentes x e y da onda, P_2 representa a diferença entre as intensidades das componentes ao longo dos eixos a 45° dos eixos x e y e P_3 representa as diferenças entre as intensidades da onda das componentes circularmente polarizadas σ_+ e σ_- . Posso escrever então:

$$P_0 = I_x + I_y,$$

$$P_1 = I_x - I_y,$$

$$P_2 = I_{+45} - I_{-45},$$

$$P_3 = I_{\sigma_+} - I_{\sigma_-},$$

Claramente, em um espaço bidimensional, estas bases não são ortogonais, mas são escolhidas de modo que cada eixo possa ser decomposto igualmente em duas componentes iguais nos eixos ortogonais de outra base. Assim, assumimos as bases Horizontal-Vertical (x e y), $+45^\circ$; -45° , e σ_+ e σ_- (circular a direita e circular a esquerda). Assim, a medida das intensidades das componentes da onda nos eixos de polarização descritos acima permite determinar sem ambiguidade o estado de polarização da onda, e está no princípio de operação dos principais polarímetros. Dividindo as equações de P_0 , P_1 , P_2 , P_3 , por P_0 obtêm-se três quantidades

normalizadas $S_i = P_i/P_0$, cuja soma dos quadrados é unitária. Estas grandezas representam as componentes de um vetor unitário, que corresponde ao estado de polarização da onda. A partir das definições dos parâmetros de Stokes, pode se mostrar que:

$$S_1 = \cos 2\varepsilon \cos 2\alpha,$$

$$S_2 = \cos 2\varepsilon \sin 2\alpha,$$

$$S_3 = \sin 2\varepsilon.$$

Onde os ângulos 2α e 2ε são dados na figura 2.17. O vetor \hat{P} que descreve os estados de polarização possíveis percorre uma superfície esférica de raio unitário, chamada esfera de Poincaré. Diretamente da esfera podemos saber que:

- i) Os estados de polarização linear correspondem ao equador da esfera.
- ii) Os estados de polarização circular correspondem a pólos da esfera.

2.7.2 Resultados variando a polarização.

Outra parte do experimento consistiu em manter a mesma potência de bombeio (157 mW), e variar o estado de polarização do laser, manipulando os polarizadores localizados dentro da cavidade, a função de cada polarizador já foi mencionada na seção 2.6. Foram tomados os dados do espectro laser, do perfil temporal pulso, e o estado da polarização do laser. Com a ajuda de um polarímetro, com os dados desse último, foi feito um programa matemático que projeta num plano os estados de polarização, sendo assim, é possível ver qual o estado de polarização da saída do laser. Na Fig.2.18 temos o pulso do laser e seu respectivo espectro, para o estado de polarização elíptico representado na Fig.2.19; na Fig.2.20 temos o pulso do laser e seu respectivo espectro, para o estado de polarização circular, representado na Fig.2.21, e na Fig.2.22, temos o pulso e o respectivo espectro para o estado de polarização linear, representado na Fig.2.22

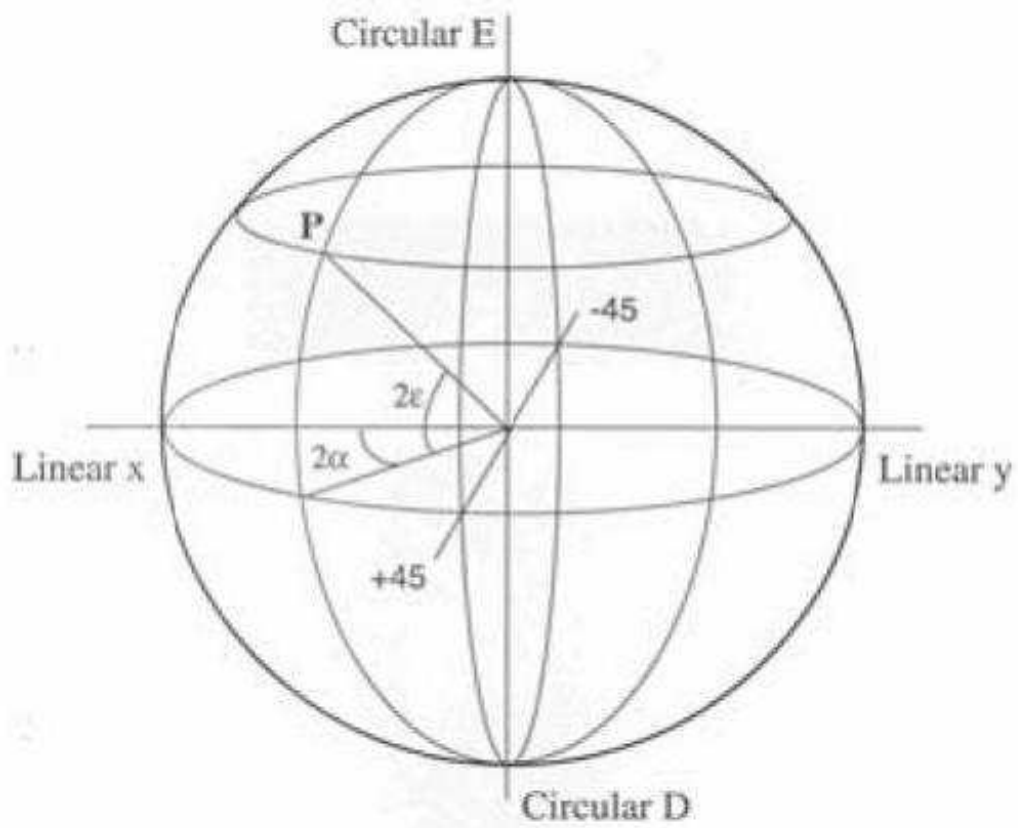


Figura 2.17 Esfera de Poincaré.

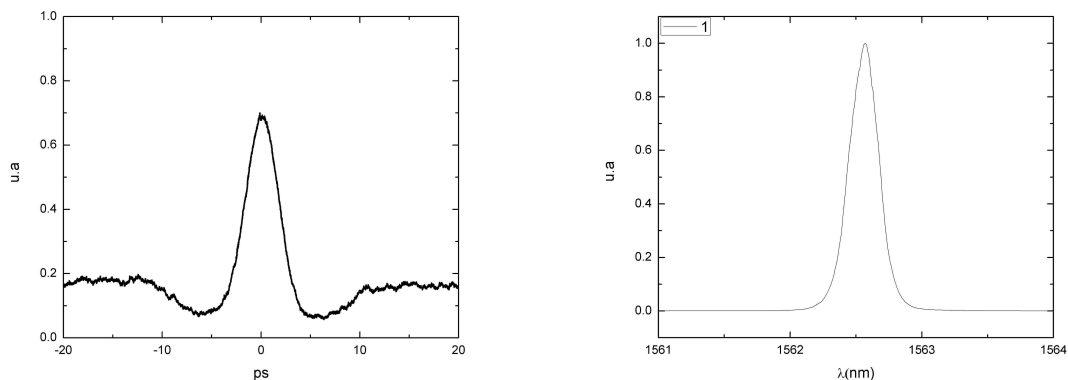


Figura 2.18 Pulso do laser e espectro do laser.

2.8 Conclusões.

Com esse experimento foi obtido um laser pulsado com pulsos de duração da ordem de 6 ps, e taxa de repetição em torno de 16 MHz. Com a montagem adotada para a cavidade do laser Fig.2.9, era possível medir ao mesmo tempo o pulso óptico ou a polarização do laser e seu espectro, devido ao acoplador colocado na saída do laser. A primeira parte do experimento consistiu em medir a pulso óptico do laser e seu espectro, variando a potência de bombeio, quanto maior a potência de bombeio, o espectro era mais largo a meia altura, e o pulso óptico era mais estreito temporalmente. Foram conseguidos pulsos mais longos que os resultados existentes na literatura, para o mesmo tipo de cavidade e usando o mesmo meio de ganho laser, uma fibra óptica dopada com érbio, temos alguns resultados da literatura na tabela 2.4.

Notamos que o resultado que obtemos, para a largura do pulso é maior que o existente na literatura, isso pode ser devido ao fato que a dispersão pode não estar bem controlada, outro fator pode ser ainda o efeito solitonico na saída do laser. Foi medido também a polarização do laser, para ver em qual estado de polarização se obtinha o melhor pulso, então notamos que o pulso ficava muito deformado quando a polarização se encontrava no estado circular e linear. E o melhor pulso foi obtido quando a polarização encontrava-se no estado elíptico.

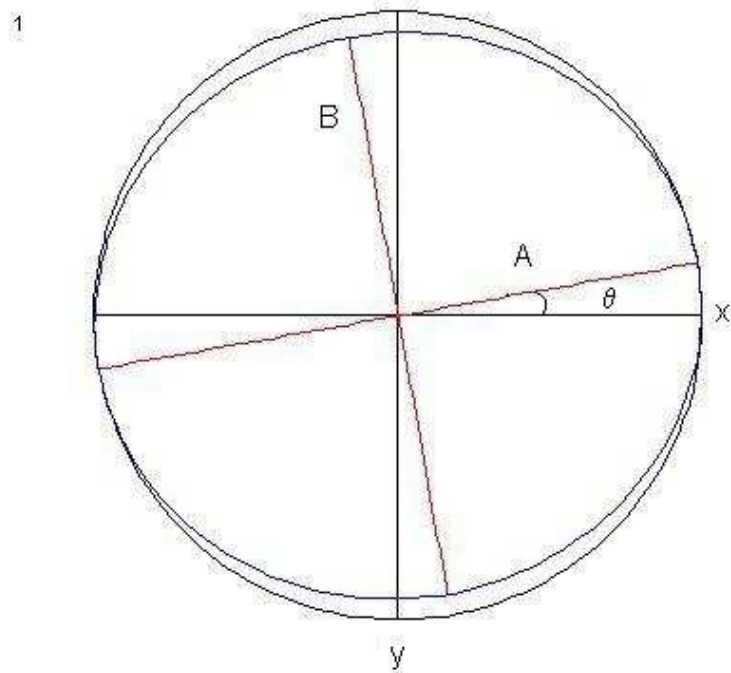


Figura 2.19 Estado de polarização do laser, o qual é polarização elíptica a esquerda, onde θ é a orientação da elipse, A é o semi-eixo maior e B é o semi-eixo menor, para este caso notamos que a elipsidade ($\epsilon = B/A$) é próximo de um.

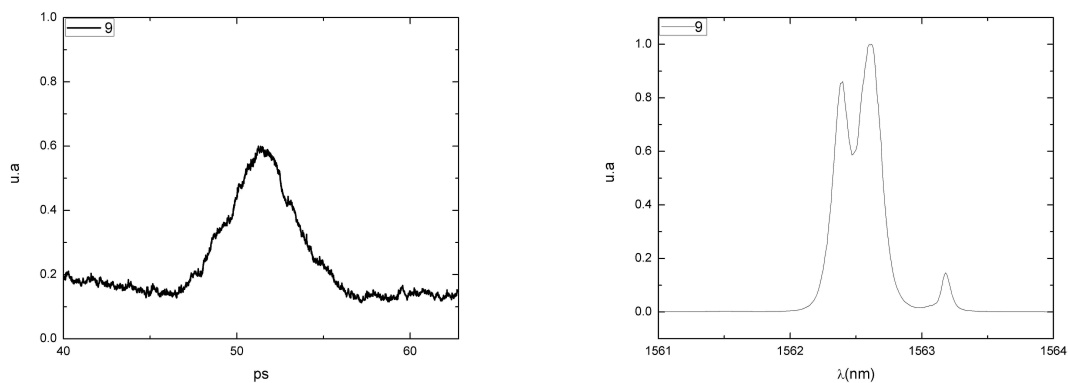


Figura 2.20 Pulso do laser e espectro do laser.

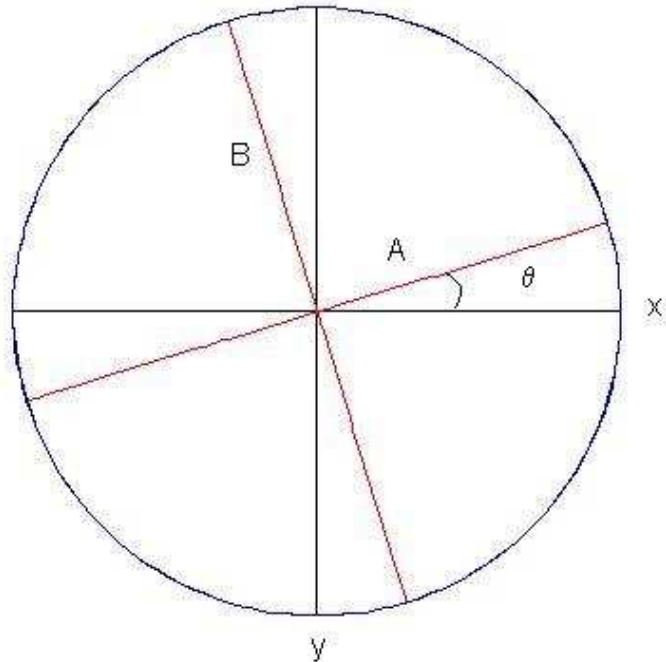


Figura 2.21 Estado de polarização do laser, o qual é polarização circular a esquerda, onde θ é a orientação da elipse, A é o semi-eixo maior e B é o semi-eixo menor, para este caso notamos que a elipsidade ($\epsilon = B/A$) é igual a um.

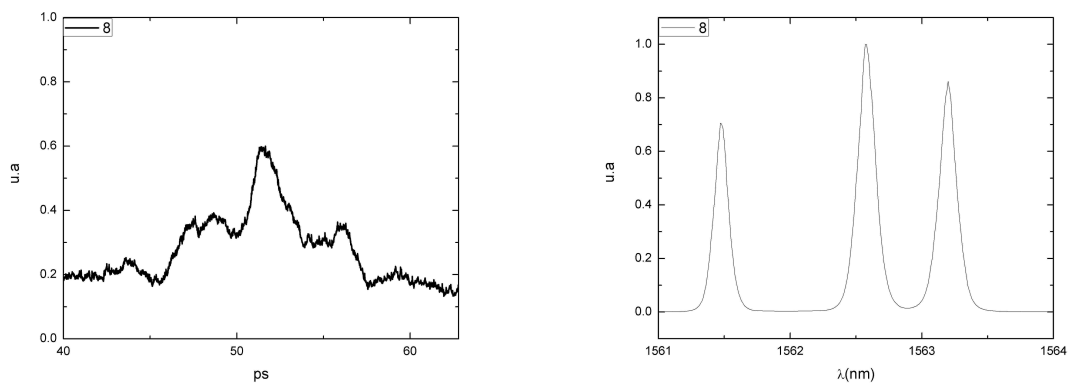


Figura 2.22 Pulso do laser e espectro do laser.

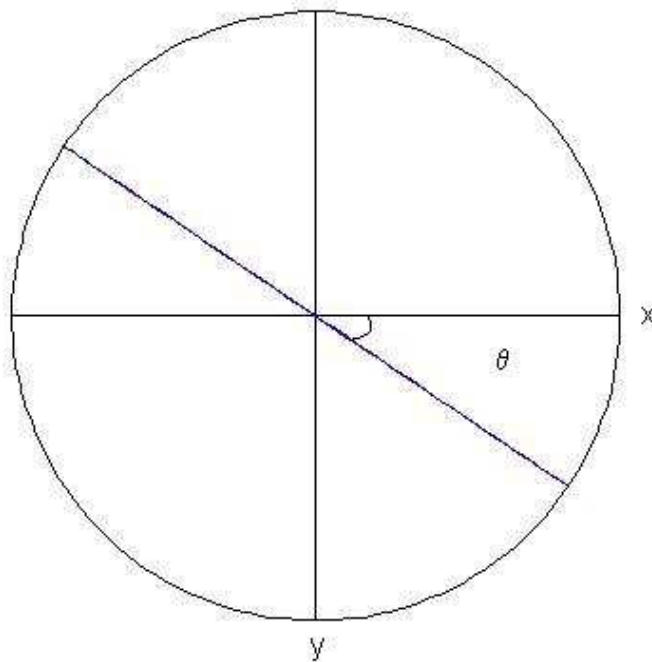


Figura 2.23 Estado de polarização do laser, o qual é polarização linear a 45° , onde θ é a orientação da elipse, que para este caso é de 45° , A é o semi-eixo maior e B é o semi-eixo menor, para este caso notamos que a elipsidade ($\epsilon = B/A$) a zero.

Tabela 2.4 Resultados existentes na literatura para o mesmo tipo de laser.

$P_{pump}(mW)$	$P_{sada}(mW)$	$\eta(efi)\%$	Δ_{pulso}	referência
50	240 μ	0,48	50 fs	[29]
280	5	1,78	77fs	[16]
até 500	6-8	1,6	256 fs	[28]
36	240 μ	0,66	450 fs	[33]

Medida do índice de refração não linear usando pulsos de picosegundos em 1560nm .

3.1 Introdução.

Várias técnicas têm sido usadas para medir o índice de refração não linear de alguns tipos de materiais. Entre essas técnicas podemos citar a interferometria não-linear, mistura de quatro ondas degeneradas, mistura de duas ondas degeneradas, rotação elíptica e medidas de distorção do feixe. Os três primeiros métodos são denominados interferometria não-linear e mistura de ondas, são técnicas potencialmente sensíveis, mas requerem um aparato experimental complexo. Por outro lado, medidas de distorção de feixe são relativamente sensíveis e requerem uma análise detalhada da propagação da onda.

3.2 A técnica Z-scan.

Em 1989 Sheik-Bahae e Said [34] desenvolveram um método para determinar o sinal e a magnitude do índice de refração não-linear. Esta técnica, denominada de varredura Z (Z-scan), está baseada em princípios de distorção espacial do feixe e oferece tanto sensibilidade quanto simplicidade experimental. Uma de suas principais características é permitir que se estime o índice de refração não linear através de uma relação simples entre a variação da transmitância observada e a distorção de fase induzida, sem necessidade de ajustes teóricos detalhados. Num experimento de Z-scan, o que se mede é a potência transmitida através de uma abertura de raio r_a , quando um feixe gaussiano focalizado atravessa uma amostra que se move ao longo do seu eixo de propagação. Para a eliminação de efeitos lineares, a potência transmitida para

a amostra numa dada posição z , é dividida pela potência transmitida quando a amostra está distante do foco, onde os efeitos não lineares não estão presentes. Tal quantidade é denominada transmitância normalizada $T(z) = P(z) / P(z_0)$. Assim o resultado observado é uma curva da transmitância normalizada em função da posição z da amostra. A Fig. 3.1, mostra o aparato experimental da técnica de varredura Z. Um feixe de laser que se propaga na direção z é focalizado no plano $z = 0$. A amostra é deslocada ao longo do eixo z , varrendo a região focal do feixe. A variável que se mede nesta varredura z , é a potência transmitida através de uma íris que é posicionada em frente ao detector como função da posição z da amostra, então:

$$T(z) = \frac{P(z)}{P(|z| \gg z_c)}. \quad (3.1)$$

Onde z_c é o intervalo de Rayleigh. O seguinte exemplo qualitativo mostra como a curva de Z-scan está relacionada com o índice de refração não linear da amostra. Consideremos um material não linear fino, isto é, com espessura menor do que o comprimento confocal do feixe, sendo $n_2 > 0$. Começando a varredura de uma distância longe do foco (z negativo) onde a intensidade do laser é fraca para que se possam observar efeitos não lineares, a transmitância medida permanece relativamente constante $T(z)=1$. (Fig.3.1). Como a amostra é movida através do foco, o aumento da intensidade conduz a um efeito de lente positiva que tende a colimar o feixe, conduzindo a uma expansão do feixe no plano da íris e um decréscimo na transmitância. Para z positivo, a auto-focalização aumenta a convergência do feixe, conduzindo a um estreitamento no plano da íris, o qual resulta em um aumento da transmitância medida. Finalmente em $z \gg z_c$ a transmitância novamente volta a tender ao valor 1. Esta análise mostra que a transmitância em função de z possui um mínimo em $z < 0$ e um máximo em $z > 0$. Da mesma maneira, para o caso em que o meio apresenta $n_2 < 0$, podemos verificar que o comportamento será o oposto ao caso onde $n_2 > 0$, ou seja, o meio se comporta como uma lente divergente e as posições do máximo e do mínimo de transmitância estarão invertidas em relação ao caso anterior ($n_2 > 0$). Esta característica é um dos grandes méritos da técnica de varredura Z, pois permite obter o sinal da não linearidade de uma forma direta, através da observação da configuração pico-vale da assinatura Z.

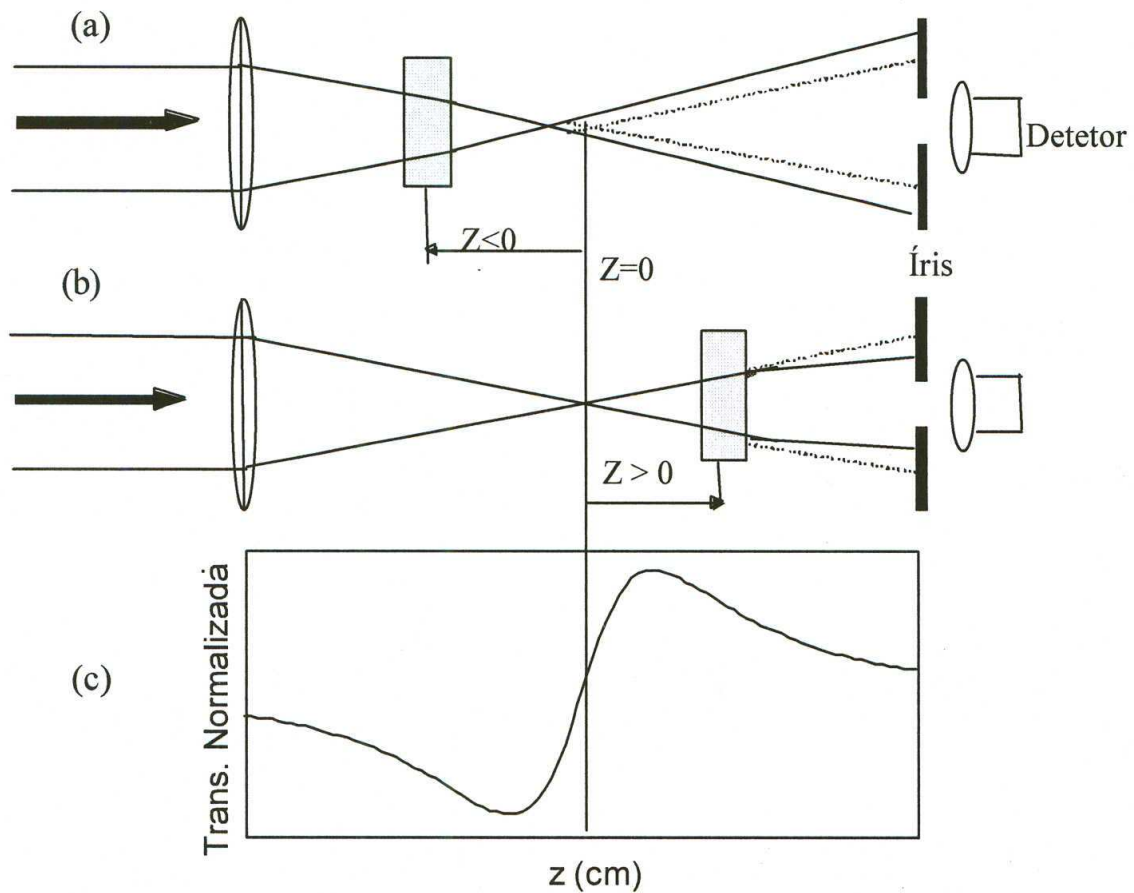


Figura 3.1 Efeito de lente na técnica Z-scan para o caso em que $n_2 > 0$. Em (a) temos o caso em que a amostra está situada antes do foco ($z < 0$) e o feixe aparece expandido na posição da íris. Em (b) a amostra encontra-se depois do foco ($z > 0$) e o feixe tende a ser colimado. Em (c) temos a curva característica de Z-scan, com $n_2 > 0$. A linha pontilhada representa o feixe quando o efeito não-linear é nulo ($n_2 = 0$).

3.2.1 Análise teórica.

Entre os efeitos físicos provocados pela mudança do índice de refração do material com a intensidade do campo incidente, temos a automodulação de fase da onda que se propaga através da amostra. A variação de fase sofrida pela onda descreve como a não linearidade da polarização induzida na amostra acaba por alterar o campo incidente. Desse modo, o campo irá alterar sua propagação pela interação não linear com o material. Essa alteração na fase do campo é a entidade física que é obtida com a técnica de varredura-Z refrativa, sendo a variação da fase, ou a fase não linear acumulada, dada por:

$$\Delta\phi = -k_0.L.\Delta n. \quad (3.2)$$

onde k_0 é o módulo do vetor de onda da luz laser no vácuo ($k_0 = 2\pi/\lambda_0$), L é o comprimento da amostra e Δn é a mudança do índice de refração do material devido à intensidade do campo elétrico da luz incidente. Considerando o caso de meios com não linearidades de terceira ordem, a variação do índice de refração é proporcional à intensidade do laser, temos assim:

$$\Delta n(r) = n_2.I(r). \quad (3.3)$$

Definindo ΔZ como a distância entre as posições de pico e vale na assinatura-Z refrativa e ΔT_{pv} como a variação da transmitância normalizada entre o pico (máximo) e o vale (mínimo), pode se chegar a uma relação entre ΔT_{pv} e o valor de n_2 , que permite obter de forma rápida o valor do índice de refração não linear da amostra. O modelo teórico desenvolvido por Sheik-Bahae e Said colaboradores [34] fornece a expressão da transmitância obtida experimentalmente:

$$T_N(z/z_0) = 1 - \frac{4\Delta\phi.(z/z_c)}{((z/z_c) + 9)((z/z_c) + 1)}. \quad (3.4)$$

Podemos então determinar através da Eq.(3.4) a distância entre as posições de pico e vale em uma assinatura-Z que é aproximadamente:

$$\Delta Z_{pv} \cong 1,7z_c. \quad (3.5)$$

A amplitude da variação de transmitância numa assinatura-Z é proporcional a distorção de fase $\Delta\phi$ e é dada por:

$$\Delta T_{pv} \cong 0,406 | \Delta\phi |. \quad (3.6)$$

Sendo a alteração sofrida na fase de campo $\Delta\phi$ proporcional ao índice de refração não linear, temos então que a variação de transmitância normalizada ΔT_{pv} é proporcional ao valor absoluto de n_2 . Baseando se em resultados de simulações numéricas [34] verifica-se que quando o tamanho da abertura da íris não é desprezível em relação ao raio do feixe no campo distante, a expressão acima é corrigada, tornando-se:

$$\Delta T_{pv} \cong 0,406(1-S)^{0,25} | \Delta\phi |, \quad (3.7)$$

onde S é o parâmetro que identifica a abertura da íris, que para um feixe gaussiano o é igual a:

$$S = 1 - e^{(-2r_{iris}^2/w^2(z_{iris}))}. \quad (3.8)$$

Assim, podemos determinar o índice de refração não linear n_2 , através de uma medida de ΔT_{pv} , se soubermos alguns parâmetros experimentais. Temos que a equação para achar o valor de n_2 é :

$$n_2 = \frac{\Delta T_{pv} \cdot \lambda}{2\pi \cdot 0,406 \cdot (1-S)^{0,25} \cdot I_0 \cdot L}, \quad (3.9)$$

onde I_0 é a intensidade no foco. A intensidade de pico I_0 de um pulso gaussiano, é calculado a partir da potência média P_m do laser, pela equação:

$$I_0 = \frac{2.P_m}{w_0^2.f.\tau_p.\pi^{3/2}}, \quad (3.10)$$

sendo w_0 o raio do feixe no plano focal da lente convergente, f é a frequência de repetição do laser e τ_p é largura temporal do pulso.

3.2.2 Z-scan térmico.

Para estudar a não linearidade de terceira ordem em materiais para aplicações em fotônica, onde as respostas eletrônicas não-ressonantes são desejadas, experimentos de Z-scan são realizados usando lasers de modos travados de femtosegundos [35]. Entretanto, foi reconhecido que os efeitos acumulativos, como a lente térmica, podem levar a uma interpretação errada da origem e da intensidade da resposta não linear [36]. Lentes térmicas induzidas pela alta taxa de repetição têm sido reportadas por vários autores [35, 37]. A luz passando através da amostra é parcialmente absorvida e convertida em calor. O gradiente de temperatura resulta na variação da densidade da amostra, e conseqüentemente no índice de refração. O aquecimento induzido por um unico pulso persiste por um tempo t_t . Assim os efeitos térmicos influenciam no experimento sempre que o intervalo entre cada pulso é menor que o tempo t_t , neste caso uma lente estacionária é formada. Se a taxa de repetição do laser for muito maior que $1/t_t$, onde $t_t = w_0/4D$, sendo D o coeficiente de difusão térmica da amostra, e w_0 é a cintura do feixe na amostra teremos a formação de lente térmica. Geralmente taxas de repetição acima de 1 kHz são suficientes para formar lente térmica. Não somente a taxa de repetição do laser, mas como também a duração do pulso, podem levar a resultados enganosos. O valor do índice de refração cresce com o aumento da duração do pulso. Uma suposição para medir o valor do índice de refração eletrônico, é ter um laser com taxa de repetição de dezenas de Hz, e pulsos com duração menor que 1 ps. Ao invés de termos um laser com essas características, usamos a sugestão de Falconieri [36, 37], usando uma técnica para medir o índice de refração da água, usando um laser com uma taxa de repetição alta e pulsos curtos, administrando os efeitos acumulativos térmicos.

3.2.3 Efeitos acústicos.

O grande mérito da técnica de varredura-Z está em permitir que através de um aparato experimental simples, consiga medir distorções de fase, ou não linearidades muito pequenas [38]. Laser com modos travados, como já foi dito, tem usualmente uma alta taxa de repetição. Se o intervalo entre cada pulso do laser for comparável com o tempo acústico da amostra t_a , com $t_a = w_0/V_s$, e onde w_0 é a cintura mínima do feixe e V_s é a velocidade do som na amostra (típicamente da ordem de 1500m/s), os efeitos acústicos serão observados. Caso o intervalo entre cada pulso seja menor que o tempo acústico, os efeitos acústicos não influenciarão nos resultados.

3.2.4 Montagem experimental.

As medidas de Z-scan foram realizadas utilizando a montagem experimental da Fig.3.2. A lente L1 tem como função diminuir o tamanho do diâmetro do feixe do laser na posição chopper, assim faz com que a roda do chopper fique menos tempo exposta ao feixe. A lente L3 diminui a cintura do feixe e produz um foco na região onde é colocada a amostra ($z=0$), e define o parâmetro de Rayleigh $z_0 = w_0^2/\lambda$, onde w_0 é a cintura mínima do feixe no foco. A amostra é deslocada ao longo da direção de propagação do feixe. Um divisor de feixe BS é utilizado para que se possa medir simultaneamente a parte real e a parte imaginária do índice de refração não linear da amostra. A parte real devido à refração é medida pelo detector Pd1 colocado atrás de uma íris regulada para transmitir apenas a parte central do feixe. A parte imaginária, devido à absorção, é captada pelo detector Pd2: Logo após a abertura da roda do chopper, em $t_i = 0$, os estados excitados metaestáveis com tempos de vida longos ($\sim ms$) ainda não foram populados (no caso de lente térmica de população, LP) e/ou a amostra não recebeu energia suficiente para aumentar sua temperatura (no caso de lente térmica, LT). Quando o tempo evolui, os estados excitados são populados e/ou a amostra aquece o suficiente para que os efeitos não lineares e/ou térmicos comecem a se manifestar. Para $t_f \gg t$ a população dos estados excitados atinge o estado estacionário e a transmitância apresenta contribuições lineares e não lineares. Imediatamente após a abertura do chopper, em um tempo inicial $t = t_i \sim 0$, o

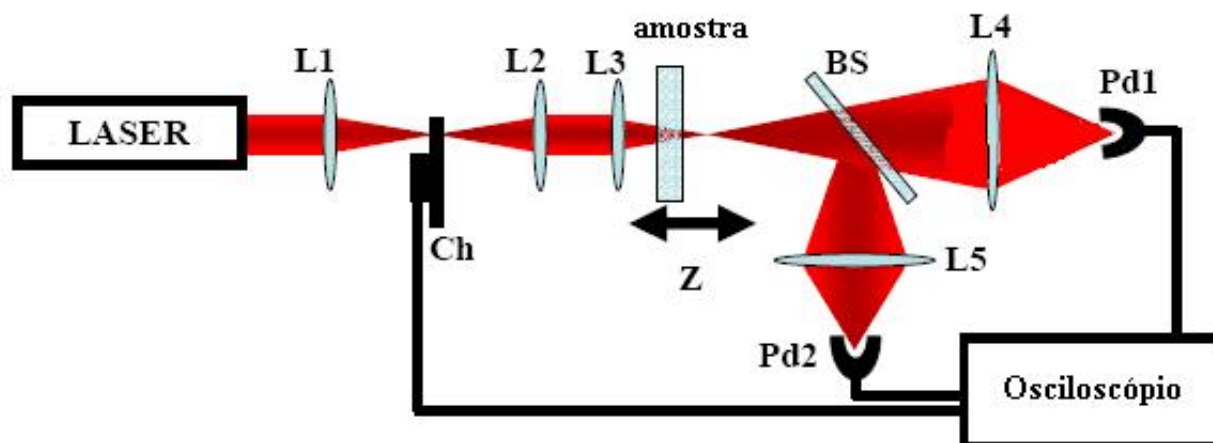


Figura 3.2 Aparato experimental, onde L1,L2,L3, e L4 são lentes Ch é o chopper BS é o divisor de feixe, e Pd1 e Pd2 são detectores.

laser não induz variação no índice de refração, de tal forma que a medida em t_f pode ser normalizada pela medida em t_i . Este método permite também o estudo da evolução temporal do índice de refração o que é muito importante para distinguir os efeitos de LT e de LP.

3.2.5 Resultados da varredura-Z.

As medidas do índice de refração não linear da água utilizando a técnica de varredura Z, foram feitas utilizando o laser de fibra construído, o qual tinha pulsos com largura temporal de 6 ps, e frequência de 29 MHz, o comprimento de onda central era de 1562 nm. A amostra analisada no experimento foi água destilada, a qual estava armazenada numa cubeta de 1 mm de espessura. A potência média na saída do laser era de $P_m = 70$ mW, essa potência foi alcançada com o uso de um amplificador de érbio comercial (EDFA). Na saída do laser a cintura mínima do feixe do laser era de $w_0 = 9,124\mu m$, o que nos dava uma intensidade de pico de $I = 1,80 \times 10^8 W/cm^2$, para onde $I = 2P_m/\pi w_0^2$, e a potência de pico do laser era de 480 W. As lentes usadas na montagem tinham distância focal de 5 cm. Para determinarmos o índice de refração não linear da água primeiro efetuamos a medida da transmitância em função do tempo, como mostra a

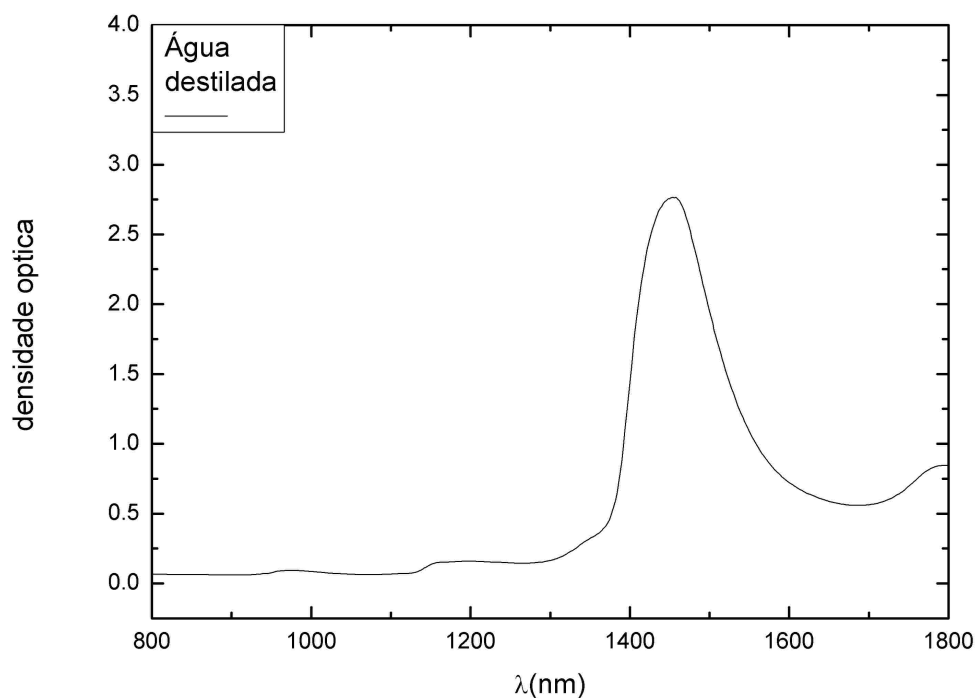


Figura 3.3 Espectro de absorção da água destilada.

fig.3.4.

A partir da medida Z-scan plotamos o gráfico da variação de transmitância (pico-vale) em função do tempo, o gráfico foi construído tomando os valores da Fig.3.4 entre o valor máximo e o valor mínimo para cada tempo. Uma função exponencial foi usada para ajustar os pontos experimentais, e determinar a variação da transmitância normalizada em $t = 0$, para assim calcularmos o valor do índice de refração não linear da água eletrônico.

Para o ajuste exponencial da variação da transmitância assumimos portanto, que a transmitância é dada por:

$$\Delta T_p = A.e^{-t/t_1} + \Delta T_0, \quad (3.11)$$

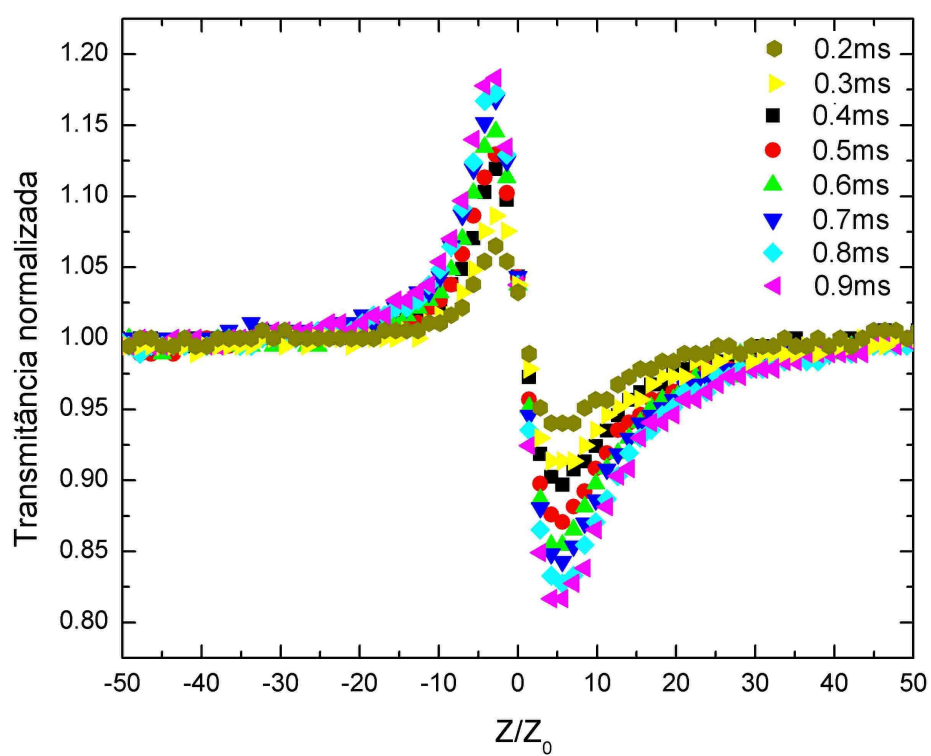


Figura 3.4 Varredura do índice de refração, evolução espacial (assinatura-Z).

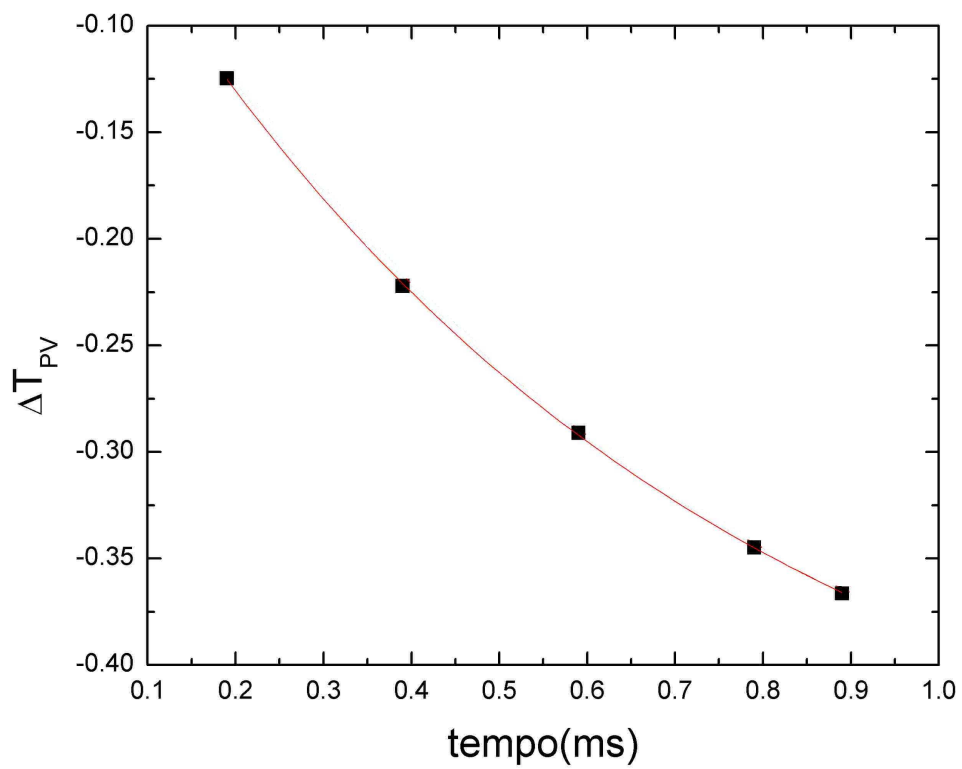


Figura 3.5 Gráfico da variação da transmitância (pico-vale), em função do tempo.

para valores de $A = 0,49355$, $\Delta T_0 = -0,49649$, $T_1 = 0,00067$,

Pelo ajuste teórico com uma equação exponencial obtemos que a diferença de transmitância pico-vale é em $T = 0$ é igual $\Delta T_{p-v}(t = 0) = -0,01251$, onde ΔT_{p-v} é a diferença da posição pós focal menos pré focal, como esta na bibliografia [37] e então usando a Eq.3.9 podemos calcular o índice de refração da amostra que é igual a $n_2 = -1,62 \times 10^{-14} \text{ cm}^2/\text{W}$, sendo menor que o resultado existente na literatura [39], que é $n_2 = 1,57 \times 10^{-12} \text{ cm}^2/\text{W}$ devido a esse valor de n_2 ter muito mais contribuições térmicas que nosso experimento, devido ao experimento não ter um chopper no feixe do laser. A taxa de repetição do laser é de 29,3 MHz, ou seja os pulsos do laser se repetem a cada 34 ns, e o tempo de propagação de uma onda acustica na amostra para o laser é de 6 ns, assim os efeitos acústicos na amostra podem ser desprezados.

3.3 Conclusões.

Usando a montagem do experimento da técnica Z- scan, medimos o índice de refração não linear da água, o qual tem um valor negativo, diferente do encontrado na literatura [39], no qual não a controle dos efeitos térmicos. Futuramente serão realizadas novas medidas, mudando alguns parâmetros na montagem do sistema, como a presença do chopper, a abertura do mesmo, a distância focal das lentes do sistema, e/ou até mesmo a taxa de repetição do laser.

Referências Bibliográficas

- [1] G. F. Guimaraes. *Amplificador e Conversor de Comprimento onda Híbrido TDFA/FOPA para Comunicações Ópticas*. PhD thesis, UFPE, 2006.
- [2] C. H. B. Cruz. *Geração de pulsos ultracurtos de radiação laser*. PhD thesis, Unicamp, 1983.
- [3] E. A. De Souza. *Aplicações de fibras ópticas dopadas com Er^{3+}* . PhD thesis, Unicamp, 1991.
- [4] G. R. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics*. Academic Press, 2001.
- [5] B. E. A. Saleh and M. C. Teich. *Fundamentals of photonics*. Research supported by NSF, Center for Telecommunications Research, and Joint Services Electronics. 1991.
- [6] P. M. W. French. The generation of ultrashort laser pulses. *Rep. Prog. Phys*, 58:(164), 1995.
- [7] D. J. Bradley, A. J. F. Durrant, F. O'Neill, and B. Sutherland. Picosecond pulses from mode-locked dye lasers. *Physics Letters A*, 30:(535), 1969.
- [8] Y. Silberberg, P. W. Smith, D. J. Eilenberger, D. A. B. Miller, A. C. Gossard, and W. Wiegmann. Passive mode locking of a semiconductor diode laser. *Optics letters*, 9:(507), 1984.
- [9] Y. Silberberg and P. W. Smith. Subpicosecond pulses from a mode-locked semiconductor laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 22:(759), 1986.
- [10] E. P. Ippen, C. V. Shank, and A. Dienes. Passive mode locking of the cw dye laser. *Applied Physics Letters*, 21:(348), 1972.

- [11] W. Dietel, E. Dopel, D. Kuhlke, and B. Wilhelmi. Pulses in the femtosecond range from a cw dye ring laser in the colliding pulse mode-locking (cpm) regime with down-chirp. *Optics Communications*, 43:(433), 1982.
- [12] J. A. Valdmanis, R. L. Fork, and J. P. Gordon. Generation of optical pulses as short as 27 femtoseconds directly from a laser balancing self-phase modulation, group-velocity dispersion, saturable absorption, and saturable gain. *Opt. Lett*, 10:(131), 1985.
- [13] R. L. Fork, C. V. Shank, C. Hirlimann, R. Yen, and W. J. Tomlinson. Femtosecond white-light continuum pulses. *Optics Letters*, 8:(1), 1983.
- [14] L. F. Mollenauer and R. H. Stolen. The soliton laser. *Opt. Lett*, 9:(258), 1984.
- [15] M. Hofer, M. E. Fermann, F. Haberl, M. H. Ober, and A. J. Schmidt. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation. *Optics letters*, 16:(502), 1991.
- [16] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson. 77-fs pulse generation from a stretched-pulse mode-locked all-fiber ring laser. *Optics Letters*, 18:(1080), 1993.
- [17] M. H. Ober, M. Hofer, and M. E. Fermann. 42-fs pulse generation from a mode-locked fiber laser started with a moving mirror. *Opt. Lett*, 18:(367), 1993.
- [18] A. Takada and H. Miyazawa. 30 ghz picosecond pulse generation from actively mode-locked erbium-doped fibre laser. *Electronics Letters*, 26:(216), 1990.
- [19] P. M. Paul, P. Agostini, E. S. Toma, H. G. Muller, G. Mullot, F. Audebert, and P. Balcou. Observation of a train of attosecond pulses from high harmonic generation. *Science*, 292:(1689), 2001.
- [20] R. Kienberger, E. Goulielmakis, M. Uiberacker, A. Baltuska, V. Yakovlev, F. Bammer, A. Scrinzi, T. Westerwalbesloh, U. Kleineberg, and U. Heinzmann. Atomic transient recorder. *Nature*, (427):817, 2004.
- [21] E. Snitzer. Optical maser action of nd^{+3} in a barium crown glass. *Physical Review Letters*, 7:(444), 1961.

- [22] G. P. Agrawal. *Fiber-optic communication systems*. Fiber-optic communication systems, 2nd ed., by Govind. 1997.
- [23] E. Desurvire. *Erbium-doped Fiber Amplifiers: Principles and Applications*. Wiley, 1994.
- [24] A. Budnicki, P. Kaczmarek, P. Pruszyński, and K. M. Abramski. Sub-picosecond fiber laser source at 1550 nm. *Transparent Optical Networks, 2005, Proceedings of 2005 7th International Conference, 2*, 2005.
- [25] V. J. Matsas, T. P. Newson, D. J. Richardson, and D. N. Payne. Self starting passively mode-locked fibre ring soliton laser exploiting nonlinear polarisation rotation. *Electronics Letters*, 28:1391, 1992.
- [26] N. J. Zabusky and M. D. Kruskal. Interaction of "solitons" in a collisionless plasma and the recurrence of initial states. *Physical Review Letters*, 15:(240), 1965.
- [27] E. P. Ippen and C. V. Shank. Techniques for measurement. *Ultrashort Light Pulses*, page (83), 1977.
- [28] K. Tamura, L. E. Nelson, H. A. Haus, and E. P. Ippen. Soliton versus nonsoliton operation of fiber ring lasers. *Applied Physics Letters*, 64:(149), 1994.
- [29] L. E. Nelson, D. J. Jones, K. Tamura, H. A. Haus, and E. P. Ippen. Ultrashort-pulse fiber ring lasers. *Applied physics. B, Lasers and optics(Print)*, 65:(277), 1997.
- [30] C. J. Chen, P. K. A. Wai, and C. R. Menyuk. Soliton fiber ring laser. *Optics letters*, 17:(417), 1992.
- [31] J. F. L. Freitas. *Amplificadores Ópticos Híbridos, Estudos de Polarização e Geração de Pulsos Usando Processos Paramétricos em Fibras Ópticas*. PhD thesis, UFPE, 2007.
- [32] K. Iizuka. *Elements of Photonics vol. 1*. John Wiley e Sons, New York, 2002.
- [33] E.P. Ippen H. A. Haus K. Tamura, J. Jacobson and J.G. Fujimoto. Unidirectional ring resonators for self starting passively mode-locked. *Opt. Lett*, 18:(220), 1993.

- [34] M. Sheik-Bahae and A. Said. Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 26:(760), 1990.
- [35] A. S. L. Gomes, E. L. Filho, C. B. de Araujo, D. Rativa, and R. E. de Araujo. Thermally managed eclipse z-scan. *Optics Express*, 15:(1712), 2007.
- [36] A. Gnoli, L. Razzari, and M. Righini. Z-scan measurements using high repetition rate lasers: how to manage thermal effects. *Optics Express*, 13:(7976), 2005.
- [37] M. Falconieri. Thermo-optical effects in z-scan measurements using high-repetition-rate lasers. *Journal of Optics A: Pure and Applied Optics*, 1:(662), 1999.
- [38] R. A. Ganeev, A. I. Ryasnyansky, M. Baba, M. Suzuki, N. Ishizawa, M. Turu, S. Sakakibara, and H. Kuroda. Nonlinear refraction in cs_2 . *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 78:(433), 2004.
- [39] D. Goswami. High sensitive measurements of absorption coefficient and optical nonlinearities. *Optics Communications*, 261:(158), 2006.

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)