

# APLICAÇÕES DE FIBRAS ÓPTICAS NA GERAÇÃO DE PULSOS ÓPTICOS ULTRACURTOS

por

VALÉRIA LOUREIRO DA SILVA

Orientador: Prof. Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz

Este exemplar  
corresponde à Redução  
final da Tese defendida  
pela aluna Valéria Loureiro  
da Silva e aprovada  
pela Comissão Julgadora.

Tese de Doutorado apresentada ao  
Instituto de Física Gleb Wataghin  
Universidade Estadual de Campinas

Abril de 1990

3/12/1990

CLASSIF. ....
AUTOR .....
V. .... EX
TOMBO BCI 12107

I. FÍSICA - UNICAMP		
n.º catalog.	T/UNICAMP/D	
n.º autor	S. 38a	
.....ed.	v. ....	ex. ....
n.º tombo	ID1748 M	
12107198		

CM 000275024

Este trabalho contou com o apoio financeiro da  
Telebras, FAPESP, CNPq,  
FINEP e FAP-UNICAMP.

**BANCA EXAMINADORA:**

**Dr. Carlos Henrique Brito Cruz (orientador - IFGW)**

**Dr. Jarbas Caiado de Castro Neto (IFQSC - USP)**

**Dr. Walter Margulis (PUC - RJ)**

**Dr. Hugo Luis Fragnito (IFGW)**

**Dr. Evandro Conforti (FEC - UNICAMP)**

**Dr. Cesar Augusto por Deus Evora (TELEBRAS)**

**Dr. Carlos Lenz Cesar (IFGW)**

## RESUMO

Nesta tese, investigamos alguns processos não lineares em fibras ópticas com pulsos de picosegundos e suas aplicações na geração de pulsos ópticos ultracurtos. Diversos experimentos foram realizados onde estudamos o papel do espalhamento Raman estimulado, automodulação de fase e modulação de fase cruzada combinados com a dispersão de velocidade de grupo na geração de pulsos ultracurtos. No primeiro experimento, investigamos o espalhamento Raman estimulado numa fibra de sílica fortemente dopada com  $P_2O_5$  e verificamos que o espalhamento Raman estimulado em cascata é muito mais eficiente nesta fibra do que em fibras comuns. Num outro experimento, mostramos que o processo de geração Raman em cascata pode ser utilizado para gerar solitons com 200 fs de duração em  $1,50 \mu\text{m}$  a partir de um laser de Nd:YAG operando em  $1,06 \mu\text{m}$ . Estudamos também, a compressão de pulsos de laser de Nd:YAG com baixa potência ( $P < 50 \text{ W}$ ) utilizando fibra óptica e par de grades de difração. Verificamos que a o pulso comprimido é afetado pela dispersão de terceira ordem do par de grades de difração. Obtivemos pulsos com 1,7 ps de duração a partir da compressão de pulsos com 110 ps. Num outro experimento, medimos o “chirp” do pulso Raman e fundamental para fibras relativamente curtas ( $< 240 \text{ m}$ ). Verificamos que o “chirp” do pulso Raman é maior que o do pulso de bombeio na frequência fundamental. Para grandes conversões Raman, a varredura de frequência do pulso fundamental se torna não linear, tornando a geração Raman indesejável em sistemas de compressão de pulsos que utilizem fibras curtas. Estudamos também, tanto teoricamente com experimentalmente, a modulação de fase cruzada entre um campo contínuo e um pulso intenso de luz com duração de picosegundos propagando numa fibra óptica. Verificamos que o “walk-off” entre os dois campos afeta de maneira significativa a evolução do laser contínuo. Encontramos, experimentalmente, modulações de até 20 % de amplitude num laser de diodo contínuo operando em  $1,50 \mu\text{m}$ , gerada através da modulação de fase cruzada.

## ABSTRACT

We have investigated picosecond nonlinear processes in optical fibers and their applications to ultrashort light pulse generation. Several experiments were performed in which we studied the role of stimulated Raman scattering, self- and cross-phase modulation combined with group velocity dispersion on the generation of ultrashort pulses. In the first experiment, we investigated the stimulated Raman scattering in a  $P_2O_5 - SiO_2$  based single mode fiber and found out that this fiber is much more efficient than standard fibers for cascade stimulated Raman scattering. In another experiment, we showed that 200 fs pedestal free solitons can be generated in a fiber Raman laser pumped at  $1,06 \mu\text{m}$ . We also studied a fiber grating pulse compressor for use with a low peak power ( $< 50 \text{ W}$ ) Nd:YAG laser pulses and found out that the grating pair third order dispersion plays an important role on the shape of the compressed pulse. Pulses as short as 1,7 ps were obtained from the original 110 ps pulses. In another experiment, we measured the chirp of Raman and fundamental pulses for short fiber lengths ( $< 240 \text{ m}$ ) and found out that the Raman chirp is greater than the fundamental chirp. For high Raman conversion efficiency,  $> 30 \%$ , the chirp of the fundamental pulse becomes nonlinear implying that Raman generation should be avoided in fiber grating pulse compressors using short fiber lengths. We also studied, theoretically and experimentally, the cross-phase modulation between a cw wave and an intense picosecond pulse propagating in an optical fiber. We found that the walk-off between both waves plays an important role on the cw wave evolution. We have experimentally obtained a 20 % amplitude modulation on a cw laser diode operating at  $1,5 \mu\text{m}$  through cross-phase modulation.

# Conteúdo

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Fibras ópticas e suas características lineares.</b>	<b>5</b>
2.1	Introdução [1,2]. . . . .	5
2.2	Atenuação [2,3]. . . . .	7
2.3	Dispersão Cromática [2]. . . . .	8
2.4	Propagação de um pulso no regime linear. . . . .	12
<b>3</b>	<b>Fenômenos ópticos não lineares em fibras ópticas</b>	<b>21</b>
3.1	Introdução . . . . .	21
3.2	Equação de propagação não linear . . . . .	22
3.3	Automodulação de fase. . . . .	24
3.3.1	Propagação de pulsos curtos na região de dispersão anômala . . . . .	26
3.3.2	Propagação de pulsos curtos na região de dispersão normal . . . . .	29
3.4	Modulação de fase cruzada . . . . .	32
3.5	Espalhamento Raman Estimulado . . . . .	34
<b>4</b>	<b>Espalhamento Raman estimulado com pulsos de picossegundos em fibras ópticas de sílica dopada com <math>P_2O_5</math></b>	<b>45</b>
4.1	Introdução . . . . .	45
4.2	Resultados experimentais e discussão . . . . .	48
4.3	Conclusão . . . . .	54
<b>5</b>	<b>Formação de sólitons em um laser Raman de fibra bombeado em <math>1,06 \mu\text{m}</math></b>	<b>59</b>
5.1	Introdução . . . . .	59
5.2	Resultados e discussão . . . . .	60
5.3	Conclusão . . . . .	64

<b>6</b>	<b>Compressão de pulso de laser de Nd:YAG com baixa potência de pico (<math>P &lt; 50</math> W) usando fibra óptica e par de grades de difração</b>	<b>69</b>
6.1	Introdução . . . . .	69
6.2	Resultados experimentais . . . . .	70
6.3	Efeito da dispersão cúbica do par de grades sobre os pulsos comprimidos . .	81
6.4	Conclusão . . . . .	87
<b>7</b>	<b>Medida direta do “chirp” da radiação Raman e fundamental</b>	<b>91</b>
7.1	Introdução . . . . .	91
7.2	Resultados experimentais e discussão . . . . .	91
7.3	Conclusão . . . . .	99
<b>8</b>	<b>Efeito do “walk-off” na modulação de fase cruzada em fibras ópticas</b>	<b>103</b>
8.1	Introdução . . . . .	103
8.2	Simulação numérica . . . . .	103
8.3	Conclusão : . . . . .	112
<b>9</b>	<b>Modulação da amplitude de um laser contínuo por modulação de fase cruzada</b>	<b>117</b>
9.1	Introdução . . . . .	117
9.2	Resultados experimentais e discussão . . . . .	118
9.3	Conclusão . . . . .	127
<b>10</b>	<b>Conclusão</b>	<b>131</b>
	<b>Apêndice A</b>	<b>135</b>

# Lista de Figuras

2.1	Fibra óptica monomodo com perfil de índice de refração tipo degrau . . . . .	6
2.2	Ângulo de aceitação $\theta_a$ de luz acoplada numa fibra óptica . . . . .	6
2.3	Atenuação medida para uma fibra monomodo com perda ultra baixa (linha cheia) e atenuação calculada para os principais mecanismos que contribuem para atenuação total da fibra (linhas pontilhada e tracejadas) [3]. . . . .	8
2.4	Variação da dispersão de velocidade de grupo, $\beta_2$ , com o comprimento de onda para a sílica fundida [2]. . . . .	10
2.5	Dispersão material, de guia de onda e total para uma fibra monomodo típica [4]. . . . .	11
2.6	Fator de alargamento do pulso em função da distância para um pulso gaussiano sem chirp (curva tracejada), com chirp positivo (curva cheia) e chirp negativo (curva traço-ponto) [5]. . . . .	15
2.7	Forma de um pulso inicialmente gaussiano (curva com traço-ponto) em $z = 5\tau_0^3/\beta_3$ . A curva cheia é para o caso de $\beta_2 = 0$ enquanto a curva tracejada é para $\beta_2 = \beta_3/\tau_0$ [5]. . . . .	16
3.1	(a) Pulso de 6 ps com forma de $\text{sech}^2$ . (b) Automodulação de fase proporcional a derivada temporal da forma do pulso. (c) Espectro do pulso após sofrer automodulação de fase [18]. . . . .	25
3.2	Evolução temporal num período de sóliton de um sóliton com $N = 3$ [22]. . . . .	28
3.3	Evolução temporal (a) e espectral (b) de um pulso numa fibra óptica, no caso de $N = 5$ [24]. . . . .	30
3.4	Esquema de um par de grades (a) e par de prismas (b) utilizado num sistema compressor de pulsos juntamente com uma fibra óptica. . . . .	31
3.5	Espalhamento Raman Stokes (a) e anti-Stokes (b). . . . .	35
3.6	Seção de choque do espalhamento Stokes e anti-Stokes para a sílica a 0 e 300 K [4]. . . . .	36
3.7	Representação esquemática da amplificação de um sinal contínuo na frequência Stokes injetado numa fibra óptica juntamente com um pulso de bombeio [39]. . . . .	39

3.8	Eficiência de conversão Raman em função da potência média de bombeio (= potência de pico/100) para vários comprimentos de fibra [40]. . . . .	40
4.1	Espectro Raman dos vidros: $SiO_2$ , $GeO_2$ , $B_2O_3$ e $P_2O_5$ [3]. . . . .	46
4.2	Potência na saída da fibra do primeiro e segundo Stokes devido à sílica ( $S_1$ e $S_2$ ) e do primeiro Stokes devido ao $P_2O_5$ ( $P_1$ ) em função da potência de bombeio, para uma fibra de sílica com 14 mol % de $P_2O_5$ [6]. . . . .	47
4.3	Esquema experimental utilizado para estudar o espalhamento Raman estimulado numa fibra de sílica com 7 mol % de $P_2O_5$ . . . . .	48
4.4	(a) Perfil de índice de refração da fibra. (b) Espectro de atenuação da fibra. . . . .	49
4.5	(a) Espectro obtido no espalhamento Raman em cascata em 15 m de fibra de sílica fortemente dopada com $P_2O_5$ (7 mol%) excitada por pulsos com 25 kW de potência de pico em $1,06 \mu m$ . (b) Mesmo que em (a) para 100 m de fibra de sílica com 3 % de $GeO_2$ no núcleo excitada por pulsos com 100 kW de potência de pico. . . . .	51
4.6	Envelope do trem de pulsos (a) acoplado na fibra e na saída da fibra (b) na frequência fundamental ( $1,06 \mu m$ ), (c) na frequência do primeiro Stokes ( $1,12 \mu m$ ), (d) do segundo Stokes ( $1,18 \mu m$ ), e (e) do terceiro Stokes ( $1,24 \mu m$ ). . . . .	52
4.7	(a) Espectro Raman da fibra de $SiO_2 - P_2O_5$ excitada por pulsos em $1,06 \mu m$ com 56 kW de potência de pico. (b) Espectro resultante após filtrar a luz obtida na fibra excitada por 56 kW com um espelho 90 % transmissor acima de $1,22 \mu m$ . (c) e (d) Mesmo que em (b) para potência de excitação de 30 kW e 20 kW respectivamente. . . . .	53
4.8	(a) Forma do pulso de entrada em $1,06 \mu m$ medido com uma streak camera. (b) - (d) Forma dos pulsos correspondentes aos espectros mostrados nas figuras 7(b)-(d) medidos com uma streak camera. . . . .	55
5.1	Arranjo experimental. . . . .	60
5.2	Dispersão e atraso de grupo para a fibra utilizada na experiência. . . . .	61
5.3	(a) Espectro obtido na saída da fibra (com a cavidade bloqueada) para uma potência média de bombeio de 1,8 W. (b) Mesmo que em (a) mas com a cavidade ajustada para oscilar em $1,5 \mu m$ . . . . .	62
5.4	Traço de autocorrelação do pulso obtido na região de um $1,5 \mu m$ nas condições correspondentes a fig.3b. . . . .	63
6.1	Arranjo experimental. . . . .	71
6.2	Espectro de potência obtido após 1700 m de fibra M-696 para potências de pico acopladas de 10, 30 e 50 W. . . . .	72

- 6.3 (a) Forma do pulso calculada através da transformada de Fourier do espectro medido para 1700 m de fibra M-696 e potência acoplada de 50 W, assumindo que o pulso é limitado por transformada de Fourier. (b) Autocorrelação calculada do pulso mostrado em (a). . . . . 73
- 6.4 Autocorrelação medida do pulso comprimido para 1700 m de fibra M-696 com 50 W de potência de pico acoplada e separação entre as grades de  $\sim 230$  cm. . 74
- 6.5 (a) Autocorrelação medida nas mesmas condições da fig.4 mas com o espectro limitado. (b) Espectro correspondente a autocorrelação mostrada em (a). . . 75
- 6.6 Duração da autocorrelação do pulso comprimido em função da separação entre as grades para diversas potências acopladas em 1700 m de fibra M-696. 76
- 6.7 Largura do espectro na saída da fibra em função da potência de pico acoplada para diversos comprimentos de fibra. . . . . 77
- 6.8 Esquema do sistema utilizado para medir o “chirp” dos pulsos laser na saída da fibra. . . . . 78
- 6.9 Atraso relativo entre cada componente espectral e o comprimento de onda central dos pulso na saída de 1700 m de fibra M-696 para potências acopladas de 10 W e 50 W. . . . . 78
- 6.10 (a) Duração da autocorrelação em função da potência acoplada para 1700 m de fibra M-696 e 800 m de fibra M-678. (b) Separação ótima entre as grades de difração em função da potência acoplada para 1700 m de fibra M-696 e 800 m de fibra M-678. . . . . 79
- 6.11 (a) Foto do pulso do laser de Nd:YAG. (b) Foto do pulso na saída de 1700 m de fibra M-696. (c) Foto do pulso na saída de 800 m de fibra M-678. . . . . 80
- 6.12 Distorção de fase cúbica introduzida pela grade (linha traço-ponto) e pela fibra (linha tracejada). A linha cheia mostra o espectro mais largo que obtivemos (1700 m fibra M-696, 50 W de potência de pico acoplada). . . . . 83
- 6.13 (a) Forma do pulso com largura espectral de  $33 \text{ \AA}$  (espectro para 50 W da fig.6.2) assumindo uma varredura linear com  $a = 22,3 \text{ ps}^2/\text{rad}$ , após passar por um par de grades de difração que compense a distorção de fase quadrática. A linha tracejada mostra a integral do pulso ao longo do tempo. (b) Mesmo que em (a) mas com largura espectral de apenas  $16 \text{ \AA}$  (espectro da fig. 6.5b).  $d^{-1} = 1700 \text{ l/mm}$ ,  $\varphi_i = 82^\circ$  e  $L_g = 1,36 \text{ m}$ . . . . . 84
- 6.14 (a) Autocorrelação do pulso mostrado na fig. 6.13a (linha cheia) e do pulso que seria obtido caso fosse limitado por transformada de Fourier (linha tracejada). (b) Mesmo que em (a), mas para o pulso mostrado na fig. 6.13b. . . 85
- 6.15 Energia contida no pulso principal em função da potência.  
 $\triangle$  1700 m  
 $\circ$  1700 m, espectro limitado a  $16 \text{ \AA}$  (fig. 6.5b)  
 $\square$  800 m,  $\Delta\lambda = 20 \text{ \AA}$ . . . . . 86

6.16	Distorção de fase cúbica introduzida pelo par de grades de difração para a separação entre as grades que compense $a = 22,3 \text{ ps}^2/\text{rad}$ . . . . .	87
7.1	Arranjo experimental. RF, gerador de radio frequência em 50 MHz do modulador acusto-optico. AMP, amplificador de potência. BS, "beam-splitter". L, lentes. M, espelhos. . . . .	92
7.2	Espectro do pulso de bombeio (a) e do pulso Raman (primeiro Stokes) para 200 W de potência de pico acoplada em 120 m de fibra. . . . .	93
7.3	(a) Forma do pulso de bombeio, registrada pela "streak-camera", após ser filtrado espectralmente ( $\Delta\lambda = 0,2 \text{ nm}$ ), para 100 W de potência de pico acoplada em 240 m de fibra. (b) Mesmo que em (a) mas para 200 W de potência de pico acoplada na fibra (32 % de conversão Raman). O comprimento de onda central é de 1063,5 nm, 1064,0 nm e 1064,5 nm para as curvas 1, 2 e 3 respectivamente. . . . .	95
7.4	Varredura de frequência do pulso de bombeio em $1,06 \mu\text{m}$ para diversos comprimentos de fibra. A potência de pico acoplada nas fibras é de 200 W e o comprimento de onda central foi definido como 1064,5 nm. . . . .	96
7.5	Varredura de frequência para o pulso Raman em $1,12 \mu\text{m}$ (primeiro Stokes) para diferentes comprimentos de fibra. A potência de pico acoplada é de 200 W exceto para a fibra de 60 m onde a potência de pico é de 230 W. O comprimento de onda central foi definido como 1119 nm. . . . .	97
7.6	Efeito da filtragem espectral sobre o pulso Raman, mostrando a não linearidade da varredura de frequência ao longo do pulso, para um comprimento de onda central de $1,12 \mu\text{m}$ e uma potência de pico acoplada de 200 W. O comprimento de onda	

8.5	Espectro em $\xi = \xi_{opt} = 5,2 \times 10^{-3}$ ( $z = 480$ m) para (a) o caso sem “walk-off” e (b) $\xi_w = 1,1 \times 10^{-2}$ ( $L_w = 1000$ m). . . . .	111
8.6	Intensidade normalizada do sinal (linha cheia) e varredura de frequência (linha tracejada) em $\xi = \xi_w = 5,4 \times 10^{-4}$ ( $z = L_w = 50$ m). . . . .	113
8.7	Pulso resultante após propagar a modulação mostrada na fig.6 através de 3,2 Km de fibra ( $\xi = 3,5 \times 10^{-2}$ . . . . .	113
9.1	Arranjo experimental. . . . .	119
9.2	(a) Sinal em $1,50 \mu\text{m}$ obtido com 1 W de potência média do laser de Nd:YAG acoplada em 120 m de fibra M-678. (b) Mesmo que em (a) para 2,0 W de potência média acoplada do laser de Nd:YAG. (c) Sinal de referência do laser de Nd:YAG. . . . .	121
9.3	Sinal em $1,50 \mu\text{m}$ obtido com 2,0 W de potência média do laser de Nd:YAG acoplada em 350 m de fibra M-678. . . . .	122
9.4	Esquema da experiência utilizada para medir o efeito da dispersão de velocidade de grupo sobre a modulação gerada em $1,50 \mu\text{m}$ através da modulação de fase cruzada. . . . .	123
9.5	Sinal obtido em $1,50 \mu\text{m}$ após propagar a modulação mostrada na fig. 9.2a por 4,7 Km de fibra M-647. . . . .	123
9.6	(a) Sinal em $1,50 \mu\text{m}$ obtido com 1 W de potência média do laser de Nd:YAG acoplada em 400 m de fibra M-651. (b) Mesmo que em (a) para 2,2 W de potência média acoplada do laser de Nd:YAG. (c) Sinal de referência do laser de Nd:YAG. . . . .	125
9.7	(a) e (b) Espectros obtidos nas condições da fig. 8.6a e b respectivamente. . . . .	126
.1	Representação esquemática do cálculo da propagação na fibra pelo método de “split-step” [2]. . . . .	135



# Lista de Tabelas

5.1	Duração do pulsos, amplitude relativa do pedestal, energia contida no pulso e potência de pico para diversos comprimentos de onda. . . . .	64
6.1	L – comprimento de fibra; P – potência de pico acoplada; $\Delta\lambda$ – largura espectral; $\tau_{ac}$ – duração da autocorrelação; $\tau_p$ – duração do pulso; b – separação entre as grades. . . . .	81
7.1	Largura espectral dos pulsos de bombeio e Raman para os comprimentos de fibra utilizados. . . . .	94
8.1	Parâmetros usados na simulação. . . . .	105
9.1	Características das fibras utilizadas. $\lambda_0$ – comprimento de onda onde a dispersão é nula; $\lambda_c$ – comprimento de onda de corte para o modo LP <sub>11</sub> ; $\emptyset$ – diâmetro do núcleo; $\alpha$ – atenuação da fibra. . . . .	120
9.2	Atraso medido dos diversos pulsos com relação ao pulso em 1.06 $\mu\text{m}$ propagando no modo LP <sub>11</sub> para 400 m de fibra M-651. . . . .	124



# Capítulo 1

## Introdução

A existência de fibras ópticas com baixas perdas causou não apenas uma revolução na área de comunicações mas também abriu um novo campo em óptica não linear. Diversos fenômenos ópticos não lineares são observados em fibras para potências relativamente baixas [1]–[4]. Isto se deve à possibilidade de se confinar a radiação numa área pequena por longas distâncias em fibras ópticas. Os espalhamentos Raman e Brillouin estimulado em fibras tem sido estudados desde 1972 [5]–[7]. Estes trabalhos estimularam o estudo de outros fenômenos não lineares como birefringência induzida opticamente [8], mistura de quatro ondas [9,10] e automodulação de fase [11,12]. A geração de segundo harmônico com alta eficiência foi observada recentemente [13,14]. Em 1973, Hasegawa e Tappert [15] propuseram a geração de sólitons em fibras através de um balanceamento entre a automodulação de fase e a dispersão de velocidade de grupo. Somente em 1980 Mollenauer *et al.* [16] observaram experimentalmente a existência de sólitons ópticos, dando início a inúmeros estudos nessa área [17]. Fibras ópticas, em conjunto com um par de grades de difração, também tem sido utilizadas para comprimir pulsos ópticos desde 1981 [18,19]. Pulsos tão curtos quanto 6 fs foram obtidos utilizando-se esta técnica [20]. Recentemente, grande atenção tem sido dada à modulação de fase cruzada entre dois campos propagando numa mesma fibra óptica [21,22,23]. O estudo de fenômenos ópticos não lineares em fibras cresceu muito nos últimos 15 anos e não deve parar de crescer tão cedo em vista do presente interesse na tecnologia de dispositivos fotônicos.

Nesta tese, investigamos alguns processos não lineares em fibras ópticas no regime de picosegundos, dando ênfase às aplicações desses fenômenos na geração de pulsos ultracurtos. Apresentamos inicialmente uma descrição das propriedades lineares, Cap.2, e não lineares, Cap.3, das fibras ópticas. Em seguida, descrevemos os diversos trabalhos realizados nesta tese. Parte desses trabalhos (Cap. 4, 5 e 7) foram realizados no Imperial College, em Londres, sob a supervisão do Dr. J. R. Taylor, no período de setembro de 1986 a outubro de 1987 durante o qual recebi uma bolsa de doutorado tipo “sanduiche”.

O espalhamento Raman estimulado em fibras de sílica fortemente dopadas com  $P_2O_5$  é investigado no Cap.4. No Cap.5 mostramos ser possível gerar solitons com 200 fs de duração em  $1,5 \mu\text{m}$  gerando Raman em cascata a partir de radiação em  $1,06 \mu\text{m}$ . A caracterização de um sistema de compressão de pulsos de 100 ps em  $1,06 \mu\text{m}$  com fibra óptica e par de grades de difração é apresentada no Cap.6. Discutimos também neste capítulo o efeito da dispersão de terceira ordem do par de grades sobre os pulsos comprimidos. No Cap.7, apresentamos os resultados das medidas de “chirp” do pulso fundamental e do primeiro Stokes Raman, e discutimos as implicações da geração Raman num sistema de compressão com fibra óptica e par de grades de difração. No Cap.8, investigamos numericamente o efeito do “walk-off” na geração de pulsos curtos a partir de um laser contínuo através da modulação de fase cruzada (XPM). Os efeitos da XPM sobre um laser contínuo em  $1,50 \mu\text{m}$  propagando numa fibra óptica juntamente com pulsos de 100 ps em  $1,06 \mu\text{m}$  foram estudados experimentalmente e são apresentados no Cap.9. Por fim, apresentamos uma conclusão geral da tese no Cap.10.

# Bibliografia

- [1] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989).
- [2] R.H. Stolen, "*Nonlinear properties of optical fibers*", in Optical Fiber Telecommunications, ed. S.E. Miller and A.S. Chynoweth (1979).
- [3] D. Cotter, "*Fibre nonlinearities in optical communications*", Opt. and Quantum Electron. **19**, 1 (1987).
- [4] E.M. Dianov, P.V. Mamyshev and A.M. Prokhorov, "*Nonlinear fiber optics*", Sov. J. Quantum Electron. **18**, 1 (1988).
- [5] R.H. Stolen, E.P. Ippen and A.R. Tynes, "*Raman oscillation in glass optical waveguide*", Appl. Phys. Lett. **20**, 62 (1972).
- [6] E.P. Ippen and R.H. Stolen, "*Stimulated Brillouin scattering in optical fibers*", Appl. Phys. Lett. **21**, 539 (1972).
- [7] R.G. Smith, "*Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*", Appl. Opt. **11**, 2489 (1972).
- [8] R.H. Stolen and A. Ashkin, "*Optical Kerr effect in glass waveguide*", Appl. Phys. Lett. **22**, 294 (1973).
- [9] R.H. Stolen, J.E. Bjorkholm and A. Ashkin, "*Phase-matched three-wave mixing in silica fiber optical waveguides*", Appl. Phys. Lett. **24**, 308 (1974).
- [10] R.H. Stolen, "*Phase-matched stimulated four-photon mixing in silica-fiber waveguides*", IEEE J. Quantum Electron., **QE-11**, 100 (1975).
- [11] E.P. Ippen, C.V. Shank and T.K. Gustafson, "*Self-phase modulation of picosecond pulses in optical fibers*", Appl. Phys. Lett. **24**, 190 (1974).

- [12] R.H. Stolen and C. Lin, "*Self-phase-modulation in silica optical fibers*", Phys. Rev. A **17**, 1448 (1978).
- [13] U. Österberg and W. Margulis, "*Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber*", Opt. Lett. **11**, 516 (1986).
- [14] U. Österberg and W. Margulis, "*Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers*", Opt. Lett. **12**, 57 (1987).
- [15] A. Hasegawa and F. Tappert, "*Transmission of stationary optical pulses in dispersive dielectric fibers I. Anomalous dispersion*", Appl. Phys. Lett. **23**, 142 (1973).
- [16] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon, "*Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*", Phys. Rev. Lett. **45**, 1095 (1980).
- [17] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.5.
- [18] H. Nakatsuka, D. Grischkowsky and A.C. Balant, "*Nonlinear picosecond-pulse propagation through optical fibers with positive group velocity dispersion*", Phys. Rev. Lett. **47**, 910 (1981).
- [19] C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen and W.J. Tomlinson, "*Compression of femtosecond optical pulses*", Appl. Phys. Lett. **40**, 761 (1982).
- [20] R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker and C.V. Shank, "*Compression of optical pulses to six femtosecond by using cubic phase compensation*", Opt. Lett. **12**, 483 (1987).
- [21] R.R. Alfano, Q.X. Li, T. Jimbo, J.T. Manassah and P.P. Ho, "*Induced spectral broadening of a weak picosecond pulse in glass produced by an intense ps pulse*", Opt. Lett. **14**, 626 (1986).
- [22] M.N. Islam, L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.R. Simpson, and H.T. Shang, "*Cross-phase modulation in optical fibers*", Opt. Lett. **12**, 625 (1987).
- [23] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.7.

## Capítulo 2

# Fibras ópticas e suas características lineares.

### 2.1 Introdução [1,2].

Fibras ópticas consistem basicamente de um arranjo coaxial de dois vidros homogêneos, no qual a parte central (núcleo) possui índice de refração ligeiramente maior que o da parte externa (casca) como está esquematizado na figura 2.1. O guiamento de luz dentro da fibra ocorrerá sempre que a luz incidir na interface núcleo/casca com um ângulo maior que o ângulo crítico  $\phi_c$  definido por

$$\sin \phi_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.1)$$

onde  $n_2$  e  $n_1$  são os índices de refração da casca e do núcleo respectivamente. Deste modo, a luz será guiada quando incidir na interface fibra/ar com um ângulo menor que o ângulo de aceitação  $\theta_a$  (fig. 2.2). Este ângulo é normalmente expresso em termos da abertura numérica, NA, dada por

$$NA = \sin \theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (2.2)$$

Os modos de propagação numa fibra óptica são obtidos através da resolução das equações de onda para um guia de onda cilíndrico dielétrico. Neste tipo de guia são permitidos 4 tipos de modos de propagação: TE, TM, HE e EH. No caso de fibras ópticas utilizadas para comunicações, a quantidade  $\Delta = (n_1 - n_2)/n_1 \ll 1$  ( $< 2\%$ ), sendo válida a aproximação de guiamento fraco. Esta situação corresponde ao guiamento apenas de ondas com incidência quase raze na interface núcleo/casca. Neste caso, as soluções podem ser expressas em

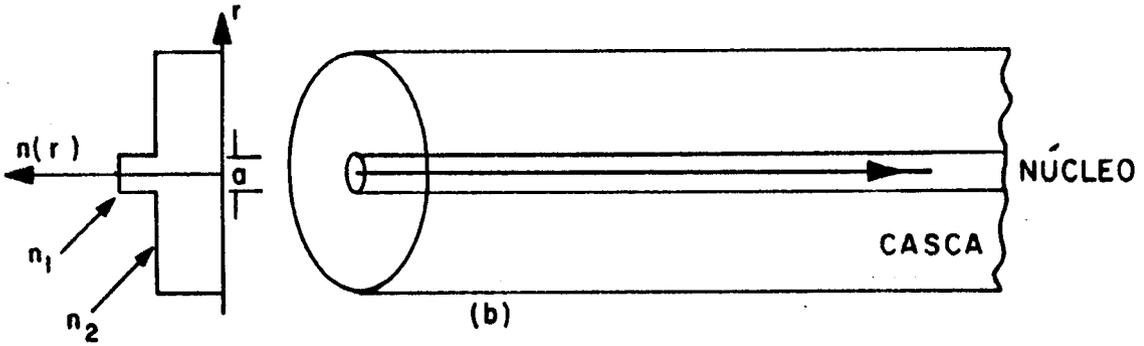


Figura 2.1: Fibra óptica monomodo com perfil de índice de refração tipo degrau

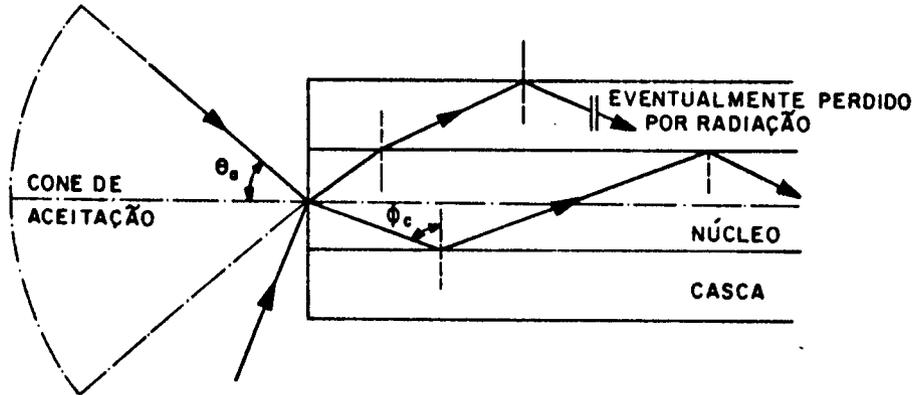


Figura 2.2: Ângulo de aceitação  $\theta_a$  de luz acoplada numa fibra óptica

termos dos modos LP (linearmente polarizados) que correspondem a superposição de modos TE, TM, HE e EH com mesma constante de propagação.

Os modos transversais que podem propagar numa fibra óptica são determinados pelas características da fibra e do comprimento de onda da radiação. Deste modo, uma mesma fibra pode ser monomodo para um comprimento de onda e multimodo para outro. A frequência normalizada  $V$  dada por

$$V = \frac{2\pi}{\lambda} aNA \quad (2.3)$$

é o parâmetro normalmente utilizado para caracterizar a fibra com relação ao número de modos permitidos, onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da radiação e  $a$  o raio do núcleo. No caso de fibras com perfil de índice tipo degrau (fig. 2.1), a fibra será monomodo sempre que a frequência normalizada for menor que 2.405. O comprimento de onda que faz  $V=2.405$  é chamado de comprimento de onda de corte e corresponde ao menor comprimento de onda para o qual a fibra ainda é monomodo. Ao longo desta tese, trataremos exclusivamente de fibras ópticas monomodo.

A performance de uma fibra óptica depende tanto da atenuação da fibra quanto da dispersão. Estes dois parâmetros serão discutidos a seguir.

## 2.2 Atenuação [2,3].

Parte da potência acoplada numa fibra é absorvida de tal forma que a potência transmitida será dada por

$$P_t = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (2.4)$$

onde  $\alpha$  é a constante de atenuação e  $L$  o comprimento da fibra. Normalmente a perda da fibra é expressa em unidades de dB/Km onde

$$\alpha_{dB} = -\frac{10}{L} \log \frac{P_t}{P_0} = 4.343\alpha \quad (2.5)$$

A atenuação da fibra ocorre devido a perdas do próprio material, impurezas e imperfeições. A contribuição destes dois últimos fatores pode ser minimizada no processo de fabricação enquanto a primeira é intrínseca a fibra. Na figura 2.3 [3] mostramos a atenuação em função do comprimento de onda. A sílica apresenta um pico de absorção de origem eletrônica no ultravioleta e um pico de origem vibracional em  $9,2 \mu\text{m}$ , cujas caudas se estendem até a região do visível e infravermelho próximo. Da figura 2.3 vemos que a região onde a perda devido a esses picos de absorção é mínima fica em torno de  $1,5 \mu\text{m}$ . Nesta região a maior contribuição para a atenuação é o espalhamento Rayleigh. Este espalhamento cai com  $\lambda^4$  e resulta de pequenas flutuações no índice de refração que ocorrem numa

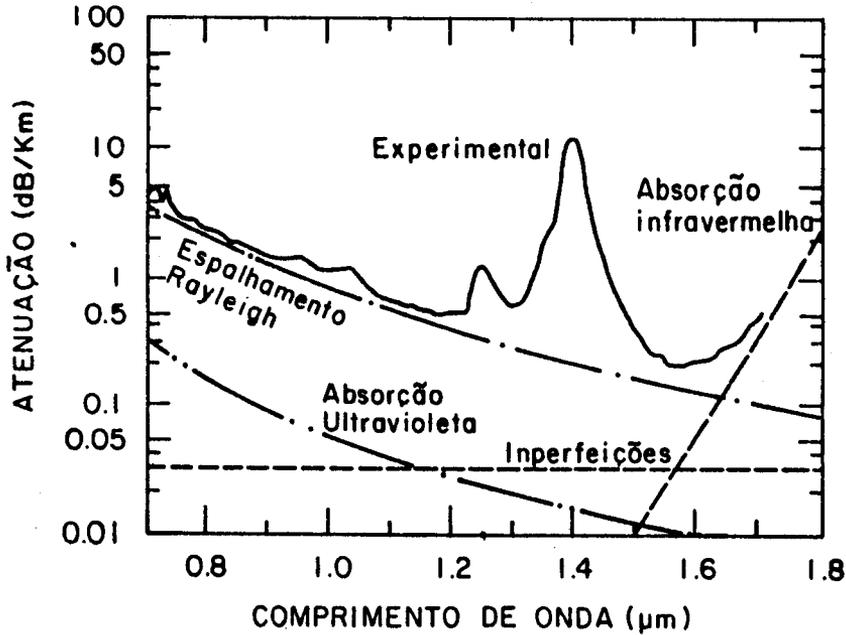


Figura 2.3: Atenuação medida para uma fibra monomodo com perda ultra baixa (linha cheia) e atenuação calculada para os principais mecanismos que contribuem para atenuação total da fibra (linhas pontilhada e tracejadas) [3].

escala pequena comparada com o comprimento de onda. Além destes fatores, as impurezas, mesmo em quantidades muito pequenas podem contribuir para a perda da fibra. Este é o caso dos radicais  $\text{OH}^-$  que são de difícil eliminação. O  $\text{OH}^-$  possui um pico de absorção vibracional em torno de  $2,73 \mu\text{m}$  e suas harmônicas provocam picos de absorção em torno de  $1,37 \mu\text{m}$  e  $0,95 \mu\text{m}$  assim como picos laterais em  $1,23 \mu\text{m}$  e  $0,87 \mu\text{m}$ , como pode ser visto na curva de atenuação obtida experimentalmente (figura 2.3).

## 2.3 Dispersão Cromática [2].

A dispersão de uma fibra óptica depende basicamente da dispersão do material da qual é feita. Além deste fator, contribuem também para a dispersão total a dispersão modal e do guia de onda. Como trataremos apenas de fibras monomodo podemos desprezar a dispersão modal que existe devido à diferença de propagação entre diferentes modos. A contribuição do guia de onda é bastante pequena e se torna importante apenas na região onde a dispersão

material se anula e será discutida mais adiante.

A dispersão material vem da dependência do índice de refração de um meio dielétrico com o comprimento de onda. Para comprimentos de onda longe dos comprimentos de onda de ressonância, o índice de refração pode ser obtido através da equação de Sellmeier

$$n^2(\lambda) = 1 + \sum_{j=1}^m \frac{B_j \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_j^2} \quad (2.6)$$

onde  $\lambda_j$  são os comprimentos de onda de ressonância e  $B_j$  a força de oscilador da  $j$ -ésima ressonância. A soma na equação 2.6 deve se estender por todas as ressonâncias que contribuem para a região de interesse. No caso da sílica fundida, apenas as ressonâncias em  $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$  e  $\lambda_3 = 9.896161 \mu\text{m}$  são importantes e os parâmetros  $B_j$  são dados por  $B_1 = 0.6961663$ ,  $B_2 = 0.4079426$  e  $B_3 = 0.8974794$ .

A propagação de pulsos curtos em fibras é grandemente afetada pela dispersão. Como o espectro associado a pulsos com duração de picosegundos ou menos é relativamente largo e cada componente espectral viaja com uma velocidade diferente, a dispersão faz com que um pulso de luz seja alargado ao propagar numa fibra óptica. Já, num regime de propagação não linear, o papel da dispersão é mais complicado e será discutido no próximo capítulo juntamente com os efeitos não lineares.

Os efeitos da dispersão são mais facilmente entendidos quando expandimos a constante de propagação do modo,  $\beta$ , em série de Taylor em torno da frequência central  $\omega_0$ :

$$\beta(\omega) = n(\omega) \frac{\omega}{c} = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3 + \dots \quad (2.7)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz e

$$\beta_m = \left[ \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right]_{\omega=\omega_0} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (2.8)$$

$\beta_1$  é o inverso da velocidade de grupo do envelope de um pulso enquanto  $\beta_2$  é responsável pelo alargamento temporal do pulso. Muitas vezes,  $\beta_2$  é denominado de dispersão de velocidade de grupo (DVG), já que

$$\beta_1 = \frac{1}{v_g} \quad (2.9)$$

$$\beta_2 = \frac{d\beta_1}{d\omega} = \frac{d}{d\omega} \left[ \frac{1}{v_g} \right] = -\frac{1}{v_g^2} \frac{dv_g}{d\omega} \quad (2.10)$$

onde  $v_g$  é a velocidade de grupo.  $\beta_1$  e  $\beta_2$  podem ser obtidos conhecendo-se o índice de refração do meio e suas derivadas através das relações:

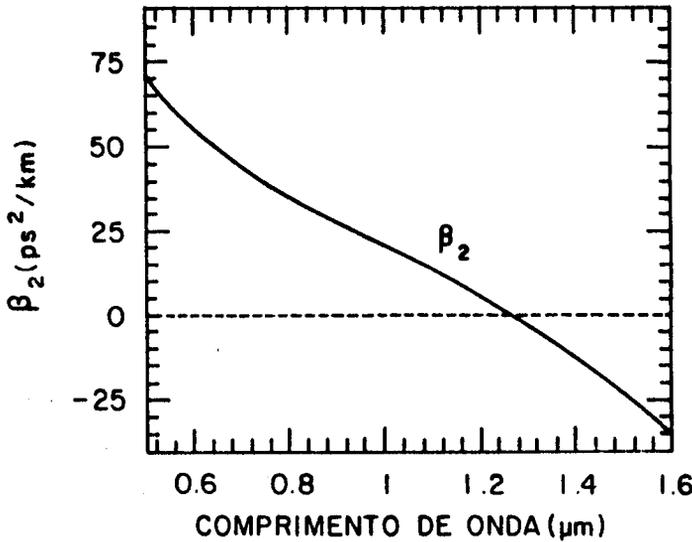


Figura 2.4: Variação da dispersão de velocidade de grupo,  $\beta_2$ , com o comprimento de onda para a sílica fundida [2].

$$\beta_1 = \frac{1}{c} \left[ n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right] \quad (2.11)$$

$$\beta_2 = \frac{1}{c} \left[ 2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right] = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2n}{d\lambda^2} \quad (2.12)$$

O comportamento de  $\beta_2$  com o comprimento de onda para a sílica fundida é mostrado na figura 2.4 [2]. Um ponto importante de se notar é que  $\beta_2 = 0$  em 1,27  $\mu\text{m}$ , tornando-se negativo para comprimentos de onda maiores. O comprimento de onda que anula  $\beta_2$ ,  $\lambda_0$ , é comumente denominado de comprimento de dispersão nula apesar da dispersão não ser nula neste ponto, apenas a componente de segunda ordem. Quando  $\lambda$  se aproxima de  $\lambda_0$  dentro de alguns nanômetros, o termo de terceira ordem,  $\beta_3$  passa a ser importante e deve ser considerado.

Muitas vezes na literatura a dispersão é caracterizada não por  $\beta_2$ , mas sim pelo parâmetro  $D$ , que é dado por

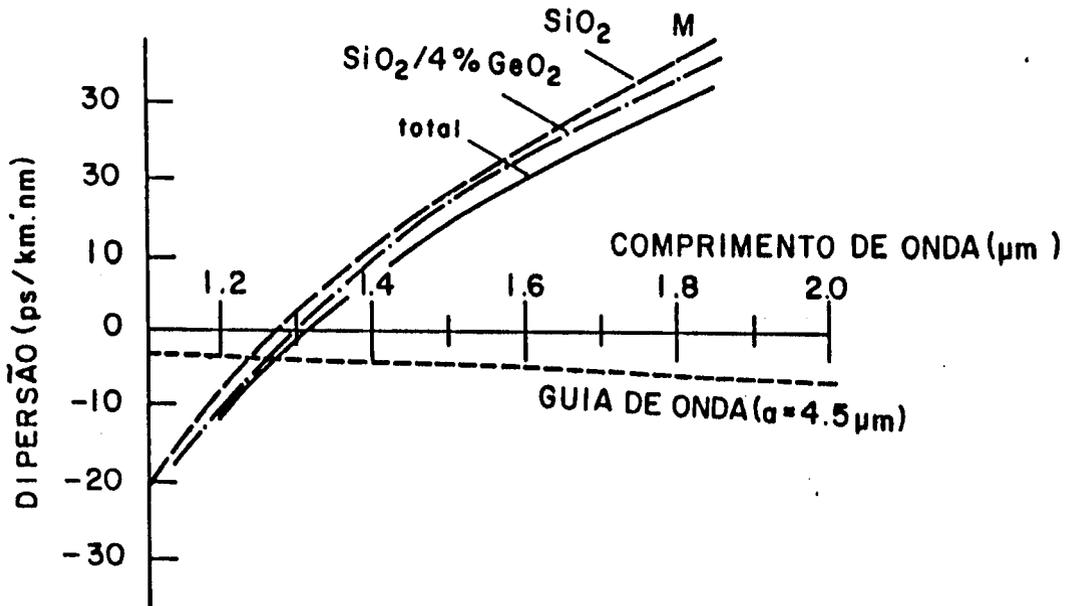


Figura 2.5: Dispersão material, de guia de onda e total para uma fibra monomodo típica [4].

$$D = \frac{d\beta_1}{d\lambda} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (2.13)$$

e é normalmente expresso em ps/Km.nm.

A dispersão de uma fibra é um pouco diferente da mostrada na figura 2.4 para a sílica fundida. A adição de dopantes como  $GeO_2$  e  $P_2O_5$  para aumentar o índice de refração desloca, tipicamente, para  $\sim 1,30 \mu\text{m}$  o comprimento de onda de dispersão nula ( $\lambda_0$ ) como pode ser visto na figura 2.5 [4]. Apesar do efeito de guia de onda ser bastante pequeno ele é significativo na região onde  $\beta_2 \approx 0$  e desloca ainda mais para o vermelho o valor de  $\lambda_0$ . Este efeito depende tanto do parâmetro  $\Delta$  como da geometria da fibra sendo tanto mais forte quanto menor for o raio  $a$  da fibra. Deste modo, desenhando apropriadamente o perfil de índice da fibra, pode-se deslocar  $\lambda_0$  para  $1,55 \mu\text{m}$ , região onde a perda é mínima (fig. 2.3) [4]. Além disto, usando-se uma casca dupla, ou até mesmo quadrupla, pode-se obter uma fibra com baixa dispersão ( $|D| < 1 \text{ ps/Km.nm}$ ) numa região que se estende desde  $1,25 \mu\text{m}$  até  $1,65 \mu\text{m}$  [4].

Há basicamente dois regimes de propagação dependendo do sinal de  $\beta_2$ . Diz-se que a

fibra possui dispersão normal quando  $\beta_2 > 0$ , ou seja,  $\lambda < \lambda_0$  e dispersão anômala no caso contrário. No regime de dispersão normal as frequências vermelhas são mais rápidas que as frequências azuis ao contrário do que ocorre no regime de dispersão anômala. Isto faz com que a combinação de fenômenos não lineares com a dispersão produza efeitos bastante diferentes num regime e noutro. O regime de dispersão anômala é particularmente interessante por permitir a propagação de solitons na fibra, através de um balanço entre a dispersão e a automodulação de fase como será visto no próximo capítulo. Já num regime puramente dispersivo, onde as não linearidades podem ser desprezadas, a propagação de um pulso numa fibra óptica nos dois regimes é mais parecida como veremos a seguir.

## 2.4 Propagação de um pulso no regime linear.

Suponha um pulso de luz cujo campo é dado por

$$E(z = 0, t) = A(t) \exp(-i\omega_0 t) \quad (2.14)$$

onde  $A(t)$  descreve o envelope do pulso,  $\omega_0$  é a frequência central e  $z$  a direção de propagação. A propagação deste pulso por um meio dispersivo introduz uma distorção de fase, dada por

$$\phi(\omega) = \beta(\omega)L \quad (2.15)$$

onde  $\beta(\omega)$  é a constante de propagação e  $L$  o comprimento de fibra. O envelope do pulso de saída será dado então pela equação

$$A(z = L, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp[i\phi(\omega)] \exp[-i\omega t] dt \quad (2.16)$$

onde  $\tilde{A}(0, \omega)$  é a transformada de Fourier do campo incidente em  $z = 0$ , dada por

$$\tilde{A}(0, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(0, t) \exp[i\omega t] dt \quad (2.17)$$

Utilizando a expansão em série de  $\beta(\omega)$  da equação 2.7 vemos que apenas os termos  $\beta_m$  com  $m \geq 2$  modificam a forma do pulso. O termo com  $\beta_0$  é contante enquanto o termo com  $\beta_1$  depende linearmente de  $(\omega - \omega_0)$ , de tal modo que a transformada de Fourier deste termo provoca apenas um deslocamento temporal do pulso. Fazendo  $\tau = t - \beta_1 z$  e truncando a expansão na eq. 2.7 no termo de segunda ordem, a eq. 2.16 se reduzirá a

$$A(z = L, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(0, \omega) \exp \left[ \frac{i}{2} \beta_2 \omega^2 - i\omega \tau \right] d\omega. \quad (2.18)$$

Como um exemplo simples, consideremos o caso de um pulso gaussiano [5,6] onde

$$A(0, \tau) = \exp \left[ \frac{-\tau^2}{2\tau_0^2} \right] \quad (2.19)$$

e  $\tau_0$  é a meia duração à 1/e que está relacionada com a duração a meia altura  $\tau_{FWHM}$  por

$$\tau_{FWHM} = 2(\ln 2)^{\frac{1}{2}} \tau_0 = 1.665\tau_0 \quad (2.20)$$

A solução da equação 2.18 é

$$A(z, \tau) = \frac{\tau_0^2}{\tau_0^2 - i\beta_2 z} \exp \left[ -\frac{\tau^2}{2(\tau_0^2 - i\beta_2 z)} \right] \quad (2.21)$$

e portanto, escrevendo a eq. 2.21 na forma

$$A(z, \tau) = |A(z, \tau)| \exp [i\phi(z, \tau)] \quad (2.22)$$

obtemos,

$$|A(z, \tau)| = \frac{\tau_0^2}{\sqrt{1 + \frac{\beta_2^2 z^2}{\tau_0^4}}} \exp \left[ -\frac{\tau^2}{2\tau_0^2 \left(1 + \frac{\beta_2^2 z^2}{\tau_0^4}\right)} \right] \quad (2.23)$$

e

$$\phi(z, \tau) = -\left( \frac{\beta_2 z}{1 + \frac{\beta_2^2 z^2}{\tau_0^4}} \right) \frac{\tau^2}{\tau_0^4} + \arctan \left( \frac{\beta_2 z}{\tau_0^2} \right) \quad (2.24)$$

Da eq. 2.23 vemos que o pulso de saída ainda é gaussiano mas sua duração,  $\tau_1$ , é maior que a inicial e independente do sinal de  $\beta_2$  como mostra a equação abaixo.

$$\tau_1 = \tau_0 \sqrt{1 + \frac{\beta_2^2 z^2}{\tau_0^4}} \quad (2.25)$$

Contudo, o pulso de saída apresenta uma fase dependente do tempo. Como a frequência instantânea é dada pela derivada da fase com respeito ao tempo, o pulso apresenta uma varredura de frequência ao longo do tempo. Se  $\delta\omega = \omega - \omega_0$ , então

$$\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial\tau} = 2 \left( \frac{\beta_2 z}{1 + \frac{\beta_2^2 z^2}{\tau_0^4}} \right) \frac{\tau}{\tau_0^4} \quad (2.26)$$

A equação 2.26 mostra que a frequência cresce linearmente ao longo do pulso quando  $\beta_2 > 0$  e decresce no caso contrário ( $\beta_2 < 0$ ). O pulso é dito ter um “chirp” positivo no primeiro caso e negativo no segundo. “Chirp” é o parâmetro que mede a inclinação de  $\delta\omega$ , ou seja,

$$C = \frac{\delta\omega}{\delta\tau} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \tau^2} \quad (2.27)$$

O sinal de  $\beta_2$  influe apenas no sinal do “chirp” imposto ao pulso, mas não no grau de alargamento temporal. Isto ocorre porque partimos de um pulso limitado por transformada de Fourier. Neste caso, todas as frequências estão em fase e o pulso apresenta a mínima duração possível. A DVG introduz uma defasagem entre as frequências, levando a um pulso mais largo. A situação se modifica quando partimos de um pulso inicialmente com “chirp”. Neste caso, o pulso pode tanto ser alargado quanto comprimido dependendo do sinal de  $\beta_2$  [5,7]. No caso em que a dispersão for de sinal contrário ao “chirp”, o pulso será comprimido até possuir a menor duração possível e então passará a ser alargado como é mostrado na figura 2.6. No caso de  $\beta_2$  possuir o mesmo sinal do “chirp” do pulso, o alargamento será mais rápido do que no caso de um pulso inicialmente sem “chirp” (fig. 2.6). Este tipo de fenômeno foi utilizado para comprimir lasers de semicondutor apresentando tanto pulsos com “chirp” positivo [8] quanto negativo [9,10].

Até agora tratamos apenas da dispersão devida a  $\beta_2$ . Apesar deste termo dominar na maior parte dos casos, algumas vezes é necessária a inclusão de termos de ordem superior. Isto ocorre tipicamente quando o comprimento de onda da radiação está próximo ao comprimento de onda de dispersão nula  $\lambda_0$ , ou então, quando o pulso é muito curto ( $< 100$  fs). Neste caso o termo  $(\omega - \omega_0)/\omega_0$  deixa de ser pequeno o suficiente para que a eq. 2.7 possa ser truncada em  $m = 2$  e o termo com  $\beta_3$  deve ser considerado.

A dispersão devida a  $\beta_3$  produz uma varredura de frequência quadrática. Isto faz com que tanto as frequências mais altas quanto as mais baixas coincidam temporalmente. No caso de  $\beta_3 > 0$  essas frequências ficam na cauda e o batimento entre elas gera uma cauda oscilatória como pode ser visto na figura 2.7 [5]. No caso de  $\beta_3 < 0$ , as oscilações ocorrem na frente do pulso. A amplitude dessas oscilações depende da magnitude de  $\beta_2$ . Quando  $\beta_2 = 0$ , as oscilações são profundas e caem até zero entre sucessivas oscilações. À medida que  $\beta_2$  aumenta, a amplitude das oscilações diminui, como pode ser visto na figura 2.7 para o caso de  $\beta_2 = \beta_3/\tau_0$ . Neste caso o pulso ainda é assimétrico, apresentando uma longa cauda. Aumentando ainda mais o valor de  $\beta_2$  faz com essa assimetria diminua até o pulso assumir uma forma gaussiana.

Apesar da dispersão produzida por  $\beta_3$  poder ser desprezada na maioria dos casos ela pode ser extremamente prejudicial quando presente. A dispersão produzida por  $\beta_2$  pode ser facilmente compensada com um par de grades de difração ou prismas [11], já que introduz

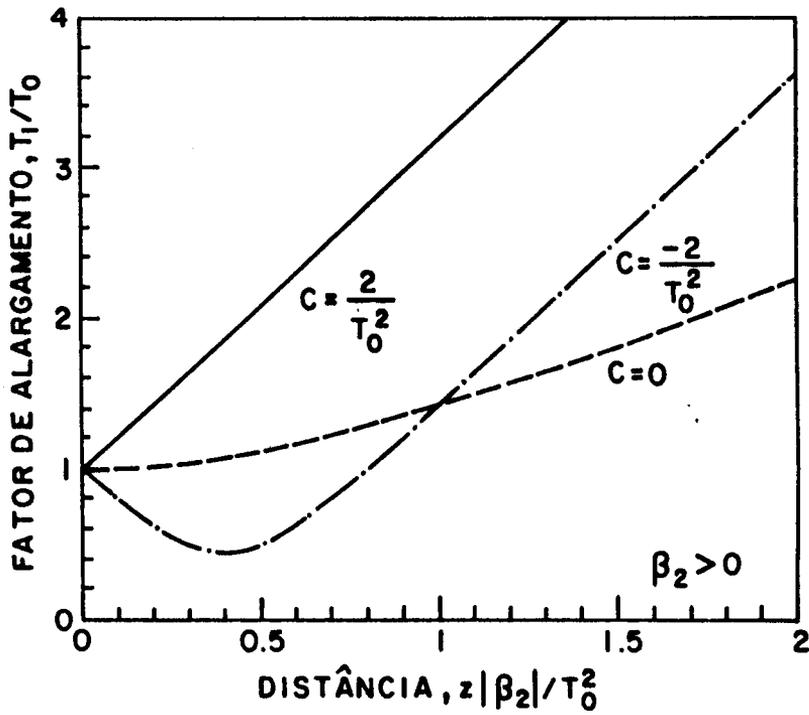


Figura 2.6: Fator de alargamento do pulso em função da distância para um pulso gaussiano sem chirp (curva tracejada), com chirp positivo (curva cheia) e chirp negativo (curva traço-ponto) [5].

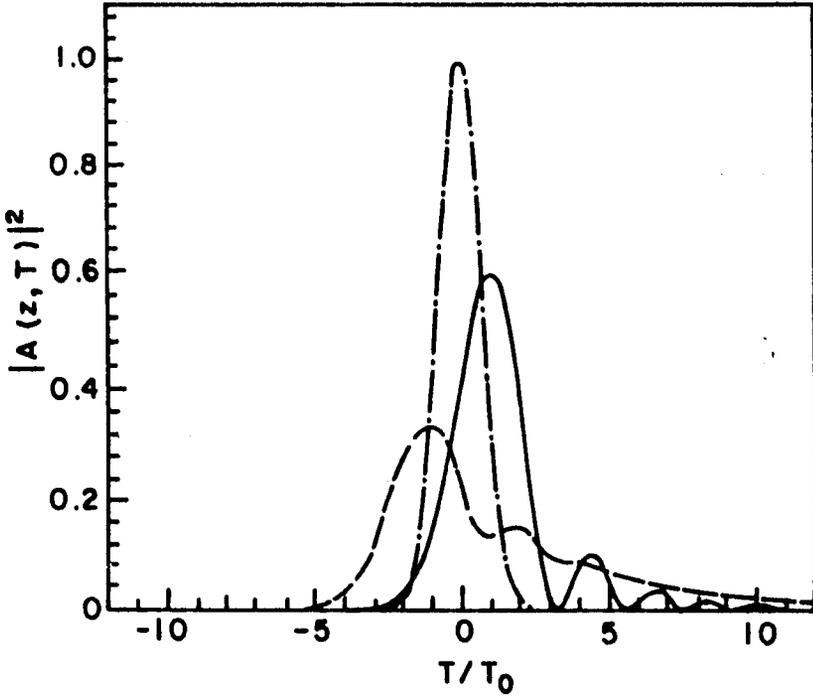


Figura 2.7: Forma de um pulso inicialmente gaussiano (curva com traço-ponto) em  $z = 5\tau_0^3/\beta_3$ . A curva cheia é para o caso de  $\beta_2 = 0$  enquanto a curva tracejada é para  $\beta_2 = \beta_3/\tau_0$  [5].

uma varredura de frequência linear. O mesmo não acontece com a varredura de frequência introduzida por  $\beta_3$ , tornando-se bastante difícil compensá-la.



# Bibliografia

- [1] J.M. Senior, "*Optical fiber communication - principles and practice*", Prentice-Hall International Series in Optoelectronics, Prentice-Hall International, Inc. (1985), Cap.2.
- [2] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics - Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.1.
- [3] J.M. Senior, "*Optical fiber communication - principles and practice*", Prentice-Hall International Series in Optoelectronics, Prentice-Hall International, Inc. (1985), Cap.3.
- [4] B.J. Ainslie e C.R. Day, "*A review of single-mode fibres with modified characteristics*", J. of Lightwave Technology, **LT-4**, 967 (1986).
- [5] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics - Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.3.
- [6] D.Marcuse, "*Pulse distortion in single-mode fibers*", Appl. Opt. **19**, 1653 (1980).
- [7] D.Marcuse, "*Pulse distortion in single-mode fibers. Part 2*", Appl. Opt. **20**, 2969 (1981).
- [8] K. Ywashita, K. Nakagawa, Y. Nakano and Y. Susuki, "*Chirp pulse transmission through a single-mode fibre*", Electron. Lett. **18**, 873 (1982).
- [9] C. Lin and A. Tomita, "*Chirped picosecond injection laser pulse transmission in single-mode fibres in the minimum chromatic dispersion region*", Electron. Lett. **19**, 837 (1982).
- [10] A. Takada, T. Sugie, and M. Saruwatari, "*Picosecond optical pulse compression from gain-switched 1.3  $\mu\text{m}$  distributed-feedback laser diode through highly dispersive single-mode fibre*", Electron. Lett. **21**, 969 (1985).
- [11] E.B. Treacy, "*Optical pulse compression with diffraction gratings*", IEEE J. of Quantum Electron. **QE-5**, 454 (1969).



## Capítulo 3

# Fenômenos ópticos não lineares em fibras ópticas

### 3.1 Introdução

A polarização  $\mathbf{P}$  de um meio dielétrico depende do campo elétrico  $\mathbf{E}$  de forma não linear:

$$\mathbf{P} = \epsilon_0 \left[ \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} + \chi^{(3)} : \mathbf{E}\mathbf{E}\mathbf{E} + \dots \right] \quad (3.1)$$

onde  $\epsilon_0$  é a permissividade dielétrica do vácuo e  $\chi^{(j)}$  ( $j = 1, 2, \dots$ ) é a  $j$ -ésima susceptibilidade.  $\chi^{(1)}$  representa contribuição linear da susceptibilidade e o meio é dito não linear sempre que as susceptibilidades de ordem superior forem importantes. As fibras ópticas são feitas de sílica fundida, que sendo um meio isotrópico apresenta simetria de inversão. Deste modo, as susceptibilidades de ordem par serão todas nulas e o primeiro termo não linear importante na equação 3.1 será o de  $\chi^{(3)}$ . Assim, os fenômenos não lineares mais comumente observados em fibras ópticas são: espalhamento Raman estimulado, espalhamento Brillouin estimulado, mistura de 4 ondas, automodulação de fase, modulação de fase cruzada e efeito Kerr óptico [1] – [5]. Na realidade, os três últimos possuem a mesma origem: a dependência do índice de refração com a intensidade. Além desses fenômenos foi observada também a geração de segundo harmônico com alta eficiência [6,7] e apesar das diversas tentativas de se explicar o fenômeno [8] – [15] ainda não há um entendimento completo do processo.

Apesar da sílica apresentar uma não linearidade pequena quando comparada com outros materiais, diversos fenômenos ópticos não lineares são observados com potências relativamente baixas em fibras ópticas. Isto ocorre, porque as fibras permitem o confinamento da radiação numa área muito pequena,  $\sim 50\mu m^2$ , por um comprimento bastante grande, que pode chegar a quilômetros. Por outro lado, a polarização não linear é de origem eletrônica,

apresentando um tempo de resposta  $< 100$  fs. Isto tudo faz com que as fibras sejam um meio bastante interessante para estudar óptica não linear, sendo muito grande o número de trabalhos nessa área.

A seguir, faremos uma breve descrição da teoria necessária para descrever a propagação não linear de pulsos ópticos numa fibra óptica. Trataremos dos fenômenos não lineares que estão relacionados com os trabalhos apresentados nesta tese: automodulação de fase, modulação de fase cruzada e espalhamento Raman estimulado. Com relação a automodulação de fase, descreveremos tanto o regime de propagação de pulsos na região de dispersão positiva como negativa, dando atenção especial a sistemas de compressão de pulsos.

## 3.2 Equação de propagação não linear

A descrição de fenômenos não lineares em fibras ópticas, assim como em outros meios dielétricos, pode ser feita pela equação de propagação. A equação de onda em unidades MKS é dada por

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_L}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (3.2)$$

onde foi usado que

$$\mathbf{P} = \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \quad (3.3)$$

com

$$\mathbf{P}_L(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(1)}(t - t') \mathbf{E}(\mathbf{r}, t') dt' \quad (3.4)$$

$$\mathbf{P}_{NL}(\mathbf{r}, t) = \varepsilon_0 \int \int \int_{-\infty}^{\infty} \chi^{(3)}(t - t_1, t - t_2, t - t_3) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_1) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_2) \mathbf{E}(\mathbf{r}, t_3) dt_1 dt_2 dt_3. \quad (3.5)$$

Consideramos apenas o termo não linear com  $\chi^{(3)}$  porque, como vimos anteriormente,  $\chi^{(2)}$  é nulo em fibras ópticas. Os diferentes fenômenos podem ser obtidos através de uma escolha adequada dos termos de  $\chi^{(3)}$ . No caso do espalhamento Raman, 3 ondas estão envolvidas, uma na frequência do laser  $\omega$ , uma na frequência Stokes  $\omega_s$  e outra na anti-Stokes  $\omega_a$ . Neste caso teremos uma equação para cada onda e em cada uma deverão ser considerados os termos de  $\chi^{(3)}$  correspondentes a cada frequência.

~~Trataremos aqui do~~ caso de um campo propagando numa fibra óptica monomodo sofrendo apenas a influência da resposta não linear do índice de refração. Neste caso temos

$$n = n_1 + n_2 |\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)|^2 \quad (3.6)$$

onde  $n_1$  é o índice de refração do núcleo para baixas potências e  $n_2$  é o índice de refração não linear dado por

$$n_2 = \frac{3}{8n_1} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (3.7)$$

Para resolver a equação 3.2 é necessário o uso de várias aproximações. Primeiramente assumiremos que o campo é intenso o suficiente para tornar o meio não linear, mas fraco o suficiente para que  $|P_{NL}| \ll |P_L|$ . Em seguida desprezaremos qualquer variação na polarização do campo ao longo da fibra de tal forma que um tratamento escalar da equação seja possível. Por fim, consideraremos os campos quasi-monocromáticos, de modo que o espectro, centrado em  $\omega_0$ , tenha uma largura espectral  $\Delta\omega$  tal que  $\Delta\omega/\omega_0 \ll 1$ . Este tipo de aproximação é válido para pulsos com duração maior que 100 fs. Neste caso podemos utilizar a aproximação de envelope variando lentamente de tal forma que o campo possa ser escrito na forma [16]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{\mathbf{x}} \{ F(x, y) A(z, t) \exp[i(\beta_0 z - \omega_0 t)] + c.c. \} \quad (3.8)$$

onde  $A(z, t)$  é o envelope que varia lentamente,  $\beta_0$  é a constante de propagação do campo propagando na direção  $z$  e  $F(x, y)$  é a distribuição transversal do campo que, no caso da fibra ser monomodo pode ser aproximado por uma gaussiana [16]

$$F(x, y) = \exp \left[ -\frac{(x^2 + y^2)}{w^2} \right] \quad (3.9)$$

No caso de fibras com  $V \sim 2$ ,  $w$  é bastante próximo do raio do núcleo da fibra.

Assim, fazendo uso das aproximações acima, considerando a resposta do meio instantânea, levando em conta as equações 3.6 - 3.8 e utilizando a expansão de  $\beta$  (eq.2.7) até segunda ordem, a equação 3.2 resulta na seguinte equação para o envelope do campo [16]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{\alpha}{2} A = i\gamma |A|^2 A \quad (3.10)$$

onde  $\alpha$  é a atenuação da fibra e  $\gamma$  um coeficiente não linear definido por

$$\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{ef}} \quad (3.11)$$

O parâmetro  $A_{ef}$  é conhecido como área efetiva do núcleo e é dado por

$$A_{ef} = \frac{\left[ \int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (3.12)$$

A equação 3.10 descreve a propagação de um pulso óptico numa fibra monomodo, incluindo os efeitos de atenuação através de  $\alpha$ , dispersão cromática através de  $\beta_1$  e  $\beta_2$  e não linearidade do meio através de  $\gamma$ . Esta equação descreve bem a propagação de pulsos com duração maior que 100 fs e potência abaixo da potência de limiar para geração de espalhamento Raman e Brillouin estimulado. A descrição da propagação de pulsos mais curtos pode ser feita modificando-se a equação 3.10. Para tanto é necessário considerar a resposta temporal da não linearidade assim como o termo de terceira ordem na expansão de  $\beta$  (eq.2.7). Para efeito dos trabalhos apresentados nesta tese, a equação 3.10 pode ser usada como base já que trataremos apenas de pulsos com duração superior a 100 fs. No caso de dois campos interagindo através da modulação de fase cruzada, teremos duas equações semelhantes a eq. 3.10. O mesmo ocorre no caso do espalhamento Raman estimulado, já que a onda anti-stokes é totalmente absorvida como veremos mais adiante.

### 3.3 Automodulação de fase.

A dependência do índice de refração com a intensidade dada pela equação (3.6), provoca um deslocamento de fase dado por [17]

$$\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda} Ln_2|E|^2 \quad (3.13)$$

onde L é o comprimento de fibra,  $\lambda$  o comprimento de onda da radiação no vácuo. Este efeito é chamado de automodulação de fase (AMF) quando o deslocamento de fase que o campo sofre é causado por ele próprio como no caso acima. Quando o deslocamento de fase é causado pela presença de um outro campo, o efeito é denominado de modulação de fase cruzada e será tratado na próxima seção. Apesar do  $n_2$  da sílica ser relativamente pequeno,  $2,2 \times 10^{-22} m^2/V^2$  em unidades MKS ( $3,2 \times 10^{-16} cm^2/W$ ), o comprimento de fibra L pode ser feito muito grande de modo que a automodulação de fase seja significativa. O deslocamento de fase dado pela equação 3.13 implica num deslocamento de frequência instantânea dado por [17]

$$\delta\omega = -\frac{\partial(\Delta\phi)}{\partial t} = -\frac{2\pi}{\lambda} Ln_2 \frac{\partial(|E|^2)}{\partial t} \quad (3.14)$$

Deste modo, a automodulação de fase faz com que o pulso apresente uma varredura de frequência ao longo do tempo, ao mesmo tempo que produz um alargamento espectral como pode ser visto na figura 3.1 [18]. O campo será dado por [17]

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) \exp[-i(\omega t - \Delta\phi)] dt \quad (3.15)$$

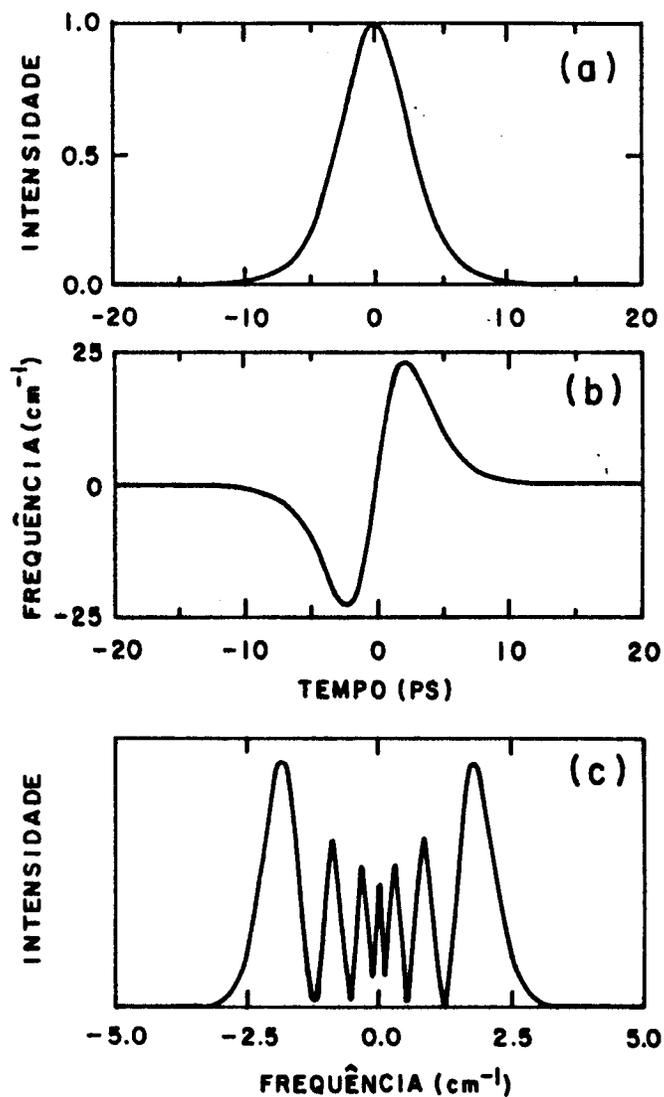


Figura 3.1: (a) Pulso de 6 ps com forma de  $\text{sech}^2$ . (b) Automodulação de fase proporcional a derivada temporal da forma do pulso. (c) Espectro do pulso após sofrer automodulação de fase [18].

A AMF muda apenas o conteúdo espectral do pulso de luz que propaga na fibra, mantendo seu perfil temporal. Esta situação é modificada quando o meio apresenta dispersão de velocidade de grupo (DVG). Neste caso, deve-se resolver a equação 3.10 para se obter a evolução do pulso ao longo da fibra. A solução desta equação vai depender do sinal da DVG ( $\beta_2$ ). Olhando para a fig. 3.1 vemos que a AMF produz frequências baixas na frente do pulso e frequências altas na cauda, ou seja, introduz um “chirp” positivo. Como vimos no capítulo anterior, o “chirp” introduzido pela DVG é positivo quando  $\beta_2 > 0$  e negativo quando  $\beta_2 < 0$ . Assim a AMF combinada com DVG negativa,  $\lambda > 1,3\mu\text{m}$ , pode comprimir o pulso propagante na fibra já que o “chirp” introduzido pela AMF pode ser compensado pela DVG da fibra. Quando a compensação for exata, o pulso propaga na fibra sem distorção e é chamado de sóliton [19] – [23]. Já se o meio apresenta DVG positiva,  $\lambda < 1,3\mu\text{m}$ , o efeito combinado da AMF e DVG leva a um alargamento temporal do pulso [18,24]. Mesmo assim, este pulso pode ser comprimido se propagar por uma linha de atraso com DVG negativa, como um par de grades de difração ou prismas [25] – [28]. A seguir trataremos em mais detalhes, da solução da equação de propagação na aproximação do envelope variando lentamente (eq.3.10) em cada um dos regimes de propagação dando ênfase a possibilidade de se utilizar a AMF e DVG na compressão de pulsos de luz.

### 3.3.1 Propagação de pulsos curtos na região de dispersão anômala

Antes de tentar resolver a equação 3.10 é conveniente passar para o sistema de referência do pulso, que se propaga com velocidade  $v_g = 1/\beta_1$ , fazendo a seguinte transformação [16]

$$T = t - z/v_g = t - \beta_1 z \quad (3.16)$$

Assim, desprezando a perda da fibra ( $\alpha = 0$ ), a equação 3.10 se transforma na seguinte equação

$$i \frac{\partial A}{\partial z} = -\frac{i}{2} \alpha A + \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \gamma |A|^2 A \quad (3.17)$$

A equação não linear de Schrodinger pode ser obtida normalizando-se a equação 3.17. Para tanto introduzimos as variáveis [19]

$$U = \frac{A}{\sqrt{P_0}}, \quad \xi = \frac{z}{L_D}, \quad \tau = \frac{T}{T_0}, \quad (3.18)$$

onde  $P_0$  é a potência de pico do pulso de luz,  $T_0$  sua duração e  $L_D$ , o comprimento de dispersão é dado por

$$L_D = \frac{T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.19)$$

Assim, obtemos a equação

$$i \frac{\partial U}{\partial \xi} = \text{sgn}(\beta_2) \frac{1}{2} \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - N^2 |U|^2 U \quad (3.20)$$

onde o parâmetro  $N$  é definido por

$$N^2 = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma P_0 T_0^2}{|\beta_2|} \quad (3.21)$$

com o comprimento não linear  $L_{NL}$  dado por

$$L_{NL} = (\gamma P_0)^{-1} \quad (3.22)$$

Na região de dispersão anômala ( $\lambda > 1,3 \mu\text{m}$ ),  $\text{sgn}(\beta_2) = -1$ . Neste caso, a equação não linear de Schroedinger, na sua forma mais conhecida, pode ser obtida eliminando-se o parâmetro  $N$  da equação 3.20 definindo [19]

$$u = NU = \left( \frac{\gamma T_0^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2} A \quad (3.23)$$

Assim, temos [1,2]

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = 0 \quad (3.24)$$

A eq. 3.24 possui soluções do tipo sóliton [1,19,21]

$$u(\tau) = N \text{sech}(\tau) \quad (3.25)$$

onde  $N$  é um número inteiro que dá a ordem do sóliton. Para  $N=1$ , temos um sóliton fundamental que corresponde a um pulso que se propaga sem distorção. Neste caso a distorção de fase introduzida pela AMF é exatamente compensada pela dispersão da fibra. A potência necessária para se obter um sóliton fundamental,  $P_1$ , é chamada de potência de sóliton e pode ser obtida fazendo-se  $N=1$  na eq. 3.21,

$$P_1 = \frac{|\beta_2|}{\gamma T_0^2} = \frac{3,11 |\beta_2|}{\gamma T_{FWHM}^2} \quad (3.26)$$

onde  $T_{FWHM} = 1,76 T_0$  é a duração do pulso a meia altura. Solitons de ordem  $N$  são obtidos quando a potência de pico do pulso acoplado na fibra assume um valor  $N^2$  vezes a potência do sóliton fundamental  $P_1$ . Para  $N > 1$ , a forma do pulso não se mantém ao longo da fibra, mas se repete com um período  $\xi = \pi/2$ . Usando a equação 3.18 podemos definir o período de sóliton,  $z_0$ , como

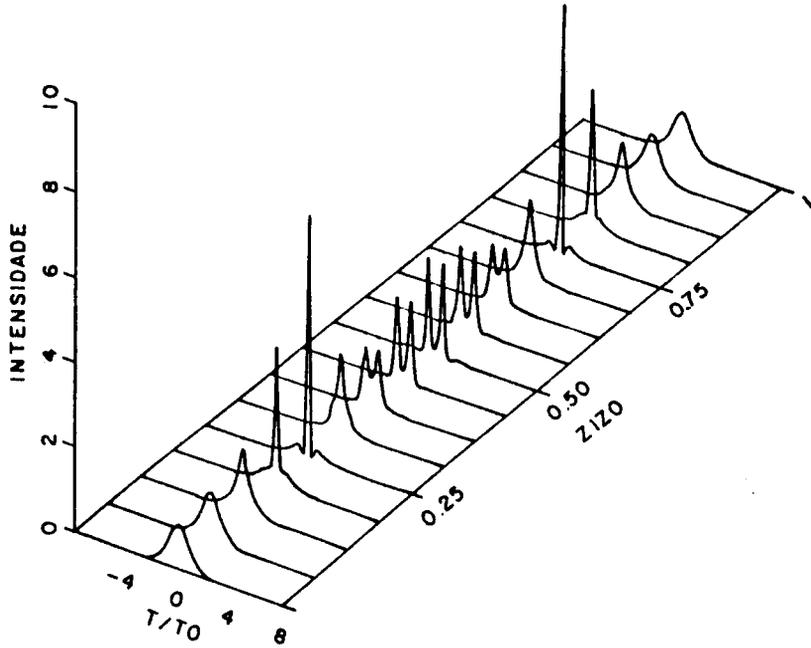


Figura 3.2: Evolução temporal num período de sóliton de um sóliton com  $N = 3$  [22].

$$z_0 = \frac{\pi}{2} L_D = \frac{\pi}{2} \frac{T_0^2}{|\beta_2|} = 0,322 \frac{\pi T_{FWHM}^2}{2|\beta_2|} \quad (3.27)$$

A evolução de um sóliton de ordem 3 num período de sóliton é mostrada na figura 3.2 [22]. À medida que o pulso propaga na fibra é comprimido para uma fração da sua duração inicial até se partir em dois pulsos em  $z = z_0/2$ . A partir deste ponto os pulsos se fundem novamente e se alargam até assumir a forma inicial em  $z = z_0$ . Essa contração inicial do sóliton de ordem superior pode ser utilizada para se obter um pulso mais curto que o inicial, usando uma fibra de comprimento menor que  $z_0$ . Contudo, apesar desses pulsos poderem ser muito curtos, devem ser evitados em alguns tipos de aplicações já que parte da energia pertence a uma longo pedestal sobre o qual o pulso aparece (fig. 3.2)

Os sólitons fundamentais são bastante atraentes do ponto de vista de comunicações por eliminarem os problemas associados com a dispersão. Por outro lado possibilitam uma taxa de transmissão bastante alta, limitada pela interação entre sólitons [29]. O comprimento máximo de fibra estaria então limitado pela atenuação da fibra. Mollenauer e Smith mostraram ser possível usar sólitons para transmitir informação por 6000 Km [30] usando espalhamento Raman estimulado para amplificar periodicamente o sinal. Deste experimento,

estima-se que transmissão a uma taxa de 11000 GHz.Km pode ser possível utilizando-se sólitons fundamentais. O grande problema com os sólitons é a necessidade de um laser de potência, normalmente de centro de cor ou Nd:YAG, não tendo sido possível, até hoje, obter sólitons a partir de um laser de semiconductor.

### 3.3.2 Propagação de pulsos curtos na região de dispersão normal

A equação de propagação não linear (eq. 3.20) não é solúvel analiticamente na região de dispersão normal. Assim, a propagação de um pulso curto numa fibra óptica deve ser obtida numericamente conforme foi feito por Tomlinson et al. [24] para o caso de um pulso com forma de secante hiperbólica. Como a dispersão é normal, não há formação de sólitons. Mesmo assim  $N$ ,  $P_1$  e  $z_0$  são parâmetros úteis.  $P_1$  corresponde a potência necessária para que, na ausência de DVG, o pulso tenha seu espectro dobrado e  $z_0$  corresponde ao comprimento de fibra necessário para que o pulso, na ausência de AMF, tenha sua duração dobrada.

Na figura 3.3 [24] vemos a evolução de um pulso numa fibra óptica tanto no domínio do tempo (a) como no domínio da frequência (b) para  $N = 5$  ( $P = 25P_1$ ). À medida que o pulso propaga ele é alargado temporalmente e espectralmente até atingir uma forma aproximadamente quadrada. Por outro lado, o pulso apresenta uma distorção de fase quadrática na região central,

$$\phi(\omega) = a(\omega - \omega_0)^2 \quad (3.28)$$

com  $a > 0$ . Assim este pulso poderá ser comprimido se propagar por um meio que introduza uma distorção de fase tal que

$$\phi'' = \frac{\partial^2 \phi}{\partial \omega^2} = -2a \quad (3.29)$$

Isto pode ser conseguido com um par de prismas ou grades de difração na configuração mostrada na figura 3.4. No caso de um par de grades temos [25]

$$\phi'' = -\frac{b\lambda^3}{2\pi c^2 d^2 \cos^2 \varphi_r} \quad (3.30)$$

onde  $b$  é a separação entre as grades,  $d$  o espaçamento entre linhas e  $\varphi_r$  o ângulo entre a normal e o feixe refratado. A quantidade de distorção de fase introduzida pode então ser ajustada variando-se a separação entre as grades. No caso de um par de prismas, a distorção de fase introduzida depende da dispersão do vidro do qual são feitos os prismas [26,27,28] e normalmente, é muito pequena no infravermelho.

No trabalho de Tomlinson et al [24] foi simulada não apenas a propagação de um pulso de luz numa fibra óptica mas também sua subsequente passagem por uma linha de atraso

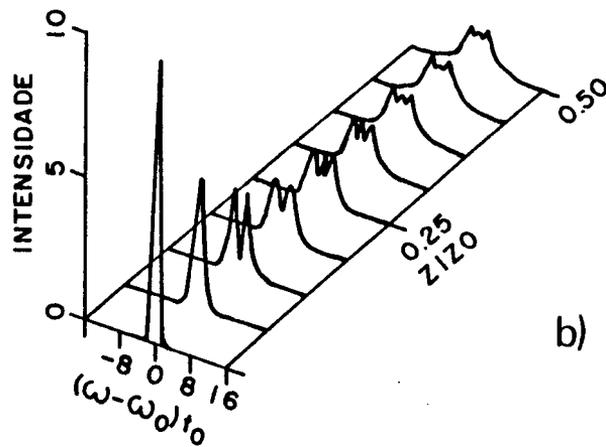
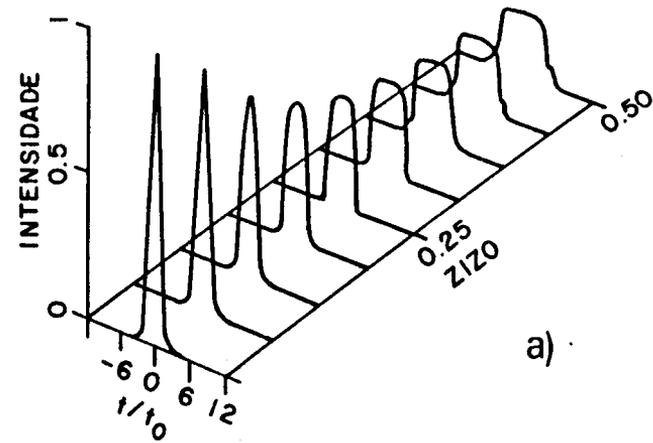


Figura 3.3: Evolução temporal (a) e espectral (b) de um pulso numa fibra óptica, no caso de  $N = 5$  [24].

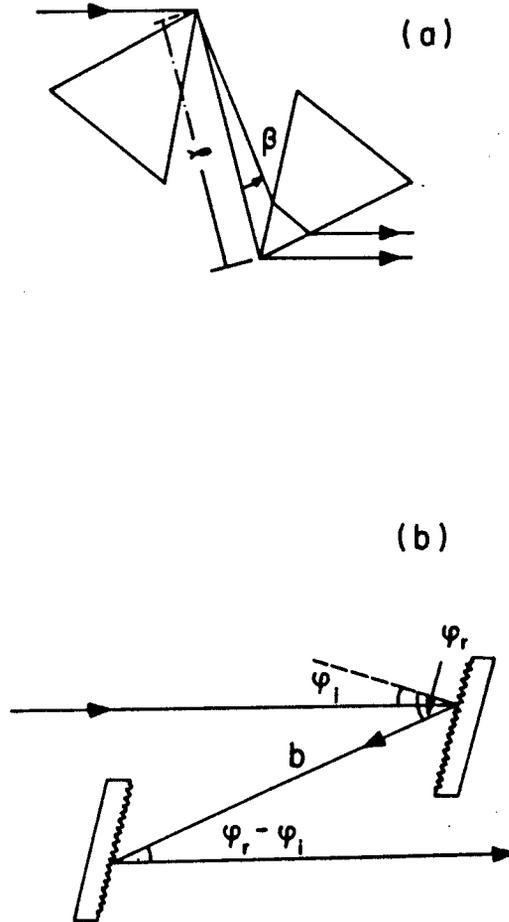


Figura 3.4: Esquema de um par de grades (a) e par de prismas (b) utilizado num sistema compressor de pulsos juntamente com uma fibra óptica.

linearmente dispersiva como um par de grades de difração. Extrapolando os resultados numéricos, chegaram a um comprimento ótimo de fibra para o sistema compressor dado por

$$z_{opt}/z_0 \approx 1.6/N \quad (3.31)$$

Ainda desta extrapolação, a duração do pulso comprimido  $T_c$  será dada por

$$T_0/T_c \approx 0,63N \quad (3.32)$$

desde que a distorção de fase introduzida pela linha de atraso linearmente dispersiva satisfaça a seguinte relação

$$\frac{\phi''}{2t_0^2} \approx \frac{T_c}{T_0} \approx \frac{1,6}{N} \quad (3.33)$$

Estas expressões concordam bastante bem com os resultados obtidos analiticamente [31] e também com resultados experimentais, sendo muito úteis no projeto de um sistema de compressão.

### 3.4 Modulação de fase cruzada

Na seção anterior vimos que um pulso de luz intenso modifica o índice de refração de uma fibra. Isto faz com que ele tenha sua fase modulada e sua forma modificada. Da mesma forma, um campo elétrico pode ter sua fase modulada devido a uma alteração no índice de refração por outro campo. Este fenômeno é denominado de modulação de fase cruzada e dá origem a uma série de fenômenos interessantes [32] – [36]. Para entender o origem da modulação de fase cruzada, vejamos o que acontece com um campo do tipo [37]

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E_1 \exp(-i\omega_1 t) + E_2 \exp(-i\omega_2 t)] + c.c. \quad (3.34)$$

onde  $\hat{x}$  é o vetor unitário de polarização,  $\omega_1$  e  $\omega_2$  são as frequências centrais de dois pulsos e,  $E_1$  e  $E_2$  as amplitudes correspondentes.  $E_1$  e  $E_2$  são funções que variam lentamente numa escala de tempo comparável com  $\omega_j^{-1}$  ( $j=1$  ou  $2$ ). Esta aproximação é válida para pulsos com duração superior a 100 fs. A evolução das amplitudes  $E_1$  e  $E_2$  é governada pela equação de onda 3.2 com a polarização linear e não linear dadas pelas equações 3.4 e 3.5.

Assumindo a resposta de  $\chi^{(3)}$  instantânea e substituindo a equação 3.34 na equação 3.5, vemos que [37]

$$\begin{aligned}
P_{NL}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{2} \hat{x} \{ P_{NL}(\omega_1) \exp(-i\omega_1 t) + P_{NL}(\omega_2) \exp(-i\omega_2 t) + \\
& P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) \exp[-i(2\omega_1 - \omega_2)t] + \\
& P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) \exp[-i(2\omega_2 - \omega_1)t] \} + c.c.
\end{aligned} \quad (3.35)$$

onde

$$P_{NL}(\omega_1) = \chi_{ef}(|E_1|^2 + 2|E_2|^2)E_1, \quad (3.36)$$

$$P_{NL}(\omega_2) = \chi_{ef}(|E_2|^2 + 2|E_1|^2)E_2, \quad (3.37)$$

$$P_{NL}(2\omega_1 - \omega_2) = \chi_{ef}E_1^2 E_2^*, \quad (3.38)$$

$$P_{NL}(2\omega_2 - \omega_1) = \chi_{ef}E_2^2 E_1^*, \quad (3.39)$$

e

$$\chi_{ef} = \frac{3\varepsilon_0}{4} \chi_{xxxx}^{(3)} \quad (3.40)$$

Os termos oscilando em novas frequências  $2\omega_1 - \omega_2$  e  $2\omega_2 - \omega_1$  descrevem o fenômeno de mistura de quatro ondas. Para que a intensidade destas novas frequências seja significativa é necessário que haja um casamento de fase, o que não ocorre na prática a menos que arranjos especiais sejam feitos. Deste modo, consideraremos apenas os dois outros termos que contribuem para uma mudança no índice de refração que é dado agora por [37]

$$\Delta n_j \simeq n_2(|E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2), \quad j = 1 \text{ ou } 2, \quad (3.41)$$

onde o índice de refração não linear  $n_2$  é dado pela equação 3.7.

A equação 3.41 mostra que o índice de refração que um campo de luz vê depende não apenas de sua intensidade mas também da intensidade de outros campos copropagantes. Deste modo, o deslocamento de fase que cada campo sofrerá ao propagar na fibra será dado por

$$\phi_j^{NL} = \frac{\omega_j z}{c} \Delta n_j = \frac{\omega_j z n_2}{c} [ |E_j|^2 + 2|E_{3-j}|^2 ], \quad (3.42)$$

onde  $j = 1$  ou  $2$ . O primeiro termo é responsável pela automodulação de fase e foi discutido na seção anterior. O segundo termo é responsável pela modulação de fase cruzada. Note que este termo é duas vezes mais intenso que a automodulação de fase para a mesma intensidade. Isto ocorre porque duas vezes mais termos de  $\chi^{(3)}$  contribuem para a polarização não linear quando as frequências são diferentes e não degeneradas como no caso da automodulação de fase.

As equações para as amplitudes dos campos  $E_1$  e  $E_2$  podem ser obtidas da mesma forma que obtivemos a eq 3.10 na seção anterior, assumindo que a não linearidade não afeta os modos e escrevendo  $E_j(\mathbf{r}, t)$  na forma

$$E_j(\mathbf{r}, t) = F_j(x, y)A_j(z, t) \exp(i\beta_0jz), \quad (3.43)$$

onde  $F_j(x, y)$  dá a distribuição do  $j$ -ésimo modo ( $j = 1, 2$ ),  $A_j(z, t)$  é a amplitude do campo que varia lentamente e  $\beta_0j$  é a constante de propagação de cada frequência central  $\omega_j$ . Expandindo  $\beta_j(\omega)$  até segunda ordem temos [37],

$$\frac{\partial A_j}{\partial z} + \beta_{1j} \frac{\partial A_j}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2j} \frac{\partial^2 A_j}{\partial t^2} + \frac{\alpha_j}{2} A_j = \frac{in_2\omega_j}{c} \left( f_{jj}|A_j|^2 + 2f_{jk}|A_k|^2 \right) \quad (3.44)$$

onde  $k \neq j$ ,  $\beta_{1j} = 1/v_{gj}$ ,  $v_{gj}$  é a velocidade de grupo,  $\beta_{2j}$  é a dispersão de velocidade de grupo (DVG) e  $\alpha_j$  é o coeficiente de perda. A integral de superposição  $f_{jk}$  é definida como

$$f_{jk} = \frac{\int \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 |F_k(x, y)|^2 dx dy}{\left[ \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_j(x, y)|^2 dx dy \right] \left[ \int \int_{-\infty}^{\infty} |F_k(x, y)|^2 dx dy \right]} \quad (3.45)$$

A diferença entre os diversos valores que a integral de superposição assume pode ser bastante grande em fibras multimodo onde cada campo propaga em um modo diferente. Já no caso de fibras monomodo,  $f_{11}$ ,  $f_{22}$  e  $f_{12}$  são muito próximos podem ser substituídos pelo inverso da área efetiva,  $A_{ef}$ , dada pela equação 3.12. Assim, a equação 3.44 pode ser reescrita na forma

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{1}{v_1} \frac{\partial A_1}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{21} \frac{\partial^2 A_1}{\partial t^2} + \frac{\alpha_1}{2} A_1 = i\gamma_1 (|A_1|^2 + 2|A_2|^2) A_1 \quad (3.46)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{1}{v_2} \frac{\partial A_2}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{22} \frac{\partial^2 A_2}{\partial t^2} + \frac{\alpha_2}{2} A_2 = i\gamma_2 (|A_2|^2 + 2|A_1|^2) A_2 \quad (3.47)$$

onde o coeficiente não linear  $\gamma_j$  é dado por

$$\gamma_j = \frac{n_2\omega_j}{cA_{ef}}, \quad (j = 1, 2). \quad (3.48)$$

### 3.5 Espalhamento Raman Estimulado

O efeito Raman é um processo inelástico de espalhamento de luz, como mostrado na fig. 3.5. Um foton em  $\omega_1$  é absorvido e um foton em  $\omega_2$  é emitido enquanto o material faz uma transição para um estado mais energético no espalhamento tipo Stokes ou menos energético no tipo anti-Stokes. Pelo princípio de conservação de energia,  $\hbar(\omega_1 - \omega_2) = E_f - E_i = \hbar\omega_{fi}$ ,

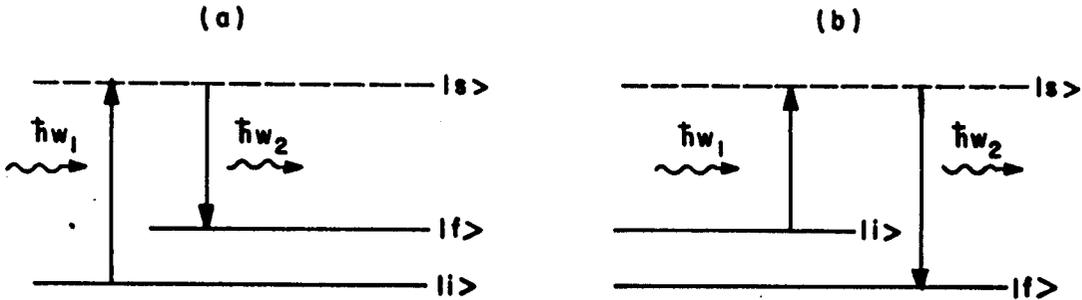


Figura 3.5: Espalhamento Raman Stokes (a) e anti-Stokes (b).

onde  $E_f$  e  $E_i$  são as energias dos estados final e inicial. No espalhamento Raman Stokes,  $\omega_{fi} > 0$  e no anti-Stokes,  $\omega_{fi} < 0$ . A excitação do material pode ser tanto de origem eletrônica, vibracional como rotacional. No caso do espalhamento Raman em vidros esta excitação é de origem vibracional, apresentando deslocamentos relativamente pequenos,  $\Delta\nu \sim 0 - 1000\text{cm}^{-1}$ .

Devido à natureza vítrea das fibras, a radiação incidente pode ser espalhada numa larga faixa de frequências, como é mostrado na fig. 3.6 para a sílica [4]. A seção de choque de espalhamento é máxima para deslocamentos da frequência fundamental de  $440\text{cm}^{-1}$ . A probabilidade de ocorrer espalhamento anti-stokes vai depender da população excitada e portanto deve ser nula a  $0\text{K}$  como é mostrado na fig. 3.6.

O espalhamento Raman estimulado ocorre quando o material é estimulado pela presença de fótons Stokes ou anti-Stokes. Numa fibra óptica, não há casamento de fase para processo de mistura de 4 ondas entre os feixes Stokes e anti-Stokes. Isto faz com que os dois feixes sejam desacoplados, e como consequência, um sinal fraco injetado juntamente com um sinal de bombeio, seja amplificado no caso Stokes e atenuado no anti-Stokes, como mostram as equações abaixo

$$P_s(L) = P_s(0) \exp[G_R(\omega_s)I_0L - \alpha_sL] \quad (3.49)$$

$$P_a(L) = P_a(0) \exp[G_R(\omega_a)I_0L - \alpha_aL] \quad (3.50)$$

onde os índices  $s$  e  $a$  indicam Stokes e anti-Stokes,  $L$  é o comprimento de fibra,  $I_0$  é a intensidade do bombeio e  $G_R$  o ganho Raman dado por

$$G_R = \frac{\sigma_0(\Delta\nu)\lambda_s^3}{c^2h\varepsilon} \quad (3.51)$$

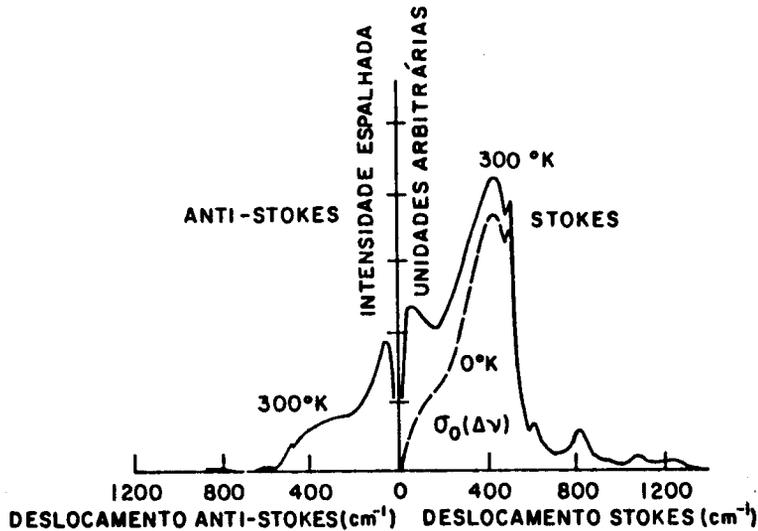


Figura 3.6: Seção de choque do espalhamento Stokes e anti-Stokes para a sílica a 0 e 300 K [4].

onde  $\sigma_0(\Delta\nu)$  é a seção de choque de espalhamento Raman a 0 K,  $\lambda_s$  é o comprimento de onda do feixe Stokes,  $c$  é a velocidade da luz,  $h$  é a constante de Planck e  $\epsilon$  a constante dielétrica do meio. Como  $\sigma(\Delta\nu) \propto \nu^4$ , o ganho Raman depende linearmente da frequência. As equações 3.49 e 3.50 são válidas nas situações em que o feixe de bombeio não sofre perda de energia considerável e possui largura de linha muito menor do que a largura do ganho Raman.

Quando  $I_0$  é muito grande ou  $L$  muito longo, a radiação Stokes pode ser amplificada até potências comparáveis à potência de bombeio. Define-se a potência crítica,  $P_c$ , como a potência necessária para que a potência do primeiro Stokes iguale a potência de bombeio. Isto ocorre quando [38]

$$P_c \simeq \frac{16A_{ef}}{G_R L_{ef}} \quad (3.52)$$

onde  $G_R$  é o valor de ganho máximo,  $L_{ef}$  é o comprimento de fibra efetivo, que leva em conta o fato do ganho diminuir ao longo da fibra devido à sua atenuação

$$L_{ef} = \frac{1 - \exp(-\alpha L)}{\alpha} \quad (3.53)$$

e  $A_{ef}$  é a área efetiva da fibra que, no caso do feixe de bombeio e Stokes estarem no modo fundamental é dada pela eq. 3.12. Já, quando os feixes propagam em modos diferentes, deve-se utilizar  $f_{jk}^{-1}$  em vez da área efetiva  $A_{ef}$ , onde  $f_{jk}$  é a integral de superposição entre os modos  $j$  e  $k$  dados pela equação 3.45. Tipicamente, uma fibra monomodo em  $1,0 \mu\text{m}$  possui  $A_{ef} = 50 \mu\text{m}^2$ . Neste comprimento de onda,  $G_R \simeq 10^{-13} \text{m/W}$ , logo,  $P_c \simeq 0,8 \text{W}$  para  $L = 10 \text{Km}$ .

O ganho para o espalhamento Brillouin é muito maior que para o espalhamento Raman,  $G_B = 4.3 \times 10^{-11} \text{m/W}$ . Isto daria uma potência crítica de apenas 2,5 mW para nas condições acima. Deste modo, seria de se esperar que o espalhamento Brillouin fosse mais importante e ocorresse a potências muito menores que o espalhamento Raman. Contudo, como o ganho depende da razão entre a largura do ganho do espalhamento e da largura de linha do laser,  $\Delta\nu_e/\Delta\nu_l$ , e  $\Delta\nu_e$  do espalhamento Brillouin é muito pequeno, este tipo de espalhamento só é importante para lasers contínuos ou pulsados com duração superior a 10 ns.

A eq. 3.52 vale para a propagação de um laser contínuo numa fibra com birefringência suficientemente alta para preservar a polarização. Em fibras comuns, isto não ocorre e o ganho deve ser dividido por um fator 2. No caso de propagação de um laser pulsado, a descrição do espalhamento Raman deve levar em conta, além do ganho Raman, os efeitos devido à dispersão e modulação de fase cruzada entre os dois feixes. Neste caso a evolução do pulso de bombeio e Stokes é governada por equações similares as equações 3.46 e 3.47, mas que incluem o ganho Raman:

$$\frac{\partial A_p}{\partial z} + \frac{1}{v_p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2p} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} + \frac{\alpha_p}{2} A_p = i\gamma_p(|A_p|^2 + 2|A_s|^2)A_p - \frac{g_p}{2}|A_s|^2 A_p \quad (3.54)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{1}{v_s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i}{2} \beta_{2s} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} + \frac{\alpha_s}{2} A_s = i\gamma_s(|A_s|^2 + 2|A_p|^2)A_s + \frac{g_s}{2}|A_p|^2 A_s \quad (3.55)$$

onde os índices  $p$  e  $s$  são usados para identificar os termos na frequência de bombeio e Stokes.  $\gamma_j, \beta_{2j}, e \gamma_j$  são os mesmos definidos na equação 3.48. Os coeficientes de ganho  $g_p$  e  $g_s$  estão relacionados com o ganho Raman  $G_R$  através de

$$g_s = G_R/A_{ef}, \quad g_p = (\omega_p/\omega_s)g_s \quad (3.56)$$

Stolen e Johnson [39], mostraram que o modelo de Smith [38] que levou a determinação de  $P_s$  também é válido no regime pulsado desde que o comprimento efetivo seja substituído pelo comprimento de "walk-off" definido por

$$L_w = \frac{t_0}{(1/v_p - 1/v_s)} \quad (3.57)$$

onde  $v_p$  e  $v_s$  são as velocidades de grupo do laser de bombeio e da radiação Stokes e  $t_0$  a duração do pulso de bombeio. O comprimento de walk-off corresponde ao comprimento de fibra necessário para o pulso Stokes passar pelo pulso de bombeio com duração  $t_0$ . No modelo proposto por Stolen e Johnson [39], o crescimento do pulso Raman a partir do espalhamento espontâneo é simulado pela injeção de um feixe contínuo na frequência da radiação Stokes juntamente com um pulso de bombeio, como é mostrado esquematicamente na figura 3.7.[39]. O pico do pulso Stokes é produzido depois de aproximadamente dois comprimentos de walk-off. Neste ponto, a conversão de energia para o Stokes é de 10% e o pulso de bombeio já não corresponde ao pulso de entrada (curva pontilhada). Após 3 - 4 comprimentos de "walk-off" os pulsos de bombeio e Stokes estão totalmente separados e não há mais interação entre eles.

Para dar um idéia da importância do "walk-off" na geração Raman em fibras, mostramos na figura 3.8 a conversão Raman em função da potência de bombeio para diversos comprimentos de fibra [40]. Utilizamos como laser de bombeio um laser de Nd:YAG contínuo com acoplamento de modos, produzindo pulsos de 100 ps a uma taxa de repetição de 100MHz em  $1,06 \mu m$ . A fibra utilizada era monomodo no comprimento de onda de bombeio, tendo um comprimento de "walk-off" de 60 m. A conversão Raman cresce significativamente quando o comprimento de fibra é aumentado de 60 m para 90 m, ou seja, de 1,0 para  $1,5 L_w$ . A partir deste ponto, o pulso de bombeio já está bastante atenuado (fig. 3.7) e o ganho se torna menor.

Em sistemas de comunicação óptica, deve-se evitar o espalhamento Raman estimulado porque além de introduzir perdas e distorcer o sinal de bombeio, causa problemas de "crosstalk", ou seja, interferência entre canais de transmissão. Como a curva de ganho Raman é bastante larga (3.6), observa-se "crosstalk" entre canais separados por até 100 nm. Para manter a taxa de erro em níveis aceitáveis é necessário que a amplificação de um canal por outro fique abaixo de 1%, ou seja,

$$\frac{G_R L_{ef} P}{A_{ef}} < 0.01 \quad (3.58)$$

Isto significa, que em sistemas de comunicação óptica a potência dos sinais devem ser  $\sim 150$  vezes menores que a potência crítica dada pela eq. 3.52.

Apesar do espalhamento Raman estimulado ser muitas vezes um problema, ele pode ser muito útil em alguns casos. Devido a grande largura da curva de ganho, o espalhamento Raman pode ser utilizado para amplificar sinais numa grande faixa de frequências com um tempo de resposta menor que 100 fs. Mollenauer e Smith [7] demonstraram ser possível a transmissão de sólitons por mais de 6000 Km sem estações repetidoras, através da amplificação periódica dos sólitons por espalhamento Raman estimulado.

Além da aplicação em sistemas amplificadores, o espalhamento Raman estimulado pode ser utilizado para produzir uma fonte sintonizável de pulsos de picosegundos. Isto é feito

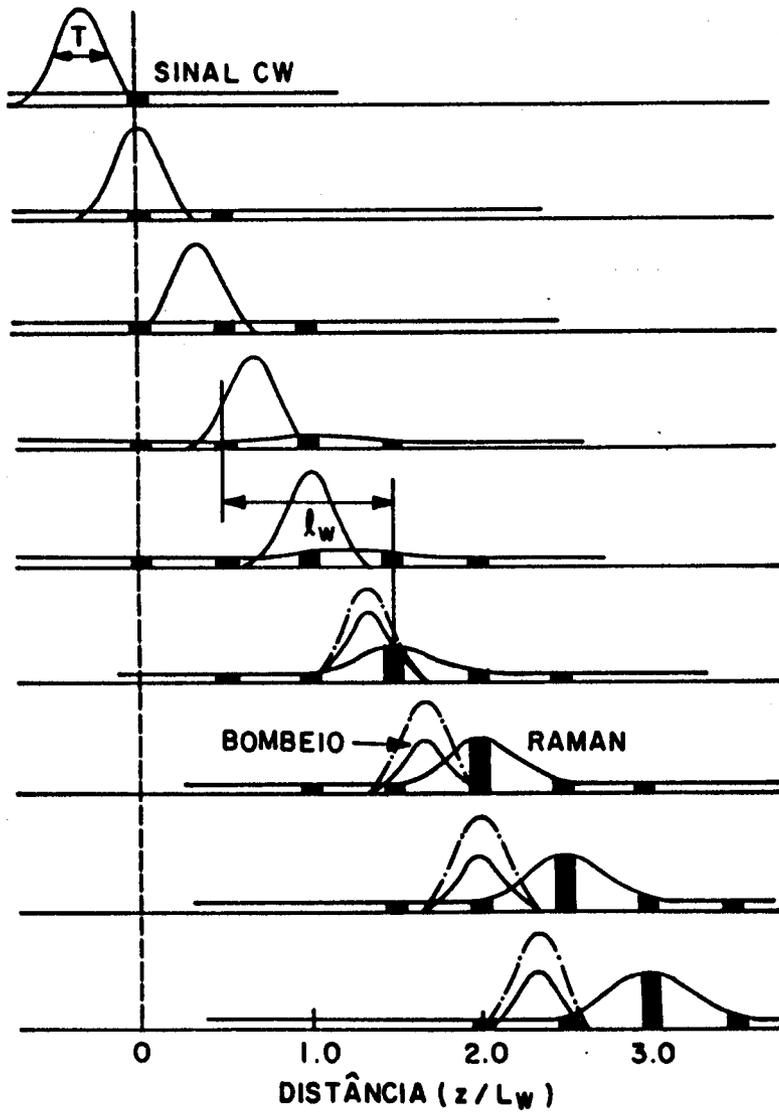


Figura 3.7: Representação esquemática da amplificação de um sinal contínuo na frequência Stokes injetado numa fibra óptica juntamente com um pulso de bombeio [39].

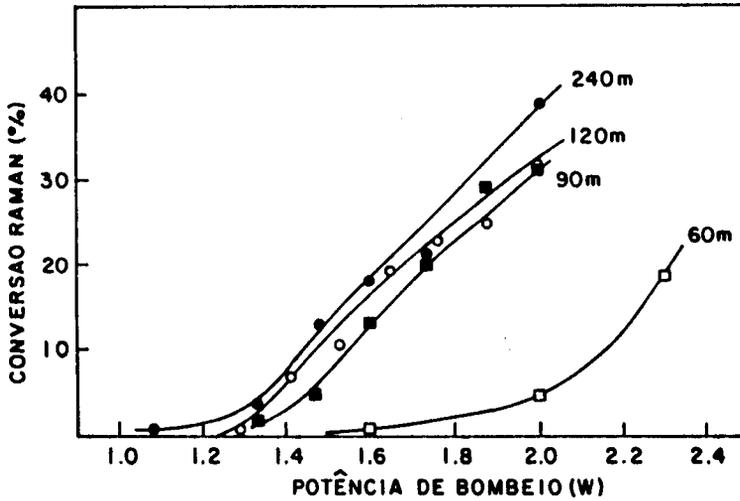


Figura 3.8: Eficiência de conversão Raman em função da potência média de bombeio (= potência de pico/100) para vários comprimentos de fibra [40].

através da geração Raman em cascata, onde o primeiro Stokes é gerado com potência suficiente para gerar o segundo Stokes, o segundo para gerar o terceiro e assim por diante. Assim, pode-se obter uma fonte de luz sintonizável e com duração de picosegundos na região entre  $1,1 \mu\text{m}$  e  $1,7 \mu\text{m}$ . Este tipo de sistema tem grande aplicação em comunicações, podendo ser utilizado para caracterizar fibras ópticas quanto a dispersão, atenuação, comprimento de onda de corte etc. [41,42].

# Bibliografia

- [1] Y.R. Shen, *"The principles of nonlinear optics"*, John Wiley & Sons, Inc. (1984), Cap.26.
- [2] G.P. Agrawal, *"Nonlinear fiber optics"*, Quantum Electronics - Principles and Applications Series, Academic Press (1989).
- [3] D. Cotter, *"Fibre nonlinearities in optical communications"*, Opt. and Quantum Electron. **19**, 1 (1987).
- [4] R.H. Stolen, in *"Optical fiber telecommunications"*, ed. S.E. Miller e A.S. Chynoweth (1979).
- [5] E.M. Dianov, P.V. Mamyshev, and A.M. Prokhorov, *"Nonlinear fiber optics"*, Sov. J. Quantum Electron. **18**, 1 (1988).
- [6] U. Österberg and W. Margulis, *"Dye laser pumped by Nd:YAG laser pulses frequency doubled in a glass optical fiber"*, Opt. Lett **11**, 516 (1986).
- [7] U. Österberg and W. Margulis, *"Experimental studies on efficient frequency doubling in glass optical fibers"*, Opt. Lett. **12**, 57 (1987).
- [8] M.C. Farries, P.St.J. Russel, M.E. Fermann and D.N. Payne, *"Second-harmonic generation in an optical fiber by self-written  $\chi^{(2)}$  grating"*, Electron. Lett. **23**, 322 (1987).
- [9] R.H. Stolen and H.W.K. Tom, *"Self-organized phase-matched harmonic generation in optical fibers"*, Opt. Lett. **12**, 585 (1987).
- [10] W. Margulis and U. Österberg, *"Second-harmonic generation in optical fibers"*, J. Opt. Soc. Am. B **5**, 312 (1988).
- [11] V. Mizrahi, U. Österberg, J.E. Sipe and G.I. Stegeman, *"Test of a model of efficient second-harmonic generation in glass optical fibers"*, Opt. Lett. **13**, 279 (1988).

- [12] A. Krotkus and W. Margulis, "*Investigation of the preparation process for efficient second-harmonic generation in optical fibers*", Appl. Phys. Lett. **52**, 1942 (1988).
- [13] H.W.K. Tom, R.H. Stolen, G.D. Aumiller and W. Pleibel, "*Preparation of long-coherence-length second-harmonic-generating optical fibers by using mode-locked pulses*", Opt. Lett. **13**, 512 (1988).
- [14] F. Ouellète, K.O. Hill and D.C. Johnson, "*Light-induced erasure of self-organized  $\chi^{(2)}$  gratings in optical fibers*", Opt. Lett. **13**, 515 (1988)
- [15] W. Margulis, I.C.S. Carvalho and J.P. von der Weid, "*Phase measurement in frequency-doubling fibers*", Opt. Lett. **14**, 700 (1989).
- [16] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics - Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap. 2.
- [17] R.H. Stolen and C. Lin, "*Self-phase-modulation in silica optical fibers*", Phys. Rev. A **17**, 1448 (1978).
- [18] D. Grischkowsky e A.C. Balant, "*Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping*", Appl. Phys. Lett. **41**, 1 (1982).
- [19] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics - Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap. 5.
- [20] A. Hasegawa and F. Tappert, "*Transmission of stationary optical pulses in dispersive dielectric fibers. I. Anomalous dispersion*", Appl. Phys. Lett. **23**, 142 (1973).
- [21] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon, "*Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*", Phys. Rev. Lett. **45**, 1095 (1980).
- [22] R.H. Stolen, L.F. Mollenauer and W.J. Tomlinson, "*Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers*", Opt. Lett. **8**, 186 (1983).
- [23] L.F. Mollenauer and R.H. Stolen, "*Solitons in optical fibers*", Laser Focus **18**, 193 (1982).
- [24] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen and C.V. Shank, "*Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*", J. Opt. Soc. Am.B **1**, 139 (1984).
- [25] E.B. Treacy,  
em "*Optical pulse compression with diffraction gratings*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-5**, 454 (1969).

- [26] R.L. Fork, O.E. Martinez, and J.P. Gordon, "*Negative dispersion using pairs of prisms*", Opt. Lett. **9**, 150 (1984).
- [27] Z. Bor and B. Racz, "*Group velocity dispersion in prisms and its application to pulse compression and travelling-wave excitation*", Opt. Comm. **54**, 165 (1985).
- [28] J.D. Kafka and T. Baer, "*Prism-pair dispersive delay lines in optical pulse compression*", Opt. Lett. **12**, 401 (1987).
- [29] J.P. Gordon, "*Interaction among solitons in optical fibers*", Opt. Lett. **8**, 596 (1983).
- [30] L. Mollenauer e K. Smith, "*Demonstration of soliton transmission over more than 4000 Km in fibers with loss periodically compensated by Raman gain*", Opt. Lett. **13**, 675 (1988).
- [31] R. Meinel, "*Generation of chirped pulses in optical fibers suitable for an effective pulse compression*", Opt. Comm. **47**, 343 (1983).
- [32] G.P. Agrawal, "*Modulation instability induced by cross-phase modulation*", Phys. Rev. Lett. **59**, 880 (1987).
- [33] M.N. Islam, L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, J.R. Simpson and H.T. Shang, "*Cross-phase modulation in optical fibers*", Opt. Lett. **12**, 625 (1987).
- [34] D. Schadt and B. Jaskorzynska, "*Generation of short pulses from cw light by influence of crossphase modulation (CPM) in optical fibres*", Electron. Lett. **23**, 1090 (1987).
- [35] S. Trillo, S. Wabnitz, E.M. Wright and G.I. Stegeman, "*Optical solitary waves induced by cross-phase modulation*", Opt. Lett. **13**, 871 (1988).
- [36] G.P. Agrawal, P.L. Baldeck and R.R. Alfano, "*Optical wave breaking and pulse compression due to cross-phase modulation in optical fibers*", Opt. Lett. **14**, 137 (1989).
- [37] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics - Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.7.
- [38] R.G. Smith, "*Optical power handling capacity of low loss optical fibers as determined by stimulated Raman and Brillouin scattering*", Appl. Opt. **11**, 2489 (1972).
- [39] R.H. Stolen and A.M. Johnson, "*The effect of pulse walk-off on stimulates Raman scattering in fibers*", IEEE J. of Quantum Electron. **QE-22**, 2154 (1986).
- [40] A.S.L. Gomes, V. L. da Silva e J.R. Taylor, "*Direct measurement of nonlinear frequency chirp of Raman radiation in single mode optical fibers using a spectral window method*", J. of the Opt. Soc. of America B, **5**, 373 (1988).

- [41] C. Lin, "*Nonlinear optics in fibers for fiber measurements and special device functions*", J. of Lightwave Technol. **LT-2**, 1103 (1986).
- [42] L.G. Cohen and C. Lin, "*A universal fiber-optic (UFO) measurement system based on a near-IR fiber Raman laser*", IEEE J. of Quantum Electron. **QE-14**, 855 (1978).

## Capítulo 4

# Espalhamento Raman estimulado com pulsos de picossegundos em fibras ópticas de sílica dopada com $P_2O_5$

### 4.1 Introdução

O espalhamento Raman estimulado em fibras tem sido muito explorado devido à sua potencial utilização em sistemas amplificadores [1,2] assim como na produção de uma fonte sintonizável de pulsos de picossegundos [2]. Isto explica o interesse em se aumentar a seção de choque de espalhamento Raman tanto em fibras ópticas de sílica como de outros vidros [3] - [10].

Em 1978, Galeener et al [3] mediram a seção de choque de espalhamento para os vidros  $SiO_2$ ,  $GeO_2$ ,  $B_2O_3$  e  $P_2O_5$ . Como pode ser visto na figura 4.1, todos esses vidros apresentam uma seção de choque para o espalhamento Raman maior que a da  $SiO_2$ . Dentre eles, o  $GeO_2$  apresenta a maior seção de choque, e tem sido utilizado para fabricar fibras dedicadas ao espalhamento Raman estimulado [9,10]. Outro vidro interessante é o  $P_2O_5$ , que apresenta dois picos bastante fortes, um em  $640\text{ cm}^{-1}$  e outro em  $1390\text{ cm}^{-1}$ . Deste modo, o  $P_2O_5$ , é importante em aplicações onde se deseja um deslocamento Raman maior que o da sílica e do  $GeO_2$ . Nesta linha foi estudado o espalhamento Raman estimulado em fibras de sílica contendo deutério difundido [5]. O  $D_2$  apresenta um deslocamento Raman de  $2972\text{ cm}^{-1}$ , gerando luz em  $1,56\text{ }\mu\text{m}$  quando bombeado por um laser em  $1,06\text{ }\mu\text{m}$  [5]. Esta fibra apresentava, no entanto, o inconveniente de ter que ser refrigerada com  $N_2$  líquido, além da seção de choque de espalhamento do  $D_2$  ser mais baixa que a da sílica.

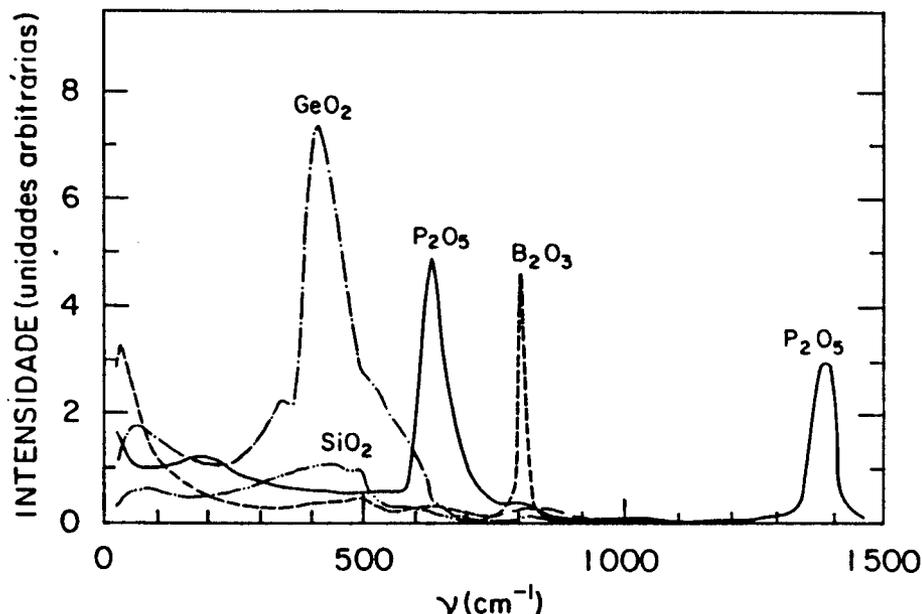


Figura 4.1: Espectro Raman dos vidros:  $SiO_2$ ,  $GeO_2$ ,  $B_2O_3$  e  $P_2O_5$  [3].

Voltando ao trabalho de Galeener et al [3], foi mostrado também que vidros compostos de  $GeO_2$  e  $P_2O_5$  apresentam um espectro Raman bastante largo, podendo ser utilizados para gerar frequências com deslocamentos de 0 a  $1400\text{ cm}^{-1}$ . Como a sílica e  $GeO_2$  apresentam o mesmo deslocamento Raman (fig. 4.1), deve-se esperar um comportamento semelhante para vidros compostos de  $SiO_2$  e  $P_2O_5$ . Em 1986, Susuki et al [6] investigaram o espalhamento Raman estimulado em fibras de sílica com 10 – 14 mol % de  $P_2O_5$ . Neste trabalho foi utilizado um laser de Nd:YAG Q-switched operando em  $1,06\ \mu\text{m}$ , produzindo pulsos de 200 ns a uma taxa de repetição de 500 Hz. Susuki et al. mostraram que nestas fibras, há uma amplificação seletiva do primeiro Stokes,  $P_1$ , do  $P_2O_5$ . Isto se deve ao fato do deslocamento de  $P_1$  ser aproximadamente três vezes o deslocamento Raman da sílica, sendo amplificado não apenas pela frequência fundamental mas também pelo segundo Stokes,  $S_2$ , da sílica. Deste modo, como pode ser visto na figura 4.2,  $P_1$  deverá aparecer assim que a potência acoplada na fibra for necessária para gerar  $S_2$ .

Neste capítulo [8], investigamos o espalhamento Raman estimulado no regime de picosegundos numa fibra de sílica com alta dopagem de  $P_2O_5$ . Mostramos que, através do espalhamento Raman em cascata, é possível gerar uma fonte de picosegundos continuamente sintonizável de  $1,1 - 1,7\ \mu\text{m}$ .

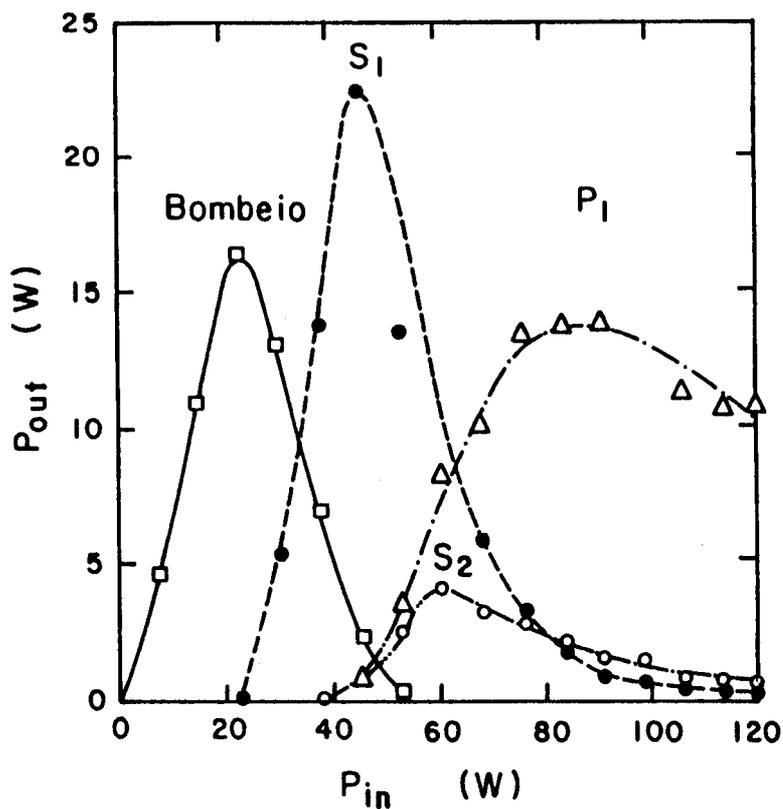


Figura 4.2: Potência na saída da fibra do primeiro e segundo Stokes devido à sílica ( $S_1$  e  $S_2$ ) e do primeiro Stokes devido ao  $P_2O_5$  ( $P_1$ ) em função da potência de bombeio, para uma fibra de sílica com 14 mol % de  $P_2O_5$  [6].

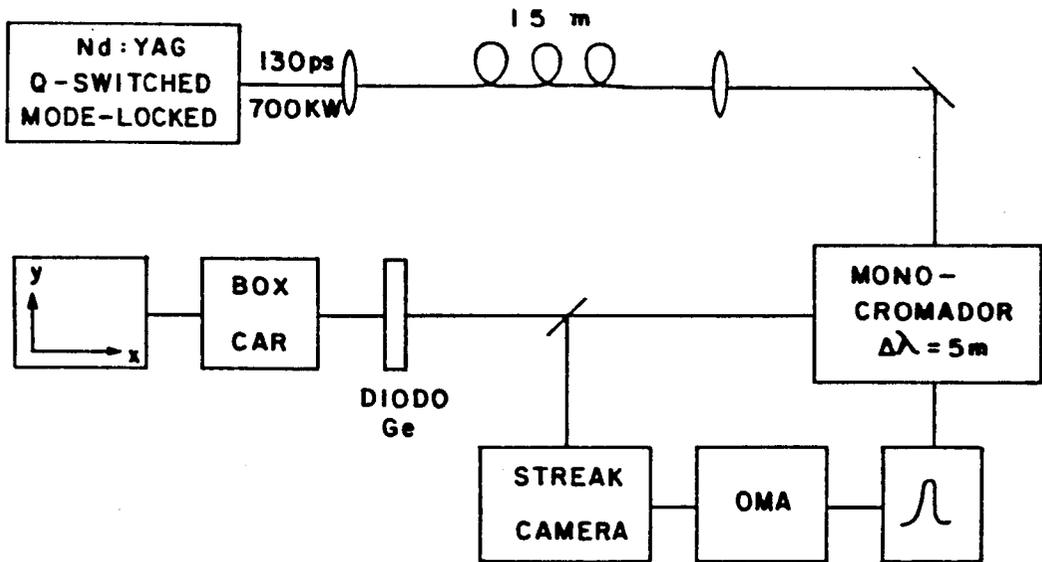


Figura 4.3: Esquema experimental utilizado para estudar o espalhamento Raman estimulado numa fibra de sílica com 7 mol % de  $P_2O_5$ .

## 4.2 Resultados experimentais e discussão

Um esquema da montagem experimental é mostrado na figura 4.3. Usamos uma laser de Nd:YAG Q-switched e mode-locked. Trabalhamos com o Q-switch a 800 Hz produzindo pulsos de 200 ns. Com o mode-locker funcionando a 100 MHz, obtivemos pulsos de 130 ps com potência de pico de  $\sim 700$  kW no centro do envelope de Q-switch. O laser foi acoplado na fibra com uma objetiva de 20 x e recolimado na saída da fibra com uma objetiva de 10 x. Utilizamos um monocromador de 1/4 m com resolução de 5 nm (grade de 1200 l/mm com "blaze" em  $1\ \mu\text{m}$ ). Um fotodiodo de Ge foi utilizado para detectar o espectro em conjunto com um boxcar (Stanford SR250). Durante o registro do espectro foi utilizada uma janela de 100 ns colocada na região central do trem de Q-switch. As medidas no domínio do tempo foram feitas com uma streak-camera operando no regime de "synchroscan" [11] com fotocátodo S1 estendido, com resolução temporal menor que 30 ps.

A fibra utilizada foi fabricada pela British Telecom usando a técnica de MCVD. A casca consiste de sílica fortemente dopada com  $P_2O_5/F$ , enquanto o núcleo consiste de sílica apenas com  $P_2O_5$  a uma concentração de 7 mol%, como pode ser visto na figura 4.4a. Da curva de atenuação (fig. 4.4b) vemos que a fibra é monomodo para  $\lambda > 1,06\ \mu\text{m}$  e possui baixa concentração de OH já que a perda é baixa para  $\lambda > 1,24\ \mu\text{m}$ .

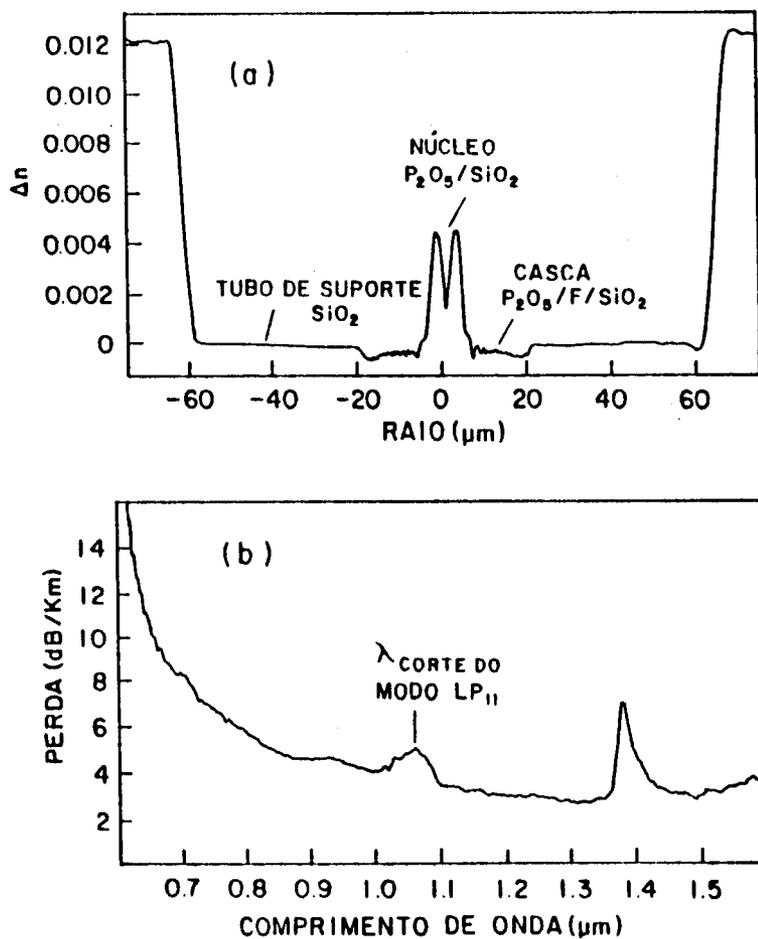


Figura 4.4: (a) Perfil de índice de refração da fibra. (b) Espectro de atenuação da fibra.

O espectro Raman obtido para esta fibra com comprimento de 15 m e 25 kW de potência de pico acoplada é mostrado na figura 4.5a. Já na figura 4.5b, mostramos o espectro obtido para 100 m de uma fibra comum de sílica com 3 %  $GeO_2$  no núcleo excitada por 100 kW de potência de pico. A diferença no espectro Raman devido a presença de fósforo é muito clara na fig. 4.5. Na fibra de sílica, são gerados três bandas Stokes bem distintas, a primeira em  $1,12 \mu\text{m}$ , a segunda em  $1,18 \mu\text{m}$  e a terceira em  $1,24 \mu\text{m}$ . Nesta fibra, a intensidade de cada Stokes decresce à medida que sua ordem aumenta. Já na fibra com  $P_2O_5$ , estas três bandas não são bem resolvidas e o terceiro Stokes (pico em  $1,24 \mu\text{m}$ ) apresenta aproximadamente a mesma amplitude que os demais Stokes. Isto se deve ao fato do primeiro Stokes do  $P_2O_5$  ser amplificado tanto pelo bombeio quanto pelo segundo Stokes da sílica, como foi discutido anteriormente. A banda em  $1,24 \mu\text{m}$  é muito mais larga do que a obtida no caso de uma fibra comum, estendendo-se além de  $1,31 \mu\text{m}$  onde deveria aparecer o quarto Stokes da sílica. Além do pico em  $1390 \text{ cm}^{-1}$ , o  $P_2O_5$  apresenta outro em  $620 \text{ cm}^{-1}$ , responsável pela luz espalhada entre o primeiro e o segundo Stokes da sílica. O pico em  $1,032 \mu\text{m}$  que aparece no espectro da fig. 4.5a deve-se provavelmente a um processo de mistura de quatro ondas [12].

Na figura 4.6a mostramos o envelope do pulso de Q-switch acoplado na fibra de  $SiO_2 - P_2O_5$ , com aproximadamente 200 ns de duração enquanto na figura 4.6b mostramos o envelope, em  $1,06 \mu\text{m}$ , que sai da fibra para uma potência de pico acoplada de 25 kW. Como pode ser visto, a parte mais intensa do envelope original é absorvida tornando o envelope de saída mais largo ( $\sim 450 \text{ ns}$ ). As figuras 4.6c-e mostram os envelopes das bandas Stokes em  $1,12 \mu\text{m}$ ,  $1,18 \mu\text{m}$  e  $1,24 \mu\text{m}$  respectivamente. Tanto o envelope em  $1,12 \mu\text{m}$  como em  $1,18 \mu\text{m}$  apresentam a região central côncava, indicando que parte do envelope foi absorvida. O mesmo já não ocorre com o envelope em  $1,24 \mu\text{m}$ , indicando que não há um quarto Stokes gerado para este nível de potência acoplada (25 kW). É interessante notar que a duração à meia altura (FWHM) do envelope de cada Stokes corresponde à largura da região côncava do Stokes de ordem mais baixa.

Aumentar a potência acoplada na fibra de 25 kW para 56 kW faz com que o espectro Raman se estenda até  $\sim 1,6 \mu\text{m}$  e apenas o primeiro Stokes seja distinguível como pode ser visto na figura 4.7a. Usando um filtro tipo “bandpass” poderia ser possível selecionar pulsos de picosegundos em qualquer região dentro desta larga banda Raman gerada. Para demonstrar esta possibilidade utilizamos um filtro dielétrico com 90 % de transmissão acima de  $1,22 \mu\text{m}$  resultando no espectro mostrado na figura 4.7b. Reduzindo a potência acoplada na fibra, a largura do espectro pode ser ajustada como mostram as figuras 4.7c e d para potências de pico de 30 kW e 20 kW respectivamente.

A duração média dos pulsos correspondentes aos espectros mostrados na figura 4.7b-d foram medidas com uma streak camera [11] e são mostradas nas figuras 4.8b-d. A figura 4.8a mostra o pulso na frequência fundamental antes de entrar na fibra. Em todas

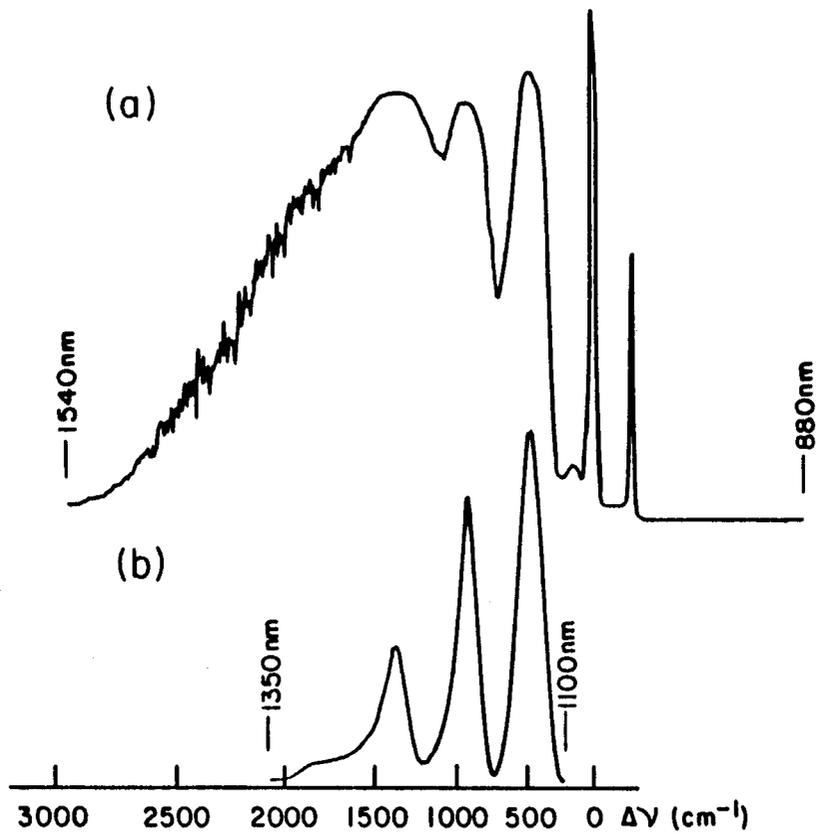


Figura 4.5: (a) Espectro obtido no espalhamento Raman em cascata em 15 m de fibra de sílica fortemente dopada com  $P_2O_5$  (7 mol%) excitada por pulsos com 25 kW de potência de pico em  $1,06 \mu\text{m}$ . (b) Mesmo que em (a) para 100 m de fibra de sílica com 3 % de  $GeO_2$  no núcleo excitada por pulsos com 100 kW de potência de pico.

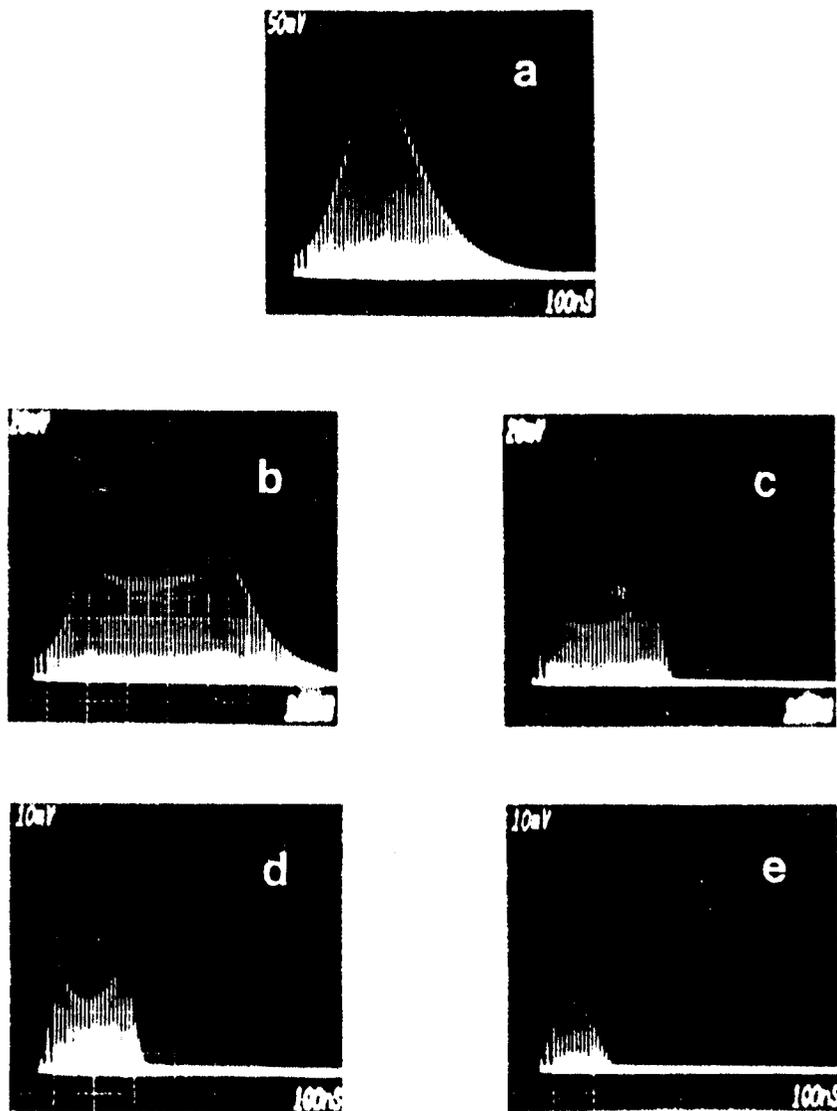


Figura 4.6: Envelope do trem de pulsos (a) acoplado na fibra e na saída da fibra (b) na frequência fundamental ( $1,06 \mu\text{m}$ ), (c) na frequência do primeiro Stokes ( $1,12 \mu\text{m}$ ), (d) do segundo Stokes ( $1,18 \mu\text{m}$ ), e (e) do terceiro Stokes ( $1,24 \mu\text{m}$ ).

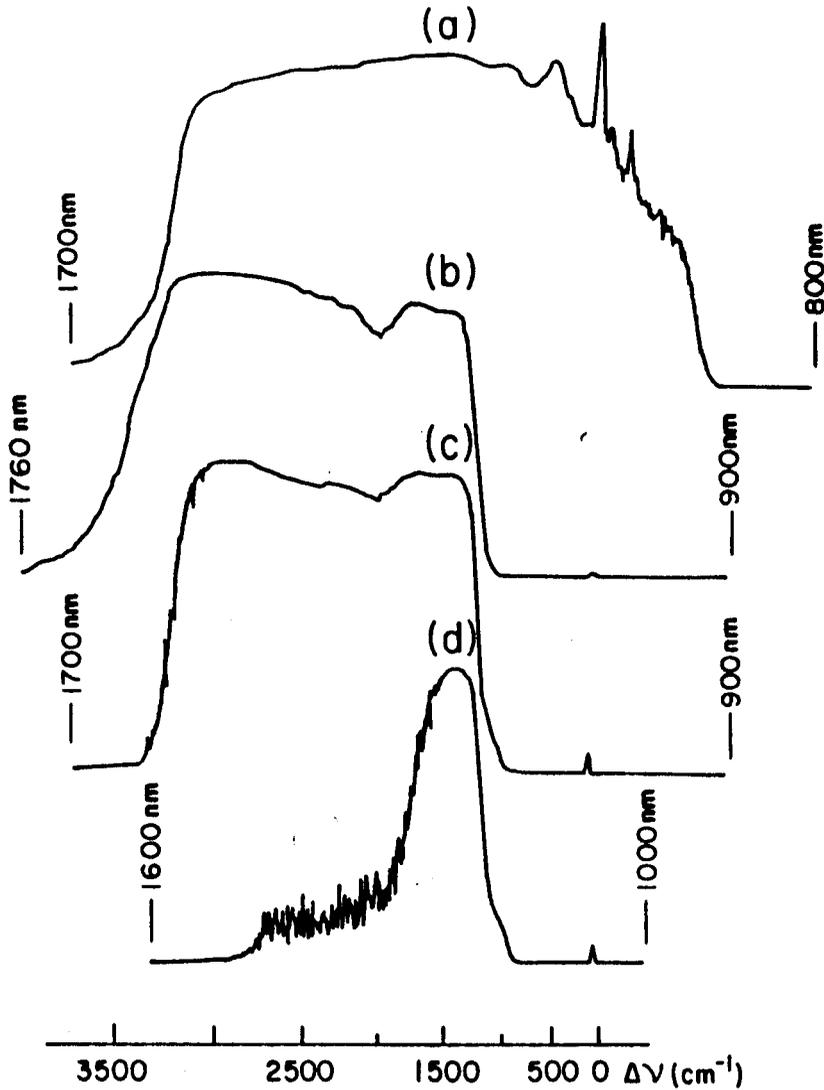
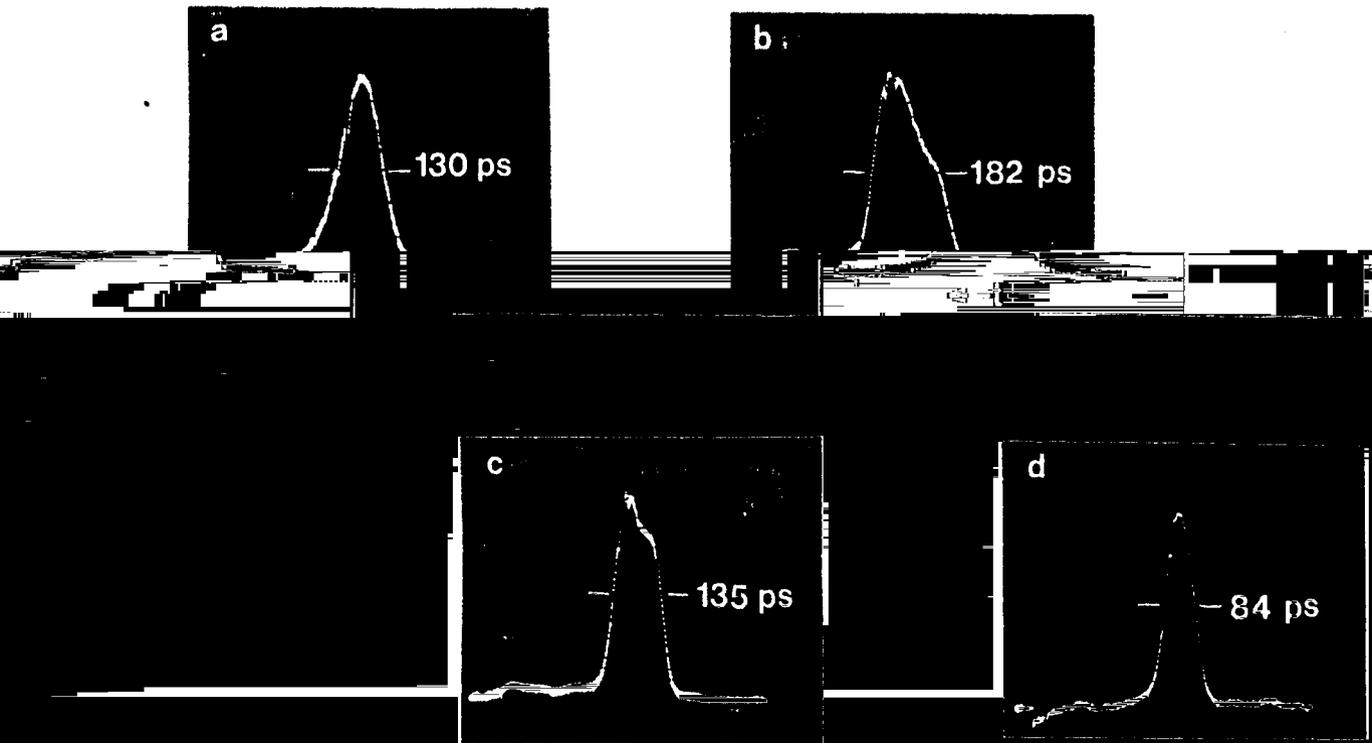


Figura 4.7: (a) Espectro Raman da fibra de  $\text{SiO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5$  excitada por pulsos em  $1,06 \mu\text{m}$  com 56 kW de potência de pico. (b) Espectro resultante após filtrar a luz obtida na fibra excitada por 56 kW com um espelho 90 % transmissor acima de  $1,22 \mu\text{m}$ . (c) e (d) Mesmo que em (b) para potência de excitação de 30 kW e 20 kW respectivamente.

as figuras o tempo cresce para a esquerda. A assimetria existente nos pulsos mostrados nas figuras 4.8b e c se deve ao fato de cada componente Raman possuir uma velocidade de propagação diferente. Na região de dispersão de velocidade de grupo normal ( $\lambda < 1,3\mu\text{m}$ ), as frequências vermelhas são mais rápidas que as azuis. Isto faz com que o Stokes viaje mais rápido que a frequência fundamental, de tal modo que a conversão Raman seja mais forte na frente do pulso de bombeio. Além disto, como o comprimento de fibra é relativamente pequeno,  $L \doteq 15$  m, não há tempo para uma separação “física” dos diferentes Stokes. Assim, o que vemos nas figuras 4.8b e (c) é a superposição dos diferentes Stokes contidos na banda contínua mostrada na figura 4.7b e c. Diminuindo ainda mais a potência acoplada, conseguimos obter pulsos de 84 ps (35 % mais curto do que o pulso de bombeio) e com potência de pico de  $\sim 4,5$  kW (fig. 4.8d). Este pulso é simétrico, ao contrário dos anteriores, por duas razões. Primeiramente, a potência acoplada foi diminuída até o ponto em que a banda Raman em  $1,24\mu\text{m}$  não gera Raman ela própria, e conseqüentemente, a frente do pulso não é mais absorvida que a cauda. Em segundo lugar, as bandas Stokes mais baixas, assim como a frequência fundamental são cortadas pelo filtro, não havendo superposição de diferentes Stokes. Assim, se um filtro de banda estreita sintonizável for utilizado, a fibra de  $\text{SiO}_2 - \text{P}_2\text{O}_5$  pode ser utilizado como uma fonte sintonizável de picosegundos na região de  $1,1\mu\text{m}$  a  $1,6\mu\text{m}$ .

### 4.3 Conclusão

Investigamos, neste trabalho, o espalhamento Raman estimulado em cascata no regime de picosegundos numa fibra de sílica com alta dopagem de  $\text{P}_2\text{O}_5$ . Mostramos que esta fibra é muito mais eficiente para gerar Raman em cascata do que fibras comuns de sílica levemente dopadas com  $\text{GeO}_2$ . A utilização de um filtro de banda estreita permite utilizar esta fibra como uma fonte sintonizável de pulsos de luz com duração de picosegundos na região de  $1,1\mu\text{m}$  a  $1,6\mu\text{m}$ .



streak camera.  
Figuras 7(b)-(d)

Figura 4.8: (a) Forma do pulso de entrada em  $1,06 \mu\text{m}$  medido com uma streak camera. (b) - (d) Forma dos pulsos correspondentes aos espectros mostrados nas figuras 7(b)-(d) medidos com uma streak camera.



# Bibliografia

- [1] D. Cotter, “*Fibre nonlinearities in optical communications*”, Opt. and Quantum Electron. **19**, 1 (1987).
- [2] G.P. Agrawal, “*Nonlinear fiber optics*”, Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.8.
- [3] F.L. Galeener, J.C. Mikkelsen, Jr., R.H. Geils and W.J. Mosby, “*The relative Raman cross sections of vitreous SiO<sub>2</sub>, GeO<sub>2</sub>, B<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, and P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>*”, Appl. Phys. Lett. **32**, 34 (1978)
- [4] V.V. Grygoryants, B.L. Davydov, M.E. Zhabotinski, V.F. Zolin, G.A. Ivanov, V.I. Smirnov and YU. K. Chamorovski, “*Spectra of stimulated Raman scattering in silica-fibre waveguides*”, Opt. and Quantum Electron. **9**, 351 (1977).
- [5] A.R. Chraplyvy and J. Stone, “*Synchronously pumped D<sub>2</sub> gas-in-glass fiber Raman laser operating at 1.56 μm*”, Opt. Lett. **9**, 241 (1984).
- [6] K. Susuki, K. Noguchi and N. Uesugi, “*Selective stimulated Raman scattering in highly P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-doped silica single-mode fibers*”, Opt. Lett. **10**, 656 (1986).
- [7] H. Takahashi, J. Chang, K. Nakamura, I. Sugimoto, T. Takabayashi, A. Oyobe and Y. Fujii, “*Efficient single-pass Raman generation in a GeO<sub>2</sub> optical fiber and its application to measurement of chromatic dispersion*”, Opt. Lett. **11**, 383 (1986).
- [8] A.S.L. Gomes, V.L. da Silva, J.R. Taylor, B.J. Ainslie and S.P. Craig, “*Picosecond stimulated Raman scattering in P<sub>2</sub>O<sub>5</sub>-SiO<sub>2</sub> based single mode optical fibre*”, Opt. Comm. **64**, 373 (1987).
- [9] A.S. Davison and I.H.White, “*Highly efficient linearly polarized Raman generation in a germania-core optical fibre*”, Electron. Lett. **23**, 1343 (1987).

- [10] A.M. Peder-Gothi and M. Leppihalme, "*GeO<sub>2</sub>-core/SiO<sub>2</sub>- cladding optical fibers made by MCVD process for stimulated Raman applications*", Appl. Phys. B **42**, 49 (1987).
- [11] A.J. Campillo and S.L. Shapiro, "*Picosecond streak camera fluorometry – A review*", IEEE J. of Quantum Electron. **QE-19**, 585 (1983).
- [12] R.H. Stolen and J.E. Bjorkholm, "*Parametric amplification and frequency conversion in optical fibers*", IEEE J. of Quantum Electron. **QE-18**, 1062 (1982).

## Capítulo 5

# Formação de sólitons em um laser Raman de fibra bombeado em $1,06 \mu\text{m}$

### 5.1 Introdução

A geração de sólitons têm sido muito estudada não só pela possibilidade de gerar pulsos curtos, mas também devido à sua potencial aplicação em sistemas de comunicações ópticas. O grande problema com os sólitons é a necessidade de um laser de potência emitindo na região de dispersão anômala ( $\lambda > 1,3\mu\text{m}$ ). Isto restringe a geração de sólitons a alguns poucos lasers. A maior parte dos resultados reportados na literatura tem sido feita com lasers de centro de cor e Nd:YAG operando em  $1,32 \mu\text{m}$  [1]–[5]. Além desses lasers, foi observada também a geração de sólitons por amplificação paramétrica [6].

Outra forma de se obter sólitons é através do espalhamento Raman estimulado [4,7,8]. Mesmo neste caso, os lasers utilizados como bombeio continuam sendo laser de centro de cor e Nd:YAG operando em  $1,32 \mu\text{m}$ , com exceção do trabalho de Zysset et al [9], no qual um laser de corante operando em  $1,341 \mu\text{m}$  foi utilizado. Na maioria desses trabalhos, a geração de sólitons ocorre na banda do primeiro Stokes.

Neste capítulo, mostramos que é possível obter sólitons com duração de 200 fs a partir de um laser de Nd:YAG, cw e mode-locked, operando em  $1,06 \mu\text{m}$ . Através da geração Raman em cascata, obtivemos pulsos com duração de femtosegundos nas bandas correspondentes ao quarto e quinto Stokes ( $1,3 - 1,5 \mu\text{m}$ ) [10].

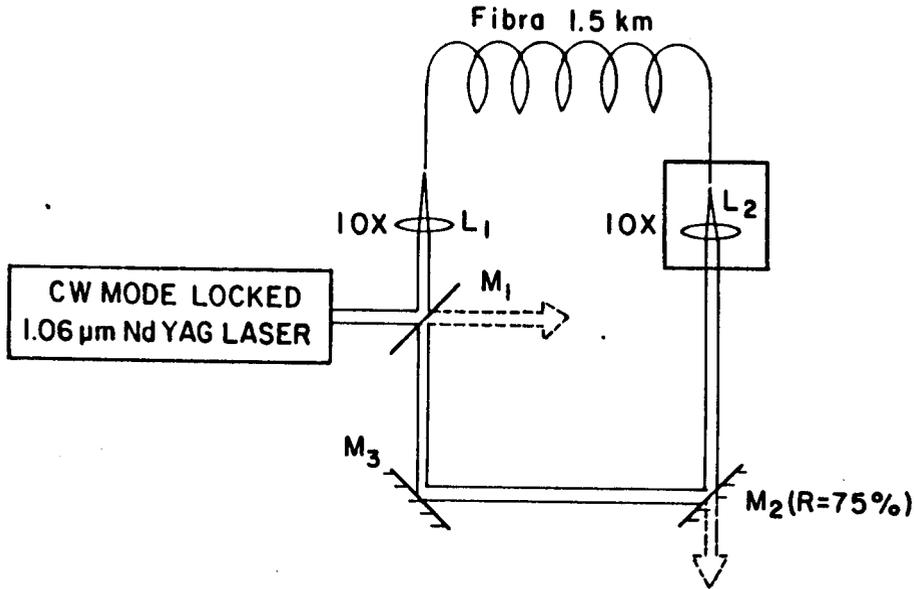


Figura 5.1: Arranjo experimental.

## 5.2 Resultados e discussão

Um esquema do arranjo experimental é mostrado na figura 5.1. Um laser de Nd:YAG, cw e mode-locked, operando em  $1,06 \mu\text{m}$  é utilizado para bombear um oscilador Raman de fibra. Este laser produz pulsos de 80 ps a uma taxa de repetição de 100 MHz, com potência média de 8 W (1 kW de potência de pico). Os pulsos de bombeio foram direcionados para a entrada da fibra com um espelho dicróico ( $M_1$ ), com refletividade de 97 % em  $1,06 \mu\text{m}$  e 25-35 % na região de 1,3 a  $1,5 \mu\text{m}$ . Utilizamos lentes de 10 x para acoplar luz na fibra e recolimá-la na saída, possibilitando o acoplamento de 2,5 W de potência média em  $1,06 \mu\text{m}$ .

Uma fibra de 1,5 Km, monomodo em  $1,06 \mu\text{m}$  e perda menor que 0,5 dB/Km em  $1,3 \mu\text{m}$  foi utilizada. Como pode ser visto na figura 5.2, o mínimo de dispersão foi deslocado para  $1,275 \mu\text{m}$  [11] e a dispersão de atraso de grupo (parâmetro  $D$  - eq.2.13) é de 3 ps/Km.nm, 11 ps/Km.nm e 15 ps/Km.nm em  $1,3 \mu\text{m}$ ,  $1,4 \mu\text{m}$  e  $1,5 \mu\text{m}$  respectivamente.

A luz saindo da fibra foi reinjetada na mesma através dos espelhos aluminizados  $M_2$  e  $M_3$ . O acoplamento de saída foi feito com com espelho  $M_2$ , que apresentava uma transmitância de 25 %. Para sincronizar a radiação Raman e de bombeio, inserimos um “beam-splitter” entre o espelho  $M_1$  e a entrada da fibra e monitoramos o atraso relativo entre as duas radiações

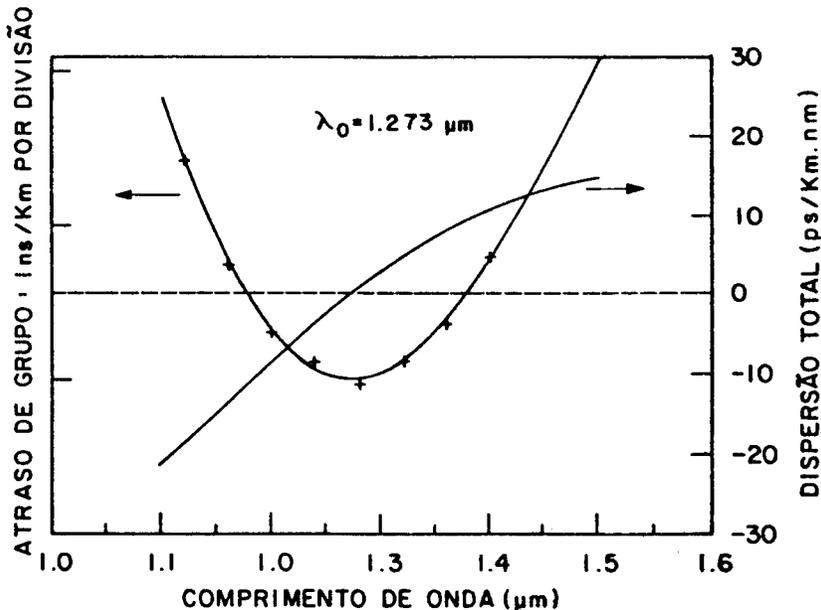


Figura 5.2: Dispersão e atraso de grupo para a fibra utilizada na experiência.

com uma streak-camera. A fibra foi então cortada até que houvesse uma superposição entre o pulso de bombeio e o Raman. O ajuste final foi feito selecionando-se o comprimento de onda desejado usando um monocromador e monitorando a potência de saída à medida que o conjunto fibra-lente  $L_2$  era deslocado. A potência máxima foi obtida quando o comprimento da cavidade para o comprimento de onda desejado estivesse casado com a cavidade do laser de Nd:YAG.

Utilizando um monocromador de  $1/4$  m em conjunto com um diodo de Ge, medimos o espectro obtido na saída da fibra, para uma potência média de bombeio de 1,8 W (fig. 5.3a). Para este nível de potência e comprimento de fibra, a conversão Raman é bastante grande, restando apenas 11 % da energia na frequência fundamental. Nesta situação,  $\sim 43$  % da energia está contida nos três primeiros Stokes (centrados em  $1,12 \mu\text{m}$ ,  $1,18 \mu\text{m}$  e  $1,24 \mu\text{m}$ ), enquanto o resto,  $\sim 46$  % da energia, está contida na larga banda que compreende o quarto e quinto Stokes. A potência de bombeio de limiar para o quarto Stokes é de 1,8 W ( $\sim 260$  W de potência de pico), muito próxima da potência de limiar para o terceiro Stokes: 1,6 W. Aumentar a potência de bombeio para 2,4 W, faz com a o espectro Raman se estenda até  $1,53 \mu\text{m}$ , compreendendo também o sexto Stokes.

Na figura 5.3b mostramos o espectro obtido para as mesmas condições da figura 5.3a, mas com o laser Raman oscilando em torno de  $1,5 \mu\text{m}$ . Como a fibra utilizada apresenta

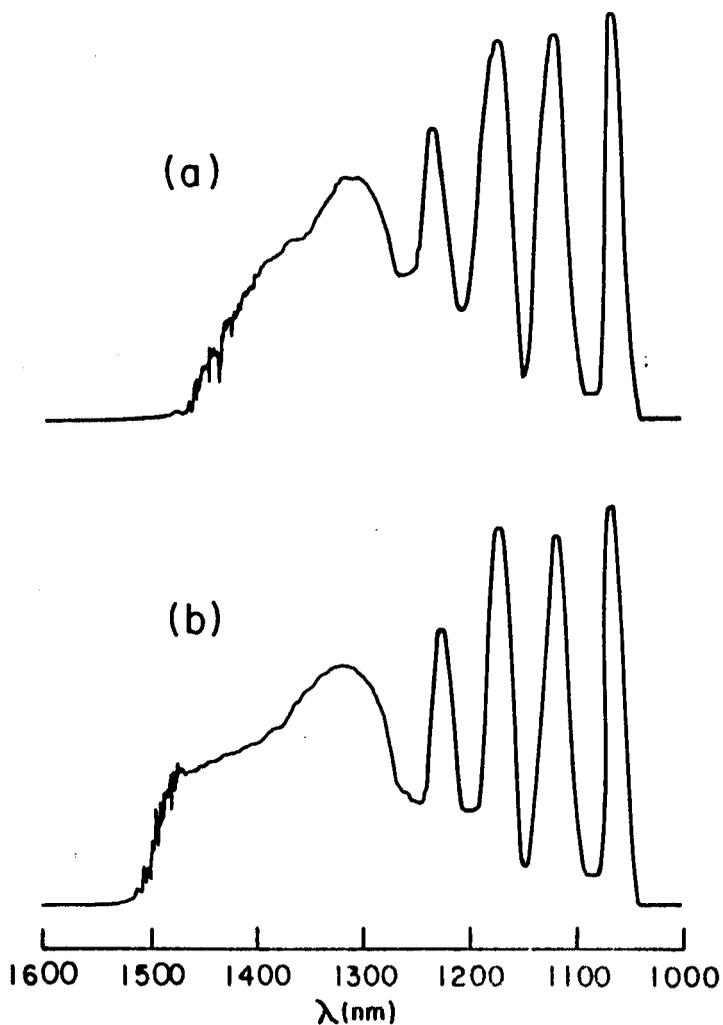


Figura 5.3: (a) Espectro obtido na saída da fibra (com a cavidade bloqueada) para uma potência média de bombeio de 1,8 W. (b) Mesmo que em (a) mas com a cavidade ajustada para oscilar em  $1,5 \mu\text{m}$ .

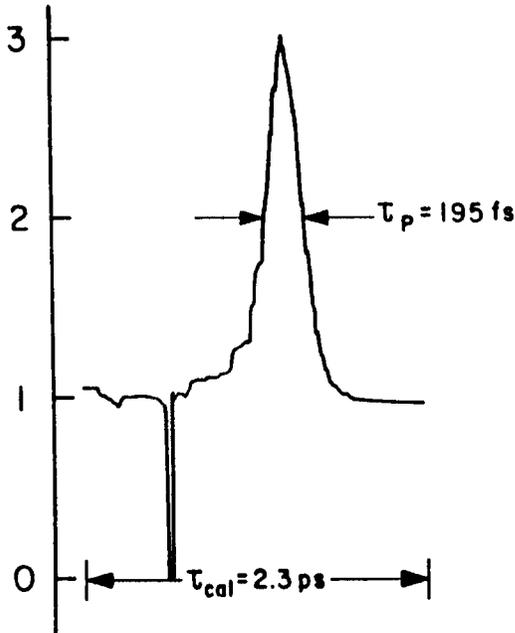


Figura 5.4: Traço de autocorrelação do pulso obtido na região de um  $1,5 \mu\text{m}$  nas condições correspondentes a fig.3b.

dispersão nula em  $1,27 \mu\text{m}$ , é de se esperar a formação de sólitons para radiação com comprimento de onda acima deste. De fato, observamos pulsos com duração menor que 200 fs nesta região. A medida da duração dos pulsos foi feita através da técnica de autocorrelação colinear [12,13]. Para tanto, utilizamos um cristal de  $\text{LiIO}_3$  de 2 mm de espessura para gerar segundo harmônico da radiação saindo da fibra. Um monocromador de 1/4 m foi colocado entre o cristal e a fotomultiplicadora de modo a selecionar a região espectral desejada. Assumindo que os pulsos gerados apresentam a forma de uma secante hiperbólica, obtivemos pulsos de 195 fs na região em torno de  $1,5 \mu\text{m}$ , como mostra o traço de autocorrelação da figura 5.4. Aproximadamente 2 % da energia total está contida na faixa espectral examinada, correspondendo a pulsos com potência de pico de 475 W ( $\sim 9 \text{ mW}$  de potência média).

Para comprimentos de onda menores, a relação entre a amplitude do pulso de autocorrelação e da base dc é menor do que 3:1 devido à presença de um largo pedestal que se estende por  $\sim 100 \text{ ps}$ . Estes pulsos não são fruto de um “burst of noise” [13] porque apresentam uma duração maior do que a do “spike” correspondente ( $\sim 70 \text{ fs}$ ) e apresentam uma relação superior a 2:1. Na região de  $1,4 \mu\text{m}$ , pulsos tão curtos quanto 100 fs foram gerados. Neste caso, no entanto, a autocorrelação apresenta um pedestal cuja amplitude

comprimento de onda	duração	intensidade relativa do pedestal	energia do pulso	potência de pico
$\lambda(\mu\text{m})$	$\tau(\text{fs})$	%	%	W
1,50	195	< 1,0	$\sim 100$	475
1,45	180	15	11	122
1,40	100	16	8	147
1,35	135	77	4	79

Tabela 5.1: Duração do pulsos, amplitude relativa do pedestal, energia contida no pulso e potência de pico para diversos comprimentos de onda.

corresponde a 15 % da amplitude máxima. Isto significa que apenas 8 % da energia em torno de 1,4  $\mu\text{m}$  está contida no pulso de femtosegundos. Como a energia contida na região espectral selecionada em torno de 1,4  $\mu\text{m}$  é 4,2 % da energia total, esses pulsos apresentam uma potência de pico de apenas 150 W. Na tabela 5.1, mostramos a duração medida através da autocorrelação, amplitude relativa do pedestal, energia contida no pulso de femtosegundos assim como sua potência de pico para diversos comprimentos de onda. Note que esta potência é a do pulso fora da cavidade. Como a transmitância do espelho  $M_2$  (fig. 5.1) é de 25 %, a potência dentro da fibra é quatro vezes maior.

A utilização de uma fibra muito mais curta, com 300 m, aumenta para 2,7 W a potência de limiar para se obter a larga banda Raman contendo o quarto e quinto Stokes. Mesmo para este nível de potência não foi observado geração de pulsos de femtosegundos. Na região em torno de 1,32  $\mu\text{m}$ , as autocorrelações mostram apenas um pulso com  $\sim 70$  ps de duração com um “burst of noise” [13] em cima dele. Para comprimentos de onda maiores, obtivemos apenas pulsos com  $\sim 100$  ps de duração. Aparentemente, a dispersão da fibra é insuficiente para compensar a automodulação de fase e modulação de fase cruzada que o pulso Raman sofre durante sua propagação na fibra, sendo necessária um comprimento de fibra maior.

### 5.3 Conclusão

Descrevemos um laser Raman bombeado por um laser de Nd:YAG cw e mode-locked, capaz de gerar pulsos com duração de 200 fs e 500 W de potência de pico em 1,5  $\mu\text{m}$ . Pulsos mais curtos podem ser obtidos para comprimentos de onda menores, mas as custas do aparecimento de um longo pedestal que se estende por  $\sim 100$  ps. A energia contida no pedestal, prejudicial para algumas aplicações, pode ser facilmente eliminada fazendo uso da dependência com a intensidade da polarização da radiação na fibra [14].

Na época em que nosso trabalho foi feito, Grudinin et al. [15] obtiveram resultados

semelhantes aos nossos, mas com um laser Q-switched e mode-locked e uma fibra de apenas 20 m. Esta fibra possuía mínimo de dispersão da fibra em  $1,32 \mu\text{m}$ , e o comprimento de onda para o qual ocorria o pulso sem pedestal era  $1,6 \mu\text{m}$ .



# Bibliografia

- [1] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon, “*Experimental observation of picosecond pulse narrowing and solitons in optical fibers*”, Phys. Rev. Lett. **45**, 1095 (1980).
- [2] R.H. Stolen, L.F. Mollenauer and W.J. Tomlinson, “*Observation of pulse restoration at the soliton period in optical fibers*”, Opt. Lett. **8**, 186 (1983).
- [3] L.F. Mollenauer, R.H. Stolen and J.P. Gordon, “*Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single mode optical fibers*”, Opt. Lett. **8**, 289 (1983).
- [4] A.S. Gouveia-Neto, “*Femtosecond pulse generation and propagation in single-mode optical fibres*”, tese PhD, University of London, Imperial College (1987).
- [5] K. Tai and A. Tomita, “*1100 X optical fiber pulse compression using grating pair and soliton effect at 1,319  $\mu\text{m}$* ”, Appl. Phys. Lett. **48**, 1033 (1986).
- [6] E.M. Dianov, A.Y. Karasik, P.V. Mamyshev, G.I. Onishchukov, A.M. Prokhorov, M.F. Stelmakh and A.A. Fomichev, “*100-fold compression of picosecond pulses from a parametric light source in single-mode optical fibers at wavelengths 1.5–1.65  $\mu\text{m}$* ”, JETP Lett. **40**, 148 (1984).
- [7] A.S. Gouveia-Neto, A.S.L. Gomes and J.R. Taylor, “*Femtosecond Soliton Raman Generation*”, IEEE. J. of Quantum Electron. **QE-24**, 332 (1988).
- [8] G.P. Agrawal, “*Nonlinear fiber optics*”, Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.8.
- [9] B. Zysset, P. Beaud and W. Hodel, “*Generation of optical solitons in the wavelength region 1.37-1.49  $\mu\text{m}$* ”, Appl. Phys. Lett. **50**, 1027 (1987).
- [10] V.L. da Silva, A.S.L. Gomes and J.R. Taylor “*High order cascade generation and soliton-like pulse formation in a 1.06  $\mu\text{m}$  pumped fibre laser*”, Opt. Comm. **66**, 231 (1988).

- [11] B.J. Ainslie, D.M. Cooper, S.P. Craig and C.R. Day, "*Low loss single mode fibers with "W" profiles which are insensitive to bending losses*", Br. Telecom Technol. J. **4**, 65 (1986).
- [12] K.L. Sala, G.A. Kenney-Wallace and G.E. Hall, "*CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-16**, 990 (1980)
- [13] E.P. Ippen and C.V. Shank, "*Techniques for measurement*", in Ultrashort light pulses, ed. S.L. Shapiro, Springer-Verlag (1977).
- [14] R.H. Stolen, J. Botineau and A. Ashkin, "*Intensity discrimination of optical pulses with birefringent fibers*", Opt. Lett. **7**, 512 (1982).
- [15] A.B. Grudinin, E.M. Dianov, D.V. Korobin, A.M. Prokhorov, V.N. Serkin, and D.V. Khaidarov, "*Stimulated Raman Scattering excitation of 18 fs pulses in the 1.6  $\mu\text{m}$  region during pumping of a single-mode optical fiber by the beam from a Nd:YAG laser ( $\lambda = 1.06\mu\text{m}$ )*", JETP Lett. **45**, 261 (1987).

## Capítulo 6

# Compressão de pulso de laser de Nd:YAG com baixa potência de pico ( $P < 50$ W) usando fibra óptica e par de grades de difração

### 6.1 Introdução

O conjunto fibra óptica/par de grades de difração foi utilizado para comprimir pulsos ópticos pela primeira vez por Shank et al. [1]. Desde então, muitos trabalhos relacionados com compressão de pulsos, tanto no visível como no infravermelho próximo, tem sido publicados [2] – [10]. O pulso mais curto obtido até hoje utilizando um sistema compressor deste tipo foi de 8 fs na região espectral de 620 nm [4]. O espectro associado a este pulso permitiria um pulso mais curto que 8 fs. A duração deste pulso está limitada pela dispersão de terceira ordem introduzida pelo par de grades de difração. Este efeito se torna importante devido a grande largura espectral que o pulso apresenta,  $\sim 70$  nm. Utilizando um par de prismas em conjunto com o par de grades de difração, a dispersão de terceira ordem também pode ser compensada, permitindo que pulsos tão curtos quanto 6 fs sejam gerados [5]. Este foi o pulso mais curto obtido até hoje, contendo apenas 3 ciclos ópticos.

No infravermelho próximo, os pulsos mais curtos obtidos a partir de um laser de Nd:YAG operando em  $1,06 \mu\text{m}$  foram de 200 fs [6]. Estes pulsos foram obtidos através da compressão de pulsos com 90 ps em dois estágios. Os melhores resultados utilizando apenas um estágio foram obtidos por Dianov et al [7], compressão de 60 ps para 0,55 ps, e Roskos et al [8], compressão de 90 ps para 1,2 ps. Recentemente, Heritage et al [9] e Kuckartz et al [10] investigaram a compressão de pulsos na presença de geração Raman estimulada. Nestes

trabalhos pulsos tão curtos quanto 550 fs foram obtidos através da compressão de pulso de 70 ps potentes o suficiente para gerar o primeiro Stokes, no trabalho de Kuckartz [10], e terceiro Stokes no trabalho de Heritage [9].

Neste capítulo, ao contrário dos trabalhos encontrados na literatura, investigamos a compressão de pulsos de laser de Nd:YAG relativamente longos, 100 -120 ps, e com baixa potência de pico, < 50 W. Para tanto, utilizamos comprimentos de fibra longos, mais próximos do comprimento ótimo de fibra do que na maioria dos trabalhos publicados. Isto faz com que a separação necessária entre as grades seja relativamente grande, > 2 m, e o efeito da dispersão de terceira ordem introduzida pelo par de grades seja significativa.

## 6.2 Resultados experimentais

Um esquema do nosso sistema de compressão de pulsos utilizando fibra óptica em conjunto com um par de grades de difração é mostrado na fig. 6.1. Usamos um laser de Nd:YAG com acoplamento de modos, modelo 114 da Quantronix, produzindo pulsos de 100 - 120 ps com potência de pico de até 100 W a uma taxa de repetição de 100 MHz. O feixe laser foi expandido e então acoplado na fibra por uma objetiva de 5 vezes, permitindo uma eficiência de acoplamento de 50 %. Após ser recolimado na saída da fibra com uma objetiva de 10 vezes, o feixe laser incide na grade a 65°. A grade utilizada possui 1700 l/mm e foi especialmente desenhada para ter alta eficiência em 1,06  $\mu\text{m}$  (86 % no ângulo de incidência utilizado). A luz difratada é refletida de volta para a grade por dois espelhos a 90° (M) que estão montados em cima de um trilho óptico. Assim, a mesma grade faz o papel de um par de grades de difração. Para que não haja nenhuma distribuição espacial de frequências e o feixe de saída não tenha um formato elíptico, o “par de grades” é utilizado duas vezes. Isto é feito usando um prisma de 90° (P) para mandar o feixe de saída de volta para a grade, mas desta vez um pouco acima. Desta forma, os pulsos laser que saem da fibra incidem sobre a grade quatro vezes. A separação efetiva do “par de grades de difração” é quatro vezes a separação entre a grade G e os espelhos M, podendo ser ajustado ao se deslocar M sobre o trilho.

Em nossas medidas, utilizamos duas fibras diferentes, M-678 e M-679, ambas fabricadas pela Telebrás. A fibra M-678 apresenta uma perda de 1,0 dB/Km e dispersão de 30 ps/Km.nm enquanto a fibra M-679 apresenta perda de 1,7 dB/Km e dispersão de 35 ps/Km.nm.

A duração dos pulsos comprimidos foi medida por um sistema de autocorrelação [11,12] com feixes não colineares, conforme é mostrado na fig. 6.1. Um dos espelhos está colado num alto-falante que vibra a 60 Hz. Desta forma, a autocorrelação do pulso pode ser vista em tempo real num osciloscópio [12]. Utilizamos um cristal de 1 cm de comprimento de KDP para gerar segundo harmônico e detectamos o sinal com uma fotomultiplicadora.

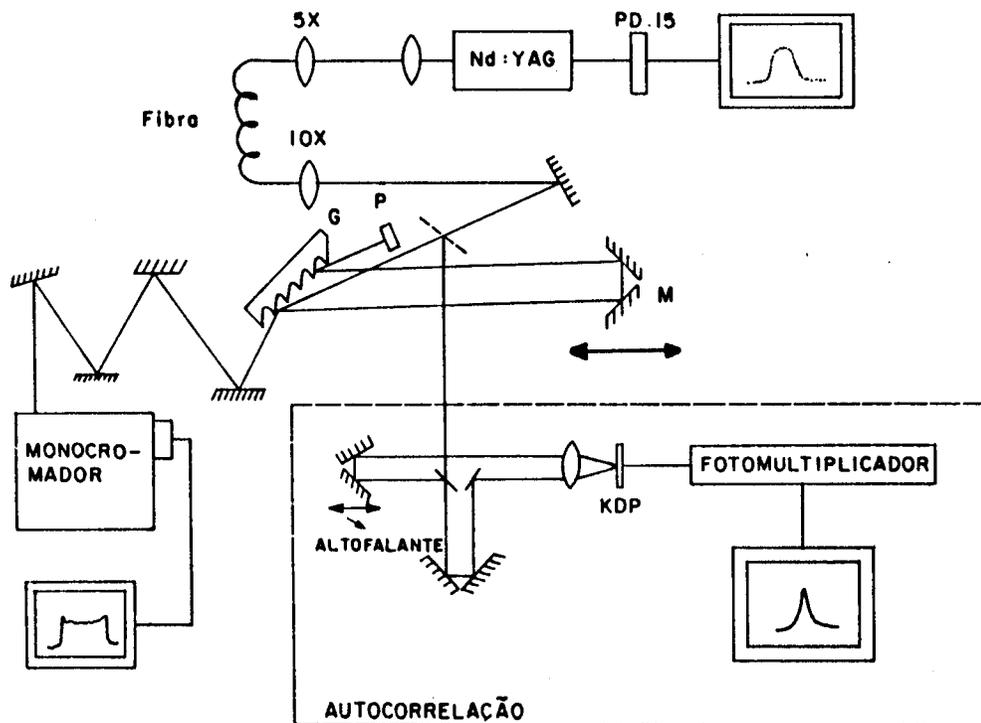


Figura 6.1: Arranjo experimental

Para estudar o espectro dos pulsos que saem da fibra mandamos a luz difratada na ordem zero da grade para um espectrômetro com um OMA acoplado. A resolução de nossas medidas é de  $1,5 \text{ \AA}$  e os espectros obtidos para diversas potências no caso de 1700 m de fibra M-679 são mostrados na fig. 6.2. Vemos que o alargamento espectral que o pulso laser sofre na fibra é bastante grande, mesmo para potências de pico de apenas 10 W. À medida que a potência acoplada aumenta, o espectro é mais alargado chegando a  $33 \text{ \AA}$  para 50 W de potência de pico acoplada. Caso todo o “chirp” do pulso pudesse ser compensado pelo par de grades, sua duração final seria limitada por transformada de Fourier. Assim tirando a transformada de Fourier do espectro temos o perfil temporal que o pulso assumiria nesta situação ideal como é mostrado na fig.6.3a para uma potência de pico acoplada de 50 W. Como vemos na fig.6.4 a autocorrelação obtida experimentalmente para  $P=50 \text{ W}$  é mais longa do que a autocorrelação do “pulso ideal” (fig.6.3b). Enquanto a transformada de Fourier nos dá uma autocorrelação com duração de  $0,75 \text{ ps}$ , medimos  $2,3 \text{ ps}$ . Na verdade, o pulso que sai da fibra apresenta uma varredura de frequência linear apenas na sua região central. Assim, parte do pulso não é comprimida ao passar pelo par de grades de difração, tornando o pulso comprimido mais longo do que no caso ideal e fazendo com que ele apresente “asas” como mostra a fig.6.4. Além disto, para esta largura espectral ( $33 \text{ \AA}$ ) e separação entre as grades ( $\sim 2,3 \text{ m}$ ), o par de grades de difração introduz uma distorção de fase cúbica significativa, como veremos mais adiante, contribuindo para que o pulso não seja limitado por transformada de Fourier.

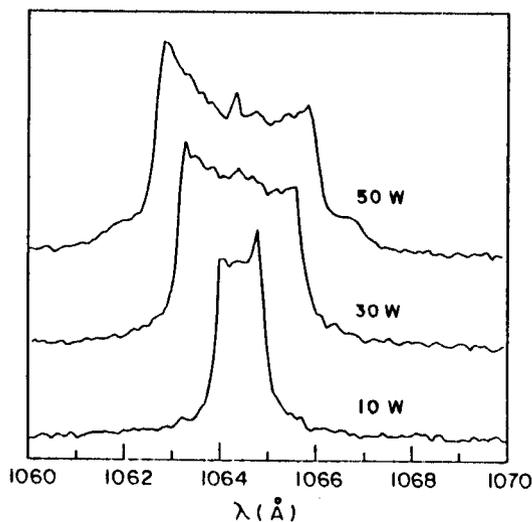


Figura 6.2: Espectro de potência obtido após 1700 m de fibra M-696 para potências de pico acopladas de 10, 30 e 50 W.

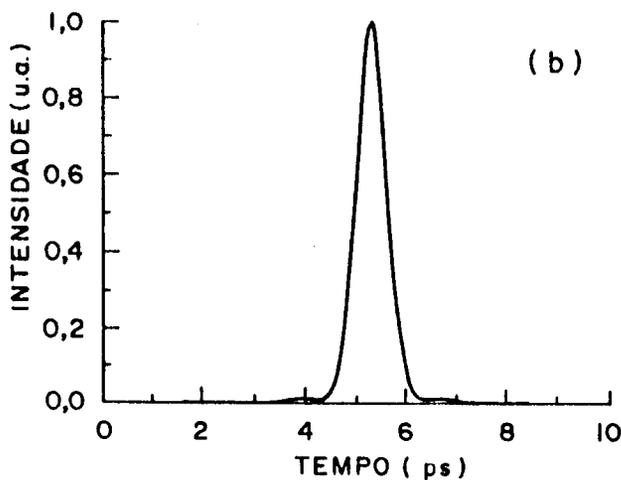
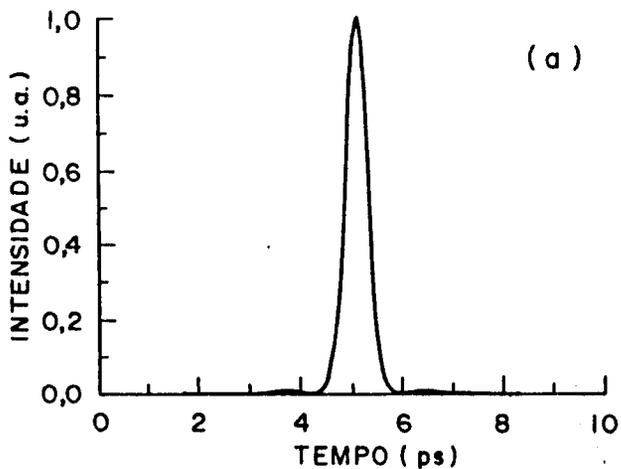


Figura 6.3: (a) Forma do pulso calculada através da transformada de Fourier do espectro medido para 1700 m de fibra M-696 e potência acoplada de 50 W, assumindo que o pulso é limitado por transformada de Fourier. (b) Autocorrelação calculada do pulso mostrado em (a).

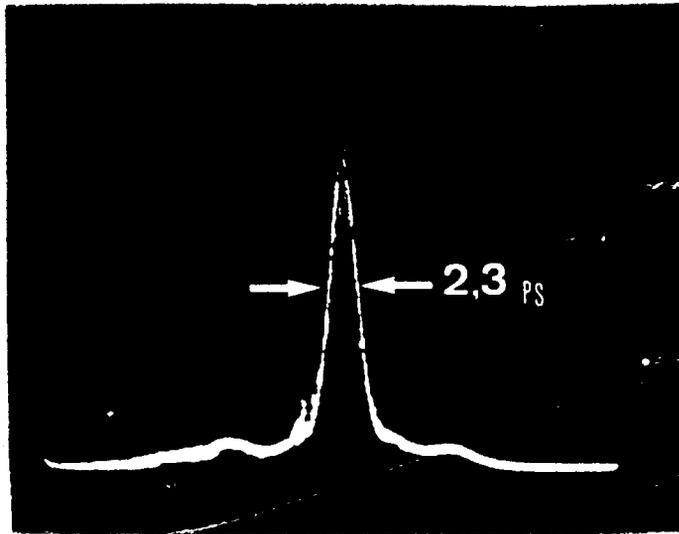


Figura 6.4: Autocorrelação medida do pulso comprimido para 1700 m de fibra M-696 com 50 W de potência de pico acoplada e separação entre as grades de  $\sim 230$  cm.

Limitando o espectro do pulso que sai da fibra, podemos selecionar uma região com varredura de frequência linear ao mesmo tempo que diminuimos o efeito da dispersão cúbica. Isto produz um pulso sem asas como mostra a autocorrelação da fig. 6.5a ( $P = 50$  W e  $\Delta\lambda = 16$  Å). Além disto, o pulso comprimido fica mais estável, já que quando cortamos os extremos dos espectros, eliminamos as regiões mais sensíveis a flutuações na potência do laser. A autocorrelação correspondente à transformada de Fourier do espectro mostrado na fig. 6.5b apresenta uma duração à meia altura de 1,2 ps, enquanto o valor obtido experimentalmente é de 3,2 ps. A razão entre a duração do pulso calculado através da transformada de Fourier e a autocorrelação correspondente é de 0,52. Isto significa que a autocorrelação medida experimentalmente (fig. 6.5a) corresponde a um pulso de 1,7 ps. Se fizermos o mesmo com o pulso e autocorrelação calculados com o espectro não limitado (fig. 6.3), encontraremos um fator de proporcionalidade de 0,70. Assim, a autocorrelação da fig. 6.4 corresponde a um pulso de 1,7 ps, mostrando que ao limitarmos o espectro melhoramos a qualidade do pulso comprimido sem aumentar sua duração.

A duração da autocorrelação do pulso comprimido em função da separação entre as grades para 1700 m de fibra M-696 é mostrado na figura 6.6. O mesmo tipo de comportamento é encontrado quando usamos 800 m e 400 m de fibra M-678. Vemos que à medida que a potência aumenta, a duração dos pulsos comprimidos diminui, assim como a separação

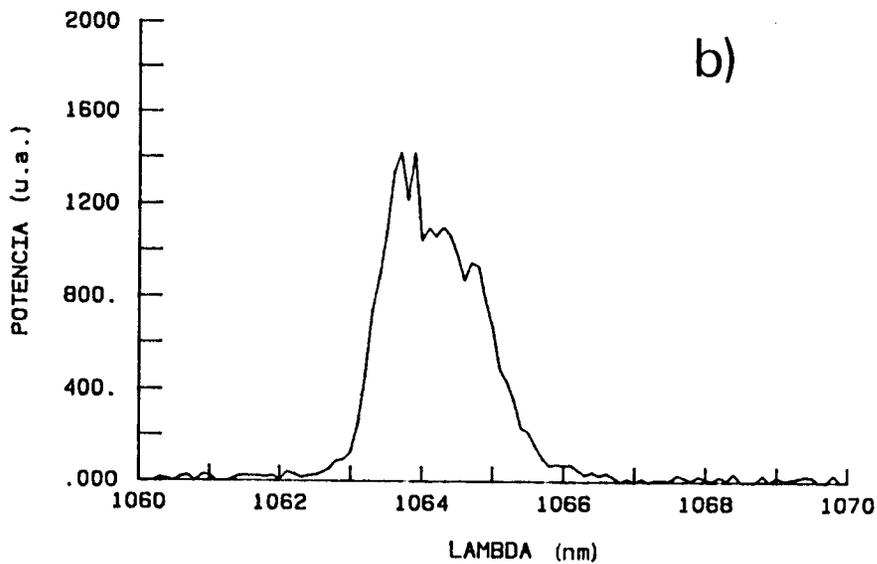
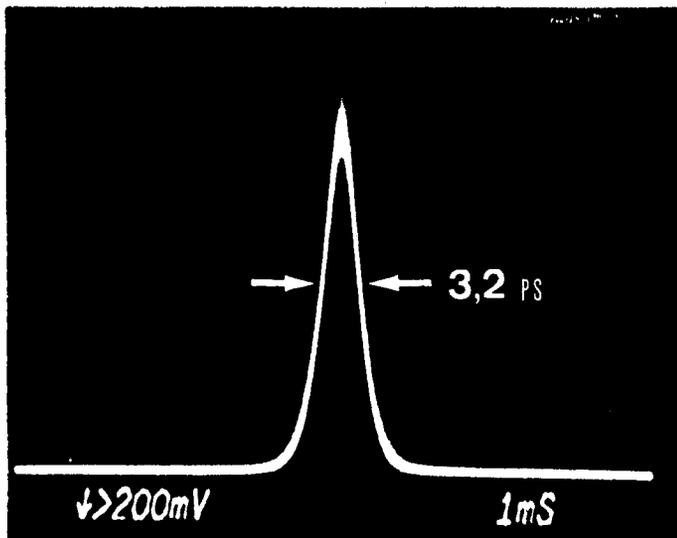


Figura 6.5: (a) Autocorrelação medida nas mesmas condições da fig.4 mas com o espectro limitado. (b) Espectro correspondente a autocorrelação mostrada em (a).

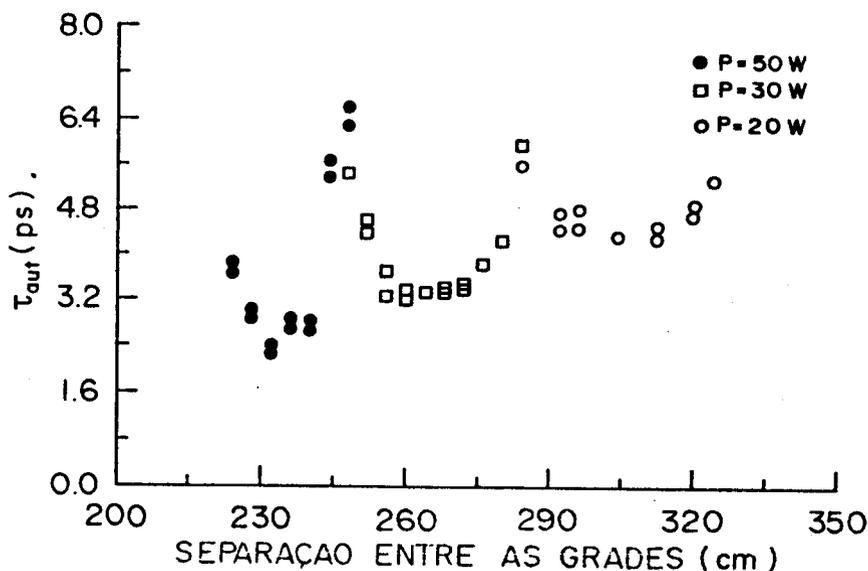


Figura 6.6: Duração da autocorrelação do pulso comprimido em função da separação entre as grades para diversas potências acopladas em 1700 m de fibra M-696.

entre as grades necessária para comprimir o pulso. O encurtamento do pulso com a potência se deve a um aumento da largura espectral como pode ser visto na fig. 6.7. A separação entre as grades que produz pulsos com mínima duração está ligada à dispersão que o par de grades deve fornecer para compensar a varredura de frequência do pulso não comprimido. Para uma mesma fibra, não deve haver diferença devida à dispersão de velocidade de grupo por ser um fenômeno linear e ser o mesmo para todas as potências. Assim, à medida que a potência aumenta, cresce o número de componentes espectrais contidas num mesmo intervalo de tempo, indicando que o atraso de grupo que as grades devem fornecer é menor para potências maiores.

Para confirmar este raciocínio, medimos o “chirp” dos pulso laser na saída da fibra com o sistema esquematizado na fig. 6.8. Este sistema é uma variação do sistema utilizado por Gomes et al [13] onde substituímos a “streak-camera” por um fotodiodo rápido (PD-15, tempo de resposta <50 ps) em conjunto com uma osciloscópio de amostragem. Como o pulso tem “chirp” cada componente espectral deve sair do monocromador num instante de tempo diferente. Assim, se o osciloscópio for gatilhado externamente, podemos medir o atraso relativo entre as diversas componentes espectrais selecionadas pelo monocromador.

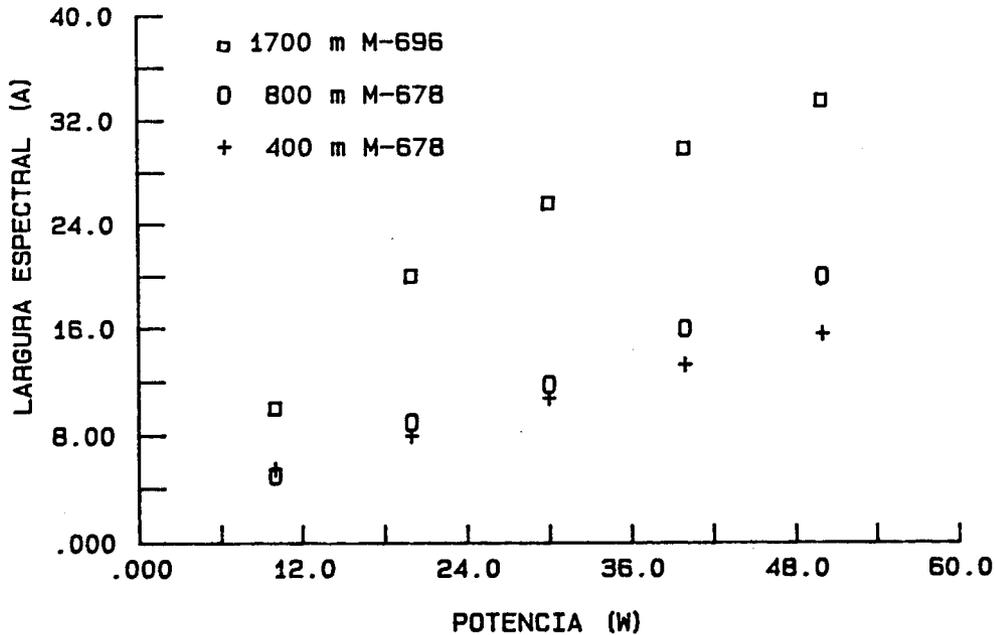


Figura 6.7: Largura do espectro na saída da fibra em função da potência de pico acoplada para diversos comprimentos de fibra.

Os resultados desta medida para potências acopladas de 10 W e 50 W em 1700 m de fibra M-696 são mostrados na fig. 6.9. O número de componentes espectrais contidas num mesmo intervalo de tempo é maior para  $P = 50$  W do que para  $P = 10$  W indicando que o atraso de grupo que as grades devem fornecer ao pulso é menor no primeiro caso.

Quando comparamos os resultados obtidos para as diferentes fibras vemos que a duração mínima obtida diminui enquanto a separação ótima entre as grades aumenta com o comprimento de fibra (fig. 6.10). Da figura 6.7 vemos que para uma dada potência, a largura espectral aumenta com o comprimento de fibra, possibilitando assim, um pulso comprimido mais curto. Neste caso, se a dispersão de velocidade de grupo fosse nula, haveria um aumento de componentes espectrais num mesmo intervalo de tempo, e a separação entre as grades deveria ser menor para fibras mais longas, como no caso discutido acima. Na realidade, nosso resultado mostra que a dispersão é importante e que seu efeito sobre a varredura de frequência para fibras longas domina, fazendo com que a separação entre as grades aumente com o comprimento de fibra. De fato, podemos ver na figura 6.11 que os pulsos, ao saírem da fibra, ficam mais largos à medida que aumenta o comprimento de fibra, mostrando que a dispersão é importante para fibras longas.

Uma comparação entre as durações temporais dos pulso comprimidos para diferentes fibras evidencia um efeito significativo da dispersão de terceira ordem do par de grades de

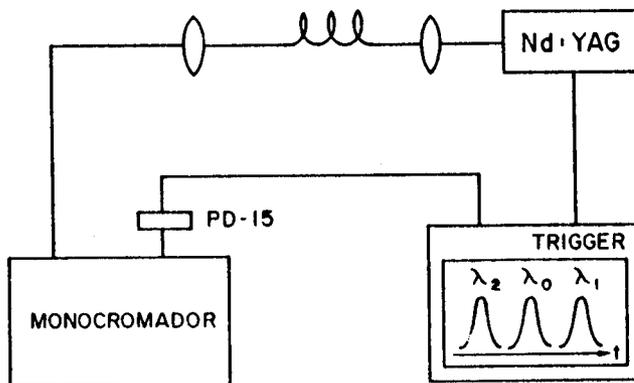


Figura 6.8: Esquema do sistema utilizado para medir o “chirp” dos pulsos laser na saída da fibra.

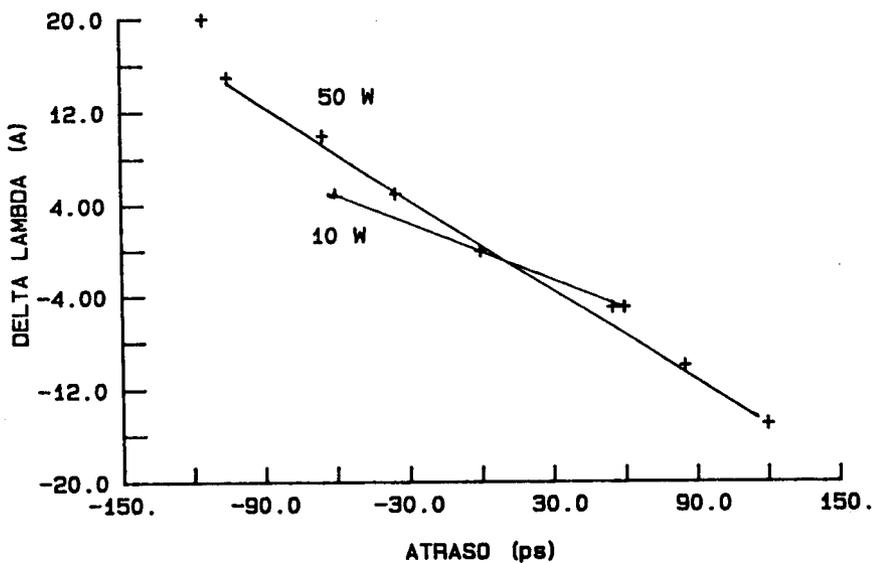
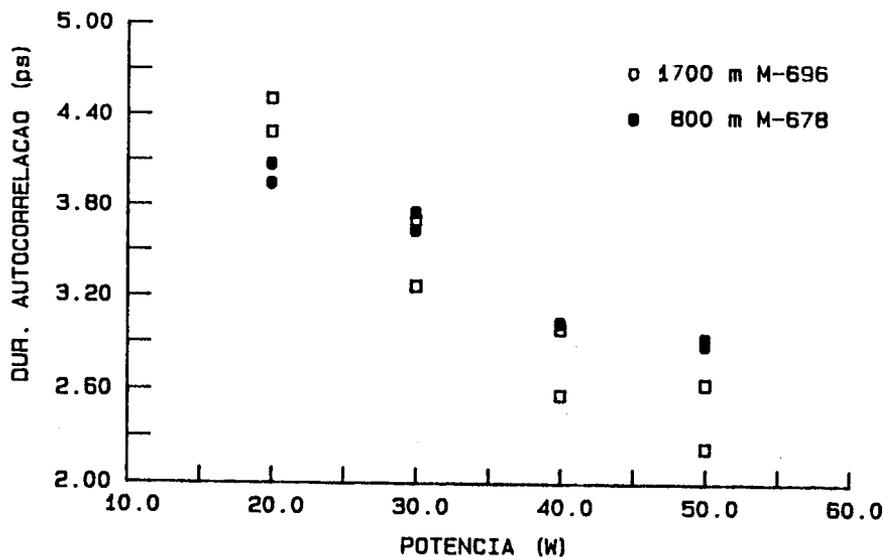
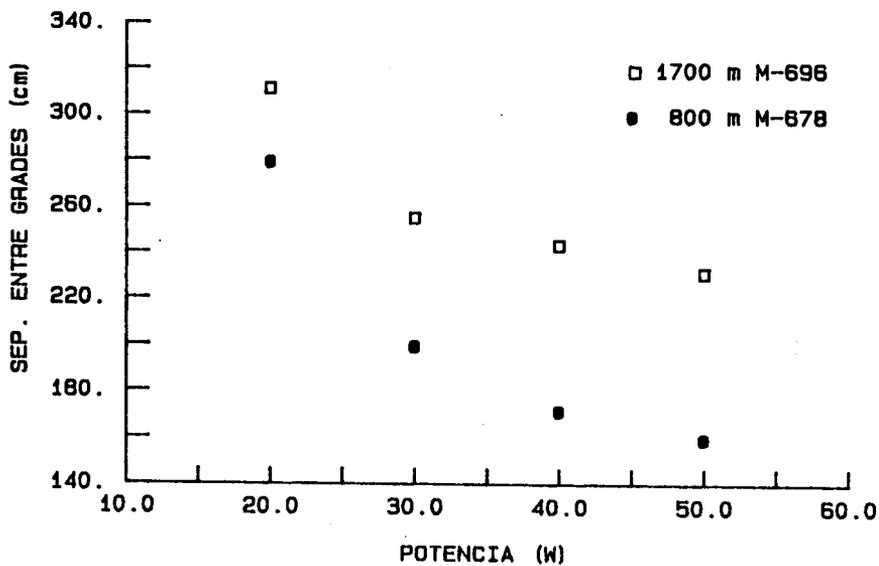


Figura 6.9: Atraso relativo entre cada componente espectral e o comprimento de onda central dos pulso na saída de 1700 m de fibra M-696 para potências acopladas de 10 W e 50 W.



a)



b)

Figura 6.10: (a) Duração da autocorrelação em função da potência acoplada para 1700 m de fibra M-696 e 800 m de fibra M-678. (b) Separação ótima entre as grades de difração em função da potência acoplada para 1700 m de fibra M-696 e 800 m de fibra M-678.

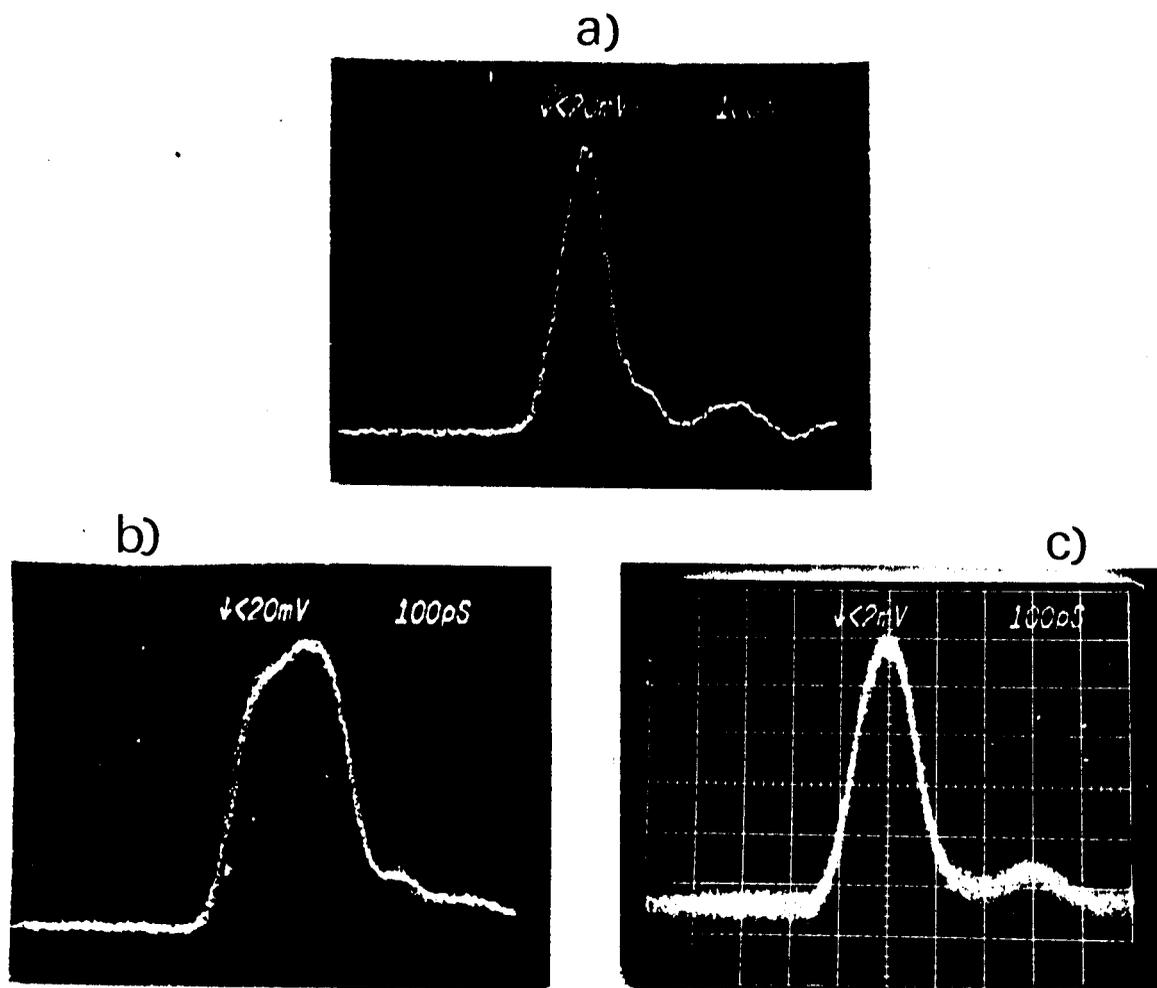


Figura 6.11: (a) Foto do pulso do laser de Nd:YAG. (b) Foto do pulso na saída de 1700 m de fibra M-696. (c) Foto do pulso na saída de 800 m de fibra M-678.

L (m)	P (W)	$\Delta\lambda$ (Å)	$\tau_{ac}$ (ps)	$\tau_p$ (ps)	b (cm)
1700	20	20,2	4,3	2,8	312
800	50	20,0	2,9	2,1	160
800	40	16,0	3,0	2,1	172
400	50	15,6	3,0	2,0	162
1700*	50	16,0	3,1	1,7	232

\* espectro limitado (fig.6.5)

Tabela 6.1: L – comprimento de fibra; P – potência de pico acoplada;  $\Delta\lambda$  – largura espectral;  $\tau_{ac}$  – duração da autocorrelação;  $\tau_p$  – duração do pulso; b – separação entre as grades.

difração (tabela 6.1). Este termo introduz uma distorção de fase que varia com o cubo da largura espectral e linearmente com a separação entre as grades de difração, como veremos na próxima seção. Da tabela 6.1, vemos que a fibra de 800 m produz pulsos mais curtos que a fibra de 1700 m quando a largura espectral é de 20 Å. A separação entre as grades é maior no caso da fibra de 1700 m e, portanto, o termo de terceira ordem mais importante. Quando reduzimos a largura espectral para 16 Å, a duração do pulso comprimido permanece a mesma para 400 m e 800 m, diminuindo um pouco no caso da fibra de 1700 m com o espectro limitado (fig 6.5b), indicando que, para a faixa de separação entre grades utilizada, o espectro é suficientemente estreito para que o efeito da dispersão de terceira ordem seja pequeno. O pulso obtido para a fibra de 1700 m com o espectro limitado é mais curto que o obtido para as demais fibras porque a região com varredura de frequências não linear foi cortada, tornando a compressão pelo par de grades mais eficiente.

Deste modo, resolvemos investigar melhor o papel da dispersão de terceira ordem num sistema de compressão como o nosso.

### 6.3 Efeito da dispersão cúbica do par de grades sobre os pulsos comprimidos

Num sistema de geração de pulsos curtos procura-se obter a máxima largura de banda com a mínima distorção de fase. No sistema de compressão que utilizamos, a fibra alarga espectralmente o pulso, mas introduz uma distorção de fase quadrática (eq.3.28). O papel do par de grades de difração é compensar esta distorção de fase. O cálculo do efeito do par de grades de difração sobre o pulso que sai da fibra é semelhante ao que fizemos para calcular a propagação de um pulso numa fibra óptica no regime linear (secção 2.4), bastando substituir a distorção de fase introduzida pela fibra (eq.2.15) pela introduzida pelo par de grades de difração

$$\phi_g = \frac{\omega L_g}{c} \left[ 1 - \left( \frac{2\pi c}{\omega d} - \sin \varphi_i \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \quad (6.1)$$

onde  $L_g = b \cos \varphi_r$  é a distância normal entre as grades,  $\varphi_i$  o ângulo de incidência,  $\varphi_r$  o ângulo refratado,  $d^{-1}$  o número de linhas da grade e  $c$  a velocidade da luz.

Podemos expandir a fase em torno de  $\omega_0$  como fizemos no capítulo 2 com a constante de propagação  $\beta$  (eq. 2.7). Se a distorção de fase do pulso não comprimido for dada pela eq. 3.28, o par de grades deverá ter  $\phi_g'' = -2a$ , onde  $a$  pode ser obtido através de uma medida do “chirp” como a da figura 6.9. À medida que o espectro fica muito largo,  $(\omega - \omega_0)^3$  cresce e o termo de terceira ordem deve ser considerado. O mesmo ocorre se  $\phi_g'''$  ficar muito grande. Para o par de grades temos

$$\phi_g''' = -\phi_g'' \frac{6\pi\lambda}{c} \left( 1 + \frac{\lambda}{d} \sin \varphi_i - \sin^2 \varphi_i \right) \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{d} - \sin \varphi_i \right) \right]^{-1} \quad (6.2)$$

onde  $\phi_g''$  é dado por (eq.3.30)

$$\phi_g'' = \frac{\lambda^3 L_g}{\pi c d^2} \left[ 1 - \left( \frac{\lambda}{d} - \sin \varphi_i \right)^2 \right]^{-\frac{3}{2}} \quad (6.3)$$

Assim, se a separação entre as grades ficar muito grande,  $\phi_g'''$  também pode se tornar significativo.

Como  $\phi_g'' < 0$ , então  $\phi_g''' > 0$  e o termo de terceira ordem proporcionará um atraso de grupo quadrático de modo que as frequências altas e baixas sejam mais atrasadas que a frequência central  $\omega_0$ . Assim, haverá um batimento, provocando oscilações na cauda do pulso.

Além do par de grades de difração, a própria fibra pode introduzir um distorção de fase cúbica. Neste caso, as duas distorções de fase são de mesmo sinal e não se compensam como ocorre com o termo quadrático. No entanto, a distorção de fase de terceira ordem causada pela fibra é muito menor que a causada pelo par de grades, como pode ser visto na fig. 6.12 e pode ser desprezada mesmo no caso do espectro mais largo que obtivemos experimentalmente.

Podemos representar o pulso que sai da fibra por

$$\tilde{A}(\omega) = g(\omega - \omega_0)^{\frac{1}{2}} \exp[ia(\omega - \omega_0)^2] \quad (6.4)$$

onde  $g(\omega - \omega_0)$  é a forma do espectro de potência e assim como  $a$  foi obtida experimentalmente. No caso de 1700 m de fibra M-696 com 50 W de potência acoplada, temos o espectro mostrado na fig. 6.2 e  $a = 22,3 \text{ ps}^2/\text{rad}$  (fig. 6.9). Substituindo a expressão 6.4 com esses valores experimentais e substituindo na eq. 2.16, obtivemos o pulso mostrado na

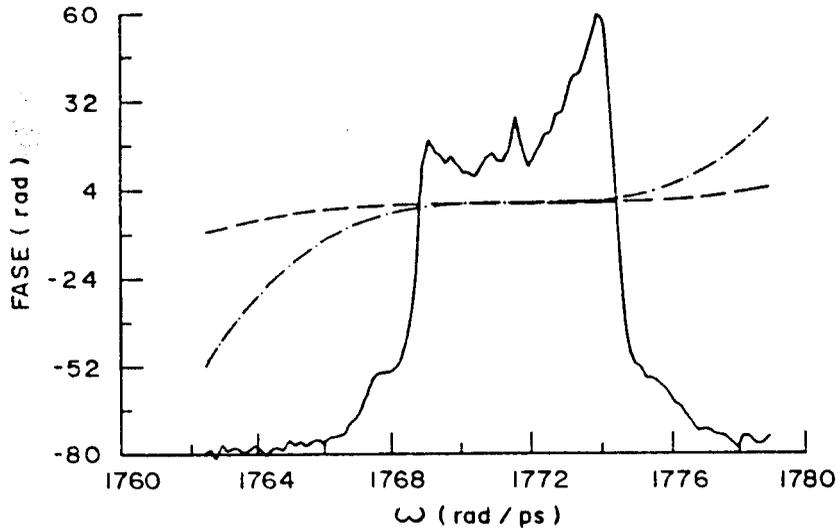


Figura 6.12: Distorção de fase cúbica introduzida pela grade (linha traço-ponto) e pela fibra (linha tracejada). A linha cheia mostra o espectro mais largo que obtivemos (1700 m fibra M-696, 50 W de potência de pico acoplada).

fig. 6.13a. Em nossos cálculos usamos uma grade de 1700 l/mm,  $\varphi_i = 82^\circ$  e  $L_g = 1,36$  m, correspondendo à separação entre grades que compensa a distorção de fase introduzida pela fibra. Como pode ser visto na fig. 6.13a, o pulso é bastante distorcido, apresentando uma cauda oscilatória. A curva tracejada corresponde a integração desses pulsos ao longo do tempo, mostrando que apenas 72 % da energia está contida no pulso principal.

Uma forma de restringir o efeito da dispersão cúbica é limitar a largura espectral do pulso comprimido. Na fig. 6.13b mostramos o pulso correspondente ao espectro da fig. 6.5b. Neste caso temos um pulso comprimido um pouco mais largo que o anterior, mas contendo 92 % da energia total.

Os traços de autocorrelação calculados a partir dos pulsos da fig. 6.13 são mostrados na fig. 6.14. A curva tracejada mostra a autocorrelação para um pulso limitado por transformada de Fourier. Novamente, o pulso com largura de banda limitada (fig. 6.14b) tem muito mais qualidade, aproximando-se do limitado por transformada.

Apesar de se obter um pulso mais limpo quando se limita o espectro, a duração do pulso comprimido fica maior e parte da energia é jogada fora. Uma maneira melhor de se evitar este problema é usar uma fibra mais curta. A fig. 6.15 mostra a energia contida no pulso principal em função da potência acoplada na fibra. Vemos que para 1700 m, a energia diminui à medida que a potência cresce. Apesar da separação entre as grades de difração também diminuir com a potência, a largura de banda do pulso cresce e faz com

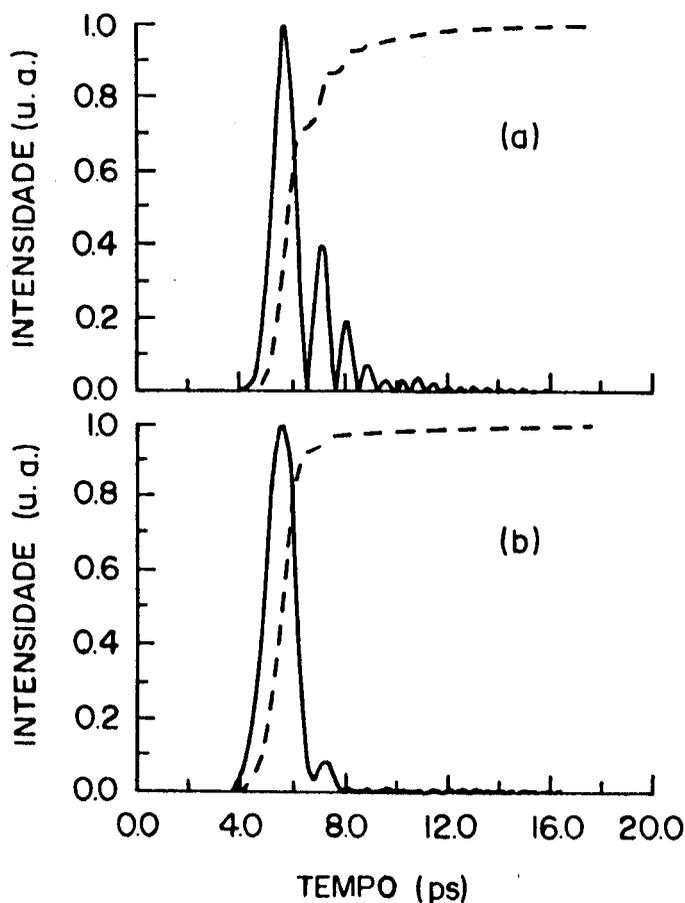


Figura 6.13: (a) Forma do pulso com largura espectral de  $33 \text{ \AA}$  (espectro para 50 W da fig.6.2) assumindo uma varredura linear com  $a = 22,3 \text{ ps}^2/\text{rad}$ , após passar por um par de grades de difração que compense a distorção de fase quadrática. A linha tracejada mostra a integral do pulso ao longo do tempo. (b) Mesmo que em (a) mas com largura espectral de apenas  $16 \text{ \AA}$  (espectro da fig. 6.5b).  $d^{-1} = 1700 \text{ l/mm}$ ,  $\varphi_i = 82^\circ$  e  $L_g = 1,36 \text{ m}$ .

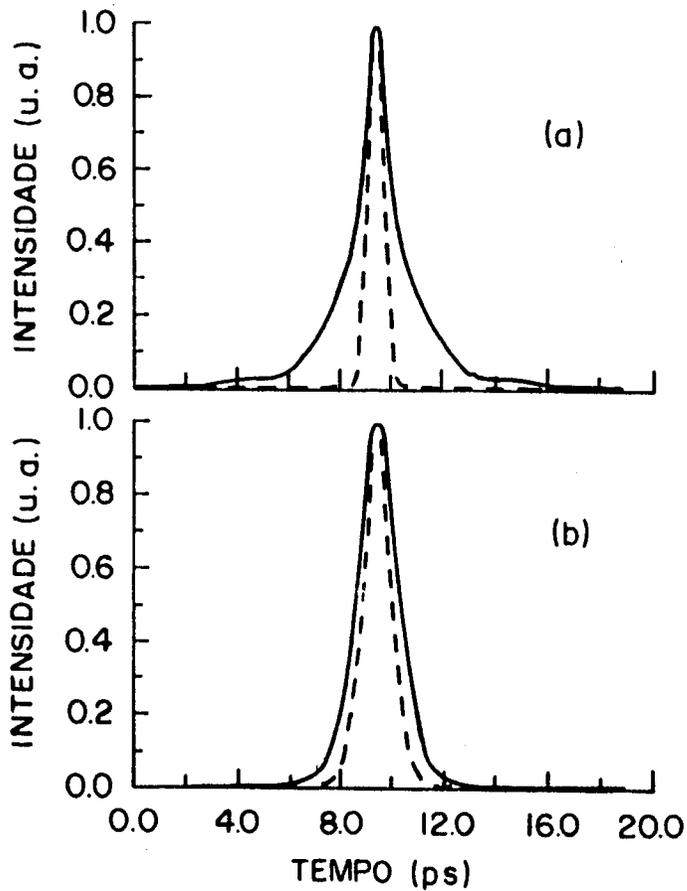


Figura 6.14: (a) Autocorrelação do pulso mostrado na fig. 6.13a (linha cheia) e do pulso que seria obtido caso fosse limitado por transformada de Fourier (linha tracejada). (b) Mesmo que em (a), mas para o pulso mostrado na fig. 6.13b.

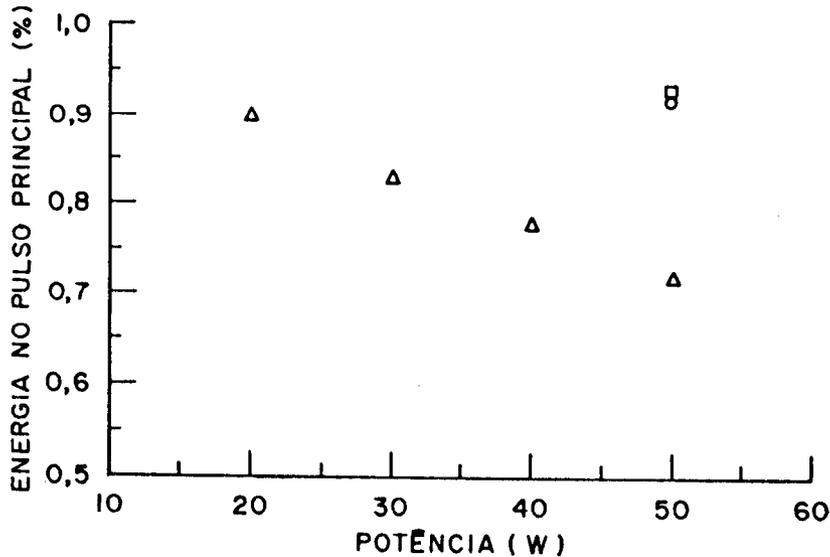


Figura 6.15: Energia contida no pulso principal em função da potência.

△ 1700 m

○ 1700 m, espectro limitado a 16 Å (fig. 6.5b)

□ 800 m,  $\Delta\lambda = 20$  Å.

que a dispersão de terceira ordem seja mais significativa. Quando limitamos o espectro, vemos que cerca de 92 % de energia está contida no pulso principal. O mesmo ocorre se usarmos uma fibra de 800 m, como mostra a figura, com a vantagem de não ter sido preciso jogar fora parte da energia. Além disso, quando usamos fibras mais curtas, a separação entre as grades diminui e a largura de banda necessária para que o efeito da dispersão cúbica seja significativo aumenta, permitindo que mais potência seja acoplada na fibra sem comprometer a qualidade do pulso comprimido. Por outro lado, em fibras muito curtas, a dispersão de velocidade de grupo não chega a linearizar a varredura de frequência ao longo de todo o pulso [17] e a compressão pelo par de grades de difração não é tão eficiente. Assim, deve haver um comprimento ótimo de fibra para o qual o compressor funciona melhor.

Até agora, em nossa discussão vimos como é importante manter uma separação pequena entre as grades de difração. Contudo, da eq. 6.2 vemos que  $\phi_g'''$  depende não apenas de  $L_g$ , mas também do ângulo de incidência  $\varphi_i$ . Na realidade, para um dado valor de  $\phi''$ , a dispersão cúbica ( $\phi'''$ ) cresce com o ângulo de incidência, como pode ser visto na fig. 6.16 para  $a = 22,3$  ps<sup>2</sup>/rad ( $\phi'' = -44,6$  ps<sup>2</sup>/rad). Deste modo, é conveniente manter  $\varphi_i$  tão alto quanto possível para que a dispersão de terceira ordem seja minimizada.

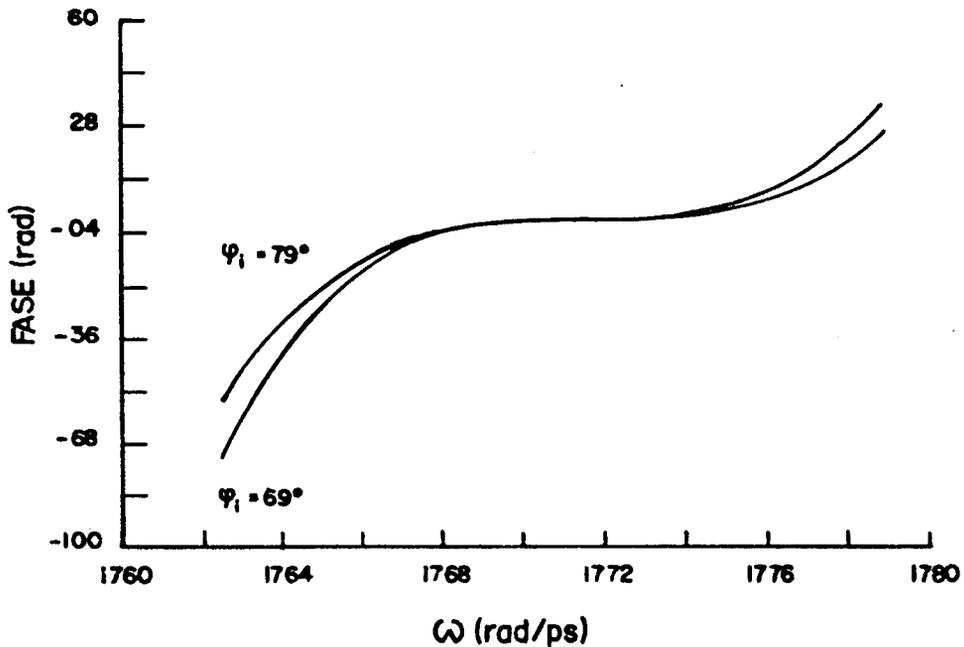


Figura 6.16: Distorção de fase cúbica introduzida pelo par de grades de difração para a separação entre as grades que compense  $a = 22,3 \text{ ps}^2/\text{rad}$ .

## 6.4 Conclusão

Neste capítulo, estudamos o comportamento de um sistema de compressão de pulsos de laser de Nd:YAG relativamente longos, 100 - 120 ps, e de baixa potência,  $P < 50 \text{ W}$ . Conseguimos comprimir pulsos de 110 ps para 1,7 ps, resultado bastante bom se comparado com os resultados publicados na literatura obtidos para potências maiores e pulsos mais curtos [3,7,8]. O uso de baixa potência implica na utilização de uma separação entre as grades de difração relativamente grande, tornando o efeito da dispersão de terceira ordem significativo. Estudamos este efeito, até hoje considerado apenas na compressão de pulsos muito curtos na região do visível [5,14,15,16], assim como as formas de minimizá-lo.



# Bibliografia

- [1] C.V. Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen and W.J. Tomlinson, "*Compression of femtosecond optical pulses*", Appl. Phys. Lett. **40**, 761 (1982).
- [2] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.6.
- [3] A.S.L. Gomes, "*Picosecond pulse compression and nonlinear processes in single-mode optical fibres*", tese de PhD, University of London, Imperial College (1986).
- [4] W.H. Knox, R.L. Fork, M.C. Downer R.H. Stolen, C.V. Shank and J.A. Valdmanis, "*Optical pulse compression to 8 fs at 5 KHz repetition rate*", Appl. Phys. Lett. **46**, 1120 (1985).
- [5] R.L. Fork, C.H. Brito Cruz, P.C. Becker and C.V. Shank, "*Compression of optical pulses to six femtoseconds by using cubic phase compensation*", Opt. Lett. **12**, 483 (1987).
- [6] B. Zysset, W. Holdel, P. Beaud, and H.P. Weber, "*200-femtosecond pulses at 1,06  $\mu\text{m}$  generated with a double-stage pulse compressor*", Opt. Lett. **11**, 156 (1986).
- [7] E.M. Dianov, A.Ya. Karasik, P.V. Mamyshev, A.M. Prokhorov and D.G. Fursa, "*Generation of high-contrast subpicosecond by single-stage 110-fold compression of YAG:Nd<sup>3+</sup> laser pulses*", Sov. J. Quantum Electron. **17**, 415 (1987).
- [8] H. Roskos, A. Seilmeier, W. Kaiser and J.D. Harvey, "*Efficient high-power optical pulse compression with logarithmic wing analysis*", Opt. Comm. **61**, 81 (1987).
- [9] J.P. Heritage, A.M. Weiner, R.J. Hawkins and O.E. Martinez, "*Stabilized pulse compression by multiple-order stimulated Raman scattering with group velocity dispersion*", Opt. Comm. **67**, 367 (1988).
- [10] M. Kuckartz, R. Schultz and H. Harde, "*Operation of a fiber-grating compressor in the Raman regime*", J. Opt. Soc. America B **5**, 1353 (1988).

- [11] E.P. Ippen and C.V. Shank, "*Techniques for measurements*", in *Ultrashort Light Pulses*, ed. S.L. Shapiro (Springer-Verlag, Berlin, 1977).
- [12] K.L. Sala, G.A. Kenney-Wallace and G.E. Hall, "*CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses*", *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16**, 990 (1980).
- [13] A.S.L. Gomes, A.S. Gouveia-Neto and J.R. Taylor, "*Direct measurement of chirped optical pulses with picosecond resolution*", *Electron. Lett.* **22**, 41 (1986).
- [14] L.P. Christov and I.V. Tomov, "*Large bandwidth pulse compression with diffraction gratings*", *Opt. Comm.* **58**, 338 (1986).
- [15] W.J. Tomlinson and W.H. Knox, "*Limits of fiber-grating optical pulse compression*", *J. Opt. Soc. America B* **4**, 1404 (1987).
- [16] C.H. Brito Cruz, P.C. Becker, R.L. Fork and C.V. Shank, "*Phase correction of femtosecond optical pulses using a combination of prisms and gratings*", *Opt. Lett.* **13**, 123 (1988).
- [17] D. Grischkowsky and A.C. Balant, "*Optical pulse compression based on enhanced frequency chirping*", *Appl. Phys. Lett.* **41**, 1 (1982).

## Capítulo 7

# Medida direta do “chirp” da radiação Raman e fundamental

### 7.1 Introdução

Até metade 1988, quando apareceram os trabalhos de Heritage et al [1] e Kuckartz et al [2], o espalhamento Raman estimulado era evitado em sistemas de compressão [3,4]. Estudos teóricos mostravam que o “chirp” do pulso fundamental tornava-se não linear na presença de espalhamento Raman estimulado [5,6], impedindo a compressão desse pulso num sistema como o descrito no capítulo anterior. Desde então, diversos trabalhos experimentais foram realizados [2,7,8,9] com o intuito de entender melhor o efeito do espalhamento Raman estimulado sobre um sistema de compressão.

Neste capítulo [7], medimos pela primeira vez o “chirp” de pulsos de um laser de Nd:YAG na presença de espalhamento Raman estimulado, assim como do primeiro Stokes gerado numa fibra óptica. Verificamos que quando a geração Raman ocorre eficientemente, a varredura de frequência do pulso fundamental se torna não linear, sendo prejudicial para um sistema de compressão de pulsos como o descrito no capítulo anterior. Verificamos também que o pulso Raman é gerado com um “chirp” maior que o fundamental, mas que este “chirp” diminui com o comprimento de fibra devido à ação da dispersão de velocidade de grupo da fibra.

### 7.2 Resultados experimentais e discussão

Um esquema do nosso experimento é mostrado na figura 7.1. Utilizamos um laser de Nd:YAG, cw e “mode-locked”, operando em  $1,06 \mu\text{m}$ . Este laser produzia pulsos de 100 ps e 700 kW de potência de pico a uma taxa de repetição de 100 MHz. Uma “streak-camera”

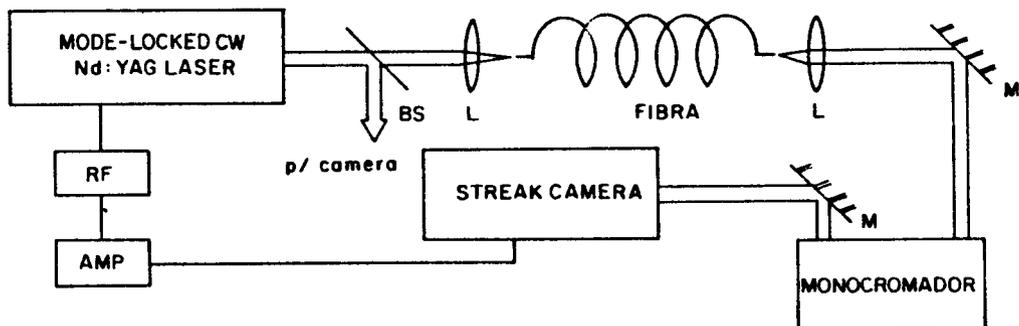


Figura 7.1: Arranjo experimental. RF, gerador de radio frequência em 50 MHz do modulador acusto-optico. AMP, amplificador de potência. BS, “beam-splitter”. L, lentes. M, espelhos.

com fotocatodo S-1 estendido operando no modo “syncroscan” com resolução temporal de 20 ps foi utilizada para medir a forma dos pulsos filtrados por um monocromador de 1 m e grade de difração de 1800 l/mm com resolução de 0,1 nm. A imagem gerada pela “streak-camera” é registrada com um OMA (“optical multichannel analyzer”). O “chirp” dos pulsos foi obtido através da medida do atraso de grupo de cada componente espectral como descrito no capítulo anterior, mas utilizando a “streak-camera” em vez do fotodiodo e osciloscópio de “sampling” [10]. Para as medidas do “chirp” ajustamos o monocromador de modo a fornecer uma banda passante de 0,2 nm. Isto equivaleria a uma resolução temporal de  $\sim 17$  ps. Como a “streak-camera” é mais lenta que isto, a resolução temporal será a da própria “streak-camera”, ou seja, 20 ps.

Utilizamos uma fibra com comprimento de onda de corte em  $1,0 \mu\text{m}$  com diâmetro do núcleo de  $7 \mu\text{m}$  e perda de 1 dB/Km em  $1,06 \mu\text{m}$ . Esta fibra não preserva a polarização e apresenta uma dispersão de 35 ps/Km.nm. Fizemos medidas para diversos comprimentos de fibra: 60, 90, 120 e 240 m. Estes comprimentos de fibra foram escolhidos de modo a comparar as situações onde o “walk-off” entre o pulso fundamental e o Stokes é significativa ou não. Para deslocamentos de frequência pequenos como no caso do espalhamento Raman estimulado ( $\Delta\nu = 440 \text{ cm}^{-1}$ ), o atraso entre o pulso de bombeio e o Stokes é dado por [11]

$$\Delta t = \frac{LcD\Delta\nu}{\nu^2} \quad (7.1)$$

onde  $D$  é a dispersão em ps/Km.nm (eq. 2.13),  $c$  é a velocidade da luz,  $L$  é o comprimento de fibra,  $\nu$  a frequência de bombeio e  $\Delta\nu$  o deslocamento Raman,  $440 \text{ cm}^{-1}$ . No nosso caso,  $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$  e o comprimento de fibra necessário para que os dois pulsos se separem

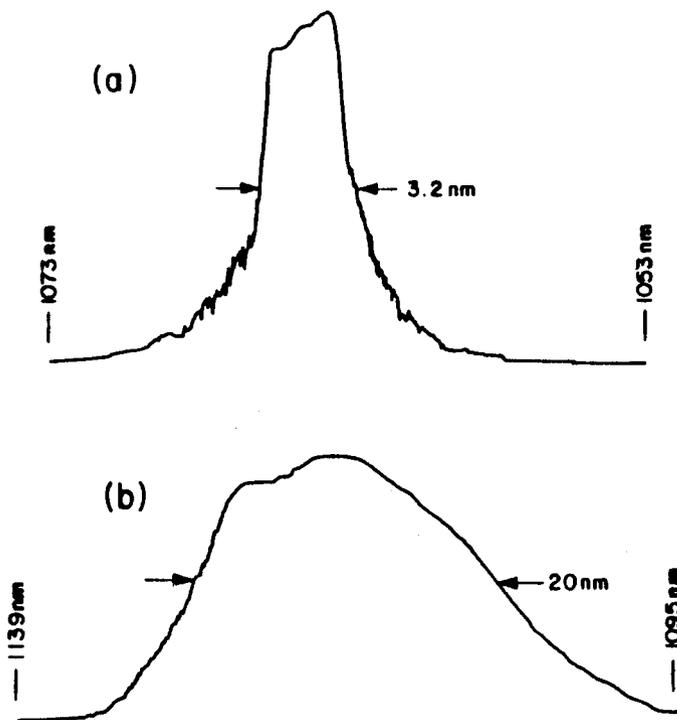


Figura 7.2: Espectro do pulso de bombeio (a) e do pulso Raman (primario Stokes) para 200 W de potência de pico acoplada em 120 m de fibra.

por 100 ps, comprimento de “walk-off” (eq. 3.57), é de 60 m. Assim, em nosso trabalho investigamos o “chirp” para 1, 1,5, 2 e 4 comprimentos de “walk-off”.

A conversão Raman em função da potência acoplada na fibra para esses comprimentos de fibra foi mostrada no capítulo 3, fig. 3.8. Nela, vemos que a conversão Raman cresce significativamente quando o comprimento de fibra é aumentado de 1 para  $1,5 L_w$ , em concordância com os resultados de Stolen e Johnson [12]. Para  $L > 1,5 L_w$ , obtivemos uma conversão de 30–40 % para potência acoplada de 200 W. Já para a fibra de 60 m, a conversão Raman é de apenas 10 % para este nível de potência.

Na fig 7.2 mostramos o espectro do pulso de bombeio e Stokes para 200 W de potência acoplada na fibra de 120 m, correspondendo a uma conversão Raman de 32 %. Os espectros obtidos para os outros comprimentos de fibra são semelhantes. A largura espectral, tanto do pulso de bombeio como do Raman, aumenta com a potência e com o comprimento de fibra, como é mostrado na tabela 7.1 para 200 W de potência de pico acoplada.

Como os pulsos ao saírem da fibra apresentam uma varredura de frequência, é possível encurtá-los filtrando espectralmente os pulsos como é mostrado na fig. 7.3 para o caso de 240 m [13,14]. A fig. 7.3a corresponde a uma potência de pico acoplada de 100 W, abaixo

Comprimento de fibra (m)	$\Delta\lambda$ (nm)	
	Bombeio (1,06 $\mu\text{m}$ )	Raman (1,12 $\mu\text{m}$ )
60	1,8	13
90	2,4	17
120	3,2	20
240	13,8	20

Tabela 7.1: Largura espectral dos pulsos de bombeio e Raman para os comprimentos de fibra utilizados.

do limiar para espalhamento Raman estimulado (fig. 3.8). A filtragem espectral reduz a duração do pulso de bombeio de 100 ps para 40 ps.

Nossa medida da varredura de frequência do pulso consiste em fixar uma banda passante no monocromador e varrer toda a largura espectral do pulso alargado na fibra. Quando a varredura de frequência é linear, o pulso detectado pela “streak-camera” apresenta a mesma duração, independentemente do comprimento de onda. O que muda é o instante em que o pulso espectralmente filtrado aparece. Caso a varredura de frequência fosse não linear, a situação mudaria como pode ser visto na fig. 7.3b. Esta figura corresponde a 200 W de potência acoplada em 240 m de fibra, com 37 % de conversão Raman. O comprimento de onda central nas curvas 1, 2 e 3 foi de 1063,5 nm, 1064,0 nm e 1064,5 nm respectivamente. A variação na largura dos pulsos filtrados indica um “chirp” não linear. Isto é confirmado pela fig. 7.4 onde mostramos o atraso temporal para cada comprimento de onda. O comprimento de onda central foi fixado em 1064,5 nm e a potência de pico acoplada era de 200 W.

O resultado para 60 m de fibra não foi mostrado na fig. 7.4 para deixar o gráfico mais limpo. A varredura de frequência é linear e o “chirp” é de  $\sim 0,02$  nm/ps, mantendo-se constante quando a potência acoplada cresce de 200 W para 230 W. Assumindo uma varredura de frequência linear para as fibras de 90 m e 120 m obtivemos um “chirp” na região de alta frequência de 0,014 e 0,026 nm/ps respectivamente. A região de baixa frequência apresenta um “chirp” maior, de 0,029 nm/ps para 90 m e 0,048 nm/ps para 120 m. Isto se deve ao fato das frequências baixas estarem na frente do pulso. Devido ao “walk-off” entre o pulso de bombeio e o Raman, a conversão Raman é mais forte na frente do pulso de bombeio. Isto modifica a forma do pulso de bombeio e conseqüentemente, a automodulação de fase que o pulso de bombeio sofre é diferente na frente do pulso e na cauda. Além disso, o frente do pulso de bombeio sofrerá modulação de fase devido à presença do pulso Raman, tornando o “chirp” mais forte nesta região. Já para a fibra de 240 m, a varredura de frequência é muito não linear e não podemos obter um valor de “chirp” a partir da fig. 7.4. A varredura de frequência para esta fibra apresenta uma discontinuidade na região de baixa frequência. Este tipo de comportamento foi previsto teoricamente [5,6,14] no regime de forte conversão

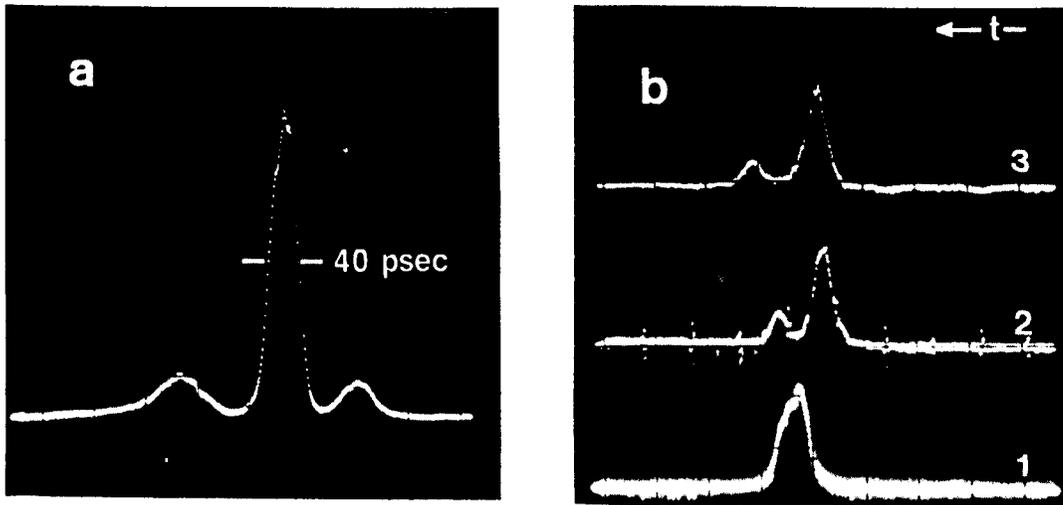


Figura 7.3: (a) Forma do pulso de bombeio, registrada pela “strek-camera”, após ser filtrado espectralmente ( $\Delta\lambda = 02$ , nm), para 100 W de potência de pico acoplada em 240 m de fibra. (b) Mesmo que em (a) mas para 200 W de potência de pico acoplada na fibra (32 % de conversão Raman). O comprimento de onda central é de 1063,5 nm, 1064,0 nm e 1064,5 nm para as curvas 1, 2 e 3 respectivamente.

Raman e “walk-off” entre os pulso Raman e de bombeio.

Medimos também a varredura de frequência do pulso Raman como mostra a fig. 7.5 para uma potência de bombeio de 200 W, exceto para a curva da fibra de 60 m onde a potência acoplada era de 230 W. Notamos que o “chirp”, na região onde a varredura de frequência é aproximadamente linear, é maior do que o do pulso de bombeio. Temos 0,53, 0,21, 0,15 e 0,09 nm/ps para as fibras de 60, 90, 120 e 240 m respectivamente. Isto corresponde a um “chirp” do pulso Raman 25 vezes maior que o “chirp” do pulso de bombeio no caso de 60 m. Quando aumentamos o comprimento de fibra para 90 m e 120 m este número cai para 7 no primeiro caso e apenas 3 no último caso. Estes resultados concordam com as observações de Stolen [12] na região visível e com as previsões teóricas de Lugovoi [15].

Para 60 m, o comprimento de fibra é igual ao de “walk-off” e podemos desprezar os efeitos da dispersão de velocidade de grupo. Como pode ser visto na tabela 7.1, o pulso Raman é gerado com uma largura espectral muito maior do que o pulso de bombeio. Na ausência de dispersão de velocidade de grupo, a duração do pulso Raman será no máximo igual a duração do pulso de bombeio. Assim, o “chirp” do pulso Raman será maior que o de bombeio. Olhando novamente para a tabela 7.1, vemos que a largura espectral muda pouco a partir de 90 m, ou seja, a partir de  $1,5 L_w$ , indicando que a modulação de fase é desprezível a partir deste ponto e a dispersão de velocidade de grupo é o fenômeno dominante. Assumindo

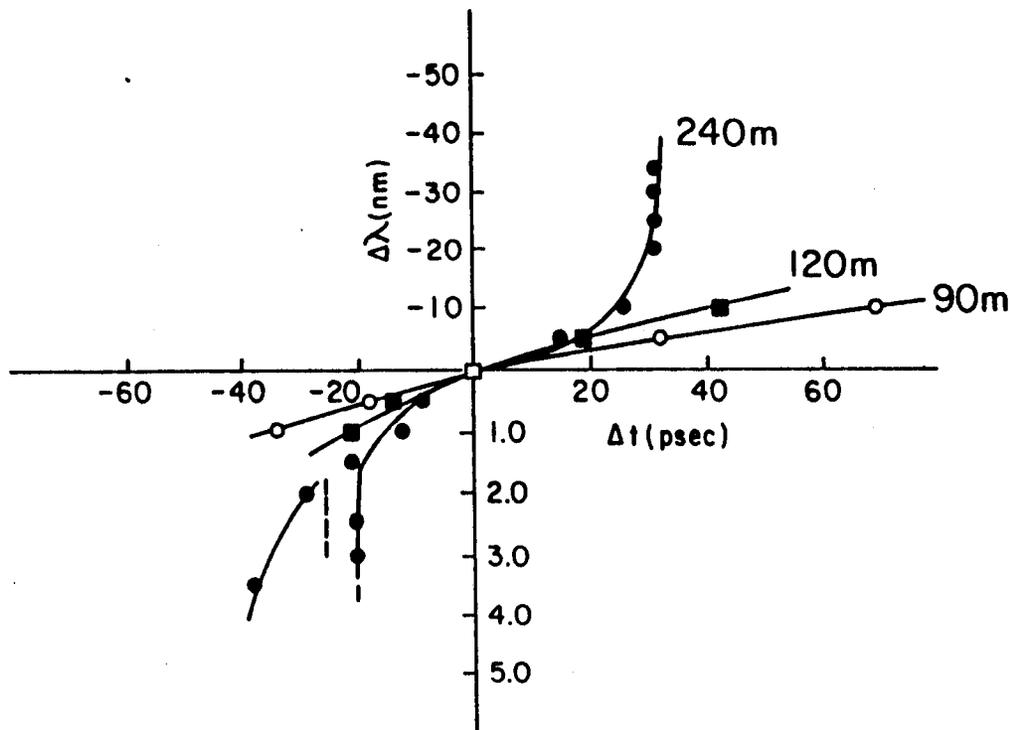


Figura 7.4: Varredura de frequência do pulso de bombeio em  $1,06 \mu\text{m}$  para diversos comprimentos de fibra. A potência de pico acoplada nas fibras é de 200 W e o comprimento de onda central foi definido como  $1064,5 \text{ nm}$ .

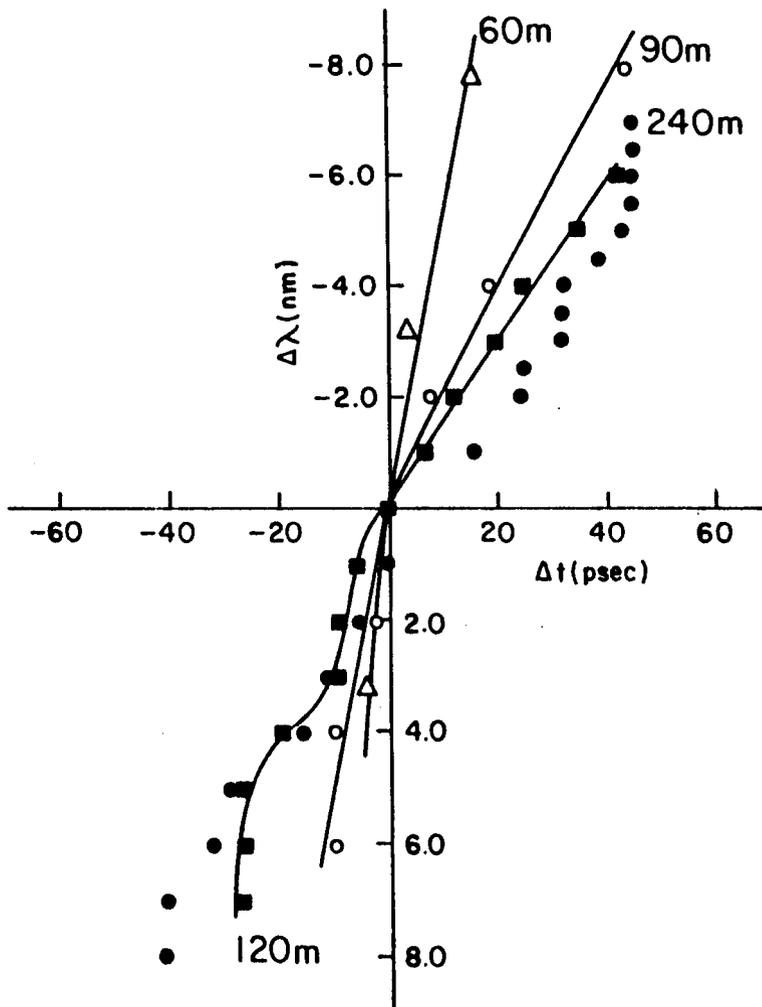


Figura 7.5: Varredura de frequência para o pulso Raman em  $1,12 \mu\text{m}$  (primeiro Stokes) para diferentes comprimentos de fibra. A potência de pico acoplada é de 200 W exceto para a fibra de 60 m onde a potência de pico é de 230 W. O comprimento de onda central foi definido como 1119 nm.

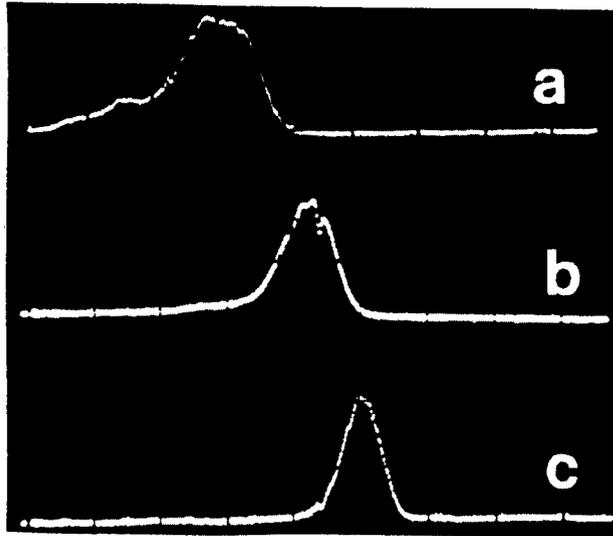


Figura 7.6: Efeito da filtragem espectral sobre o pulso Raman, mostrando a não linearidade da varredura de frequência ao longo do pulso, para um comprimento de fibra de 240 m e potência de pico acoplada de 200 W. O comprimento de onda central é 1111 nm em (a), 1120 nm em (b) e 1131 nm em (c).

que a fibra apresenta uma dispersão de 30 ps/Km.nm na frequência do primeiro Stokes, e que o pulso Stokes é gerado no início da fibra com duração de 100 ps, após 240 m de fibra ele seria alargado para 245 ps. Assim, assumindo uma varredura de frequência linear em todo o pulso, calculamos um “chirp” de  $\sim 0,08$  nm/ps. Analogamente, os valores obtidos para as fibras de 120 e 90 m são de 0,11 e 0,12 nm/ps, respectivamente. Estes valores concordam bem com os valores obtidos experimentalmente, 0,09, 0,15 e 0,21 nm/ps para as fibras de 240, 120 e 90 m.

O “chirp” na região de frequência baixas é consideravelmente maior do que na região de alta frequência. Para as fibras de 120 m e 240 m a varredura de frequência é claramente não linear. Este desvio da não linearidade é identificado com a geração em cascata do segundo Stokes.

A forte não linearidade do “chirp” do primeiro Stokes, mesmo no regime onde a dispersão de velocidade de grupo é significativa, fica aparente na figura 7.6. Mostramos aqui os pulsos filtrados ( $\Delta\lambda = 0,2$  nm) para 200 W de potência de pico acoplada na fibra de 240 m. Os pulsos registrados pela “streak-camera” apresentam uma duração de 101 ps, 64 ps e 46 ps para comprimentos de onda central de 1111, 1120 e 1131 nm respectivamente, indicando que o “chirp” é não linear e diminui com o comprimento de onda.

Utilizamos, também esta técnica de medida de “chirp”, para obter o atraso temporal

entre os comprimentos de onda central do pulso de bombeio e do primeiro Stokes e determinar a origem espacial do pulso Raman. Para tanto, o registro dos pulsos foi feito com dupla exposição. Primeiramente, o monocromador foi centrado em 1064,0 nm e o pulso fundamental foi armazenado. Em seguida, ajustamos o monocromador para 1119,0 nm e armazenamos o traço do pulso Raman em cima do anterior. Assim, os dois pulsos podem ser vistos simultaneamente e o atraso temporal entre eles determinado, como mostra as fotos da fig. 7.7 para diversos comprimentos de fibra. O tempo cresce da esquerda para a direita. O pulso no extremo direito é o pulso Raman, o central o pulso de bombeio e o do extremo esquerdo um artefato devido a filtragem espectral [10,13]. A varredura da “streak-camera” difere de foto para foto, e portanto a escala de tempo também difere de foto para foto. Os atrasos medidos entre os pulsos Raman e de bombeio foram de 75, 150, 212 e 406 ps para as fibras de 60, 90, 120 e 240 m respectivamente. Utilizando a eq. 7.1, estimamos um atraso temporal de 103, 154, 206 e 412 ps para esses comprimentos de fibra. Os valores calculados são muito próximos dos obtidos experimentalmente, exceto para a fibra de 60 m, indicando que para  $L > L_w$ , podemos considerar o pulso Raman como se fosse gerado no início da fibra. No caso da fibra de 60 m, o pulso Raman ainda não foi totalmente formado [12] e a fonte do pulso Raman parece estar a 15 m do início da fibra.

### 7.3 Conclusão

Medimos o “chirp” do pulso de bombeio e do primeiro Stokes para comprimentos de fibra cobrindo tanto a região onde o “walk-off” é significativo como a região onde ele não é. Todos os pulsos apresentam um “chirp” maior na região de baixa frequência. Para os comprimentos de fibra maiores observamos fortes desvios da linearidade e descontinuidade da varredura de frequência para o pulso fundamental. A não linearidade, maior na frente dos pulsos, está associada a geração do primeiro Stokes no caso do pulso de bombeio e do segundo Stokes no caso do primeiro Stokes. O “chirp” do pulso Raman é maior do que o do fundamental, diminuindo à medida que o comprimento de fibra aumenta e o efeito da dispersão de velocidade de grupo fica mais importante.

Após este trabalho ser publicado [7], o “chirp”, foi verificado para comprimentos de fibra maiores do que os utilizados em nossas medidas. Foi verificado que a ação da dispersão de velocidade de grupo lineariza a varredura do pulso de bombeio [1,2,9], num mecanismo semelhante ao descrito por Grischkowsky e Balant [16]. Isto permitiu a compressão do pulso de bombeio para pulsos extremamente estáveis com apenas 0,5 ps de duração [1,2]. Schulz *et al.* mostraram que o pulso do primeiro Stokes também pode ser comprimido [17]. Neste trabalho, foi utilizada uma fibra birefringente de modo a casar a velocidade do pulso de bombeio, viajando no eixo rápido, com o pulso do primeiro Stokes, viajando no eixo lento, evitando assim o “walk-off” entre os dois pulsos.

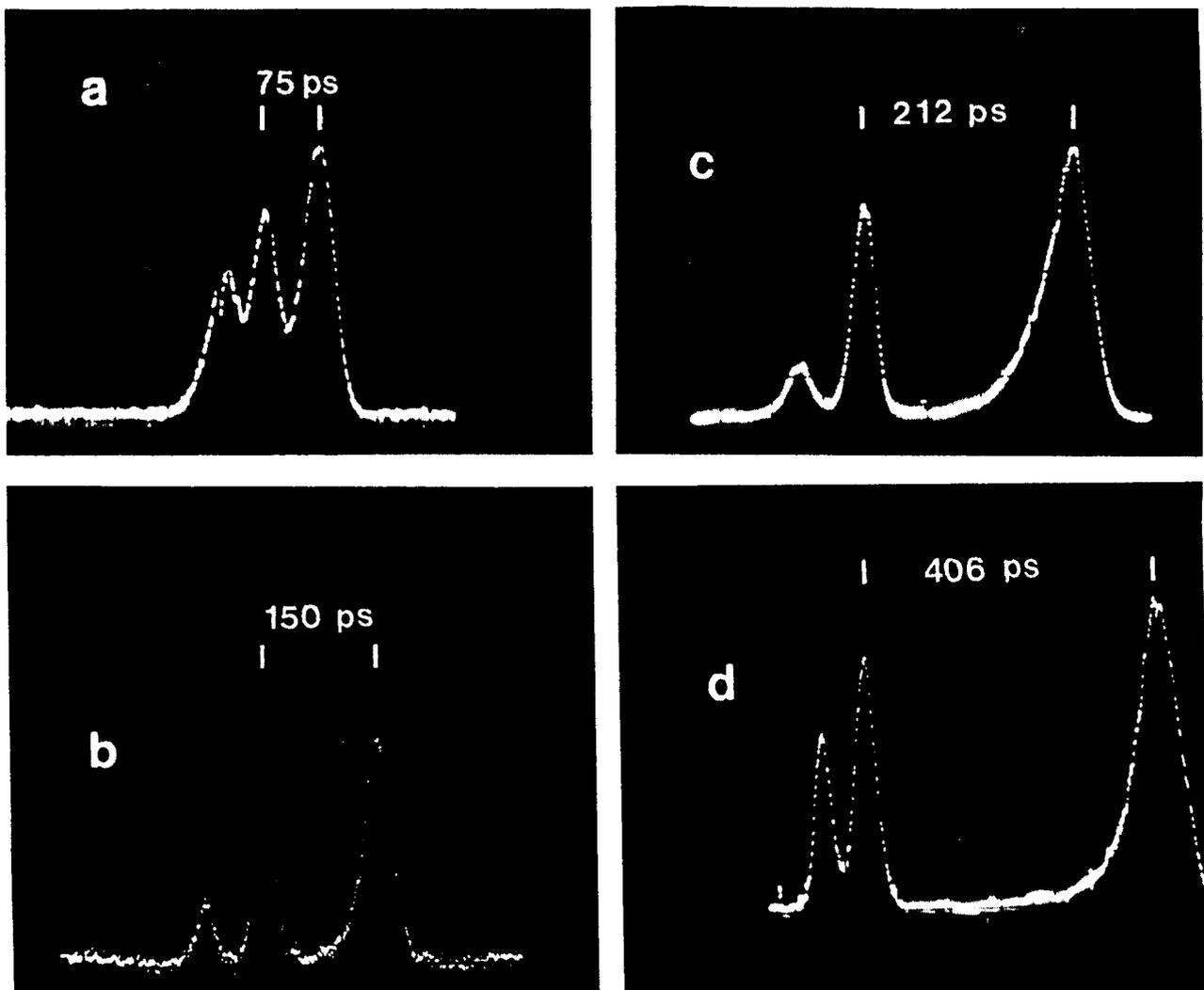


Figura 7.7: Foto dos pulsos medidos pela "streak-camera" mostrando o efeito da dispersão de velocidade de grupo sobre o atraso temporal entre os pulsos Raman (extremo direito) e o pulso de bombeio (centro) para 60 m (a), 90 m (b), 120 m (c) e 240 m (d). O tempo cresce da esquerda para a direita.

# Bibliografia

- [1] J.P. Heritage, A.M. Weiner, R.J. Hawkins and O.E. Martinez, "*Stabilized pulse compression by multiple-order stimulated Raman scattering with group velocity dispersion*", Opt. Comm. **67**, 367 (1988).
- [2] M. Kuckartz, R. Schultz and H. Harde, "*Operation of a fiber-grating compressor in the Raman regime*", J. Opt. Soc. America B **5**, 1353 (1988).
- [3] W.J. Tomlinson, R.H. Stolen and C.V. Shank, "*Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers*", J. Opt. Soc. America B **1**, 139 (1984).
- [4] A.S.L. Gomes, U. Österberg, W. Sibbet and J.R. Taylor, "*An experimental study of the primary parameters that determine the temporal compression of cw Nd:YAG laser pulses*", Opt. Comm. **54**, 377 (1985).
- [5] D. Schadt, B. Jaskorzynska and U. Österberg, "*Numerical study on combined stimulated Raman scattering and self-phase modulation in optical fibers influenced by walk-off between pump and Stokes pulses*", J. Opt. Soc. America B **3**, 1257 (1986).
- [6] D. Schadt and B. Jaskorzynska, "*Frequency chirp and spectra due to self-phase modulation and stimulated Raman scattering influenced by pulse walk-off in optical fibers*", J. Opt. Soc. America B **4**, 856 (1987).
- [7] A.S.L. Gomes, V.L. da Silva and J.R. Taylor, "*Direct measurement of nonlinear frequency chirp of Raman radiation in single-mode optical fibres using a spectral window method*", J. Opt. Soc. America B **5**, 373 (1988).
- [8] A.M. Weiner, J.P. Heritage and R.H. Stolen, "*Self-phase modulation and optical pulse compression influenced by stimulated Raman scattering in fibers*", J. Opt. Soc. America B **5**, 364 (1988).
- [9] J.P. Hamaide and P. Emplit, "*Spectrotemporal measurement of picosecond pulses propagating in nonlinear single-mode fibers*", Opt. Lett. **14**, 689 (1989).

- [10] A.S.L. Gomes, A.S. Gouveia-Neto and J.R. Taylor, "*Direct measurement of chirped optical pulses with picosecond resolution*", Electron. Lett. **22**, 41 (1986).
- [11] R.H. Stolen, "*Nonlinear properties of optical fibers*", in Optical Fiber Telecommunications, ed. S.E. Miller e A.S. Chynoweth, Academic (1979), Cap.5.
- [12] R.H. Stolen and A.M. Johnson, "*The effects of pulse walk-off on stimulated Raman scattering in fibers*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 2154 (1986).
- [13] A.S.L. Gomes, A.S. Gouveia-Neto, J.R. Taylor, H. Avramopoulos and G.H.C. New, "*Optical pulse narrowing by the spectral windowing of self-phase modulated picosecond pulses*", Opt. Comm. **59**, 399 (1986)
- [14] E.M Dianov, A.Ya. Karasik, P.G. Mamyshev, A.M. Prokhorov and V.N. Serkin, "*Generation of ultrashort pulses by spectral filtering during stimulated Raman scattering in an optical fiber*" Sov. Phys. JETP **62**, 448 (1985).
- [15] V.N. Lugovoi, "*Stimulated Raman emission and frequency scanning in an optical waveguide*", Sov. Phys. JETP **44**, 683 (1976).
- [16] D. Grischkowsky and A.C. Balant, "*Optical pulse compression based on enhanced frequency chirp*", Appl. Phys. Lett. **41**, 1 (1982).
- [17] R. Schulz, M. Kuckartz and H. Harde, "*A fiber grating Raman laser generating subpicosecond pulses*", Opt. Comm. **70**, 239 (1989).

## Capítulo 8

# Efeito do “walk-off” na modulação de fase cruzada em fibras ópticas

### 8.1 Introdução

Como vimos no Cap. 3, a modulação de fase cruzada (XPM) é a modulação de fase que um campo sofre devido à presença de um outro campo intenso. Recentemente, muita atenção tem sido dada à modulação de fase cruzada em fibras ópticas [1]–[9]. Agrawal mostrou que a XPM pode gerar instabilidade modulacional [2] assim como “optical wave breaking” [3]. Já Trillo et al mostraram a possibilidade de se gerar sólitons na região de dispersão normal através da modulação de fase cruzada [4].

A XPM faz também com que um sinal contínuo, na região de dispersão anômala, propagando juntamente com um pulso de bombeio evolua em um pulso mais curto que o de bombeio, como foi calculado por Schadt e Jaskorzynska [1]. Neste trabalho não foi considerado o efeito de “walk-off”, ou seja, a separação temporal entre os pulsos do sinal e do bombeio devido à diferença de velocidade de propagação existente entre os dois campos. Neste capítulo, apresentamos resultados de uma simulação numérica onde mostramos a importância do “walk-off” na evolução de um sinal contínuo propagando com um pulso de bombeio de 50 ps. Verificamos que o “walk-off” diminui o alargamento espectral do sinal e aumenta o comprimento de fibra necessário para a formação do pulso curto e em alguns casos inibe sua formação [10].

### 8.2 Simulação numérica

Consideremos dois campos ópticos, denominados por  $p$  e  $s$ , propagando numa mesma fibra óptica monomodo. Dentro da aproximação de envelope variando lentamente, a propagação

desses campos será descrita pelas equações 3.46 e 3.47. É conveniente, no entanto, normalizar esta equação antes de resolvê-la. Assim, obtemos

$$\frac{\partial A_p}{\partial \xi} + \frac{L_d}{L_w} \frac{\partial A_p}{\partial \tau} + \frac{i \beta_p''}{2 \beta_s''} \frac{\partial^2 A_p}{\partial \tau^2} = i \frac{L_d}{L_{nl}} \left( |A_p|^2 + 2 |A_s|^2 \right) A_p \quad (8.1)$$

$$\frac{\partial A_s}{\partial z} + \frac{i \partial^2 A_s}{2 \partial \tau^2} = i \frac{\omega_s}{\omega_p} \frac{L_d}{L_{nl}} \left( |A_s|^2 + 2 |A_p|^2 \right) A_s \quad (8.2)$$

onde

$$A_{p,s} = \frac{a_{p,s}}{\sqrt{P_p}} \quad (8.3)$$

são as amplitudes dos campos normalizadas com respeito a potência de pico do bombeio,  $\omega_p$  e  $\omega_s$  são as frequências portadoras do sinal e do bombeio e  $\beta_{s,p}'' = \partial^2 \beta_{s,p} / \partial \omega_{s,p}^2$ ,  $\beta_s$  e  $\beta_p$  são as constantes de propagação do sinal e do bombeio.

$$\xi = \frac{z}{L_d}, \quad \tau = \frac{t - z/v_s}{t_p}, \quad (8.4)$$

são as coordenadas normalizadas onde  $t_p$  é a duração do pulso de bombeio (FWHM) e  $v_s$  é a velocidade de grupo do sinal.  $L_d$ ,  $L_{nl}$  e  $L_w$  são os comprimentos de fibra característicos para a dispersão, não-linearidade e “walk-off” dados por

$$L_d = \frac{t_p^2}{\beta_s''}, \quad L_w = \frac{v_s v_p t_p}{v_p - v_s}, \quad L_{nl} = (\gamma P_p)^{-1} \quad (8.5)$$

onde  $v_p$  é a velocidade de grupo do bombeio e

$$\gamma = \frac{\omega_p n_2}{c A_{ef}} \quad (8.6)$$

com  $n_2$  sendo o índice de refração não linear da sílica ( $3, 2 \times 10^{-16} \text{W/cm}^2$ ),  $A_{ef}$  a área efetiva do núcleo da fibra (eq.3.12) e  $c$  a velocidade da luz. O primeiro termo no lado direito das eqs.8.1 e 8.2 descreve a automodulação de fase enquanto o segundo termo descreve a modulação de fase cruzada, responsável pelo acoplamento entre as duas equações. O “walk-off” entre o sinal (s) e o bombeio (p) é descrito pelo segundo termo na eq.8.1. No trabalho de Schadt e Jaskorzynska [1] este termo foi desprezado. Para comparar nossos resultados com os deles, resolvemos numericamente as equações 8.1 e 8.2 para o mesmo conjunto de parâmetros (tabela 8.1). Utilizamos o método “split-step” [11,12] descrito no Apêndice A.

O sinal contínuo tem sua fase modulada pelo bombeio. Como esta modulação depende da derivada da intensidade do pulso de bombeio (eq.3.14), a região superpondo a frente do pulso de bombeio será deslocada para o vermelho enquanto a região superpondo a cauda do pulso

Parâmetros		
$n_2$	$3.2 \times 10^{-16}$	$\text{cm}^2/\text{W}$
$\lambda_s$	1.60	$\mu\text{m}$
$\lambda_p$	1.06	$\mu\text{m}$
$P_s$	5.	mW
$P_p$	50.	W
$T_p$	50.	ps
$D_s$	-20.	ps/Km.nm
$D_p$	28.	ps/Km.nm
$A_{ef}$	$3.8 \times 10^{-7}$	$\text{cm}^2$
$L_w$	$\infty$	
	1000	m
	250	m
	50	m

Tabela 8.1: Parâmetros usados na simulação.

será deslocada para o azul. O comprimento de onda do sinal foi escolhido de modo que o sinal propague na região de dispersão anômala. Deste modo, as frequências altas viajarão mais rapidamente que as frequências baixas, dando origem a uma modulação na amplitude do sinal contínuo. À medida que o comprimento de fibra aumenta, a amplitude de modulação do sinal cresce e, eventualmente pode transformar num pulso curto superposto a uma base contínua. Os resultados de nossos cálculos para o comprimento de fibra normalizado  $\xi = 5,2 \times 10^{-3}$  ( $z = 480$  m) são mostrados na figura 8.1. Aqui, a linha cheia mostra a intensidade do sinal enquanto a linha tracejada mostra o pulso de bombeio. Quando não há “walk-off” entre o bombeio e o sinal (fig. 8.1a), a duração do pulso de sinal é mínima e sua intensidade máxima em  $\xi = \xi_{opt} = 5,2 \times 10^{-3}$ . Neste comprimento de fibra, o sinal apresenta um pulso curto cuja duração é  $\sim 2,2$  % da duração inicial do pulso de bombeio, ou seja, 1,1 ps. Um aumento no comprimento de fibra levaria apenas ao crescimento dos pulsos laterais, concordando com os resultados obtidos por Schadt e Jaskorzynska [1].

A evolução do sinal contínuo num pulso curto pode ser grandemente afetada pela presença de “walk-off”. Quando o bombeio é mais lento que a modulação do sinal, a interação entre eles decresce com o comprimento de fibra enquanto a modulação de fase imposta no sinal pelo bombeio é atrasada à medida que as duas ondas propagam na fibra. Assim, a modulação de fase do sinal vai depender do comprimento de fibra, resultando num pulso do sinal assimétrico quando há walk-off. Quando a diferença de velocidade de propagação for pequena o suficiente para que a modulação criada no sinal não saia da região central do pulso de bombeio (fig. 8.1b), o pulso gerado do sinal é atrasado em relação ao pulso

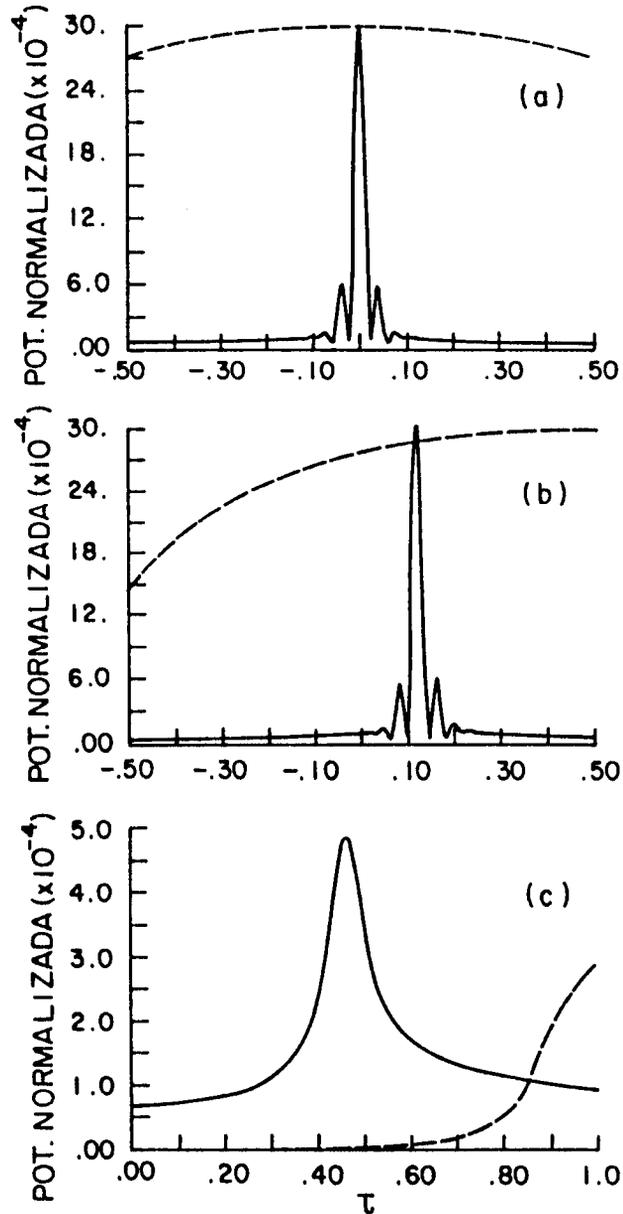


Figura 8.1: (a) Forma do pulso de sinal (linha cheia) e de bombeio (linha tracejada) para  $\xi = 5,2 \times 10^{-3}$  no caso sem "walk-off". (b) e (c) Mesmo que em (a) para  $\xi_w = 1,1 \times 10^{-2}$  e  $2,7 \times 10^{-3}$  ( $L_w = 1000$  m e 250 m) respectivamente.

mostrado na figura 8.1a. A forma do pulso apresenta uma pequena assimetria mas não difere significativamente do caso sem “walk-off” (fig. 8.1a). Isto ocorre porque  $\xi_w > \xi_{opt}$ , onde  $\xi_w = L_w/L_d$  e  $\xi_{opt}$  é o comprimento de fibra normalizado necessário para que seja formado o pulso mais curto no caso sem “walk-off”. Esta situação, em unidades físicas, corresponde a situação onde  $L_w > L_{opt}$ , onde  $L_{opt}$  é o comprimento de fibra correspondente a  $\xi = \xi_{opt}$ . Para o pulso mostrado na figura 8.1b,  $\xi_w = 1,1 \times 10^{-2}$  ( $L_w = 1000$  m) enquanto  $\xi_{opt}$  é apenas  $5,2 \times 10^{-3}$  ( $L_{opt} = 480$  m). Contudo, a situação é bastante diferente quando  $\xi_w$  se torna menor que  $\xi_{opt}$  ( $L_w < L_{opt}$ ), como pode ser visto na figura 8.1c para  $\xi_w = 2,7 \times 10^{-3}$  ( $L_w = 250$  m). Nesta situação, o pulso de sinal é assimétrico e mais longo que no caso sem walk-off. Diminuir  $\xi_w$  ainda mais para  $5,4 \times 10^{-4}$  ( $L_w = 50$  m), faz com que o sinal apresente apenas uma modulação com 2 % de amplitude e não haja formação de pulsos.

Para cada comprimento de walk-off existe um comprimento ótimo de fibra para o qual o pulso de sinal apresenta a máxima intensidade e mínima duração. A figura 8.2 mostra a potência de pico do sinal, normalizada com respeito a potência de pico inicial do pulso de bombeio, em função do comprimento de fibra. O “walk-off” aumenta o comprimento de fibra necessário para formação de pulsos a partir da onda contínua, ao mesmo tempo que diminui a máxima potência que esses pulsos podem possuir. O pulso de sinal possui 1,1 ps quando  $\xi_w$  é maior que  $\xi_{opt}$  e ocorre em  $\xi = \xi_{opt} = 5,2 \times 10^{-3}$  ( $L_{opt} = 480$  m) como pode ser visto nas figuras 8.1a e b. Mesmo nesta situação, o pulso de sinal não possui potência suficiente para causar automodulação de fase, e sua evolução é afetada apenas pela modulação de fase cruzada e pela dispersão de velocidade de grupo. Se  $\xi_w$  for menor que  $\xi_{opt}$ , o pulso obtido em  $\xi = \xi_{opt}$  ( $z = L_{opt}$ ) é mais longo que no caso sem “walk-off” como pode ser visto na figura 8.1c. Neste caso,  $\xi_w = 2,7 \times 10^{-3}$  ( $L_w = 250$  m) e o pulso de sinal apresenta 6,6 ps, correspondendo a 13 % da duração inicial do pulso de bombeio. Um ponto importante a ser notado é que o pulso de sinal apresenta um “chirp” positivo na parte central do pulso, podendo ser comprimido se continuar a propagar na fibra. Neste caso, um pulso de 2,5 ps é obtido para  $\xi = 8,3 \times 10^{-3}$  ( $z = 760$  m) como pode ser visto na figura 8.3a.

Consideramos até agora apenas o caso no qual o sinal viaja mais rápido que o bombeio. Se a situação for invertida,  $\xi_w$  será negativo mas o comportamento geral do sinal não muda. Como o bombeio é simétrico, tudo acontece como se o sentido do tempo fosse invertido. Assim, a forma do pulso para  $\xi$  negativo é uma reflexão da forma obtida para o caso de  $\xi$  positivo como pode ser visto na fig. 8.3b. Nesta figura, a linha cheia corresponde a potência modulada do sinal, enquanto a linha tracejada representa a potência do bombeio. Para o caso de  $\xi_w = 2,7 \times 10^{-3}$  ( $L_w = 250$  m) e  $\xi = 8,3 \times 10^{-3}$  ( $z = 760$  m). Uma mudança no sinal de  $\xi_w$  não muda o sinal do “chirp” na região central da modulação do sinal. Deste modo, esta modulação precisa da mesma dispersão num caso e noutro para evoluir num pulso curto.

A mínima duração que o pulso de sinal pode adquirir aumenta com a diferença de veloci-

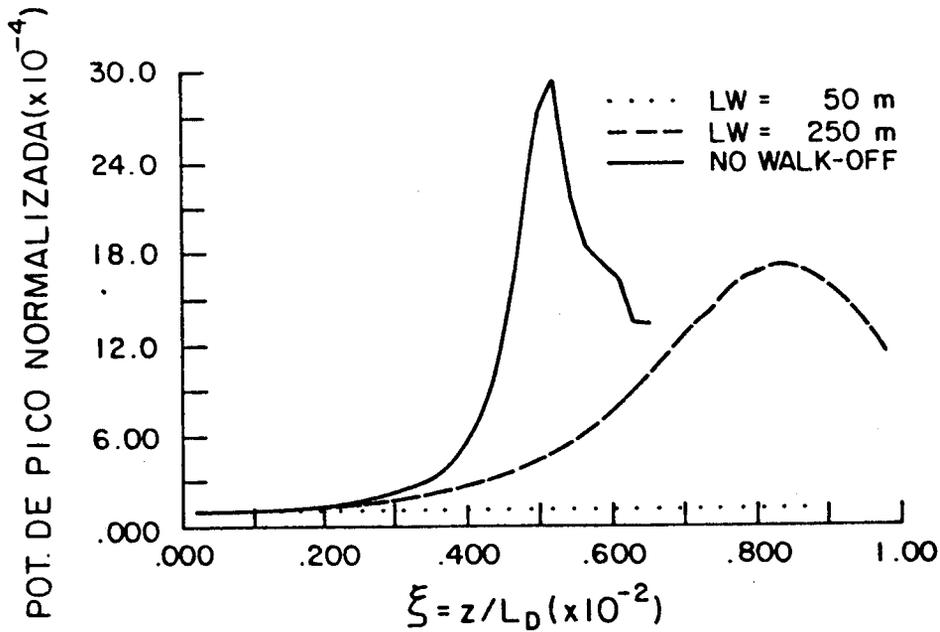


Figura 8.2: Potência de pico normalizada do sinal em função do comprimento de fibra para vários comprimentos de walk-off.

dade de propagação. Isto se deve a uma diminuição da largura de banda do sinal como pode ser visto na figura 8.4. Mostramos a largura espectral à meia altura em função do comprimento de fibra para os casos onde não há "walk-off",  $\xi = 2,7 \times 10^{-3}$  e  $5,4 \times 10^{-4}$  ( $L_w = 250$  m e 50 m). A largura de banda cresce até aproximadamente  $\xi = 3,8 \times 10^{-3}$  ( $z = 350$  m) para o segundo caso e  $\xi = 5,4 \times 10^{-4}$  ( $z = 50$  m) para o último caso e então começa a diminuir. Este pequeno estreitamento espectral ocorre porque, nestes comprimentos de fibra, a modulação gerada na onda de sinal interage apenas com a frente do pulso de bombeio. Deste modo, o pulso de bombeio vai deslocar para o vermelho as componentes espectrais do sinal que estão temporalmente superpostas com o pulso de bombeio, ou seja, a região de frequências altas. Como consequência, esta parte do espectro diminuirá enquanto a parte de frequências baixas não é afetada, levando a um estreitamento espectral. Para comprimentos de fibra grandes o suficiente para que não haja nenhuma interação entre a modulação gerada no sinal e o pulso de bombeio, a largura espectral deixa de diminuir e permanece constante com o comprimento de fibra como pode ser visto na figura 8.4 para  $\xi_w = 5,4 \times 10^{-4}$  ( $L_w = 50$  m) e  $\xi > 5,4 \times 10^{-3}$  ( $z > 500$  m). A situação é completamente diferente quando não há "walk-off". Neste caso, o bombeio sempre está temporalmente superposto à modulação gerada no sinal e não seria de se esperar uma saturação do alargamento espectral. Contudo, a automodulação de fase que o pulso de bombeio sofre combinada com a dispersão normal faz

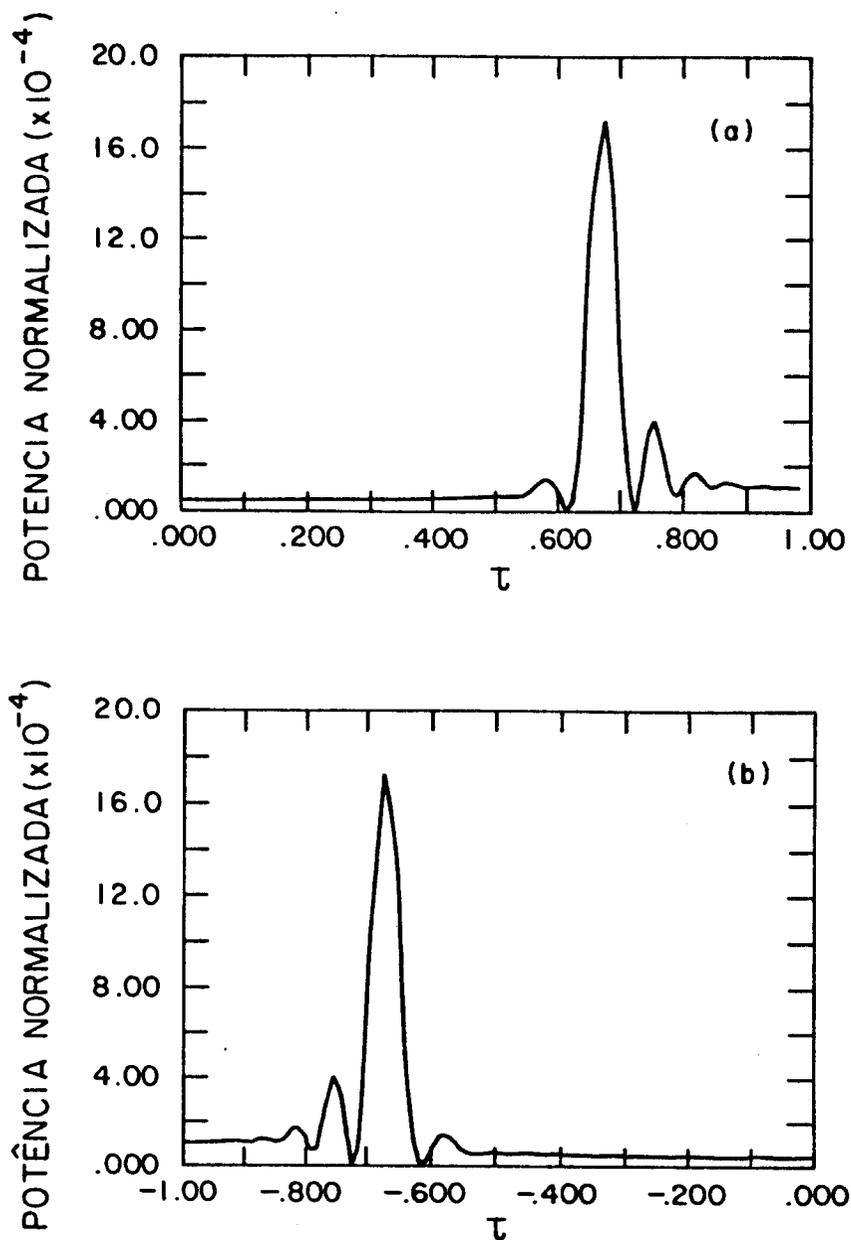


Figura 8.3: Potência normalizada do sinal em  $\xi = 8,3 \times 10^{-3}$  ( $z = 760$  m) para (a)  $\xi_w = 2,7 \times 10^{-3}$  ( $L_w = 250$  m) e (b)  $\xi_w = -2,7 \times 10^{-3}$ .

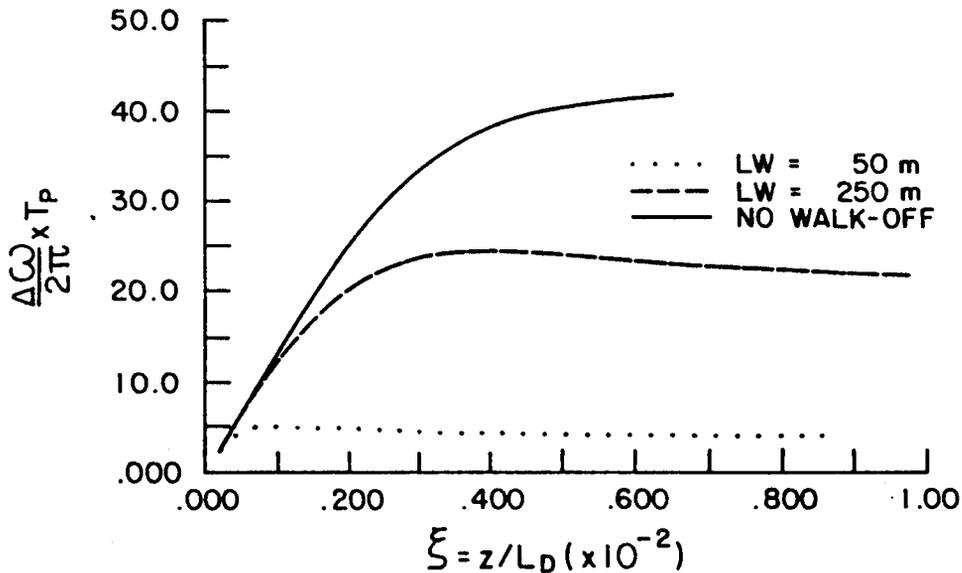


Figura 8.4: Largura de banda do sinal em função do comprimento de fibra para diversos comprimentos de “walk-off”.

com que ele seja temporalmente alargado à medida que propaga na fibra, até assumir uma forma aproximadamente quadrada (ver Cap.3). Desta maneira, a derivada da intensidade do pulso de bombeio na região central se torna negligível e a parte do sinal superposta a esta região deixa de ser espectralmente alargada.

A largura de banda do sinal atinge o mesmo valor no caso sem “walk-off” e com  $\xi_w = 1,1 \times 10^{-2}$  ( $L_w = 1000$  m). Contudo, nossos cálculos mostram que o alargamento espectral é simétrico no primeiro caso (fig. 8.5a) e assimétrico no último caso (fig. 8.5b). O lado vermelho do espectro possui mais componentes espectrais do que o lado azul quando há “walk-off”. Isto ocorre porque o pulso de bombeio é mais lento do que o sinal. Após um certo comprimento de fibra, a modulação gerada do sinal interage apenas com a frente do pulso, dando origem a novas frequências apenas na região de baixa frequência. Quando  $\xi_w = 2,7 \times 10^{-3}$  ( $L_w = 250$  m) e  $\xi = 3,8 \times 10^{-3}$  ( $z = 350$  m), a extensão do espectro do sinal no lado de frequênciaa baixas é duas vezes maior do que no lado de frequências altas. Esta situação seria invertida caso  $\xi_w < 0$ . Neste caso, a modulação do sinal interagiria mais com a cauda do pulso de bombeio e o lado de frequências altas seria mais extenso que o de frequências baixas.

Podemos ver que o comprimento ótimo de fibra é mais longo que o comprimento de fibra para o qual o alargamento espectral satura. Isto indica que a dispersão de velocidade

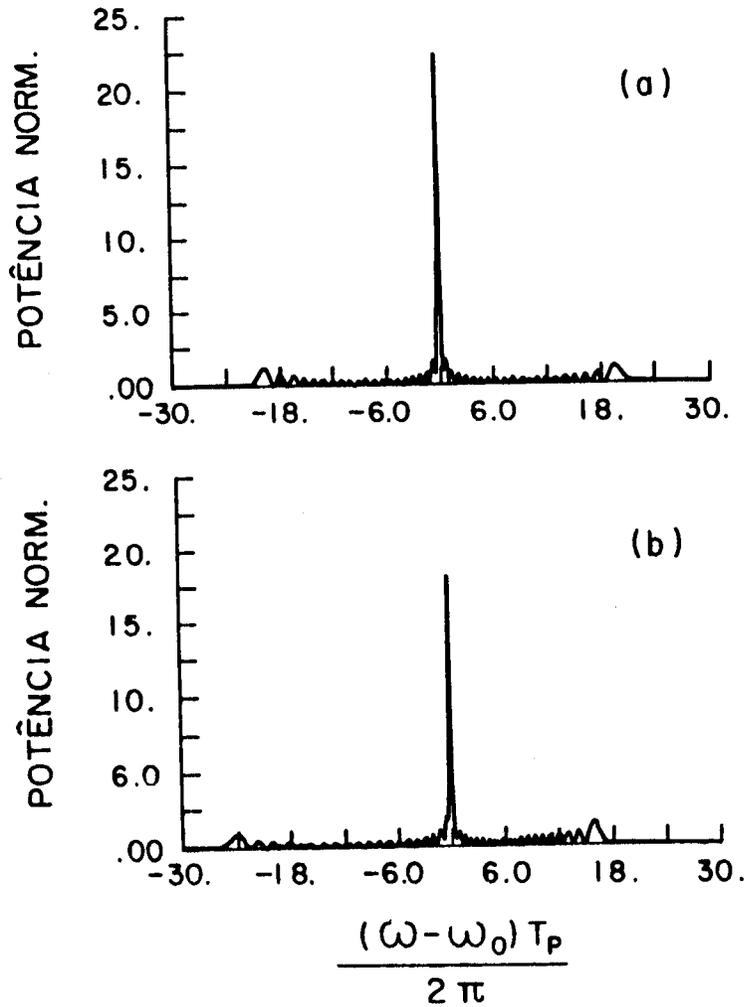


Figura 8.5: Espectro em  $\xi = \xi_{opt} = 5,2 \times 10^{-3}$  ( $z = 480$  m) para (a) o caso sem “walk-off” e (b)  $\xi_w = 1,1 \times 10^{-2}$  ( $L_w = 1000$  m).

de grupo contribui significativamente para a evolução do pulso. O pulso mais curto que se pode obter depende da máxima largura espectral que o sinal pode adquirir. Por outro lado, o comprimento de fibra necessário para gerar o pulso mais curto depende da dispersão da fibra. Da figura 8.3 obtemos uma largura de banda de 7,0 nm, 4,4 nm e 0,8 nm ( $\Delta\omega/\omega_0 = 4,4 \times 10^{-3}$ ,  $2,8 \times 10^{-3}$  e  $5,1 \times 10^{-4}$ ) para o caso sem “walk-off”,  $\xi_w = 2,7 \times 10^{-3}$  e  $5,4 \times 10^{-4}$  respectivamente. A duração calculada a meia altura (FWHM) é de 1,1 ps (2,2%  $t_p$ ) e 2,5 ps (5%  $t_p$ ), para os dois primeiros casos. Estes pulsos apresentam longas asas e não são limitados por transformada de Fourier.

Quando  $\xi_w \ll \xi_{opt}$ , o sinal apresenta apenas uma modulação de pequena amplitude. Contudo, a varredura de frequência na região central da modulação é linear e pode ser compensada através da propagação do sinal por um meio que apresente dispersão negativa. Na figura 8.6 mostramos a intensidade do sinal (linha cheia) assim como a varredura de frequência (linha tracejada) para o comprimento de fibra normalizado  $\xi = \xi_w = 5,4 \times 10^{-4}$  ( $z = L_w = 50$  m). Neste ponto o alargamento espectral é saturado (fig. 8.4) e existe apenas uma modulação com 2% de amplitude que se estende por  $\sim 150$  ps ( $\sim 3 t_p$ ). Propagando esta modulação por 3,2 Km de fibra ( $\xi = 3,5 \times 10^{-2}$ ), um pulso com duração de 0,134  $t_p$  (6,7 ps) pode ser obtido (figura 8.7). Nesta situação, o contraste entre o pico da modulação e a base é de 10:1, menor do que o obtido no caso sem walk-off, 30:1. O comprimento de fibra necessário para formar um pulso a partir do sinal pode ser reduzido se uma fibra com mais dispersão no comprimento de onda do sinal for utilizada. Uma alternativa seria o uso de um par de difração para compensar o “chirp” do sinal [13]. Um par de grades com 1200 l/mm separadas por 0,25 m produziria o mesmo efeito que a fibra de 3,2 Km.

### 8.3 Conclusão

Estudamos o efeito do “walk-off” na evolução de um sinal contínuo copropagando com um pulso intenso de picosegundos. Mostramos que o “walk-off” se torna importante quando o comprimento de “walk-off” for menor que o comprimento ótimo de fibra para o caso sem “walk-off”. A largura de banda que o sinal pode adquirir é reduzida quando há “walk-off”. Em consequência disto, os pulsos gerados a partir do sinal são mais longos e menos intensos do que no caso sem “walk-off”. O comprimento de fibra necessário para se obter o pulso mais curto dependerá da quantidade de “walk-off” e da dispersão da fibra e um par de grades pode ser utilizado para fornecer a dispersão necessária.

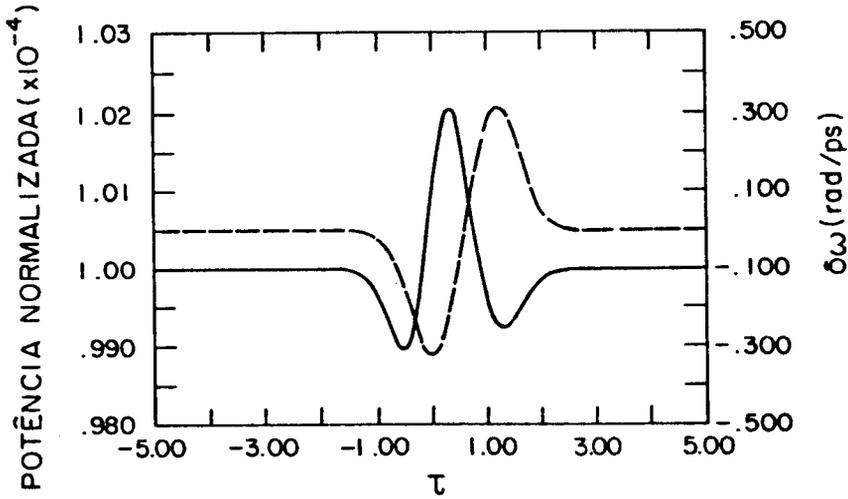


Figura 8.6: Intensidade normalizada do sinal (linha cheia) e varredura de frequência (linha tracejada) em  $\xi = \xi_w = 5,4 \times 10^{-4}$  ( $z = L_w = 50$  m).

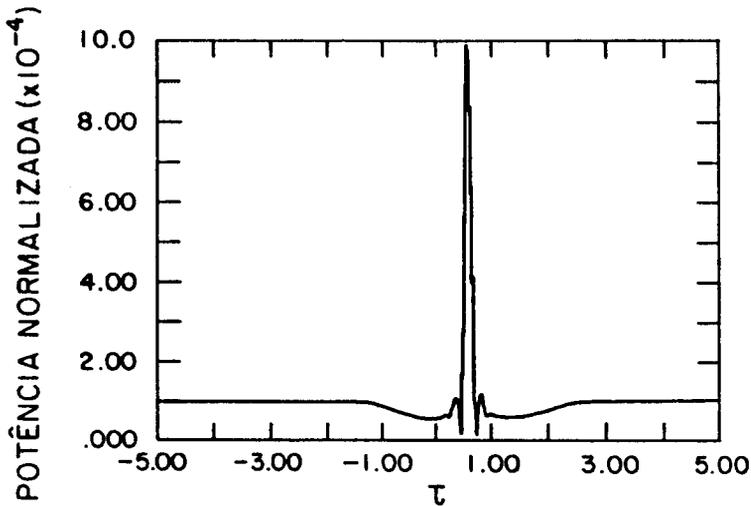


Figura 8.7: Pulso resultante após propagar a modulação mostrada na fig.6 através de 3,2 Km de fibra ( $\xi = 3,5 \times 10^{-2}$ ).



# Bibliografia

- [1] D. Schadt, and B. Jaskorzynska, “*Generation of short pulses from cw light by influence of cross phase modulation (CPM) in optical fibers*”, Electron. Lett. **23**, 1090 (1987).
- [2] G. P. Agrawal, “*Modulation instability induced by cross-phase modulation*”, Phys. Rev. Lett. **59**, 880 (1987)
- [3] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, “*Optical wave breaking and pulse compression due to cross-phase modulation in optical fibers*”, Opt. Lett. **14**, 137 (1988).
- [4] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, and G. I. Stegeman, “*Optical solitary waves induced by cross-phase modulation*”, Opt. Lett. **13**, 871 (1988).
- [5] J.T. Manassah, “*Pulse compression of an induced-phase-modulated weak signal*”, Opt. Lett. **13**, 755 (1988).
- [6] G.P. Agrawal, P.L. Baldeck and R.R. Alfano, “*Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers*”, Phys. Rev. A **40**, 5063 (1989).
- [7] B. Jaskorzynska, and D. Schadt, “*All-fiber distributed compression of weak pulses in the regime of negative group-velocity dispersion*”, IEEE J. Quantum Electron. **24**, 2117 (1988).
- [8] P. L. Baldeck, R. R. Alfano, and G. P. Agrawal, “*Induced-frequency shift of copropagating ultrafast optical pulses*”, Appl. Phys. Lett. **52**, 1939 (1988).
- [9] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and H. T. Shang, “*Cross-phase modulation in optical fibers*”, Opt. Lett. **12**, 625 (1987).
- [10] Valeria L. da Silva and C.H. Brito Cruz, “*Walk-off effect on the generation of ultrashort pulses from cw light using cross-phase modulations in optical fibers*”, J. of the Optical Society of America B, a ser publicado em maio de 1990.

- [11] R. A. Fisher, and W. K. Bischel, "*Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses*", J. Appl. Phys. **46**, 4921 (1975).
- [12] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.2.
- [13] E.B. Trèacy, "*Optical pulse compression with diffraction gratings*", IEEE J. Quantum Electron. **QE-5**, 454 (1969).

## Capítulo 9

# Modulação da amplitude de um laser contínuo por modulação de fase cruzada

### 9.1 Introdução

A modulação de fase cruzada (XPM) em fibras ópticas tem sido mais estudada teoricamente [1]–[8] do que experimentalmente [8]–[10]. Na maior parte dos trabalhos experimentais foram consideradas apenas as modificações no espectro devido à XPM [8]–[11]. Nestes experimentos, foram utilizados comprimentos de fibra relativamente curtos de modo que o único efeito da dispersão de velocidade de grupo é introduzir uma diferença de velocidade de propagação entre os dois campos. Nesta situação, a XPM afeta apenas o espectro do pulso e não sua forma temporal. Noutros trabalhos, foi estudada a modificação na fase devido à XPM [12,13]. Chraplyvy e Stone [12] consideraram os efeitos negativos da modulação de fase cruzada num sistema coerente de comunicação com “wavelength-division multiplexing” com lasers a injeção. Morioka e Saruwatari [13] mostraram que a XPM pode ser utilizada para controlar, ou mesmo cancelar, o “chirp” de pulsos de laser de diodo gerados por chaveamento de ganho. Foi mostrado também por Gouveia-Neto *et al.* [14] e Baldeck *et al.* [15] a possibilidade de se obter instabilidade modulacional via modulação de fase cruzada.

No trabalho apresentado neste capítulo mostramos pela primeira vez, ser possível modular em amplitude um laser contínuo de semiconductor através da modulação de fase cruzada numa fibra óptica “standard”. Para tanto, utilizamos um laser de semiconductor operando continuamente em  $1,50 \mu\text{m}$  e um laser de Nd:YAG, cw e “mode-locked” operando em  $1,06 \mu\text{m}$ . Conseguimos produzir modulações de amplitude de até 20 % no feixe do laser de diodo. Mostramos também que este valor pode ser aumentado se o “walk-off” entre a

modulação criada no laser de diodo e o pulso em  $1,06 \mu\text{m}$  for suprimido.

## 9.2 Resultados experimentais e discussão

Um esquema de nossa montagem experimental é mostrado na figura 9.1. Usamos um laser Quantronix de Nd:YAG, cw e “mode-locked”, como bombeio e um laser de semiconductor produzido pela Telebras como sinal. O laser de Nd:YAG produz pulsos de 110 ps de duração e 640 W de potência de pico em  $1,06 \mu\text{m}$  enquanto o laser de semiconductor produz 3,5 mW em  $1,50 \mu\text{m}$  @ 100 mA. Esses lasers foram acoplados numa mesma fibra óptica através do espelho M1 e da objetiva de 5 vezes L1. M1 transmite mais de 90 % em  $1,06 \mu\text{m}$  e reflete 100 % em  $1,50 \mu\text{m}$ . Os dois lasers são recolimados pela objetiva L2 e espacialmente separados por um monocromador de 1/4 m da Jarrel-Ash. O sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  é detectado com um detector rápido de Ge, PD-40 da Opto-Electronics, com tempo de resposta de 200 ps. O PD-40 foi conectado a uma gaveta de amostragem Tektronix, modelo 7S11 com cabeça de amostragem S-4 (tempo de resposta de 25 ps). Paralelamente, um detector PD-15 (tempo de resposta de 75 ps) foi usado para detectar um sinal de referência do laser de Nd:YAG e conectado a outra gaveta de amostragem 7S11. Como base de tempo para as duas gavetas de amostragem usamos uma gaveta 7T11, também da Tektronix. As gavetas 7S11 produzem um sinal de saída proporcional ao sinal de amostragem mostrado na tela do osciloscópio. No caso do laser de diodo, este sinal foi processado por um lock-in (PAR, modelo 5101). Para tanto, o laser de diodo foi modulado por um “chopper” mecânico e o sinal do “chopper” usado como referência do lock-in. O sinal processado foi então registrado num graficador x-t juntamente com o sinal de referência do laser de Nd:YAG. A varredura do osciloscópio foi feita externamente com um gerador de funções ajustado numa frequência baixa o suficiente para que o sinal pudesse ser processado pelo lock-in.

Utilizamos duas fibras diferentes em nossa experiência: M-678 e M-651. Estas fibras foram escolhidas porque a diferença de velocidade de grupo entre  $1,06 \mu\text{m}$  e  $1,50 \mu\text{m}$  era menor que nas demais fibras disponíveis. As características de cada uma dessas fibras é mostrada na tabela 9.1. Note que a fibra M-651 é monomodo apenas para comprimentos de onda acima de  $1,2 \mu\text{m}$ . O comprimento de onda de corte para o modo  $LP_{02}$  é de  $0,75 \mu\text{m}$  e portanto a fibra suporta dois modos ( $LP_{01}$  e  $LP_{11}$ ) em  $1,06 \mu\text{m}$ .

Utilizamos dois comprimentos de fibra M-678 para nossas medidas: 120 m e 350 m, ambos maiores que o comprimento de “walk-off” entre a modulação em  $1,50 \mu\text{m}$  e o pulso de bombeio em  $1,06 \mu\text{m}$ ,  $L_w = 34$  m. O resultado obtido para 90 W de potência de pico (1,0 W de potência média) acoplada em 120 m de fibra é mostrado na fig. 9.2a. O traço inferior corresponde ao sinal de referência do laser de Nd:YAG. Os pulsos mostrados tem 110 ps e estão separados por 10 ns. O traço superior corresponde ao sinal do laser de diodo processado pelo lock-in. Vemos que uma modulação de amplitude de 9 % aparece no

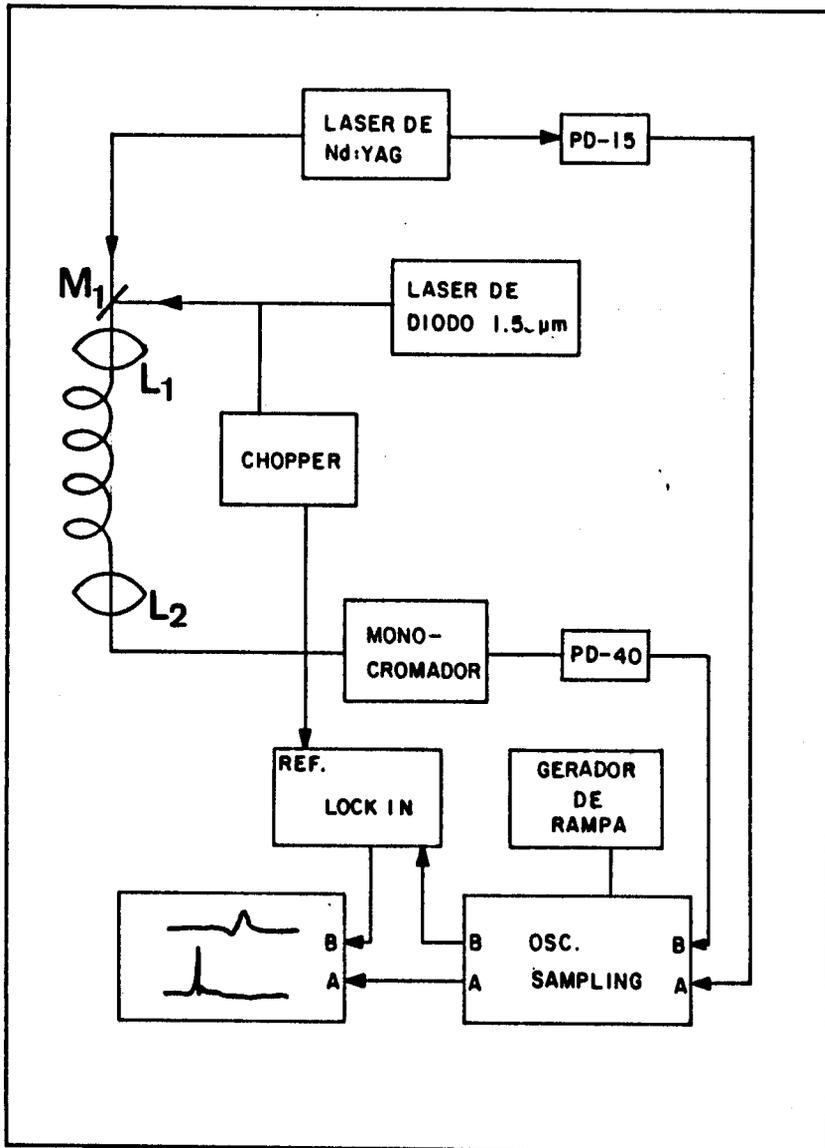


Figura 9.1: Arranjo experimental.

	Fibra	
	M-678	M-651
$\lambda_0$ ( $\mu\text{m}$ )	1,365	1,345
$\lambda_c$ ( $\mu\text{m}$ )	1,05	1,20
$\emptyset$ ( $\mu\text{m}$ )	8,0	9,0
$\alpha$ (dB/Km) @ 1,06 $\mu\text{m}$	0,9	1,0
$\alpha$ (dB/Km) @ 1,50 $\mu\text{m}$	0,5	0,3
D (ps/Km.nm) @ 1,06 $\mu\text{m}$	-26	-29
D (ps/Km.nm) @ 1,50 $\mu\text{m}$	9	10
$v^{-1}$ (ps/m) @ 1,06-1,50 $\mu\text{m}$	3,2	3,0

Tabela 9.1: Características das fibras utilizadas.  $\lambda_0$  – comprimento de onda onde a dispersão é nula;  $\lambda_c$  – comprimento de onda de corte para o modo  $LP_{11}$ ;  $\emptyset$  – diâmetro do núcleo;  $\alpha$  – atenuação da fibra.

sinal em 1,50  $\mu\text{m}$  na taxa de repetição dos pulsos do laser de Nd:YAG. A amplitude desta modulação não muda nem quando aumentamos a potência acoplada nem o comprimento de fibra. Contudo, quando aumentamos a potência de pico acoplada para 180 W (2,0 W de potência média) a duração da modulação cresce de  $\sim 300$  ps para 420 ps, como pode ser visto na fig.9.2b. Neste caso, a potência acoplada é suficientemente alta para que o primeiro Stokes em 1,11  $\mu\text{m}$  seja gerado com  $\sim 30$  % de eficiência. Isto faz com que o sinal em 1,50  $\mu\text{m}$  sofra modulação de fase tanto do pulso de bombeio em 1,06  $\mu\text{m}$  como do pulso Raman. Medimos uma diferença de velocidade de propagação entre o pulso de bombeio e o Raman de 1,4 ps/m, implicando numa separação temporal entre os pulsos de 170 ps após 120 m de fibra. Assim, a modulação gerada no sinal em 1,50  $\mu\text{m}$  deve ser alaragada por um valor da ordem de 170 ps (fig. 9.2b). Este efeito é aumentado quando aumentamos o comprimento de fibra de 120 m para 350 m. Neste caso, a conversão Raman é de 43 % para potência acoplada de 180 W e o atraso entre o pulso de bombeio e o Raman é de 490 ps. Como pode ser visto na fig. 9.3, a modulação é alargada para valores de 700-1000 ps.

Dos resultados obtidos em nossa simulação (Cap. 8), vimos que a amplitude de modulação gerada em 1,50  $\mu\text{m}$  cresce com o comprimento de fibra mesmo quando não há mais interação com o pulso de bombeio. Isto se deve ao fato da modulação apresentar uma varredura de frequência aproximadamente linear na região central, que pode ser compensada pela dispersão da fibra. Deste modo, acoplamos a luz em 1,50  $\mu\text{m}$  que saía da fibra M-658 em 4,7Km de fibra M-647, como pode ser visto no esquema da fig. 9.4. A dispersão em 1,50  $\mu\text{m}$  da fibra M-647 é 10 ps/Km.nm e seriam necessários  $\sim 30$  Km de fibra para compensar a varredura de frequência da modulação em 1,50  $\mu\text{m}$ . Apesar disto, 4,7 Km são suficientes para que haja uma mudança significativa na modulação. Optamos por gerar a modulação

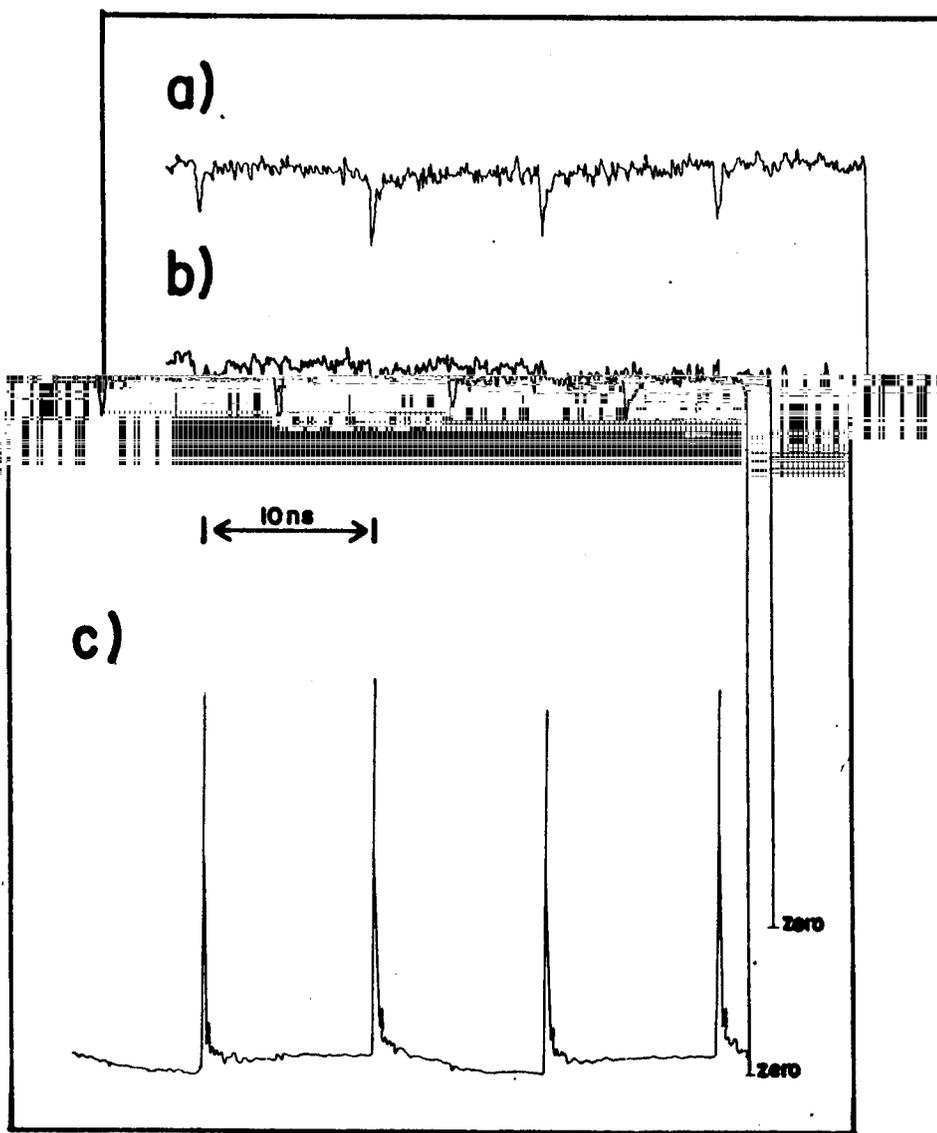


Figura 9.2: (a) Sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  obtido com 1 W de potência média do laser de Nd:YAG acoplada em 120 m de fibra M-678. (b) Mesmo que em (a) para 2,0 W de potência média acoplada do laser de Nd:YAG. (c) Sinal de referência do laser de Nd:YAG.

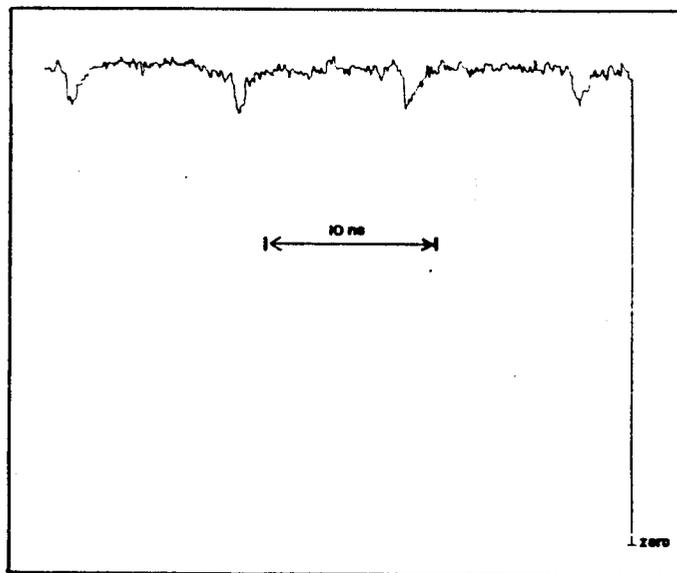


Figura 9.3: Sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  obtido com  $2,0 \text{ W}$  de potência média do laser de Nd:YAG acoplada em  $350 \text{ m}$  de fibra M-678.

numa fibra e propagá-la noutra. Deste modo, podemos separar os feixes do laser de diodo e do laser de Nd:YAG e evitar que a modulação em  $1,50 \mu\text{m}$  alcance o pulso do laser de Nd:YAG que está  $10 \text{ ns}$  a frente daquele que a gerou.

Na fig. 9.5 mostramos o sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  que aparece na fig 9.2a após passar pela fibra M-647. Vemos que a forma da modulação mudou pouco, mas sua amplitude cresceu para  $20 \%$ , indicando que a dispersão de velocidade de grupo afeta significativamente a modulação conforme foi previsto no Cap. 8.

Uma forma de aumentar a modulação é diminuir o “walk-off” entre o sinal e o bombeio. A diferença de velocidade de propagação seria nula, no caso da fibra M-678, se o comprimento de onda do sinal fosse deslocado para  $1,68 \mu\text{m}$ , ou então, o bombeio fosse deslocado para  $1,24 \mu\text{m}$ . Outra alternativa seria utilizar uma fibra com mínimo de dispersão em  $1,27 \mu\text{m}$  como a usada no Cap.5 (fig. 5.2).

A diferença de velocidade de propagação entre  $1,06 \mu\text{m}$  e  $1,50 \mu\text{m}$  na fibra M-651 é um pouco menor que no caso da fibra M-678 (ver tabela 9.1). Contudo, o fato dela ser bimodal para  $1,06 \mu\text{m}$  faz com que a modulação gerada em  $1,50 \mu\text{m}$  seja diferente da gerada na fibra M-678, como pode ser visto na fig. 9.6 para  $400 \text{ m}$  de fibra. No caso de  $90 \text{ W}$  de potência de pico do laser de Nd:YAG acoplada na fibra, não há geração Raman. No entanto, como a fibra suporta 2 modos, e a diferença de velocidade de propagação entre eles é de  $1,75 \text{ ps/m}$ , a modulação gerada no sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  pelo modo mais lento vai sofrer modulação de

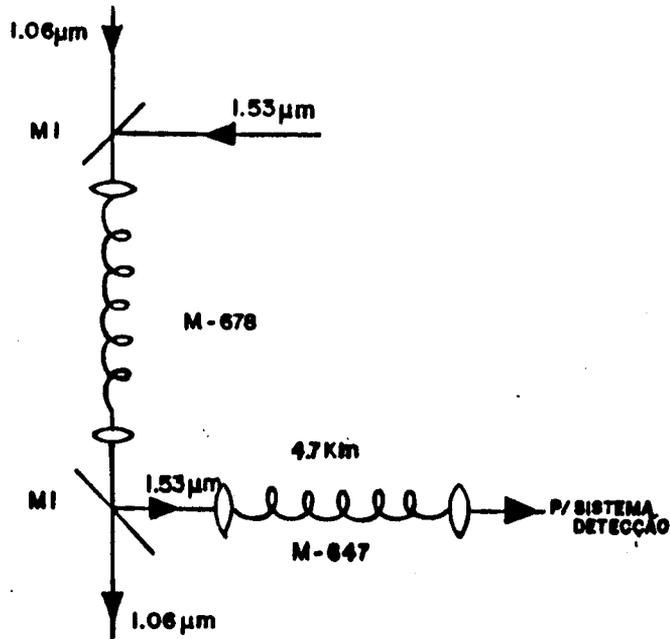


Figura 9.4: Esquema da experiência utilizada para medir o efeito da dispersão de velocidade de grupo sobre a modulação gerada em  $1,50 \mu\text{m}$  através da modulação de fase cruzada.

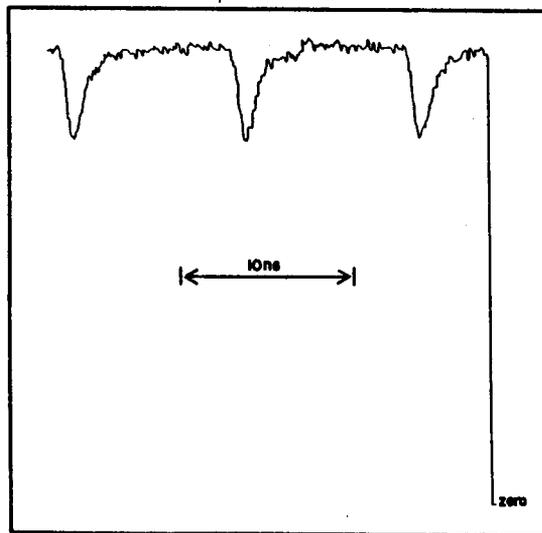


Figura 9.5: Sinal obtido em  $1,50 \mu\text{m}$  após propagar a modulação mostrada na fig. 9.2a por 4,7 Km de fibra M-647.

$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	1,06 $\mu\text{m}$		1,09 $\mu\text{m}$		1,10 $\mu\text{m}$		1,11 $\mu\text{m}$	
	LP <sub>01</sub>	LP <sub>11</sub>						
$\tau$ (ps)	-700	0	-650	-	-1100	-800	-	-1250

Tabela 9.2: Atraso medido dos diversos pulsos com relação ao pulso em 1.06  $\mu\text{m}$  propagando no modo LP<sub>11</sub> para 400 m de fibra M-651.

fase do modo mais rápido, analogamente ao que aconteceu no caso da fibra M-678 quando há geração Raman. De fato, a modulação gerada é mais larga do que no caso da fibra M-678, com duração de  $\sim 600$  ps (fig. 9.6a). Aumentando a potência de pico acoplada para 200 W (2,2 W de potência média), a amplitude de modulação do sinal cresce de 13 % para 20 % e a duração aumenta para  $\sim 730$  ps (fig. 9.6b). Comparando este resultado com o obtido no caso de 180 W de potência de pico acoplada em 350 m de fibra M-678, vemos que a duração é semelhante, mas a amplitude da modulação é duas vezes maior para a fibra M-651. A situação aqui é bastante complexa, como mostram os espectros da fig. 9.7. No caso de 200 W de potência de pico em 1,06  $\mu\text{m}$  acoplados na fibra, vemos que além da frequência fundamental há quatro outros picos (fig. 9.7a). O pico em 1,10  $\mu\text{m}$  é gerado via espalhamento Raman estimulado. Os picos em 1,09 e 1,11  $\mu\text{m}$  podem ser explicados como resultado de mistura de quatro ondas já que  $2(1,10)^{-1} = (1,09)^{-1} + (1,11)^{-1}$ . O casamento de fase para este processo é possível porque a fibra é bimodal para 1,10  $\mu\text{m}$ . Neste caso, a radiação em 1,10  $\mu\text{m}$  propaga em dois modos, LP<sub>01</sub> e LP<sub>11</sub>, enquanto a radiação Stokes em 1,11  $\mu\text{m}$  propaga no modo LP<sub>11</sub> e a anti-Stokes no modo fundamental LP<sub>01</sub> [16,17]. De fato, como pode ser visto na tabela 9.2, a radiação em 1,10  $\mu\text{m}$  propaga em dois modos, resultando em dois pulsos separados no tempo. O pulso Stokes gerado via mistura de 4 ondas tem sua velocidade de propagação próxima a do pulso mais rápido em 1,10  $\mu\text{m}$  (LP<sub>01</sub>) enquanto o pulso anti-stokes tem sua velocidade próxima ao pulso lento em 1,10  $\mu\text{m}$  (LP<sub>11</sub>).

A interpretação do que está ocorrendo na fibra fica bastante complicada já que o laser em 1,50  $\mu\text{m}$  interage não só com o laser em 1,06  $\mu\text{m}$  mas também com o primeiro Stokes Raman e as frequências geradas via mistura de 4 ondas. Os pulsos mais rápidos, modo LP<sub>01</sub> em 1,10  $\mu\text{m}$  e modo LP<sub>11</sub> em 1,11  $\mu\text{m}$ , vão interagir com a modulação em 1,50  $\mu\text{m}$  por um comprimento de fibra maior, tornando-a mais forte. De fato, como a diferença de velocidade de propagação entre os modos fundamentais (LP<sub>01</sub>) em 1,06  $\mu\text{m}$  e 1,50  $\mu\text{m}$  é de 3,0 ps/m (tab. 9.1), depois de 400 m de fibra, a modulação em 1,50  $\mu\text{m}$  deveria estar 1,2 ns além do pulso correspondente ao modo fundamental em 1,06  $\mu\text{m}$ . Isto corresponderia a uma diferença de velocidade de propagação entre a modulação em 1,50  $\mu\text{m}$  e os modos LP<sub>01</sub> em 1,10  $\mu\text{m}$  e LP<sub>11</sub> em 1,11  $\mu\text{m}$  de 2,0 ps/m e 1,7 ps/m respectivamente. Seguindo este mesmo tipo de raciocínio para a fibra M-678, obtemos uma diferença de velocidade de propagação entre a modulação em 1,50  $\mu\text{m}$  e o primeiro Stokes Raman de 1,8 ps/m. Assim,

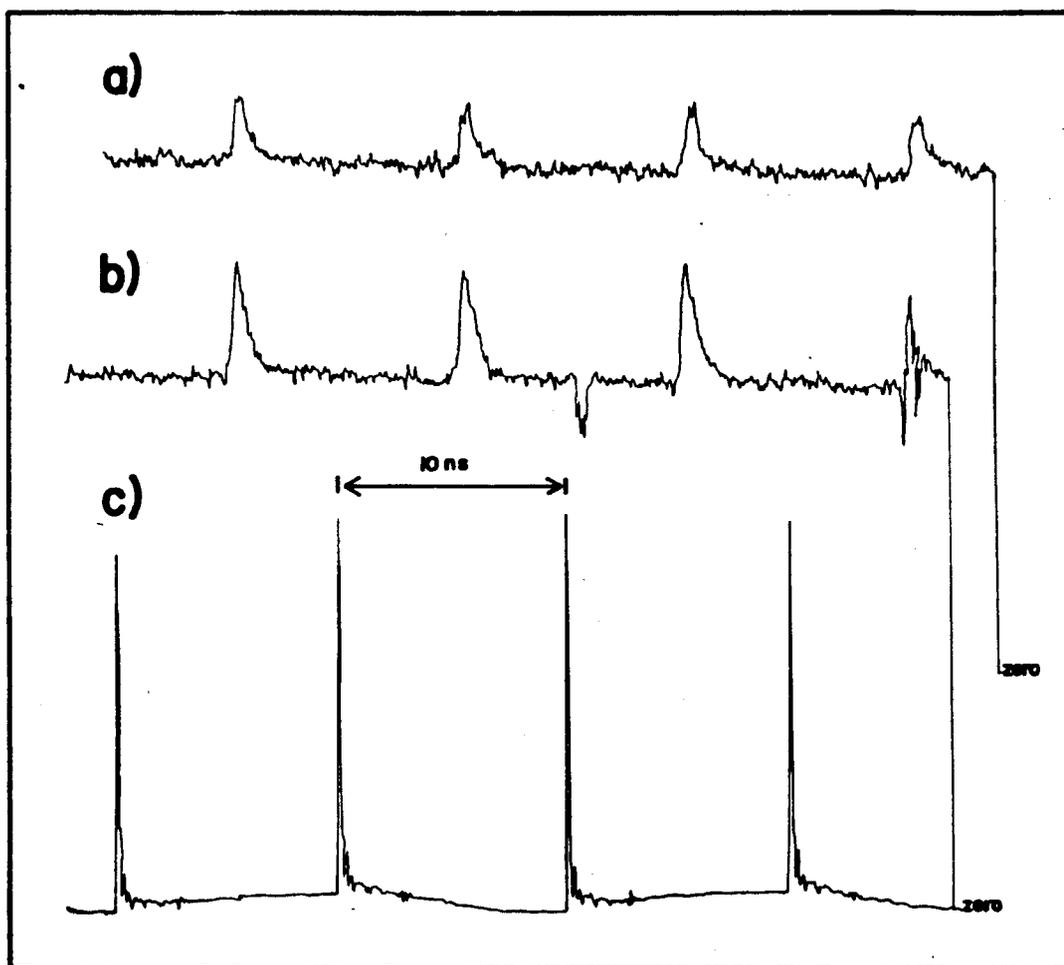


Figura 9.6: (a) Sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  obtido com 1 W de potência média do laser de Nd:YAG acoplada em 400 m de fibra M-651. (b) Mesmo que em (a) para 2,2 W de potência média acoplada do laser de Nd:YAG. (c) Sinal de referência do laser de Nd:YAG.

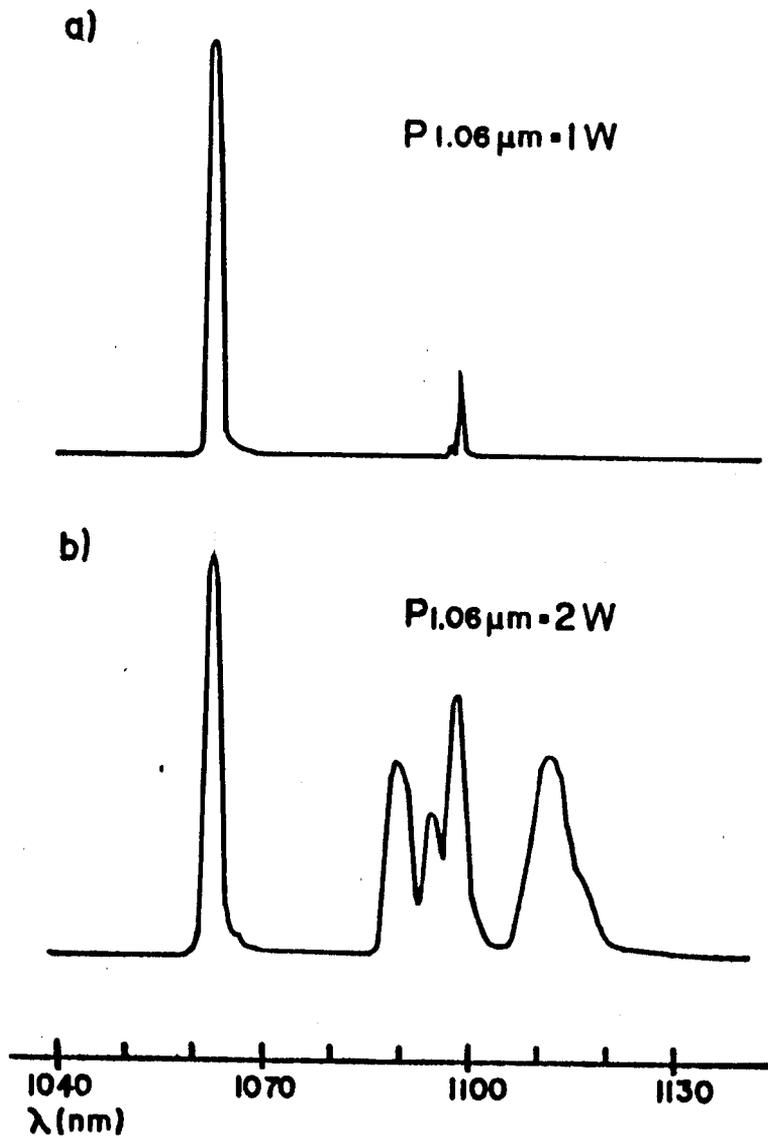


Figura 9.7: (a) e (b) Espectros obtidos nas condições da fig. 8.6a e b respectivamente.

o comprimento de interação entre a modulação gerada em  $1,50 \mu\text{m}$  e a radiação Raman é semelhante numa fibra e noutra, e a diferença entre as amplitudes de modulação nas duas fibras deve ser devida à pequena diferença no “walk-off” entre o pulso de bombeio e o sinal em  $1,50 \mu\text{m}$  existente entre as duas fibras (tab. 9.1).

### 9.3 Conclusão

Neste capítulo mostramos ser possível modular em amplitude um laser contínuo através da modulação de fase cruzada. Mostramos também que a dispersão de velocidade de grupo afeta esta modulação, confirmando os resultados de nossa simulação (cap.8).



# Bibliografia

- [1] D. Schadt, and B. Jaskorzynska, "*Generation of short pulses from cw light by influence of cross phase modulation (CPM) in optical fibers*", Electron. Lett. **23**, 1090 (1987).
- [2] G. P. Agrawal, "*Modulation instability induced by cross-phase modulation*", Phys. Rev. Lett. **59**, 880 (1987)
- [3] G. P. Agrawal, P. L. Baldeck, and R. R. Alfano, "*Optical wave breaking and pulse compression due to cross-phase modulation in optical fibers*", Opt. Lett. **14**, 137 (1988).
- [4] S. Trillo, S. Wabnitz, E. M. Wright, and G. I. Stegeman, "*Optical solitary waves induced by cross-phase modulation*", Opt. Lett. **13**, 871 (1988).
- [5] B. Jaskorzynska, and D. Schadt, "*All-fiber distributed compression of weak pulses in the regime of negative group-velocity dispersion*", IEEE J. Quantum Electron. **24**, 2117 (1988).
- [6] J.T. Manassah, "*Pulse compression of an induced-phase-modulated weak-signal*", Opt. Lett. **13**, 755 (1988).
- [7] Valeria L. da Silva and C.H. Brito Cruz, "*Walk-off effect on the generation of ultrashort pulses from cw light using cross-phase modulations in optical fibers*", J. of the Optical Society of America B, a ser publicado em maio de 1990.
- [8] G.P. Agrawal, P.L. Baldeck and R.R. Alfano, "*Temporal and spectral effects of cross-phase modulation on copropagating ultrashort pulses in optical fibers*", Phys. Rev. A **40**, 5063 (1989).
- [9] M. N. Islam, L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. R. Simpson, and H. T. Shang, "*Cross-phase modulation in optical fibers*", Opt. Lett. **12**, 625 (1987).
- [10] P. L. Baldeck, R. R. Alfano, and G. P. Agrawal, "*Induced-frequency shift of copropagating ultrafast optical pulses*", Appl. Phys. Lett. **52**, 1939 (1988).

- [11] R.R. Alfano, P.L. Baldeck, P.P. Ho and G.P. Agrawal, "*Cross-phase modulation and induced focusing due to optical nonlinearities in optical fibers and bulk materials*", J. Opt. Soc. America B **6**, 824 (1989).
- [12] A.R. Chraplyvy and J. Stone, "*Measurement of crossphase modulation in coherent wavelength-division multiplexing using injection lasers*", Electron. Lett. **24**, 996 (1984).
- [13] T. Morioka and M. Saruwatari, "*Demonstration of chirping manipulation of laser diode chirped optical pulses utilizing cross-phase modulation in optical fibres*", Electron. Lett. **25** 646 (1989).
- [14] A.S. Gouveia-Neto, M.E. Faldon, A.S.B. Sombra, P.G.J. Wigley and J.R. Taylor, "*Subpicosecond-pulse generation through cross-phase-modulation-induced modulational instability in optical fibers*", Opt. Lett. **13**, 901 (1988).
- [15] P.L. Baldeck, R.R. Alfano and G.P. Agrawal, in *Ultrafast Phenomena VI*, ed. T. Yajima, K. Yushirara, C.B. Harris and S. Shinoya (Springer-Verlag, Berlin, 1988).
- [16] R.H. Stolen, "*Nonlinear properties of optical fibers*", in *Optical Fiber Telecommunications*, ed. S.E. Miller and A.S. Chynoweth (Academic, 1979).
- [17] E.M. Dianov, P.V. Mamyshev and A.M. Prokhorov, "*Nonlinear fiber optics*", Sov. J. Quantum Electron. **18**, 1 (1988).

## Capítulo 10

# Conclusão

Nesta tese investigamos diversos fenômenos não lineares em fibras ópticas assim como sua utilização na geração de pulsos ópticos ultracurtos.

No capítulo 4, mostramos que o espalhamento Raman estimulado em cascata é muito mais eficiente em fibras de sílica dopadas com  $P_2O_5$ . O deslocamento Raman do  $P_2O_5$  é aproximadamente três vezes o deslocamento Raman da sílica. Em fibras compostas pelos dois vidros, há uma amplificação seletiva do pico correspondente ao primeiro Stokes do  $P_2O_5$  e terceiro Stokes da sílica. Isto ocorre porque este pico sofrerá ganho tanto do pulso de bombeio na frequência fundamental como do segundo Stokes. Assim, este tipo de fibra é mais interessante do que as fibras comuns de sílica levemente dopadas com  $GeO_2$  em aplicações onde se deseja gerar Raman em cascata. Utilizando uma fibra de apenas 15 m conseguimos um espectro Raman que se estende continuamente até  $1,6 \mu m$  quando bombeamos a fibra com pulsos de 130 ps de duração e 56 kW de potência de pico. Pulsos de picosegundos podem ser obtidos em toda esta região espectral, filtrando adequadamente o espectro.

O espalhamento Raman estimulado em cascata pode ser usado também para gerar sólitons, como vimos no capítulo 5. Em nosso experimento, geramos sólitons, sem pedestal, com 200 fs de duração em  $1,5 \mu m$ , bombeando uma fibra de 1,5 Km com pulsos de um laser de Nd:YAG, cw e “mode-locked”, operando em  $1,06 \mu m$ . Pulsos mais curtos podem ser obtidos para comprimentos de onda menores mas com pedestal significativo. A utilização do espalhamento Raman para gerar sólitons em comprimentos de onda diferentes do de bombeio já tinha sido reportada na literatura, mas apenas na região do primeiro e segundo Stokes. Com nosso trabalho, mostramos ser possível gerar sólitons em bandas de mais alta ordem e, assim, utilizar um laser operando em  $1,06 \mu m$  para bombeio.

No capítulo 6 descrevemos um sistema de compressão de pulsos utilizando fibra óptica e par de grades de difração. Esta técnica tem sido amplamente utilizada e é responsável pela geração dos pulsos mais curtos obtidos até hoje. Nosso trabalho consistiu na caracterização

deste tipo de compressor para pulsos longos,  $\sim 110$  ps, com potência de pico relativamente baixa,  $< 50$  W. Obtivemos pulsos comprimidos com apenas 1,7 ps, resultado muito bom quando comparado com os reportados na literatura para potências maiores e durações iniciais menores. O uso de baixa potência implica numa separação entre grades necessária para comprimir o pulso que sai da fibra óptica relativamente grande,  $> 2$  m, tornando o efeito da dispersão de terceira ordem do par de grades de difração significativo. Este efeito era considerado importante apenas na compressão de pulsos de fentosegundos na região espectral do visível. Mostramos que a dispersão de terceira ordem também é importante em sistemas de compressão de pulsos longos no infravermelho, e que seus efeitos podem ser minimizados reduzindo o tamanho da fibra e aumentando o ângulo de incidência na grade de difração.

Se por um lado, a geração Raman é uma importante ferramenta na geração de pulsos curtos em comprimentos de onda diferentes do de bombeio como vimos nos capítulos 4 e 5, ela pode ser prejudicial num sistema de compressão de pulsos com fibra óptica e par de grades de difração (capítulo 7). Medimos o “chirp” do pulso fundamental e do pulso Raman gerado em fibras relativamente curtas,  $< 240$  m. Verificamos que a varredura de frequência do pulso fundamental se torna não linear quando a conversão Raman é muito grande,  $> 30$  %. Assim, a geração Raman deve ser evitada em sistemas de compressão onde se utiliza fibras curtas. Verificamos também, que o “chirp” do pulso Raman é maior que o do pulso de bombeio na frequência fundamental, e que este “chirp” diminui com o comprimento de fibra devida à ação da dispersão de velocidade de grupo.

No capítulo 8 e 9 estudamos o efeito de modulação de fase cruzada que um laser contínuo sofre ao propagar juntamente com um pulso de bombeio intenso. Este tipo de situação foi estudado apenas teoricamente e foi mostrado que o laser contínuo pode evoluir num pulso mais curto que o de bombeio após um certo comprimento de fibra. No capítulo 8, estudamos numericamente o efeito do “walk-off” na evolução do sinal contínuo. Verificamos que existe um comprimento ótimo de fibra para o qual, na ausência de “walk-off”, a duração do pulso gerado a partir do sinal é mínima e a potência é máxima. O “walk-off” praticamente não afeta a evolução do sinal se o comprimento de “walk-off” for maior que o comprimento ótimo de fibra. Caso contrário os pulsos gerados a partir do sinal serão mais longos e menos intensos, e o comprimento de fibra necessário para gerar estes pulsos será maior. O “walk-off” diminui o comprimento de interação entre a modulação gerada no sinal e o pulso de bombeio, diminuindo o alargamento espectral que o sinal sofre, e conseqüentemente, aumenta a duração do pulso que pode ser obtido. O “walk-off” afeta também a varredura de frequência que o sinal apresenta, aumentando o comprimento de fibra necessário para compensá-la. Verificamos experimentalmente (capítulo 9), que um sinal contínuo de um laser de diodo operando em  $1,50 \mu\text{m}$  tem sua amplitude modulada por pulsos intensos com 100 ps de duração de um laser de Nd:YAG. Verificamos também que esta modulação pode crescer em amplitude simplesmente pela ação da dispersão de velocidade de grupo, conforme

foi previsto em nossa simulação.



## Apêndice A

# Solução numérica da equação de propagação

As equações de propagação no caso de uma onda (eq.3.10) assim como de duas ondas (eq.8.1 e 8.2) não apresentam solução analítica, exceto nos casos onde o método de espalhamento inverso pode ser aplicado [1]. Deste modo, é necessário resolver numericamente essas equações para entender os efeitos não lineares em fibras ópticas. O método mais comumente utilizado para resolver este tipo de problema é chamado de método “split-step” com transformada de Fourier [1,2].

Durante a propagação de um pulso numa fibra, os efeitos não lineares (automodulação de fase e modulação de fase cruzada) e os lineares (dispersão) agem simultaneamente sobre o pulso. No método “split-step” os efeitos lineares e não lineares são considerados separadamente. Esta aproximação é boa desde que o comprimento de propagação seja feito bastante pequeno. Representamos a fibra óptica por  $2N$  segmentos de comprimento  $L/N$ , onde  $L$  é o comprimento da fibra. Cada segmento possui, alternadamente, propriedade não linear e linear (fig .1). Assim, se colocamos um campo  $E_0(t)$  na fibra, teremos após o primeiro segmento

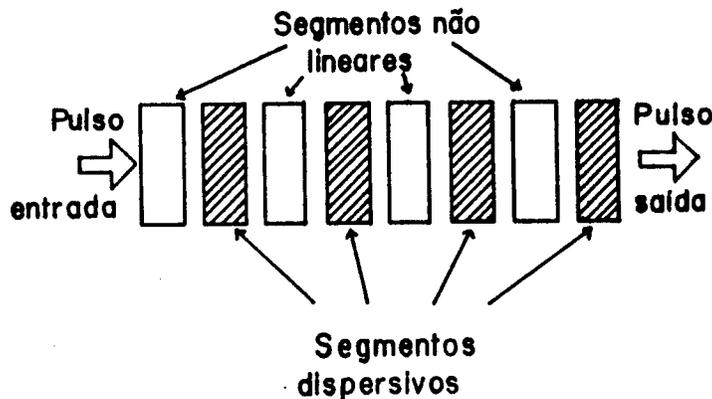


Figura .1: Representação esquemática do cálculo da propagação na fibra pelo método de “split-step” [2].

$$E_1(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_0(t) \exp[i\Phi(t)] \exp[i\omega t] dt \quad (.1)$$

onde  $\Phi(t)$  é a fase introduzida pela não linearidade (eq. 3.39). Após o segundo segmento teremos

$$E_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_1(\omega) \exp[i\Phi(\omega)] \exp[-i\omega t] d\omega \quad (.2)$$

onde  $\Phi(\omega)$  é a fase introduzida pela dispersão, dada por

$$\Phi(\omega) = \frac{\beta_2(\omega - \omega_0)^2 L}{2} \frac{L}{N} \quad (.3)$$

Assim, o pulso na saída da fibra será dado

$$E_{2N}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_{2N-1}(\omega) \exp[i\Phi(\omega)] \exp[-i\omega t] d\omega \quad (.4)$$

Para que este algoritmo convirja é necessário que  $N$  seja aumentado até o ponto em que não haja mais mudança nos perfis dos campos de saída da fibra. O cálculo de cada etapa é feito com uma rotina de “fast-fourier transform”. Neste tipo de cálculo, a discretização no domínio do tempo e da frequência estão relacionadas por [3]

$$d\omega = \frac{2\pi}{dt N_{dim}} \quad (.5)$$

onde  $dt$  e  $d\omega$  são os incrementos no domínio do tempo e da frequência e  $N_{dim}$  é o número de incrementos. Deste modo,  $dt$  e  $N_{dim}$  devem ser ajustados de modo que a janela espectral associada,  $\Delta\omega = N_{dim} d\omega$ , seja maior que a largura espectral dos campos em toda a fibra.

Apresentamos a seguir uma listagem do programa utilizado para resolver as equações 8.1 e 8.2. O programa foi feito usando o pacote científico “Asyst”, versão 2.0. O Asyst deve ser configurado de modo a ter os seguintes “overlays”: editor, data files, waveforms operations, 3D plotting (para fazer gráfico em 3 dimensões) e HP plotter drive (para utilizar o plotter). A memória deve ser configurada com pelo menos 187 kbytes para novos “arrays” e 80 kbytes para “unnamed array”. Para checar o funcionamento do programa, fizemos rodar o conjunto de parâmetros utilizados por Schadt e Jaskorzynska [4] e nos certificamos de que os resultados obtidos eram os mesmos.

# Programa:

```

\ XPM4.PRG                                VERSAO FINAL
\ PROPAGACAO DE 2 CAMPOS NUMA FIBRA OPTICA CONSIDERANDO AUTOMODULACAO DE
\ FASE, MODULACAO DE FASE CRUZADA, DVG ATE SEGUNDA ORDEM E WALK-OFF.
\ BASEADO NO PROGRAMA HUGOFIB2.CAL

TRAP.UNDERFLOW.ON

20 string file.name
3 STRING "F.STR

INTEGER
SCALAR ICONT
SCALAR SCONT
SCALAR NARQ
SCALAR NI
SCALAR SDIM

DP.REAL
SCALAR C                                \ VELOCIDADE DA LUZ (microns/ps)
SCALAR rad/ps-microns                  \ FATOR DE CONVERSAO
SCALAR LambS.0                          \ COMP. DE ONDA DO SINAL EM microns
SCALAR OmegaS.0                          \ FREQUENCIA DO SINAL (rad/ps)
SCALAR LambP.0                          \ COMP. DE ONDA DO BOMBEIO EM microns
SCALAR OmegaP.0                          \ FREQUENCIA DO BOMBEIO (rad/ps)
SCALAR dt                                \ INCREMENTO DO TEMPO
SCALAR dw                                \ INCREMENTO DA FREQUENCIA
SCALAR Aeff                              \ AREA EFETIVA DA FIBRA (cm2)
SCALAR z                                  \ INCREMENTO DA FIBRA (cm)
SCALAR Fiber.length                      \ COMPRIMENTO DE FIBRA (m)
SCALAR steps                             \ NUMERO DE PASSOS DE PROPAGACAO NA FIBRA
SCALAR Ndim                              \ DIMENSAO DOS ARRAYS. DEVE SER POTENCIA DE 2
SCALAR tmin SCALAR tmax                 \ INTERVALO DE TEMPO (ps)
SCALAR Tp                                \ DURACAO DO PULSO DE BOMBEIO (ps)
SCALAR Pp                                \ POTENCIA DE PICO DE BOMBEIO (Watts)
SCALAR Ps                                \ POTENCIA INICIAL DO SINAL (Watts)
SCALAR Ds                                \ DISPERSAO DO SINAL (ps/km/nm)
SCALAR Dp                                \ DISPERSAO DO BOMBEIO (ps/km/nm)
SCALAR V                                  \ 1/V = 1/Vs - 1/Vp (m/ps) - WALK-OFF

REAL
dim[ 10 ] array par                      \ ARRAY PARA ARMAZENAR OS PARAMETROS
DIM[ 50 ] ARRAY 2DM
DIM[ 50 , 32 ] ARRAY 2DIM

1024 Ndim :=

REAL
DIM[ Ndim ] ARRAY Epo[t]                 \ ENVELOPE INICIAL DO BOMBEIO (Normalizado)
DIM[ Ndim ] ARRAY Eso[t]                 \ ENVELOPE INICIAL DO SINAL
DIM[ Ndim ] ARRAY t                       \ ARRAY DO TEMPO EM ps

```

## Programa:

```

DP.REAL
DIM| Ndim | ARRAY sspm.factor \ FATOR DE MODULACAO DE FASE DO SINAL
DIM| Ndim | ARRAY pspm.factor \ FATOR DE MODULACAO DE FASE DO BOMBEIO
DIM| Ndim | ARRAY LambS \ ARRAY DE COMP. DE ONDA DO SINAL (microns)
DIM| Ndim | ARRAY OmegaS \ ARRAY DE FREQ. DO SINAL (rad/ps)
\ CENTRADO EM OMEGAS.0
DIM| Ndim | ARRAY LambP \ ARRAY DE COMP. DE ONDA DO BOMBEIO (microns)
DIM| Ndim | ARRAY OmegaP \ ARRAY DE FREQ. DO BOMBEIO (rad/ps)
\ CENTRADO EM OMEGA.P.0

DP.COMPLEX
DIM| Ndim | ARRAY e[-iksz] \ FATOR DE FASE DEVIDO A DISPERSAO DO SINAL
DIM| Ndim | ARRAY e[-ikpz] \ FATOR DE FASE DEVIDO A DISPERSAO DO BOMBEIO

DP.COMPLEX
DIM| Ndim | ARRAY Es[t] \ AMPLITUDE DO CAMPO DE SINAL NO DOM. DO TEMPO
DIM| Ndim | ARRAY Es[w] \ AMPLITUDE DO CAMPO DO SINAL NO DOM. DA FREQ.
DIM| Ndim | ARRAY Ep[t] \ AMPLITUDE DO CAMPO DE BOMBEIO NO DOM. DO TEMPO
DIM| Ndim | ARRAY Ep[w] \ AMPLITUDE CO CAMPO DE BOMBEIO NO DOM. DA FREQ.

REAL

NORMAL.DISPLAY

VUPORT SUPER
.4 .5 VUPORT.ORIG
.6 .5 VUPORT.SIZE

VUPORT INFER
.4 .0 VUPORT.ORIG
.6 .5 VUPORT.SIZE

DEF.VUPORT

0 0 24 30 WINDOW {JANELA}

\ PARAMETROS UTILIZADOS NA SIMULACAO
299.79346 C :=
2. PI * C * rad/ps-microns :=
PI 3.5E-4 2. ** * A EFF :=
1.064 LambP.0 :=
1.530 LambS.0 :=
rad/ps-microns LambP.0 / OmegaP.0 :=
rad/ps-microns LambS.0 / OmegaS.0 :=

-511 tmin := 512 tmax :=
100. PP :=
1 NI :=
30. Dp :=
-10. Ds :=
1E-3 Ps :=
100. Tp :=
1000. FIBER.LENGTH :=
3.0 INV V :=

```

# Programa:

```

1000 STEPS :=
10 NARQ :=
", XPY" "F.STR " :=

\ UTILITIES

: FOURIER          FFT Ndim 2 / 1 - ROTATE ;          \ TRANSFORMADA DE FOURIER
                                                         \ CENTRADA

: ANTITRANSFORM   Ndim 2 / 1 - NEG ROTATE IFFT ;     \ TRANSFORMADA INVERSA DE
                                                         \ DE FOURIER

: NORM             DUP ABS [ ]MAX / ;                 \ NORMALIZACAO DOS ARRAYS

: ?ABORT           \ INTERRUPCAO DO PROGRAMA COM A LETRA "A"
  ?key if
  key 65 = if
    CR " PROGRAMA INTERROMPIDO" CR
    "type leave
  then
  then
;

: TIMING           tmin tmax t [ ]FILL ;             \ CRIA ARRAY DO TEMPO

: INPUT.FIELDS    \ CRIA OS ARRAY DOS CAMPOS INICIAIS Eso{t} e Epo{t}
                  \ O FATOR 1E-10 E APENAS PARA NAO HAVER N.os MUITO PEQUENOS
                  \ Epo{t} E UMA GAUSSIANA CENTRADA EM t = -400 ps
-2. 2. LN * T 400. + DUP * * TP / TP / EXP 1E-10 + Epo{t} :=
1. Eso{t} :=
;

: SET.OMEGA.ARRAY \ CALCULA OS ARRAYS DE LAMBDA E OMEGA
  rad/ps-microns LambP.0 / OmegaP.0 :=
  PI 2. * Ndim / tmax tmin - Ndim 1. - / / Ndim RAMP Ndim 2. / - *
  OmegaP.0 + OmegaP :=
  rad/ps-microns OmegaP / LambP :=
  rad/ps-microns LambS.0 / OmegaS.0 :=
  PI 2. * Ndim / tmax tmin - Ndim 1. - / / Ndim RAMP Ndim 2. / - *
  OmegaS.0 + OmegaS :=
  rad/ps-microns OmegaS / LambS :=
;

: SUBYAP SUB[ 12 , 1000 ] YAP ;

: SUBYDP SUB[ 12 , 1000 ] YDP ;

: CREATE.FILE.NAME \ CRIA NOME DO ARQUIVO QUE VAI SER ARMAZENADO :
                  \ "F.STR + L(m) + Pp/10 + .DAT
-1 0 FIX.FORMAT
"F.STR I Z * 100 / 1000 + "." 3 3 "SUB "CAT
Pp 1000 + "." 3 2 "SUB "CAT " .DAT" "CAT
FILE.NAME " :=

```

## Programa:

```

-1 4 SCI.FORMAT
;
: CREATE.FILE.NAME2          \ MESMO QUE CREATE.FILE.NAME, BOM PARA PULSOS DE
                             \ POUCOS ps E FIBRAS CURTAS
                             \ "F.STR + L(cm) + Pp/100 + .DAT
-1 0 FIX.FORMAT
"F.STR I Z * 1000 + "." 3 3 "SUB "CAT
Pp 10 / 1000 + "." 3 2 "SUB "CAT " .DAT" "CAT
FILE.NAME " :=
-1 4 SCI.FORMAT
;
: STORE                      \ ARMAZENA ARQUIVO COM O NOME QUE ESTIVER EM FILE.NAME
                             \ NO SUBDIRETORIO SIM. CONTEM Ep[t], Es[t] e PAR
Pp PAR [ 1 ] := Ps PAR [ 2 ] :=
Tp PAR [ 3 ] := V INV PAR [ 4 ] :=
Dp PAR [ 5 ] := Ds PAR [ 6 ] :=
LAMBP.0 PAR [ 7 ] := LAMBS.0 PAR [ 8 ] :=
dt PAR [ 9 ] := Ndim PAR [ 10 ] :=
FILE.TEMPLATE
COMPLEX DIM[ NDIM ] SUBFILE
2 TIMES
REAL DIM[ 10 ] SUBFILE
END
CR FILE.NAME "TYPE CR
" C:SIM\" FILE.NAME "CAT DEFER> FILE.CREATE
" C:SIM\" FILE.NAME "CAT DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE ES[T] ARRAY>FILE
2 SUBFILE EP[T] ARRAY>FILE
3 SUBFILE PAR ARRAY>FILE
FILE.CLOSE
;
: STORE.DISKETTE            \ ARMAZENA DADOS NO DISKETTE COM NOME FILE.NAME
FILE.TEMPLATE
COMPLEX DIM[ NDIM ] SUBFILE
2 TIMES
REAL DIM[ 10 ] SUBFILE
END
CR FILE.NAME "TYPE CR
" A:" FILE.NAME "CAT DEFER> FILE.CREATE
" A:" FILE.NAME "CAT DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE ES[T] ARRAY>FILE
2 SUBFILE EP[T] ARRAY>FILE
3 SUBFILE PAR ARRAY>FILE
FILE.CLOSE
;
: SPM.FACTOR.CAL            \ CALCULA A FASE DEVIDO A MOD.DE FASE CRUZADA
                             \ E AUTOMODULACAO DE FASE
2 Pp * Ep[T] DUP CONJ * * Ps Es[t] DUP CONJ * * +
2.01E-11 z * *              \ 2 P1 n2,   n2 = 3.2E-16 cm2/W
Aeff / lambs.0 / sspm.factor :=

```

## Programa:

```

Pp Ep[t] dup conj * * 2 Ps * Es[t] dup conj * * +
2.01e-11 z * *
Aeff / lambp.0 / pspm.factor :=
;

: PHASE.FACTOR.CAL          \ CALCULA O FATOR DE FASE DE DISPERSAO
                           \ PARA O SINAL E BOMBEIO
                           \ ko' = dk/dw

SET.OMEGA.ARRAY
LambS.0 dup * 2. / pi / c / Ds *          \ kos''
OmegaS OmegaS.0 - dup * 2. / *
z * 1E-2 * DUP COS SWAP SIN Y=1. * -     e[-iksz] :=
LambP.0 dup * 2. / pi / c / Dp *          \ kop''
OmegaP OmegaP.0 - dup * 2. / *
OmegaP OmegaP.0 - V / +
Y=-1. * z * 1E-2 * EXP e[-ikpz] :=
;

: PROPAGATE                \ CALCULA A PROPAGACAO NA FIBRA PELO METODO SPLIT-STEP
                           \ PLOTA NA TELA Es[t] A CADA PASSO E Ep[t].E Es[t] A CADA
                           \ 10 PASSOS (ICONT = 10)
                           \ ARMAZENA OS ARQUIVOS A CADA 20 PASSOS (SCONT = 20)

10 ICONT :=
1 SCONT :=
  steps 1 + NI DO          i .
    ICONT 10 = IF
      SUPER Ep[t] DUP CONJ * ZMAG NORM SUBYAP
      Es[t] DUP CONJ * ZMAG 30. / SUBYDP
      1 ICONT :=
      CR "TIME "TYPE CR
      ELSE ICONT 1 + ICONT :=

    THEN
      Es[w] e[-iksz] * ANTITRANSFORM Es[t] :=
      Ep[w] e[-ikpz] * ANTITRANSFORM Ep[t] :=
      SCONT 20 = IF
        CREATE.FILE.NAME STORE CR
        1 SCONT :=
        ELSE SCONT 1 + SCONT :=

    THEN
      INFER Es[t] DUP CONJ * ZMAG SUBYAP
      SPM.FACTOR.CAL
      pspm.factor Y=-1. * EXP Ep[t] * FOURIER Ep[w] :=
      sspm.factor Y=-1. * EXP Es[t] * FOURIER Es[w] :=
      ?ABORT

  LOOP
;

: RUN                      \ RESOLVE A EQ. DE PROPAGACAO
  tmax tmin - 1. + Ndim / dt :=

```

## Programa:

```

2. pi * dt / Ndim / dw :=
GRD {JANELA} SCREEN.CLEAR
TIMING INPUT.FIELDS
Fiber.length 100. * STEPS / z :=
PHASE.FACTOR.CAL
Eso[t] Es[t] := Epo[t] Ep[t] :=
SPM.FACTOR.CAL
pspm.factor Y=-1. * EXP Ep[t] * FOURIER Ep[w] :=
sspm.factor Y=-1. * EXP Es[t] * FOURIER Es[w] :=
PROPAGATE
Es[w] ANTITRANSFORM Es[t] :=
Ep[w] ANTITRANSFORM Ep[t] :=
;

: RECALL          \ LE ARQUIVO COM NOME FILE.NAME
CR " QUAL O NOME DO ARQUIVO ?" "TYPE CR "INPUT
FILE.NAME " :=
FILE.NAME DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE Es[t] FILE>ARRAY
2 SUBFILE Ep[t] FILE>ARRAY
3 SUBFILE PAR FILE>ARRAY
FILE.CLOSE
;

: RECALL.STACK    \ LE ARQUIVO DOM NOME FILE.NAME E COLOCA OS ARRAYS
                  \ NO STACK COMO UNNAMED.ARRAY
CR " QUAL O NOME DO ARQUIVO ?" "TYPE CR "INPUT
FILE.NAME " :=
FILE.NAME DEFER> FILE.OPEN
1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
2 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
3 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
FILE.CLOSE
;

: SUB SUB[ 12 , 1000 ] ;

: RECALL.2DIM     \ LE Es[t] DE NARQ ARQUIVOS E COLOCA NUM ARRAY COM
                  \ DUAS DIMENSOES. 2DIM = Is[t] X COMP. DE FIBRA
                  \ Is[t] = Es[t] * Es*[T]
200 Z :=
NARQ 1 + 1 DO
  CREATE.FILE.NAME
  " C:SIM\" FILE.NAME "CAT DEFER> FILE.OPEN
  1 SUBFILE FILE>UNNAMED.ARRAY
  I 1 = IF
    3 SUBFILE PAR FILE>ARRAY
    PAR [ 9 ] DT :=
  THEN
  FILE.CLOSE

```

## Programa:

```

      DUP CONJ * ZMAG
      SUB[ 1 , 32 , 32 ]
      2DIM XSECT[ I , ! ] :=
      CR FILE.NAME "TYPE
      LOOP
;

: 2DIM.MAX          \ 2DM = ARRAY COM INTENSIDADE MAXIMA EM FUNCAO DO
                    \ COMPRIMENTO DE FIBRA.
  NARQ 1 + 1 DO
    2DIM XSECT[ I , ! ] [ ]MAX 2DM [ I ] :=
  LOOP
;

: 2DIM.XSECT
  2DIM XSECT[ SWAP , ! ]
;

: AXPLOT           \ PLOT 2DIM EM GRAFICO TRIDIMENSIONAL
  .7 AXON.COMPRESS := 1 HORIZ.SHFT.NUM :=
  SUB[ 1 , NARQ ; 1 , 32 ] AXON.PLOT
  AXIS.DEFAULTS
;

: FASE            \ CALCULA A FASE NO TEMPO DO ARRAY Es[t]
                  \ O SUB[ 212 , 400 ] PRECISA SER AJUSTADO, DEPENDE DE ONDO INICIA
                  \ O PULSO DE BOMBEIO
  ZARG DUP DUP DUP 1 ROTATE - ABS          \ DETECTS CHIRP INFLEXION POINT
  SUB[ 212 , 400 ] DUP [ ]MIN [=] TRUE.INDICES [ ]SUM 212 + SDIM :=
  SUB[ 1 , SDIM ]
  DUP DUP 1 ROTATE - 2.8 [ > ]
  2 * PI * -1 ROTATE
  REV[ 1 ] ^SUM REV[ 1 ] +
  SWAP
  SUB[ SDIM 1 + , NDIM SDIM - ]
  DUP DUP -1 ROTATE - 2.8 [ > ]
  2 * PI * 1 ROTATE ^SUM +
  CATENATE
;

: RODAR
  1 NI :=
  1.E3 PP :=
  1. TP :=
  -2.55 TMIN := 2.56 TMAX :=
  2. FIBER.LENGTH :=
  200 STEPS :=          \ Z = 1 cm
  " XPZ" "F.STR " :=
  RUN
  2.E3 PP :=
  " XPY" "F.STR " :=

```

Programa:

```
      RUN  
; .
```

# Bibliografia

- [1] G.P. Agrawal, "*Nonlinear fiber optics*", Quantum Electronics – Principles and Applications Series, Academic Press (1989), Cap.2.
- [2] R.A Fisher and W.K. Bischel, "*Numerical studies of the interplay between self-phase modulation and dispersion for intense plane-wave laser pulses*", J. App. Phys. **46**, 4921 (1975).
- [3] E.O. Brigham, "*The Fast Fourier Transform*", Prentice-Hall inc., Englewood Cliffs, N.J. (1974).
- [4] D. Schadt and B. Jaskorzynska, "*Generation of short pulses from cw light by influence of cross-phase modulation (CPM) in optical fibers*", Electron. Lett. **23**, 1090 (1987).