



BR0645212

BR0645212



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO

ESTUDO DA AÇÃO LASER DE MATRIZES DE
FLUORETOS (LiSrAlF₆, Lu:YLiF₄) DOPADAS
COM Cr³⁺ E Nd³⁺

SFS

EDUARDO ACEDO BARBOSA

Tese apresentada como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
Doutor em Ciências na Área de
Tecnologia Nuclear-Materiais.

Orientador:
Dr. Nilson Dias Vieira Jr.

São Paulo
2001

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA VINCULADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

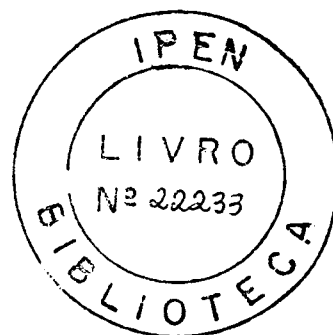
**ESTUDO DA AÇÃO LASER DE MATRIZES DE
FLUORETOS (LiSrAlF₆, Lu:LiYF₄)
DOPADAS COM Cr³⁺ E Nd³⁺**

EDUARDO ACEDO BARBOSA

Tese apresentada como parte dos
requisitos necessários para obtenção
do grau de Doutor em Ciências na área
de Tecnologia Nuclear - Materiais

Orientador :
Dr. Nilson Dias Vieira Jr.

São Paulo
2001



Agradecimentos

Ao Dr. Nilson Dias Vieira Jr., pela oportunidade, pela orientação, pela confiança em mim depositada e pelo apoio incondicional em todos os momentos deste trabalho;

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, por aceitar-me no programa de doutoramento e pelo fornecimento da infra-estrutura necessária para o desenvolvimento do mesmo;

À Faculdade de Tecnologia de São Paulo, pelo apoio;

À CAPES, pela bolsa de doutoramento;

Aos Doutores Edison Puig Maldonado e Niklaus Wetter, pela ajuda inestimável, pelas discussões sempre valiosas e pela amizade;

Ao Dr. Spero Morato, pelo auxílio em momentos cruciais;

À Dra. Denize Zzell, pela amizade e pela ajuda em momentos difíceis;

À Dra. Sonia Baldochi, pela cooperação sempre proveitosa e pelo fornecimento de cristais laser;

Ao Dr. Armando Mirage, pelo empréstimo do Mecalor, e ao Dr. Laércio Gomes, pelo empréstimo da fotomultiplicadora S20;

Ao MSc. Ricardo Samad e a Solange Mitani, pelo apoio e pela confecção dos espelhos dielétricos utilizados no trabalho;

Aos pesquisadores MSc. Anderson Freitas, Doutores Luiz Tarelho, Lília Courrol, Eduardo Landulfo, Martha Simões, Martha Vieira, Izilda Ranieri e Lúcia Prado. Sua ajuda sempre pronta e sua amizade tornaram meu trabalho, no mínimo, muito mais agradável;

À super Emy Niyama pela ajuda milagrosa em momentos críticos;

Aos colegas bolsistas, pela ajuda e pelo companheirismo ao longo destes anos: Manoel, Gregório, Carmem, Felipe, Fábio, Artur, Augusto, Sandro, Luciano, Walter, Daniela e Andrea;

Ao Dr. Gessé Nogueira e a José Tort Vidal, pelo suporte técnico;

Ao Dr. Wagner de Rossi, por possibilitar-me o uso do Laboratório de Amostras;

Aos palmeirenses da oficina mecânica: Paulo César, Marco Antonio, Valdir, José Apolinário e Braga, pelo suporte técnico;

À minha querida amiga Maria, pelo companheirismo em todos os momentos;

Às Doutoradas Regina Ricotta, Sônia Tatumi e Luciana Kassab, pelo apoio constante;

E principalmente à minha mãe e meus irmãos, pelo carinho e pelo apoio emocional ao longo de todos estes anos.

Ao grande professor

e médio volante

João Barbosa

"Estudo da Ação Laser de Matrizes de Fluoretos (LiSrAlF₆, Lu:YLiF₄) Dopadas com Cr e Nd "

Eduardo Acedo Barbosa

RESUMO

Neste trabalho foram estudados os regimes de onda contínua (CW) e de travamento de modos dos lasers de Cr³⁺:LiSrAlF₆ (Cr:LiSAF) e Nd³⁺:Lu:YLiF₄ (Nd:LuYLF), utilizando-se como meios de ganho cristais crescidos no Centro de Lasers e Aplicações (CLA-IPEN). Caracterizou-se a operação CW de lasers de Cr:LiSAF bombeados por laser de Kr⁺ e por lasers de diodo, e ressonadores de diferentes geometrias foram testados, visando-se as condições ótimas para a obtenção do regime de travamento de modos por lente Kerr (KLM). Foi projetado e desenvolvido um laser de Cr:LiSAF com dois meios de ganho, um dos quais bombeados por lasers de diodo de baixa potência e alto brilho, e o outro bombeado por um laser de diodo de alta potência. A ação CW deste laser foi estudada e caracterizada. Os efeitos da inserção de um segundo meio não-linear em um ressonador para KLM em lasers de banda larga foram pela primeira vez estudados teoricamente, usando-se o modelo de matriz ABCD não-linear. O resultados da análise teórica mostram que o uso deste meio não-linear auxiliar pode melhorar sensivelmente as condições de operação KLM, o que foi comprovado experimentalmente : a introdução de um vidro SF 57 como meio não-linear auxiliar em um ressonador de Cr:LiSAF permitiu a geração de pulsos de 170 fs, num regime KLM muito mais estável e reprodutivo, comparando-se com a técnica KLM convencional em lasers de banda larga, que utiliza o próprio meio de ganho como elemento Kerr. Foi também estudada a ação laser de um novo material, o Nd:LuYLF. Bombeado por lasers de diodo de alta potência, este laser um desempenho muito semelhante ao do laser de Nd:YLF, com a vantagem de apresentar banda de emissão mais larga. Obteve-se o regime de travamento de modos deste laser pela técnica de KLM, e analisou-se a influência dos efeitos de "hole burning" espacial (SHB) e auto modulação de fase (SPM) sobre o regime. Pulsos de 4,5 ps de largura temporal foram obtidos, confirmando a expectativa de superioridade destes lasers sobre os lasers de Nd:YLF em regimes de travamento de modos passivo.

"Study of the Laser Emission of Cr- and Nd-doped Fluoride Hosts (LiSrAlF₆ and Lu:YLiF₄)"

Eduardo Acedo Barbosa

ABSTRACT

In this work the CW- and mode-locked operation of Cr³⁺:LiSrAlF₆ (Cr:LiSAF) and Nd³⁺:Lu:YLiF₄ (Nd:LuYLF) were studied. The laser crystals used in the experiments were grown in Center for Lasers and Applications (CLA-IPEN). The CW regimes of Kr⁺- and diode-pumped Cr:LiSAF lasers were characterized, and many resonator configurations were tested, aiming to optimal conditions for Kerr-lens mode locking (KLM). A Cr:LiSAF laser with two gain media was designed and constructed. One of the crystals was pumped by two high-brightness low-power diode lasers, and the other one was pumped by a high-power diode laser. The CW action of such laser was studied and characterized as well. The effects of inserting a second nonlinear element in a laser resonator for KLM were theoretically studied by using the nonlinear ABCD-matrix formalism. The theoretical analysis has shown the possibility of strongly enhancing the KLM regime, which was also experimentally verified: the insertion of a SF 57 glass as an auxiliary highly nonlinear medium in a Cr:LiSAF resonator allowed the generation of 170 fs-pulses, in a much more stable and reliable regime compared to the conventional KLM technique for broadband lasers, which uses the gain medium also as the nonlinear Kerr element. The laser operation of a new material, Nd:LuYLF, was also studied. In a high-power diode-pumping scheme, this new laser showed a performance which is comparable to that of the Nd:YLF laser, but with the advantage of a broader spectral width. The KLM operation of this laser was obtained, and effects such as spatial hole burning (SHB) and self-phase modulation (SPM) were analysed. Pulses as long as 4,5 ps were generated, which confirmed the expected superiority of the Nd:LuYLF lasers compared to the Nd:YLF lasers in passive mode locking operation.

ÍNDICE

	página
CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO 2 - MEIOS LASER ATIVOS	6
2.1 - Lasers de Nd:YLF e Nd:LuYLF	6
2.2 - Lasers de Cr ³⁺ em matrizes de fluoretos	8
2.2.1 - Obtenção de cristais de Cr:colquirita	9
2.2.2 - Lasers contínuos de Cr:LiSAF	10
2.2.3 - Comportamento térmico do Cr:LiSAF	11
CAPÍTULO 3 - FUNDAMENTOS TEÓRICOS	15
3.1 - Regime laser de onda contínua	15
3.1.1 - Lasers de estado sólido bombeados longitudinalmente	17
3.1.2 - Elementos de óptica não-linear	17
3.2 - Regime de travamento de modos ("mode locking")	19
3.2.1 - Efeitos de dispersão, auto-modulação de fase e "hole burning" espacial no regime de travamento de modos	21
3.2.1.1 - Dispersão	22
3.2.1.2 - Auto-modulação de fase	25
3.2.1.3 - "Hole burning" espacial	26
3.2.1.4 - Balanço entre GVD e SPM no regime de travamento de modos	27
3.2.1.5 - Métodos de compensação de varredura em frequência	31
3.2.2 - Travamento de modos por modulação ativa de parâmetros	34
3.2.3 - Travamento de modos por modulação passiva de parâmetros	38
3.2.3.1 - absorvedores saturáveis rápidos	39
3.2.3.2 - absorvedores saturáveis lentos	43
CAPÍTULO 4 - DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS	45
4.1 - Cálculo da cavidade para Kerr-lens mode locking com dois elementos não-lineares intracavidade	45
4.1.1 - Diferença de caminho óptico introduzida pela não-linearidade	46
4.1.2 - Formalismo KLM com dois meios não-lineares	50
4.2 - Cálculo de sensibilidade Kerr em cavidades de 4 espelhos	55
4.2.1 - Cavidade de 4 espelhos com um meio Kerr	55
4.2.2 - Cavidade de 4 espelhos com dois meios Kerr	58
4.3 - Efeito de abertura de ganho em cavidades de 4 espelhos	60
CAPÍTULO 5 - DESENVOLVIMENTOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO	66
5.1 - Regime CW do laser de Cr:LiSAF	66

5.1.1 - Laser de Cr:LiSAF bombeado por laser de Criptônio	66
5.1.2 - Laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo	69
5.1.2.1 - Cristal CZ-1	69
5.1.2.2 - Proposta de ressonador com dois meios de ganho	71
5.1.2.3 - Cristal refino por zona (RZ-1)	78
5.1.2.4 - Análise da ação laser de um cristal comercial e comparação com o cristal RZ-1 crescido no CLA	82
5.2 - Regime de travamento de modos por KLM do laser de Cr:LiSAF	85
5.2.1 - Arranjo experimental - ressonador simétrico	85
5.2.2 - Regime de pulsos ultracurtos na faixa de fs	88
5.2.2.1 - Travamento de modos em regime híbrido	89
5.2.2.2 - Travamento de modos com a inserção de um meio não-linear auxiliar	91
5.3 - Lasers de Neodímio	96
5.3.1 - "Hole burning" espacial em lasers de Nd:YLF	96
5.3.2 - Laser de Nd:LuYLF - regime CW	99
5.3.3 - Laser de Nd:LuYLF - regime de travamento de modos híbrido	102
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÃO	110
REFERÊNCIAS	114

ÍNDICE DE FIGURAS

	página
Fig. 2.1. Seções de choque do Nd:Lu:YLF para polarização π (linha cheia) e polarização σ (linha pontuada) segundo a referência [35]	07
Fig. 2.2 Larguras espectrais de cristais de Nd:LuYLF centradas em $\lambda=1047$ nm para diferentes concentrações de Lu (YLF, LuYLF e LuLF), segundo a referência [35].	07
Figura 2.3: Espectro de absorção do cristal de Cr:LiSAF crescido nos laboratórios do IPEN, nas polarizações π ($E//c$) e σ ($E \perp c$)	09
Figura 2.4: Espectros de emissão do cristal de Cr:LiSAF na polarização π (transição ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$)	10
Figura 2.5: Diagrama de níveis de energia representando : a - deslocamento Stokes; b - conversão ascendente e c - decaimento não-radiativo em cristais de Cr:Colquirita. As setas pretas indicam transições radiativas, as setas vermelhas, transições não-radiativas e a branca, a transição por conversão ascendente	12
Figura 2.6: dependência do tempo de vida do nível laser superior com a temperatura do Cr:LiSAF	13
Figura 3.1: sistema laser de quatro níveis	15
Figura 3.2: propagação de um pulso em um meio com dispersão normal. As frequências menores estão na região frontal do pulso e as maiores, na região traseira	24
Figura 3.3: varredura em frequência (curva $-d\phi/dt$) introduzida por um pulso de intensidade $\propto \text{sech}^2(t/\tau)$	26

- Figuras 3.4 a: largura do pulso normalizada, b) parâmetro de "chirp" e c) parâmetro de estabilidade, em função da dispersão normalizada 30
- Figura 3.5: arranjo de prismas para compensação de dispersão 32
- Figura 3.6 : geometria do ressonador com o meio de ganho e o modulador acusto-óptico 35
- Figura 3.7: fenômeno de auto-encurtamento de um feixe gaussiano ao propagar-se por um meio Kerr 42
- Figura 4.1: esquema do ressonador com compensação astigmática de três elementos. O meio 1 é o meio laser ativo, o meio 2 é o meio altamente não-linear auxiliar, OC é o espelho de saída, HR é o espelho de fundo de alta refletividade e f é a lente positiva. 46
- Figura 4.2 a) feixe gaussiano propagando-se ao longo do meio 1; b) ao longo do meio não-linear 2. 48
- Figura 4.3: Caminho óptico introduzido pela não-linearidade do cristal de Cr:LiSAF (curva inferior, Γ_1). A curva superior, Γ_2 , é o caminho óptico introduzido pela não-linearidade do vidro SF 57, posicionado a $d_1=0,35\text{cm}$, de espessura ($z=3.5\text{ mm}$), conforme mostrado na figura 4.2. 49
- Figura 4.4 a) - Δ_{12} (curva tracejada, com o vidro SF 57) e Δ_1 (multiplicado por 5, curva sólida, sem meio não-linear auxiliar) para um laser de Cr:LiSAF compacto ($L=9,5\text{ cm}$, $d_1=0,35\text{cm}$, $d_2=0,3\text{cm}$, $f=5\text{cm}$). Os índices de refração linear e não-linear do Cr:LiSAF são 1.4 e $1.5 \times 10^{-16}\text{ cm}^2/\text{W}$ respectivamente; os índices de refração linear e não-linear do vidro SF 57 são 1.8 e $2.6 \times 10^{-15}\text{ cm}^2/\text{W}$; b) - Δ_{12} (curva tracejada, com o vidro SF 57) e Δ_1 (multiplicado por 5, curva sólida, sem meio não-linear auxiliar) para um laser compacto de Ti:Al₂O₃ ($L=9,5\text{ cm}$, $d_1=0,35\text{cm}$ e $d_2=0,3\text{cm}$, $f=5\text{cm}$). Os índices de refração linear e não-linear do Ti:Al₂O₃ são 1.76 e $3,2 \times 10^{-16}\text{ cm}^2/\text{W}$, respectivamente. 53

- Figura 4.5: o parâmetro Δ_{12} para um ressonador longo (70 cm) de Cr:LiSAF com um vidro SF 57 como um meio não-linear auxiliar. Os demais parâmetros são os mesmo que os da figura 4.4 55
- Figura 4.6: esquema de cavidade de 4 espelhos, onde as lentes esféricas equivalem aos espelhos de dobra com raio de curvatura $R=2f$ e o meio de ganho é o próprio meio Kerr. As linhas pontilhadas delimitam as regiões de propagação do modo laser descritas pelas matrizes representadas na figura. 56
- Figura 4.7: Curvas de nível dos valores da sensibilidade Kerr para um ressonador simétrico com um meio não-linear 57
- Figura 4.8: Sensibilidade Kerr para um ressonador com um meio não linear para $z = 10,562$ cm 57
- Figura 4.9: . Cavidade de 4 espelhos com dois meios não-lineares. As linhas pontilhadas delimitam as regiões de propagação do modo laser descritas pelas matrizes representadas acima. 58
- Figura 4.10: sensibilidade Kerr com dois meios não lineares intracavidade com $d_2=1$ cm 59
- Figura 4.11: sensibilidade Kerr para para $d_2 = 2$ mm 60
- Figura 4.12: as linhas pontilhadas delimitam as regiões de propagação do modo laser descritas pelas matrizes representadas acima. 62
- Figura 4.13: Força não-linear (média da sensibilidade Kerr ao longo do meio de ganho) para uma cavidade simétrica onde $L_1 = L_2 = 62,5$ cm e $d = 0,45$ cm e $z=10,57$ cm. 64
- Figura 4.14: curvas de nível representando os valores da força não-linear na região do meio de ganho para $L_1 = L_2 = 62,5$ cm, $d = 0,45$ cm e $z=10,57$ cm. 65
- Figura 5.1 : esquema da cavidade em "V" do laser de Cr:LiSAF bombeado pelo laser de Kr^+ 67

- Figura 5.2: curva de sintonia do laser de Cr:LiSAF bombeado por laser de Kr⁺ 67
- Figura 5.3: curva potência em função da refletividade do espelho de saída do laser de Cr:LiSAF bombeado pelo laser de Kr⁺ 68
- Figura 5.4 : cavidade de três espelhos do Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo 70
- Figura 5.5: potência X refletividade do espelho de saída para laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo 70
- Figura 5.6 : curva de eficiência do laser de Cr:LiSAF CZ-1 bombeado por lasers de diodo 71
- Figura 5.7: Cálculo de ganho por duplo-passo e potência de saída (em W), em função da cintura do feixe de bombeamento ω_p (casada com o modo do laser), para o laser de Cr:LiSAF bombeado por diodos de baixa potência, 2 x 300mW (considerando parâmetros descritos no texto) 73
- Figura 5.8: esquema do “beam shaper” 74
- Figura 5.9: Cálculo de ganho por duplo-passo e potência de saída, em função da cintura do feixe de bombeamento (casada com o modo do laser) do laser de diodo de alta potência, para o laser de Cr:LiSAF com dois elementos de ganho, bombeado por diodos de baixa (cristal CZ-1) e alta potência (cristal CZ-2) simultaneamente (considerando parâmetros descritos no texto). A seta vertical indica o valor do raio da cintura do feixe de bombeamento obtido experimentalmente. 75
- Figura 5.10: Cálculo de ganho por duplo-passo e potência de saída, em função da cintura do feixe de bombeamento (casada com o modo do laser), para o laser de Cr:LiSAF com dois elementos de ganho e concentração de 5 mol % 76
- Figura 5.11: Arranjo experimental do laser de Cr:LiSAF com dois meios de ganho 77
- Figura 5.12: Curva de potência de saída em função da refletividade do espelho, para o laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo de baixa e alta potência 78

- Figura 5.13: cavidade de quatro espelhos 79
- Figura 5.14: potência de saída do laser de Cr:LiSAF (cristal RZ-1) em função da refletividade do espelho de saída 80
- Figura 5.15: arranjo para a sintonia do laser de Cr:LiSAF utilizando par de prismas e fenda 80
- Figura 5.16: Intervalo de sintonia de laser de Cr:LiSAF com cristal RF-1 bombeado por lasers de diodo 81
- Figuras 5.17: Dependência da potência de saída do laser Cr:LiSAF RZ-1 com a temperatura para 1) $R_{out}=98\%$ e 2) $R_{out}=95\%$. As curvas sólidas são curvas de ajuste. 82
- Figura 5.18: curva de potência X refletividade do espelho de saída do laser de Cr:LiSAF VLOC com potência de bombeamento de 500 mW e com cristal refrigerado a 14°C. 83
- Figuras 5.19: Dependência da potência de saída do laser Cr:LiSAF VLOC com a temperatura para a) $R_{out}=98\%$ e b) $R_{out}=95\%$. As curvas sólidas são curvas de ajuste. 84
- Figura 5.20 : GVD e TOD no ressonador em função da distância L entre os ápices do par de prismas para compensação de dispersão. 86
- Figura 5.21: esquema do autocorrelador. BS: divisor de feixe; CC: espelho canto-de-cubo ("corner cube") de desvio constante; ER: espelho em ângulo reto de desvio constante; E₁: espelho com elevador de feixes para rotação de polarização; EF: espelho esférico de raio de curvatura 10cm; E2: espelho de desvio do sinal de segundo harmônico; FM: fotomultiplicadora S-20; BBO: cristal não-linear de β-borato de bário. 87
- Figura 5.22: montagem do laser de Cr:LiSAF para a geração de femtosegundos por travamento de modos por lente Kerr. 89
- Figura 5.23 : detalhe do cristal de Cr:LiSAF e do vidro SF 57 entre os espelhos de dobra 92

- Figura 5.24 : traço de autocorrelação do laser de Cr:LiSAF em regime de travamento de modos ativo 93
- Figura 5.25 : traço de autocorrelação produzido pelo laser de Cr:LiSAF em regime KLM com a adição de um meio não-linear auxiliar 94
- Figura 5.26: distribuição espectral correspondente dos pulsos de fs 95
- Figura 5.27 : esquema da cavidade laser; E1($r=\infty$) e E2 ($r=50\text{cm}$), espelhos. 97
- Figura 5.28: Espectros de emissão laser de Nd:YLF para a) $l=4\text{mm}$, $\Delta\lambda = 0,43\text{ nm}$ e b) $l=16\text{mm}$, $\Delta\lambda = 0,33\text{nm}$ 98
- Figura 5.29 : largura $\Delta\lambda$ do espectro de emissão do laser de Nd:YLF com o meio de ganho próximo ao espelho de fundo. 98
- Figura 5.30 : largura $\Delta\lambda$ do espectro de emissão do laser de Nd:YLF com o meio de ganho próximo ao centro da cavidade. 99
- Figura 5.31: esquema do arranjo de bombeamento e do ressonador de laser de Nd:LuYLF 100
- Figura 5.32: Raio do feixe de bombeamento do laser de diodo de potência 20W. 101
a) $M_x^2=120$, $\omega_{Ox}=200\mu\text{m}$; b) $M_y^2=56$, $\omega_{Oy}=120\mu\text{m}$
- Figura 5.33 : dependência da potência do laser com a refletividade do espelho de saída para lasers de Nd. Curva superior: cristal de Nd:YLF; curva inferior: cristal de Nd:LuYLF 102
- Figura 5.34: esquema da cavidade para travamento de modos híbrido do laser de Nd:LuYLF 103
- Figura 5.35: raio do perfil transversal do feixe ao longo do ressonador da figura (5.34), para as direções sagital e tangencial, calculado pelo programa KLM2, desenvolvido no CLA. O ângulo de compensação astigmática em ambas as dobras é 11° , e o comprimento do vidro não linear SF 57 é 1 cm 104

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

O espectro da pesquisa envolvendo lasers tem sido, desde sua invenção em 1960, gradativamente ampliado e o seu centro se deslocado, do campo da pesquisa básica de lasers, às inúmeras aplicações relacionadas ao nosso cotidiano, passando por uma imensa utilização em pesquisa tecnológica. Em particular, os lasers de estado sólido, além de ainda serem objetos de intensa pesquisa fundamental, passam cada vez mais a desempenhar o papel de ferramentas indispensáveis em vários campos da tecnologia e da ciência. Lasers de estado sólido podem apresentar importantes qualidades, como alta coerência espacial e temporal, feixe gaussiano de alta qualidade, alta potência, possibilidade de sintonia, capacidade de geração de pulsos ultracurtos, entre inúmeras outras. Alguns destes lasers, como os de Neodímio dobrados ou não em frequência, podem produzir feixes de qualidades ópticas comparáveis às dos feixes de lasers de gás, sendo contudo mais compactos e apresentando maior eficiência (relação potência elétrica consumida/ potência óptica); outros, como os lasers de Ti:safira, são mais funcionais, versáteis e duráveis que os lasers de corante, além de permitirem a geração de pulsos mais curtos e em sistemas mais simples.

Os primeiros lasers de estado sólido eram bombeados por lâmpadas de Xenônio ou Criptônio [1]. O advento de lasers de estado sólido bombeados longitudinalmente por outros lasers representou um primeiro passo no caminho da melhoria do ganho e da eficiência destes sistemas. Os principais lasers a serem utilizados como fonte de bombeamento eram lasers de gás, como o laser de Ar^+ . A substituição dos lasers de gás, como fonte de bombeamento, por lasers de estado sólido bombeados por lasers de diodo e dobrados em frequência, como é o caso de lasers de Nd:YAG emitindo em $\lambda = 532\text{nm}$ bombeando lasers de Ti:safira, significou um importantíssimo avanço nesta área. O uso de lasers de diodo bombeando diretamente lasers de estado sólido, como no caso dos lasers de Cr:colquiritas, representa o que há de mais atual no desenvolvimento e na construção de sistemas compactos, versáteis, totalmente de estado sólido, de alta eficiência e de baixo custo. Em alguns campos, a hegemonia dos lasers de estado sólido só poderá ser superada no futuro pelo desenvolvimento de lasers de diodo duráveis, operando em diferentes regiões do espectro visível e com feixes de perfis gaussianos de boa qualidade.

Os lasers de estado sólido são especialmente atraentes como geradores de pulsos ultracurtos, notadamente os pulsos de femtosegundos [2]. Há muito atingiram o estágio de serem mais baratos, mais compactos e reprodutíveis que os lasers de corante, que dominaram este cenário nas décadas de setenta e oitenta. Há quase uma década, a discussão sobre geração de pulsos ultracurtos girava em torno da disputa entre lasers de corante e lasers de estado sólido. Com o tremendo avanço destes últimos, esta discussão situa-se hoje em dia na busca de lasers totalmente de estado sólido eficientes, reprodutivos e duráveis, que potencialmente se convertam em sistemas comerciais, e que permitam uma larga gama de aplicações.

As aplicações de pulsos ultracurtos iniciaram-se nos anos sessenta com lasers de Rubi e Nd:vidro em regimes de "Q-switching", gerando pulsos de nanosegundos, e posteriormente em regimes de travamento de modos ("mode locking"), com pulsos de picosegundos [3, 4]. Foram então estudados processos ocorridos nesta escala temporal, como redistribuição de moléculas e proteínas, reações de transferência de prótons e elétrons, fotoimerização e outros fenômenos em físico-química e espectroscopia ultrarrápida [5]. A introdução dos lasers de femtosegundos nos anos oitenta, como os lasers de corante "colliding-pulse mode locking", em cavidades em anel e emitindo em 620 nm, foi o início de uma revolução na área, com o surgimento das chamadas "femtoquímica" e "femtobiologia" [6,7,8,9]. No final desta mesma década, os lasers de estado sólido entraram definitivamente neste cenário, com o desenvolvimento do laser de Ti:safira, sintonizável de 700 nm até 1100 nm e gerando pulsos de poucas dezenas de femtosegundos [10,11,12,13] e posteriormente, com o surgimento dos lasers de Cr:colquiritas, emitindo no infravermelho próximo [14,15].

Além da utilização dos lasers de femtosegundos como ferramentas de grande resolução temporal, começou-se a fazer uso da enorme potência instantânea dos pulsos, ainda que a potência média gerada fosse pequena. O uso de lasers de estado sólido como amplificadores deu um enorme impulso a esta tendência, permitindo que pulsos com energias da ordem de nanojoules fossem amplificados até a faixa de milijoules. O longo tempo de luminescência e a alta fluência de saturação de alguns lasers de estado sólido fazem destes cristais os materiais ideais para este fim. Basicamente, existem dois tipos de sistemas de amplificação, o amplificador regenerativo e o amplificador multipasso. Em ambos os casos, a técnica de alargamento e posterior encurtamento temporal do pulso durante os estágios de amplificação possibilitou a redução das dimensões dos sistemas de amplificação e a obtenção de pulsos de intensidades da ordem de 10^{12} W/cm² ou 10^{15} W/cm², sem danos aos componentes ópticos e sem o surgimento de efeitos não-lineares

indesejáveis. Atualmente, pulsos de alguns joules e 20 fs de duração chegam a exceder a intensidade de 10^{21} W/cm².

O desenvolvimento destes sistemas T-cubo ("table-top terawatt systems") deu origem a uma verdadeira avalanche de aplicações: no estudo da dinâmica de reações químicas (Prêmio Nobel de Química em 1999) [16,17] e processos transientes em semicondutores [18,19], como citado anteriormente; na obtenção de imagens 3-D de tecidos biológicos por absorção de multifótons ou por registro holográfico em materiais fotorrefrativos [20,21], ou ainda pelo uso de radiação na faixa de THz do espectro eletromagnético [22]; na usinagem de microdispositivos e na ablação de tecidos vivos com enorme precisão e total assepsia [23,24]; em óptica não-linear, na geração de múltiplos harmônicos, com a conversão de pulsos centrados em $\lambda = 800$ nm em radiação com comprimentos de onda na faixa de poucas dezenas de nanômetros (30º harmônico), ou ainda na geração de raios-X ($\lambda = 4$ nm) de forma coerente e bem colimada [25]; na geração de feixes de elétrons através de plasmas e no estudo de efeitos relativísticos em elétrons devido ao campo eletromagnético extremamente intenso dos pulsos [26,27].

Um componente crucial em um sistema de amplificação é o laser gerador de pulsos ultracurtos, chamado de laser semente. O sistema mais utilizado para este fim é o de Ti:safira, pelas características já citadas, e por ser o laser mais confiável, no que se refere a características como reprodutibilidade, durabilidade e disponibilidade no mercado. Uma alternativa interessante – e potencialmente de menor custo – aos lasers de Ti:safira são os lasers de Cr:colquiritas, como o Cr:LiSAF, o Cr:LiSGAF e o Cr:LiCAF, devido ao fato de serem diretamente bombeados por lasers de diodo. De maneira geral, um sistema voltado para aplicações deve possuir as qualidades de ser fácil de operar, eficiente, de baixo custo e manutenção, e permitir adaptações. Os lasers de Cr:colquiritas preenchem, em princípio, estes requisitos. Deste forma, o desenvolvimento de lasers totalmente de estado sólido baseados em cristais desta família, bombeados por diodos laser, é um tema de interesse significativo na área de Física de Lasers.

Presentemente, a técnica mais simples e poderosa para a geração do regime de pulsos ultracurtos nestes lasers é o acoplamento de modos passivo por lente *Kerr* (KLM). Desde a primeira divulgação deste tipo de auto acoplamento de modos em 1990 [28], esta técnica se tornou o método predominante de geração de pulsos de femtosegundos em lasers de estado sólido. Atualmente, encontra-se disponível no mercado apenas um produto comercial baseado no sistema de Cr:LiSAF de pulsos ultracurtos, bombeado por diodos laser [29]. Este produto baseia-se em técnicas de acoplamento de modos passivo, porém não utiliza a técnica de KLM, mas a técnica de Espelho Absorvedor Saturável de

Semicondutor (SESAM) [30] que, apesar de auto-iniciável e estável, requer um valor mais alto de potência de bombeamento para operação. Além disso, o preço deste tipo de sistema é superior a cem mil dólares, o que limita seu uso para aplicações.

Em que pese o excelente desempenho destes lasers operando em regime KLM na literatura, não há registro de produtos comerciais de Cr:colquiritas utilizando esta técnica de travamento de modos, nem sequer o uso destes lasers como sementes em sistemas experimentais de amplificação, com exceção do sistema desenvolvido pelo Femtosecond Optics Group, do Imperial College [31]. Comparando-se o volume de aplicações utilizando lasers de Cr:colquiritas com a quantidade e a qualidade dos resultados experimentais obtidos com estes sistemas, ainda pode-se considerar pífia a aplicação destes lasers como ferramentas. Em face disso, a pesquisa de geração de pulsos ultracurtos por KLM em lasers de Cr:colquiritas, particularmente em lasers de Cr:LiSAF, que são os que têm apresentado melhor desempenho, deve situar-se não só em torno da obtenção de pulsos mais curtos, mas também no desenvolvimento de arranjos que tornem estes lasers mais reprodutivos e confiáveis, para que propiciem a construção de sistemas comerciais compactos e de baixo custo.

Neste sentido, parte deste trabalho é dedicada à análise teórica e ao arranjo experimental visando a obtenção de pulsos ultracurtos pela técnica de KLM em um laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo, com a finalidade de melhorar a reprodutibilidade do regime e tornar as condições de ajuste do ressonador não tão severas. Para isso, foram realizados anteriormente testes de ação laser usando-se vários meios de ganho de diferentes procedências e crescidos por diferentes técnicas, e foram comparados diferentes arranjos ópticos e distintas possibilidades de bombeamento, com a finalidade de se obter um regime de travamento de modos otimizado. Foram utilizados cristais de Cr:LiSAF crescidos no CLA-IPEN e um cristal comercial.

Lasers de Neodímio constituem outro sistema extremamente atraente para a amplificação de pulsos na faixa de picosegundos ou de centenas de femtosegundos. Os lasers de Nd:vidro foram os primeiros a serem utilizados na pesquisa de fusão nuclear e confinamento inercial a laser [32], devido à possibilidade de confecção de enormes bastões para sistemas de amplificação, entre outras qualidades; lasers de Nd:YLF possuem alta capacidade de armazenamento de energia e podem trabalhar como lasers semente em sistemas de amplificação com bastões de Nd:vidro; os lasers de Nd em geral, e particularmente o Nd:YAG, têm sido objeto de crescente interesse em vários outros campos, como aplicações em usinagem de materiais com altas potências, que eram antigamente dominadas pelos lasers de CO₂. As vantagens dos lasers de Nd estão

relacionadas à baixa sensibilidade quanto à indução de plasmas, à maior absorção do comprimento de onda do laser pela da maioria dos materiais usinados, e à possibilidade de manipulação do feixe através de fibras ópticas [33].

Neste trabalho, estudou-se o regime de travamento de modos em lasers de Nd:LuYLF, um novo e interessante material, também crescido no CLA-IPEN, e que apresenta em sua estequiometria quantidades iguais de Lu e Y e possui banda de emissão 25 % mais larga que o Nd:YLF, possuindo ao mesmo tempo as mesmas qualidades deste último, e que serão mencionadas no próximo capítulo. O espectro de emissão mais largo permite a geração de pulsos mais curtos que os obtidos pelo laser de Nd:YLF.

Os capítulos deste texto estão organizados da seguinte maneira: no capítulo 2, são analisados os meios laser ativos mais utilizados neste trabalho, o Cr:LiSAF e o Nd:LuYLF, quanto a algumas particularidades do seu crescimento e quanto às suas características espectroscópicas; no terceiro capítulo são apresentados os fundamentos teóricos de lasers de estado sólido em regime contínuo e de travamento de modos, além das técnicas de travamento de modos passivo e ativo mais comumente utilizadas e dos processos de "pulse shaping" intracavidade; os capítulos 4 e 5 contêm as contribuições originais deste trabalho: o quarto mostra os cálculos do parâmetro mais importante em regimes de Kerr-lens mode locking, a sensibilidade Kerr, em várias possibilidades, utilizando-se um ou dois meios não-lineares Kerr no ressonador e em cavidades de diferentes geometrias, e no quinto capítulo são estudados experimentalmente os regimes de ação laser em onda contínua e em travamento de modos dos lasers de Cr:LiSAF e de Nd:LuYLF, baseados nos cálculos teóricos realizados no capítulo 4. A conclusão deste trabalho é feita no capítulo 6.

CAPÍTULO 2

MEIOS LASER ATIVOS

2.1- Lasers de Nd:YLF e Nd:LuYLF

O cristal de Nd:YLF (Nd:YLiF₄) mostrou-se ao longo dos anos um importante meio laser ativo, apresentando várias qualidades que justificam sua larga aplicabilidade e versatilidade. Sua transição laser na polarização σ centrada em 1053nm, que é exatamente a emissão dos laser de vidro de fosfato e fluorofosfato dopados com Nd, permite o seu uso como laser semente para sistemas de amplificação que utilizam estes vidros. Por possuir um tempo de fluorescência duas vezes mais longo que o Nd:YAG, o Nd:YLF é um material mais adequado para o bombeamento por lasers de diodo, por permitir um maior armazenamento de energia, além de apresentar melhor desempenho em regimes "Q-switching". Sua banda de emissão também é mais larga que a do Nd:YAG, o que permite a emissão de pulsos mais curtos em regimes de travamento de modos.

Recentemente, demonstrou-se a ação laser de um novo material, o cristal de Nd:LuLF (Nd:LuLiF₄) [34], que possui características espectrais, térmicas e mecânicas similares às do Nd:YLF, porém com uma banda de emissão mais larga, o que representa uma vantagem significativa na obtenção de pulsos ultracurtos por travamento de modos, principalmente quando métodos passivos são utilizados. Apesar de o Nd:LuLF poder ser mais facilmente crescido do que o Nd:YLF, o hospedeiro LuLF pode incorporar menores concentrações de Nd (no máximo 0,7%, contra 1,5% do YLF) devido ao seu coeficiente de segregação relativamente baixo. O alto custo dos compostos de Lutécio para a síntese do LuLF também representam um inconveniente, e tornam este material comercialmente inviável.

Foi desenvolvido no CLA-IPEN um novo meio laser ativo, que foi obtido substituindo-se apenas 50% da concentração de Y por Lu [35]. O cristal de Nd:LuYLF possui banda de emissão fluorescente quase tão larga quanto a do Nd:LuLF e um custo significativamente menor. Outra vantagem é a maior capacidade de incorporação de íons de Nd³⁺, já que o cristal crescido no CLA-IPEN possui concentração de cerca de 1%, o que torna o cristal mais versátil e eficiente para diferentes esquemas de bombeamento. O Nd:LuYLF apresenta características térmicas e mecânicas semelhantes às dos cristais de Nd:YLF e Nd:LuLF.

Os monocristais de Nd:LuYLF utilizados neste trabalho foram crescidos pelo método Czochralski em atmosfera de argônio, com direção de crescimento paralela ao eixo [100]. A figura 2.1 mostra as transições fluorescentes $^4F_{3/2} \rightarrow ^4I_{11/2}$ (1047 nm) do Nd:LuYLF bombeado pela linha $\lambda=792\text{nm}$ de um laser de diodo com intensidade ~ 25

kW cm^{-2} . A seção de choque de emissão é $2.7 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ para $\lambda=1046 \text{ nm}$ (π), e $2.2 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ para $\lambda=1053 \text{ nm}$ (σ).

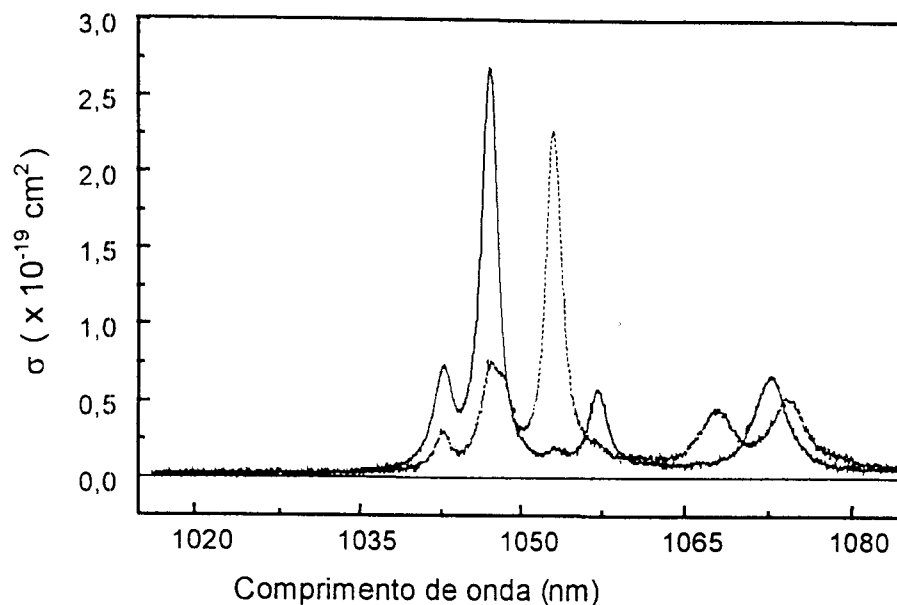


Fig. 2.1. Seções de choque do Nd:Lu:YLF para polarização π (linha cheia) e polarização σ (linha pontuada) segundo a referência [35].

A figura 2.2 mostra a largura espectral da emissão ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$ para diferentes concentrações de Lu, e mostra que a largura de banda do Nd:LuYLF é praticamente a mesma que a do Nd:LuLF e cerca de 25% mais larga que a do Nd:YLF [35]. A linha pontilhada é uma curva empírica. A tabela 2.1 compara os parâmetros espectrocópicos dos cristais de Nd:LuYLF e Nd:YLF.

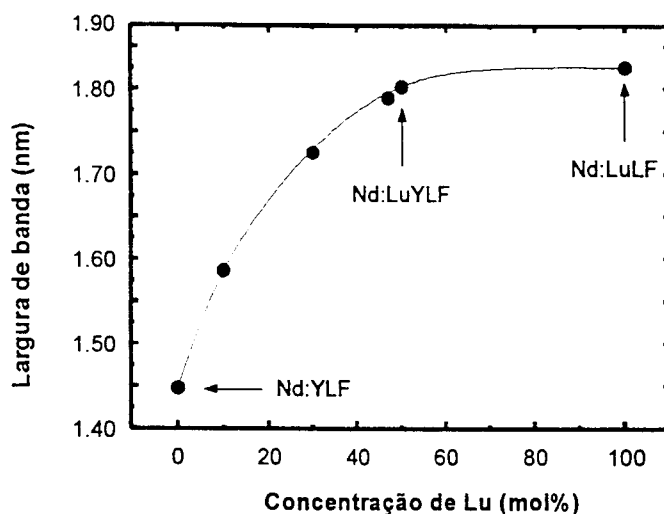


Fig. 2.2 Larguras espectrais de cristais de Nd:LuYLF centradas em $\lambda=1047 \text{ nm}$ para diferentes concentrações de Lu (YLF, LuYLF e LuLF), segundo a referência [35].

Parâmetro	Nd:YLF	Nd:LuYLF
Tempo de vida fluorescente (μs)	476	481
Comprimento de onda central (nm)	1047	1047
Seção de choque de emissão estimulada - π (10^{-19} cm^2)	3,1	2,7
Largura de banda de emissão (nm)	1,45	1,80

Tabela 2.1 - Dados espectroscópicos dos cristais de Nd:LuYLF e Nd:YLF

2.2 - Lasers de Cr^{3+} em matrizes cristalinas de fluoretos

O íon Cr^{3+} apresenta uma série de qualidades como dopante, comprovadas desde sua utilização no laser de rubi e de mais outras 14 matrizes : a presença de três bandas de absorção largas que possibilitam um eficiente bombeamento por lâmpada; a pequena probabilidade de ocorrência de transições não-radiativas pelo estado $^4\text{T}_2$, a resistência do estado trivalente à oxidação e à redução, entre outras características típicas da combinação do íon com cada matriz hospedeira.

Uma importante propriedade que a matriz hospedeira deve ter é permitir que o estado $^4\text{T}_2$ esteja abaixo do nível ^2E , de modo que a transição $^4\text{T}_2 \rightarrow ^4\text{A}_2$ predomine. Se o nível $^4\text{T}_2$ for várias centenas de números de onda mais baixo que o nível ^2E , os efeitos nocivos de absorção do estado excitado serão minimizados. Caso o cristal seja uniaxial, a emissão da polarização π deve predominar. Vários cristais de fluoretos oferecem vantagens importantes sobre óxidos como matrizes cristalinas para lasers de estado sólido de íons de metais de transição ou Terras Raras. As Colquiritas, que incluem LiCaAlF_6 (LiCAF), LiSrAlF_6 (LiSAF) e LiSrGaF_6 (LiSGAF), provêm um ambiente essencialmente ideal para o Cr^{3+} . O íon de cromo trivalente é incorporado no sítio altamente distorcido $\text{Al}^{3+}(\text{Ga}^{3+})$, experimentando uma força de campo cristalino muito mais fraca na rede do fluoreto que nos óxidos. Como resultado, a emissão do Cr^{3+} nas Colquiritas é dominada por uma fluorescência larga e intensa na região do infravermelho próximo (ver figura 2.3). Como o sítio do alumínio é altamente distorcido, a seção de choque de emissão do Cr^{3+} no LiSAF está entre as mais altas de todas as matrizes cristalinas do cromo, o que reduz o limiar do laser. A emissão do Cr^{3+} na temperatura ambiente, nestas matrizes, é governada por transições radiativas, o que faz estes meios ativos diferentes de outros baseados em íons de Cr^{3+} . Consequentemente, o Cr:LiSAF é o mais importante laser sintonizável de Cr^{3+} , exibindo baixo limiar e alta eficiência. Em virtude da larga faixa de sintonia neste sistema, é também possível gerar pulsos de femtosegundos. A única alternativa para Cr:LiSAF nesta região é o Ti^{3+} : Safira, mas os meios ativos de Cr^{3+} :Colquiritas têm a vantagem de permitir bombeamento por lasers de diodo.

A desvantagem principal destes meios cristalinos tem sido a dificuldade de crescimento. Poucos grupos no mundo tem sido capazes de crescer cristais com qualidade adequada para serem meios lasers ativos.

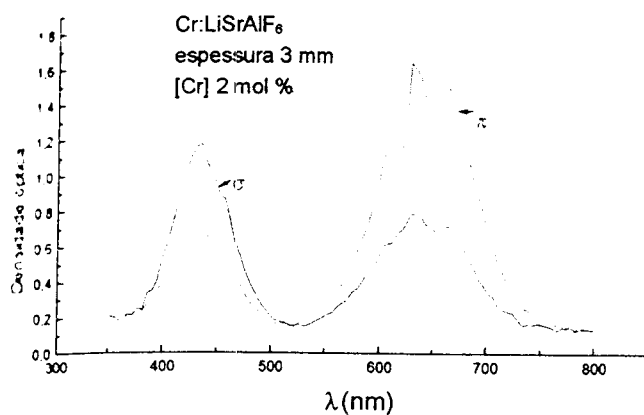


Figura 2.3: Espectro de absorção do cristal de Cr:LiSAF crescido nos laboratórios do IPEN, nas polarizações π ($E//c$) e σ ($E \perp c$).

2.2.1-Obtenção de cristais de Cr:Colquirita

Cristais de Cr:LiSrAlF₆ cristalizam-se no grupo espacial trigonal $P\bar{3}1c$ com parâmetro de rede: $a = 5.071 \text{ \AA}$ e $c = 10.189 \text{ \AA}$ [15] e pertencem a família de cristais tipo LiMⁿM^mF₆. É bem conhecido o fato de que um cristal laser ativo necessita fundamentalmente de uma alta qualidade óptica. A preparação de cristais com esta característica é dependente de vários fatores diretamente relacionados ao processo de crescimento. Defeitos causados por sítios de espalhamento, tensões, deformações e variações do índice de refração são responsáveis pela degeneração da qualidade óptica de um cristal. Sítios de espalhamento (ou centros difusores) são resultantes da ocorrência de inclusões, bolhas e/ou vazios na rede cristalina durante o processo de cristalização. Tensões e deformações podem ocorrer devido à incorporação de uma alta concentração de dopantes, gradientes térmicos presentes durante o crescimento ou, ainda, devido a características cristalográficas. Finalmente, distorções da frente de onda e divergência do feixe podem ser causados por inhomogeneidades do índice de refração. Fatores que dão origem a estas variações são pequenas desorientações cristalográficas, distribuição não uniforme de impurezas e deformações induzidas no crescimento.

Desde 1994, o laboratório de crescimento de cristais do Centro de Lasers e Aplicações, do IPEN-SP, vem trabalhando no crescimento do LiSAF puro e dopado com Cromo para aplicações ópticas [36]. Atualmente, o processo de síntese e purificação do Cr:LiSAF, através de processo de refino por zona sob atmosfera de HF, é realizado rotineiramente nos laboratórios do IPEN, assegurando um material de partida de alta pureza para o crescimento de monocristais dopados. Os melhores resultados, em termos de qualidade óptica, foram obtidos utilizando-se o método de puxamento Czochralski.

2.2.2 - Lasers contínuos de Cr:LiSAF

O cristal hospedeiro LiSAF é uniaxial e a emissão do Cr^{3+} é fortemente π -polarizada ($E//c$). A emissão ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ tem largura de 180 nm, com pico em 850 nm, e tem uma seção de choque de pico de $4,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ (ver figura 2.4). Entretanto, devido a efeitos de absorção de estado excitado e conversão ascendente, a seção de choque efetiva é $\sigma_e = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$. O Cr:LiSAF tem uma banda de absorção intensa e larga entre 600 nm e 700 nm (com picos em 630 nm e 665 nm), podendo ser bombeado por outros lasers (tais como argônio, criptônio e alexandrita), lâmpadas flash e diodos laser. Esse meio laser oferece um balanço atrativo entre os parâmetros de emissão interrelacionados. Em particular, a seção de choque de emissão estimulada em 850 nm, tem um valor grande o suficiente para fornecer um ganho adequado e uma fluência de saturação moderadamente baixa de $7,5 \text{ J/cm}^2$. O tempo de fluorescência, de $67 \mu\text{s}$, é suficientemente longo para permitir um armazenamento eficiente de energia. A largura de banda de emissão provê uma sintonia larga e capacidade de geração e amplificação de pulsos ultracurtos.

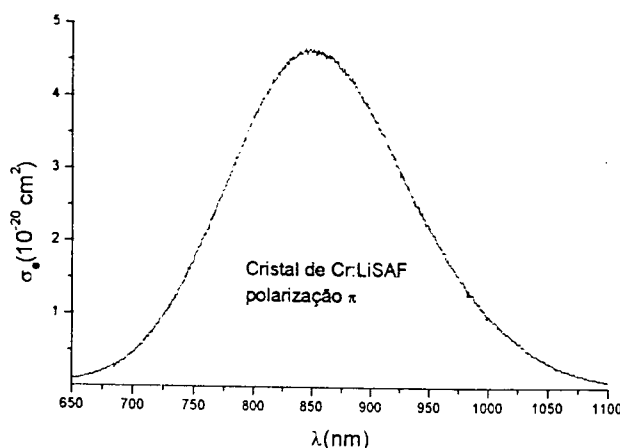


Figura 2.4: Espectros de emissão do cristal de Cr:LiSAF na polarização π (transição ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$)

O bombeamento desse material por diodos laser na região de 670 nm tem tipicamente levado a potências de saída da ordem de 200 mW, freqüentemente através da associação de vários diodos de baixa potência. Um importante resultado recente foi a demonstração da ação laser contínua (CW) com 1,1 W de saída, [37] quando bombeado por um diodo laser de 10 W (não disponível comercialmente). Pulsos de femtosegundos também puderam ser obtidos nesse sistema, com regime passivo e auto iniciado, com larguras de 50 fs e potência de saída média de 340 mW, para uma potência de bombeamento de 8,8 W [38].

2.2.3 - Comportamento térmico do Cr:LiSAF

O bombeamento longitudinal de lasers de estado sólido por lasers de diodo semiconductor tem a vantagem de proporcionar sistemas laser compactos e de alta eficiência. Neste caso, o feixe de bombeamento é focalizado no centro do meio laser ativo. A pequena seção de choque de emissão estimulada e o baixo ganho característicos dos lasers de Cr:Colquiritas exigem uma alta intensidade dos feixes de bombeamento no interior do meio de ganho, o que pode ser obtido com feixes de cinturas com pequeno diâmetro. Como é típico de lasers de diodo, feixes de cinturas reduzidas são altamente divergentes, isto é, possuem pequeno parâmetro confocal, o que obriga o uso de meios de ganho de pequeno comprimento e alta concentração de íons dopantes. Isto resulta em deposição de energia que será absorvida em uma pequena região do cristal. Consequentemente, há a produção de um gradiente térmico no material, decorrente da intensidade de potência incidente, que aquece o centro do cristal, enquanto as suas bordas permanecem mais frias. Este aquecimento induz a tensões, bi-refringência, dilatação, lentes térmicas e variações no tempo de vida do nível laser superior. O conhecimento da magnitude destes efeitos e o seu controle são cruciais para a obtenção de um regime laser eficiente. Há aquecimento quando ocorre um decaimento não-radiativo, dando origem à emissão de fônons na rede cristalina. Há basicamente três mecanismos responsáveis por este fenômeno [39] : deslocamento Stokes, conversão ascendente ("upconversion") e decaimento não-radiativo ("quenching" térmico do tempo de vida fluorescente).

Deslocamento Stokes : origina-se de transições não-radiativas na rede decorrentes da diferença entre a energia do fóton de bombeamento ($h\nu_p$) e a energia do fóton da emissão laser ($h\nu_e$). Conforme mostrado no diagrama de níveis de energia da figura (2.5a), todo fóton absorvido pelo cristal e excitado ao nível superior 4T_2 , deposita parte de sua energia na rede ao relaxar até a parte inferior do nível 4T_2 . Após a transição laser, o íon decai até o nível laser inferior 4A_2 , e novamente parte de sua energia é depositada na rede quando o íon decai até o estado fundamental.

Conversão ascendente : o processo de conversão ascendente também ocorre no Cr^{3+} nos cristais LiSAF, quando dois íons de Cr no estado excitado 4T_2 interagem. O íon de Cr transfere sua energia para um íon de Cr vizinho, e decai para o estado fundamental 4A_2 . A transferência de energia promove o segundo íon para o estado excitado 4T_1 . O decaimento não-radiativo do estado 4T_1 para o estado 4T_2 resulta em um aquecimento da rede. O processo está esquematizado na figura (2.5b). A conversão ascendente é proporcional à intensidade de bombeamento, pois a população do estado 4T_2 , aumenta com este parâmetro.

Decaimento não-radiativo ("quenching" térmico do tempo de fluorescência): o tempo de fluorescência dos íons de Cr^{3+} dos hospedeiros de Colquiritas apresenta uma forte dependência com a temperatura [40]. A baixas temperaturas, este parâmetro é aproximadamente constante e passa a decrescer rapidamente para valores em torno da temperatura ambiente. Este decréscimo decorre do fato de que, para cada Colquirita, há uma temperatura acima da qual passa a haver processos não-radiativos (figura (2.5c)).

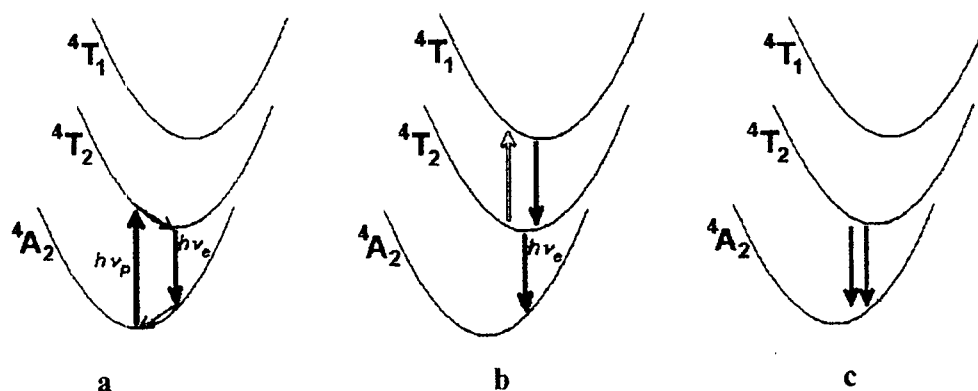


Figura 2.5: Diagrama de níveis de energia representando : a - deslocamento Stokes; b - conversão ascendente e c - decaimento não-radiativo em cristais de Cr:Colquirita. As setas pretas indicam transições radiativas, as setas vermelhas, transições não-radiativas e a branca, a transição por conversão ascendente.

O tempo de vida do nível superior τ_s na posição (r, z) num cristal é dada em função do tempo de vida radiativo τ_r e da temperatura T por [40]:

$$\frac{1}{\tau_s(r, z)} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_{nr}(r, z)} \quad (2.1),$$

onde

$$\tau_{nr}(r, z) = \tau_{nr}^o \exp\left(\frac{\Delta E}{kT(r, z)}\right) \quad (2.2)$$

e onde τ_{nr} é o tempo de vida não radiativo, τ_{nr}^o é o tempo de vida não radiativo a baixas temperaturas, k é a constante de Boltzmann e ΔE é a energia de ativação, que é a diferença entre o estado fundamental do nível 4T_2 e a energia para a qual as superfícies das energias potenciais dos estados 4T_2 e 4A_2 se cruzam. A figura (2.6) mostra a dependência do tempo de vida do nível laser superior com a temperatura do cristal de Cr:LiSAF [41]

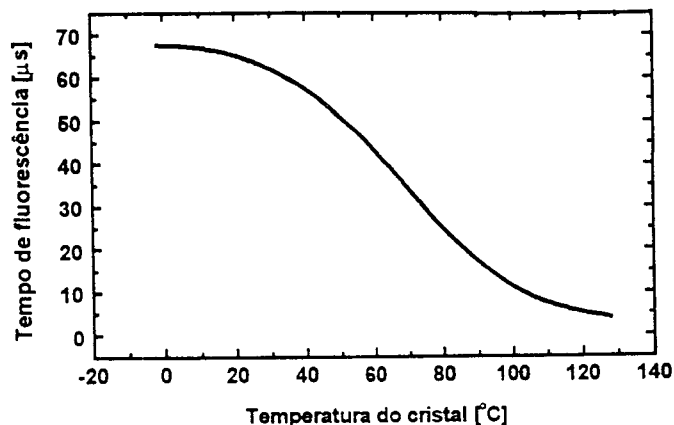


Figura 2.6: dependência do tempo de vida do nível laser superior com a temperatura do Cr:LiSAF

O gradiente de temperatura causado pelo bombeamento no cristal induz a tensões dentro do meio laser ativo que levam a índices de refração locais. À medida que o material se aquece, ele se expande e contrai, o que também causa a variação do índice de refração em determinadas áreas. Esta combinação de efeitos térmicos pode ser responsável por acentuadas distorções no feixe que se propaga ao longo do cristal, que podem levar ao efeito de lente térmica. Este efeito é um dos maiores responsáveis pela degradação do desempenho de lasers de estado sólido bombeados longitudinalmente, podendo ter efeito decisivo, por exemplo, sobre sistemas de travamento de modos por lente Kerr, uma vez que o funcionamento destes sistemas depende fortemente do alinhamento do ressonador, notadamente do intervalo de estabilidade definido pela distância entre os espelhos de dobra. A tabela (2.2) mostra os de coeficiente de dilatação térmica α e da variação do índice de refração com a temperatura dn/dT dos cristais de Cr:Colquiritas [39].

Parâmetro	LiSAF	LiCAF	LiSGAF
$dn/dT (10^{-6} / ^\circ C) // c$	-4,0	-	-4,6
$dn/dT (10^{-6} / ^\circ C) \perp c$	-2,5	-	-4,2
$\alpha (10^{-6} / ^\circ C) // c$	-10	0	3,6
$\alpha (10^{-6} / ^\circ C) \perp c$	25	12	22

Tabela 2.2: parâmetros térmicos dos cristais de Cr:colquiritas

Outro processo que limita o desempenho do laser de Cr:LiSAF é a absorção de estado excitado (ESA). Foi verificado, em cristais de Cr^{3+} :GFG, que a potência de saída do laser é limitada pela presença de absorção deste fenômeno [42]. Foi também observado que a ESA existe, mas não tem uma importância significativa na performance da alexandrita (Cr^{3+} :BeAl₂O₄), assim como no Cr^{3+} :LiCAF. Isto é uma decorrência de um

deslocamento da banda de ESA para comprimentos de onda maiores e uma menor seção de choque. A presença de absorção do estado excitado nos cristais de Cr:LiSAF é responsável por uma redução na performance desse laser [39], reduzindo a seção de choque de emissão estimulada de $4,8 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ para o valor efetivo de $3,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$.

CAPÍTULO 3

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Serão apresentadas neste capítulo as bases da teoria sobre as quais a parte experimental deste trabalho está fundamentada. A seção 3.1 trata de aspectos gerais e introduz parâmetros importantes de lasers de estado sólido operando em regime de onda contínua e a seção 3.2 trata do regime de travamentos por modulação ativa e passiva de parâmetros e apresenta os mecanismos responsáveis pela forma e pela largura temporal do pulso intracavidade.

3.1 - Regime laser de onda contínua

Conforme mostrado no capítulo anterior, os materiais laser estudados neste trabalho constituem tipicamente lasers de quatro níveis. O esquema mostrado idealizadamente na figura 3.1 constitui um sistema laser deste tipo. Neste sistema, a transição laser ocorre entre os níveis 2 (nível laser superior) e 1 (nível laser inferior). Em geral, o bombeamento excita os átomos inicialmente no estado fundamental 0 para o nível excitado 3. Através de processos radiativos ou não-radiativos ocorre a transição para o nível metaestável 2. No nível 1, a população no equilíbrio térmico é desprezível, e o tempo de vida dos átomos no nível 1 é muito menor que no nível 2, de modo que pode-se considerar que durante a ação laser o nível 1 está praticamente depopulado durante todo o processo, o que garante a inversão de população e portanto a ação laser no modo contínuo ou CW ("continuous-wave").

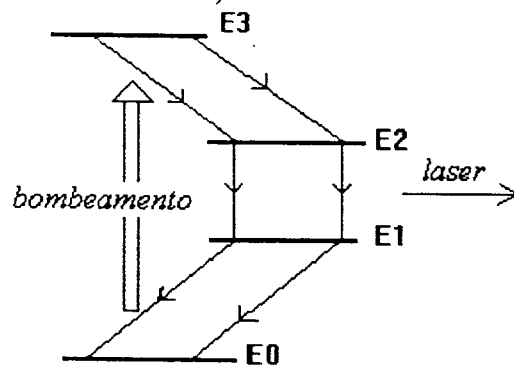


Figura 3.1: sistema laser de quatro níveis

Sendo n_1 e n_2 as populações dos níveis 1 e 2 respectivamente, R_1 a taxa de bombeamento para o nível 1 e R_2 a taxa de bombeamento para o nível 2, e sendo $W_{2 \rightarrow 1}$ e $W_{1 \rightarrow 2}$ as taxas de transições induzidas entre ambos os níveis, podemos escrever a equação de taxa para os dois níveis neste sistema na forma de duas equações diferenciais acopladas:

$$\frac{dn_2}{dt} = R_2(t) - \frac{n_2}{\tau_s} - W_{2 \rightarrow 1}(\nu)(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1) \quad (3.1)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = R_1(t) - \frac{n_1}{\tau_i} + W_{1 \rightarrow 2}(\nu)(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1) + \frac{n_2}{\tau_{21}} \quad (3.2)$$

onde τ_i e τ_s são os tempos de vida dos níveis 1 e 2 respectivamente, e $1/\tau_{21}$ é a soma da taxa de emissão espontânea com outros processos (como colisões, processos não-radiativos). A taxa $W_{2 \rightarrow 1}$ da eq. (1) pode ser escrita na forma $\sigma_{21} I / h\nu$, onde I é a intensidade e ν é a frequência da radiação intracavidade. O fator σ_{21} é a seção de choque de emissão estimulada, e g_1 e g_2 são as degenerescências os níveis 1 e 2 respectivamente.

Considere-se um ressonador com um espelho de saída de refletividade R e os demais espelhos altamente refletivos, e um meio laser ativo de comprimento d . Seja g o coeficiente de ganho por unidade de comprimento, e α o coeficiente de absorção por unidade de comprimento que representa todas as perdas intracavidade. Desta forma, a condição de limiar de oscilação será $R \exp[2d(g - \alpha)] = 1$. A partir das equações de taxa (3.1) e (3.2), para o caso estacionário ($\partial/\partial t = 0$), e da expressão $g = \sigma_{21}(n_2 - n_1)$, obtém-se a equação para o coeficiente de ganho:

$$g = \frac{g_o}{1 + I/I_s} \quad (3.3),$$

onde $I_s = h\nu/\sigma_{21}\tau_s$ é a intensidade de saturação. g_o é o coeficiente de ganho de pequeno sinal, que, pela equação acima, representa o ganho do meio ativo na ausência de fótons na cavidade.

Das expressões de limiar de oscilação laser e da saturação de ganho, e sabendo-se que a potência de saída pode ser escrita em função da transmitância T do espelho de saída e da seção transversal A do feixe como $P_{out} = IAT \approx -IA \ln R$, tem-se a expressão para a potência do laser:

$$P_{out} = \frac{AI_s}{2} \left(\frac{\Gamma_o}{L - \ln R} - 1 \right) \quad (3.4),$$

onde $L \equiv 2\alpha d$ e $\Gamma_o \equiv 2g_o d$ é o ganho de pequeno sinal por duplo passo. A equação acima possui grande utilidade experimental, por permitir, através da medida da potência do laser em função da refletividade do espelho de saída, a obtenção de importantes parâmetros que caracterizam o laser e o meio ativo, como o ganho, as perdas intracavidade e a intensidade de saturação.

3.1.1 - Lasers de estado sólido bombeados longitudinalmente :

Além de apresentar as qualidades inerentes aos sistemas laser bombeados por outros lasers (emissão espectral do bombeamento adequada ao espectro de absorção do meio laser ativo, dispensando sistemas de refrigeração ou tornando-os simples e compactos, se comparados aos lasers bombeados por lâmpadas), os lasers bombeados longitudinalmente ("end-pumped") possuem a vantagem de aliar um conjunto compacto a um desempenho de alta eficiência, alto ganho, e baixo limiar de operação. Estes atributos são devidos à alta qualidade dos feixes, resultado de uma boa sobreposição volumétrica entre o feixe de bombeamento e o modo do laser [43,44,45], condição essencial para o bom funcionamento de tal sistema. Neste trabalho serão utilizados lasers deste tipo, não só pelas qualidades relacionadas acima, mas também porque a sobreposição espacial entre os feixes de bombeamento e de emissão permite o estabelecimento de um regime de alto ganho com feixes de diâmetro bastante reduzido na região do meio laser ativo, requisito fundamental para a obtenção do travamento de modos por KLM, como será visto nas próximas seções.

Neste cenário, os lasers bombeados longitudinalmente por lasers de diodo semicondutor têm sido objeto de intenso interesse e estudo. A rápida evolução da tecnologia dos lasers de diodo tem permitido uma considerável melhora da qualidade espacial dos feixes, um significativo aumento nas potências de saída e o surgimento de lasers emitindo em comprimentos de onda cada vez menores e com vidas úteis cada vez mais longas. Paralelamente ao desenvolvimento de diodos de grande área de emissão e que emitem feixes de melhor qualidade espacial, inúmeras técnicas têm sido desenvolvidas com a finalidade de tornar a distribuição espacial da seção transversal do feixe mais adequada para o bombeamento, como as técnicas de "beam shaping"[46], a construção de dispositivos MOPA ("master-oscillator power-amplifier") [1,47], e de sistemas "injection-seeded". Além disso, o tamanho reduzido e a excelente razão entre a potência de emissão luminosa e a potência elétrica para a alimentação destes lasers, comparando-se com os lasers de gás, fazem dos lasers de diodo a mais importante e promissora alternativa para o bombeamento de lasers de estado sólido.

3.1.2 - Elementos de óptica não-linear

Antes da invenção do laser, o tratamento clássico usual da propagação luz em um meio e sua interação com ele assumia que a relação entre o campo eletromagnético da radiação e o sistema atômico que constitui este meio era linear. Mas, assim como um sistema massa-mola, que submetido a forças suficientemente intensas passa a se comportar de maneira não-linear, um determinado meio atômico pode responder da mesma forma na presença de um campo eletromagnético intenso. Embora determinados processos multi-

fotônicos já houvessem sido teoricamente previstos desde a década de trinta, foi somente com o surgimento do laser e a geração de feixes de alta intensidade que a resposta não-linear da matéria passou a ser observada e estudada em inúmeros sistemas como gases monoatômicos, vapores moleculares, líquidos e sólidos. Lasers operando em regime de chaveamento-Q ("Q-switching") com potência moderada chegam facilmente a atingir intensidades da ordem de GW/cm^2 , o que corresponde a campos elétricos da ordem de 10^8 V/m .

Diante de intensidades desta magnitude, o comportamento das cargas do material passa a ser anarmônico, e a polarização do meio passa a ser escrita na forma de uma expansão em série de potências do campo elétrico [48]:

$$\vec{P} = \varepsilon_0 (\chi^{(1)} \cdot \vec{E} + \chi^{(2)} : \vec{E}\vec{E} + \chi^{(3)} : \vec{E}\vec{E}\vec{E} + \dots) \quad (3.5),$$

onde ε_0 é a permissividade elétrica, $\chi^{(1)}$ é a susceptibilidade elétrica associada à resposta linear do meio, e $\chi^{(2)}$ e $\chi^{(3)}$ são os tensores que definem a não-linearidade da resposta do meio ao campo. Desta maneira, na equação de Maxwell que descreve a onda eletromagnética em um meio não-linear,

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} \times \vec{E} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = -\frac{4\pi}{c^2} \vec{P} \quad (3.6),$$

a polarização \vec{P} passa a ser dada pela equação (3.5). Os efeitos de óptica não-linear dão origem a uma série de aplicações, tanto na construção de dispositivos opto-eletrônicos, como na pesquisa fundamental: construção de moduladores de fase e de amplitude por efeito Pockels, geração de segundo harmônico, conversão ascendente e registro holográfico em meios fotorrefrativos (efeitos não-lineares de segunda ordem, associados a $\chi^{(2)}$) [48]; moduladores de amplitude por efeito Kerr, geração de terceiro harmônico, efeito Raman estimulado, sistemas de "pulse shaping" em regimes de travamento de modos [48] e propagação solitônica de pulsos ultracurtos em fibras ópticas (efeitos de terceira ordem, associados a $\chi^{(3)}$) [49]; geração de harmônicos de alta ordem, devido à geração de pulsos ultracurtos com potências pico da ordem de TW, com o advento de sistemas T-cubo [2]. A seguir serão rapidamente analisados, a partir da equação (3.5), alguns efeitos não-lineares de extrema importância em regimes de travamento de modos e em processos de medição de pulsos ultracurtos.

Efeito Pockels: Dependendo da simetria cristalina do material, ou dependendo do efeito de interesse, apenas determinados termos da eq. (3.5) podem ser considerados. O efeito Pockels, por exemplo, são observados apenas em cristais sem simetria de inversão.

Nestes materiais, o efeito não-linear de segunda ordem produz na direção i do cristal uma modulação do índice de refração que é proporcional ao campo elétrico E_j no meio, e pode ser obtido a partir da equação [50]:

$$\Delta\left(\frac{1}{n^2}\right)_i = \sum_{j=1}^3 r_{ij} E_j \quad (3.7),$$

onde r_{ij} é o tensor eletro-óptico e o subscrito $j=1,2,3$ refere-se às direções do material. As células Pockels são largamente utilizadas como dispositivos moduladores de amplitude em regimes de chaveamento-Q [1,51].

Efeito Kerr: Os termos de susceptibilidade elétrica de ordem par nos cristais com simetria de inversão são nulos, e o termo mais relevante é $\chi^{(3)}$ entre as susceptibilidades não-lineares. Quando o efeito não-linear de terceira ordem é o preponderante, a eq. (3.5) pode ser dada por:

$$\bar{P} = \varepsilon_o(\chi^{(1)}\bar{E} + \chi^{(3)}\langle\bar{E}\cdot\bar{E}\rangle\bar{E}) \quad (3.8),$$

onde $\langle\bar{E}\cdot\bar{E}\rangle$ é a média temporal do quadrado do campo elétrico. A constante dielétrica total ε_T pode ser neste caso descrita por

$$\varepsilon_T = \varepsilon_1 + \varepsilon_3\langle\bar{E}\cdot\bar{E}\rangle \quad (3.9),$$

onde $\varepsilon_3 = \varepsilon_o\chi^{(3)}$ e $\varepsilon_1 = \varepsilon_o\chi^{(1)}$ e o termo contendo $\chi^{(3)}$ é responsável pelo efeito não linear de segunda ordem, o efeito Kerr. Através da equação (3.9) pode-se determinar o índice de refração dependente da intensidade luminosa I , (considerando-se tipicamente $\varepsilon_3\langle\bar{E}\cdot\bar{E}\rangle \ll \varepsilon_1$):

$$n = \sqrt{\varepsilon_T} \cong n_o + n_2\langle\bar{E}\cdot\bar{E}\rangle = n_o + n_2I \quad (3.10)$$

O efeito Kerr tem enorme importância em regimes de travamento de modos. Ele é responsável pelos fenômenos de auto-modulação de fase e auto-focalização.

3.2 - Regime de travamento de modos ("mode locking") :

Algumas das mais importantes aplicações de lasers, seja na ciência ou em aplicações tecnológicas, envolvem operação em regime "mode locking". Neste caso, a curta duração dos pulsos faz com que a potência de pico atinja valores consideravelmente

altos, mesmo que a potência para o regime CW tenha valores relativamente baixos, uma vez que toda a potência de saída está concentrada em pulsos extremamente curtos. Além disso, pulsos ultracurtos constituem-se numa ferramenta que permite enorme resolução temporal, permitindo o estudo de fenômenos ultra-rápidos. A obtenção do regime de travamento de modos diminui enormemente a relação sinal-ruído da emissão. Uma emissão laser em regime CW é normalmente constituída de uma série de modos cuja origem, de modo geral, é atribuída aos fenômenos de "hole burning" espectral (para o caso de lasers de alargamento inhomogêneo) ou "hole burning" espacial (que pode ocorrer em lasers cujo meio de ganho é bem menor do que a cavidade), que serão analisados com maiores detalhes mais adiante. Cada modo oscila na cavidade com sua própria amplitude e fase. Estas duas grandezas podem variar de maneira relativamente lenta - comparada com o tempo de "round trip" da cavidade (tempo que um fóton gasta para percorrer o dobro do comprimento óptico da cavidade) - além de totalmente randômica e com pouca correlação com o comportamento das fases e amplitudes dos demais modos. O resultado disto é uma emissão ruidosa e extremamente limitada em sua coerência.

No regime de travamento de modos, todos os modos da cavidade são forçados a oscilar com a mesma fase. Como consequência, a emissão não será mais contínua, mas na forma de um trem de pulsos cujo período é o tempo de "round trip" e cuja potência de pico será aproximadamente a potência no regime CW multiplicada pela razão entre o tempo de "round trip" e o tempo de duração do pulso.

Ao longo dos anos foram estudadas inúmeras alternativas para a obtenção do regime de travamento de modos, que podem ser divididas basicamente em dois grupos: o de travamento de modos por modulação ativa e por modulação passiva de parâmetros. Antes da análise mais detalhada destas formas de "mode locking", aspectos gerais serão abordados.

Considerando-se N modos oscilando na cavidade, a intensidade de cada modo dependerá da função de distribuição espectral do ganho. Por exemplo, para o caso de uma distribuição espectral gaussiana, o campo elétrico no n -ésimo modo será dado por:

$$E_n = E_o \exp \left[-2 \ln 2 \left(\frac{n\omega_o}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \quad (3.11)$$

onde $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$ e $\Delta\nu$ é a largura espectral da emissão. O campo elétrico total devido à contribuição de todos os N modos da cavidade, considerando-se tipicamente $N \rightarrow \infty$, pode ser obtido por integrando-se todos os modos na cavidade, resultando em [52]:

$$E(t) = E_o \left(\frac{\pi}{2 \ln 2} \right)^{1/2} \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_o} \right) \exp \left[i \omega_o t - \left(\frac{\Delta \omega t}{2 (\ln 2)^{1/2}} \right)^2 \right] \quad (3.12),$$

de modo que a potência será

$$P(t) = P_o \left(\frac{\pi}{2 \ln 2} \right) \left(\frac{\Delta \omega}{\omega_o} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{\Delta \omega t}{2 (\ln 2)^{1/2}} \right)^2 \right] \quad (3.13)$$

Tomando-se o fator exponencial da equação igual a 1/2 e dobrando-se o intervalo de tempo, chega-se ao produto tempo-largura de banda ("time-bandwidth product") que fornece a largura temporal τ do pulso FWHM ("full-width of half maximum"):

$$(\tau \Delta \nu)_{\text{gauss}} = \frac{2 \ln 2}{\pi} = 0,44 \quad (3.14)$$

Outra forma bastante importante de pulso encontrada em regimes de travamento de modos é a forma secante hiperbólica, $I(t) = I_o \operatorname{sech}^2(t / \tau)$ e um tratamento análogo ao acima leva ao produto

$$(\tau \Delta \nu)_{\text{sech}} = 0,314 \quad (3.15)$$

O valores de τ dados pelas equações (3.14) e (3.15), são limitados pela Transformada de Fourier, e representam a mínima duração possível para pulsos originados de emissões de suas respectivas distribuições espectrais. Na análise acima foram considerados pulsos isentos de qualquer varredura em frequência, fenômeno que será analisado na próxima seção. A conclusão imediata a que se chega observando-se as equações acima é de que, quanto mais larga espectralmente for a emissão, mais curtos serão os pulsos gerados.

3.2.1 - Efeitos de dispersão, auto modulação de fase e "hole burning" espacial no regime de travamento de modos

Serão mostrados a seguir efeitos presentes em qualquer regime laser (CW ou "mode-locked") e que podem ter grande influência no regime de travamento de modos, quanto à sua estabilidade e ao comportamento temporal e espectral dos pulsos gerados. O completo conhecimento da relevância destes efeitos no regime permite um melhor

controle sobre as condições para a iniciação do regime, bem como para a obtenção de pulsos sem varredura em frequência, ou limitados pela Transformada de Fourier.

3.2.1.1 - Dispersão

Fenômenos ultra-rápidos envolvem a propagação de pulsos com um largo espectro de frequências. O campo elétrico que descreve estes pulsos pode ser dado por:

$$E(z, t) = 1/2 \sum_{\omega_n} \{ E_n(t) \exp[-i(\omega t + kz)] + c.c. \} \quad (3.16)$$

cuja Transformada de Fourier será

$$\begin{aligned} E(z, \omega) &= \int E(z, t) e^{-i\omega t} dt \\ &= \frac{1}{2} \sum_{\omega_n} [E_n(\omega) e^{i\phi(\omega)} + c.c.] \end{aligned} \quad (3.17)$$

onde os fatores $E(z, t)$ são envelopes complexos dependentes do tempo. Sendo o meio dispersivo, cada componente de frequência $E(z, \omega)$ propagar-se-á com uma velocidade, e assim a fase, que é dada por $\phi(\omega) = \omega n(\omega) z / c$, poderá ser expandida em torno da frequência central do pulso:

$$\begin{aligned} \phi(\omega) &= \phi(\omega_0) + \left. \frac{d\phi}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\phi}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \\ &\quad \frac{1}{6} \left. \frac{d^3\phi}{d\omega^3} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^3 + \dots \end{aligned} \quad (3.18)$$

Efeito de dispersão de primeira ordem: da equação acima, a derivada $d\phi/d\omega = z dk/d\omega = z/v_g$ (onde v_g é a velocidade de grupo) constitui-se no atraso de grupo, de maneira que o termo que contém a primeira derivada não produz qualquer alteração na forma do pulso.

Efeito de dispersão de segunda ordem: O termo $d^2\phi/d\omega^2$ pode ser explicitamente escrito na forma

$$\begin{aligned} \frac{d^2\phi}{d\omega^2} &= \frac{z}{c} \frac{d}{d\omega} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \\ &= \frac{z}{c} \left(2 \frac{dn}{d\omega} + \omega \frac{d^2n}{d\omega^2} \right) = - \frac{1}{v_g^2(\omega)} \frac{dv_g}{d\omega} z = \frac{\lambda}{2\pi c^2} \left(\lambda^2 \frac{d^2n}{d\lambda^2} \right) z \Rightarrow \quad (3.19) \\ \frac{d^2\phi}{d\omega^2} &= \frac{\lambda^2}{2\pi c^2} Dz \end{aligned}$$

O termo de segunda derivada da fase é a dispersão de velocidade de grupo, ou GVD ("group velocity dispersion") e D é a dispersão do atraso de grupo ou GDD ("group delay dispersion"). Se o envelope do campo elétrico varia lentamente, tanto temporalmente quanto em fase, de modo que a sua largura espectral é pequena, ou se o tensor dielétrico é fracamente dispersivo, a dispersão de segunda ordem tem pequena importância na forma do pulso, como ocorre em lasers de banda estreita, como os lasers de Nd:YAG e Nd:YLF. A GVD pode contudo afetar dramaticamente a largura temporal de pulsos ultracurtos gerados por lasers de banda larga, os lasers de femtosegundos, como os de Ti:safira, de Cr:colquiritas e Nd:vidro. Para estes lasers, o efeito de GVD pode alargar de maneira acentuada os pulsos gerados em regimes de travamento de modos, de forma que a sua largura temporal não seja mais limitada pela Transformada de Fourier (equações 3.14 e 3.15). Em alguns casos, a GVD pode inclusive comprometer completamente a estabilidade do regime, conforme será visto mais adiante.

Como exemplo, pode-se avaliar o efeito da GVD considerando-se o pulso gaussiano limitado por Transformada de Fourier dado pela eq. (3.12), escrito de maneira ligeiramente diferente, segundo a ref. [53]:

$$E(t) = E_o \exp[-(2 \ln 2) t^2 / \tau^2] \exp[i\omega_o t] \quad (3.20)$$

Considere-se agora a propagação deste pulso ao longo de um meio dispersivo. Fazendo-se a Transformada de Fourier, com a introdução do termo de fase expandida em torno de ω_o dada pela equação (3.18), e depois aplicando-se novamente a transformada, tem-se o campo elétrico sob a influência da GVD:

$$E(t) = \frac{E_o}{\left(1 + \frac{\phi''^2}{4\xi^2}\right)^{1/4}} \exp\left[-\frac{t^2}{4\xi^2 \left(1 + \frac{\phi''^2}{4\xi^2}\right)}\right] \exp\{i[\omega_o t + \phi_{out}(t)]\} \quad (3.21),$$

onde $\phi_{out}(t) = -\frac{-\phi''t^2}{2\phi''^2 + 8\xi^2} - \frac{1}{2} \arctg\left(-\frac{\phi''}{2\xi}\right)$, $\xi = \tau^2 / (8 \ln 2)$ e $\phi'' = d^2\phi/d\omega^2$ é a GVD.

A comparação das equações (3.20) e (3.21) acima mostra os efeitos causados pela dispersão de segunda ordem: a) a relação entre a largura do pulso antes e depois de passar pelo meio dispersivo mostra que a GVD alarga o pulso temporalmente, como já havia sido discutido anteriormente :

$$\frac{\tau_{out}}{\tau} = \left(1 + \frac{\phi''^2}{4\xi^2}\right)^{1/2} \quad (3.22);$$

b) o termo $\phi_{out}(t)$ mostra que a dispersão de segunda ordem provoca uma varredura em frequência ("chirp") no pulso. Devido a este "chirp" causado pela dispersão, há uma redistribuição ao longo do tempo da fases dos modos que compõem o pulso inicial, sem que haja contudo uma alteração no conteúdo espectral. Esta redistribuição faz que o pulso não seja mais limitado por Transformada de Fourier. Se a GVD é positiva (dispersão normal), a frequência aumenta com o tempo, indicando que as frequências mais altas (frequências "azuis") surgem posteriormente, ou seja, na cauda do pulso. Conforme a eq. (3.19), as frequências mais altas possuem menor velocidade de grupo, o que mostra que as frequências "azuis" propagam-se mais lentamente que as frequências "vermelhas". Para a dispersão anômala, a situação se inverte, e as frequências "azuis" aparecem na parte frontal do pulso. A situação está representada na figura (3.2) para dispersão normal.

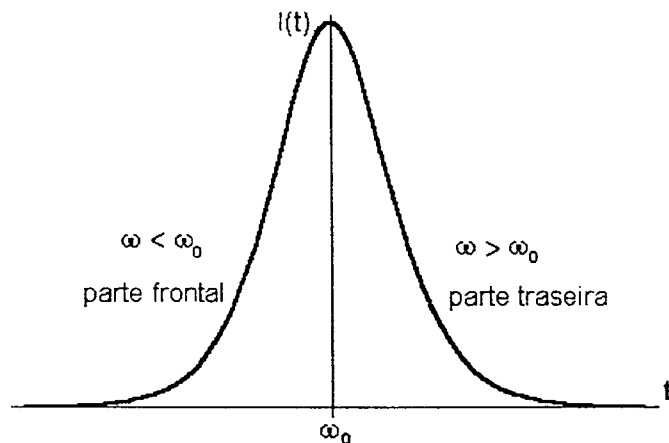


Figura 3.2: propagação de um pulso em um meio com dispersão normal. As frequências menores estão na região frontal do pulso e as maiores, na região traseira.

Efeito de dispersão de terceira ordem: o termo da equação (3.18) contendo a derivada de terceira ordem da fase, ou TOD ("third order dispersion"), está relacionado a uma varredura parabólica do atraso de grupo, uma vez que ele contém o fator $(\omega - \omega_0)^2$.

Para frequências maiores e frequências menores que ω_0 , a deformação no pulso será a mesma, o que configura uma assimetria no seu comportamento temporal. Para $d^3\phi/d\omega^3 > 0$, a TOD dá origem a uma oscilação na cauda do pulso, e se $d^3\phi/d\omega^3 < 0$, a oscilação ocorre na parte dianteira do mesmo.

O efeito de dispersão de terceira ordem passa a ter relevância em lasers de femtosegundos, na geração de pulsos da ordem de 40 fs ou menos. Usualmente os dispositivos de compensação de dispersão destes sistemas são projetados para compensar simultaneamente os efeitos de dispersão de segunda e terceira ordens. A tabela (3.1) abaixo mostra os valores de dispersão de segunda e terceira ordens do Cr:LiSAF e do quartzo [54] (para $\lambda=840\text{nm}$), materiais utilizados na parte experimental deste trabalho.

Material	GVD (fs^2 / cm)	TOD (fs^3 / cm)
Cr:LiSAF	227	225
Quartzo	328	290

Tabela 3.1 : Valores de dispersão de segunda (GVD) e terceira (TOD) ordens do Cr:LiSAF e do quartzo para $\lambda=840\text{nm}$ [54].

3.2.1.2 - Auto-modulação de fase

A auto-modulação de fase ou "self phase modulation" (SPM) é decorrente da propagação do feixe em um meio Kerr, cujo índice de refração não-linear que obedece à relação (3.10). O índice de refração irá variar conforme o comportamento espacial e temporal do pulso. Supondo que o campo elétrico varie temporalmente segundo a função $E(t) = E_0 \text{sech}(t/\tau)e^{i\phi}$, onde τ é a duração do pulso, a fase associada à parte não-linear do índice será:

$$\phi(t) = \frac{\omega n_2}{c} |E(t)|^2 d \quad (3.23),$$

onde d é o comprimento do meio Kerr.

Como $|E(t)|^2$ varia ao longo do pulso, as várias partes do mesmo experimentam diferentes defasagens, acarretando uma varredura em frequência proporcional à distância percorrida. Esta varredura em frequência será dada por:

$$\delta\omega = -\frac{d\phi}{dt} = -\frac{\omega n_2}{c} d|E_0|^2 \frac{d}{dt} \left[\operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (3.24)$$

O comportamento de $\delta\omega$ está representado na figura (3.3) juntamente com o pulso $\operatorname{sech}^2(t/\tau)$, para $n_2 > 0$. As freqüências instantâneas na parte frontal do pulso são diminuídas, tendendo ao vermelho, enquanto que na cauda as freqüências são aumentadas, tendendo para o azul.

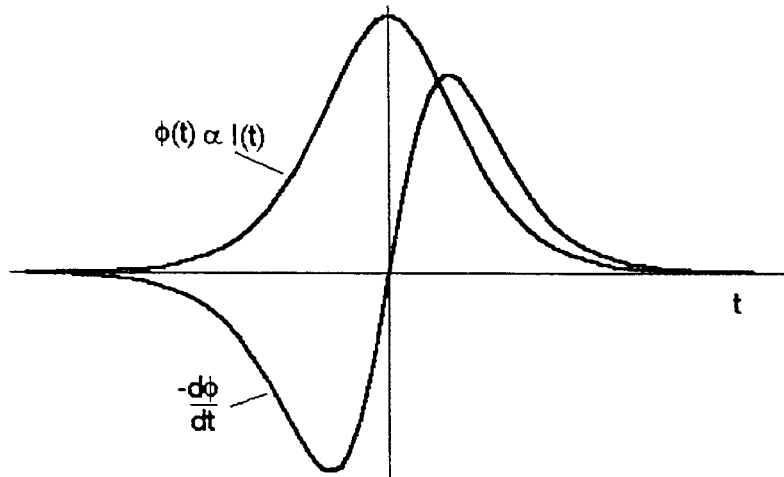


Figura 3.3: varredura em freqüência (curva $-d\phi/dt$) introduzida por um pulso de intensidade $\propto \operatorname{sech}^2(t/\tau)$

Deve-se notar que, enquanto os efeitos de GVD e TOD são lineares e não produzem alteração espectral da radiação, o efeito de SPM tem caráter não-linear e, conforme mostra a eq. (3.24), produz efetivamente um alargamento espectral no pulso, o que contribui para o seu encurtamento, de acordo com as equações (3.14) e (3.15) [55].

3.2.1.3 - "Hole burning" espacial

O efeito de "hole burning" espacial (SHB) ocorre em função do surgimento e conseqüente competição de outros modos da cavidade, além do fundamental, por espaços onde o ganho líquido no meio de ganho não está saturado, o que ocorre nas regiões nodais do campo eletromagnético do modo principal. Este efeito é fortemente influenciado pela posição do meio de ganho na cavidade [56]. Consideremos o caso de uma cavidade de onda estacionária e um meio laser ativo (no caso, um cristal) de alargamento perfeitamente homogêneo posicionado no centro da cavidade. Na ação laser em regime CW surgirá no meio de ganho uma onda estacionária decorrente da oscilação do modo principal na cavidade. Isto possibilita o surgimento de um segundo modo da cavidade para ocupar regiões no cristal com ganho não saturado. Desta maneira, os picos do campo do modo principal irão corresponder a regiões no cristal onde o ganho está saturado, ao passo que nas regiões nodais do modo principal esta saturação não ocorre. Todos os

modos devem ter nós comuns nos espelhos das extremidades devido às condições de contorno, de maneira que, quando o meio de ganho está no centro da cavidade, ambos os modos estarão defasados de π nesta região. Esta condição já é necessária para que apenas estes dois modos ocupem totalmente o ganho disponível no meio laser ativo, de modo a inibir o surgimento de outros. Neste caso, com apenas dois modos oscilando na cavidade, o efeito de SHB é pouco pronunciado, e portanto não se nota qualquer alteração apreciável no espectro de emissão no regime CW.

Por outro lado, quanto mais próximo de um dos espelhos das extremidades estiver posicionado o meio de ganho, um maior número de modos adjacentes serão necessários para saturar o ganho ao longo de todo o comprimento do cristal. Pelo fato de todos os modos possuírem um nó em comum nas extremidades da cavidade, a distância espectral entre modos adjacentes será maior. Este "free spectral range" é dado em função da distância l do cristal até o espelho da extremidade por $\Delta\nu = c/4l$ [56]. Assim, para pequenas distâncias l , mais modos competirão por espaços no cristal onde o ganho não é saturado e haverá uma maior distância espectral entre os modos adjacentes, de modo que o ganho será mais alargado espectralmente, o que configura um efeito de SHB mais acentuado. Conseqüentemente, maior será a largura espectral da emissão. Este é um efeito extremamente desejável para a obtenção de pulsos ultracurtos, uma vez que, quanto maior for a largura espectral da emissão, mais curto temporalmente será o pulso.

3.2.1.4 - Balanço entre GVD e SPM no regime de travamento de modos

As seções anteriores e as figuras (3.2) e (3.3) mostraram que os efeitos de dispersão normal (presente nos meios laser ativos) e auto-modulação de fase, embora tenham origens e naturezas distintas, são capazes de produzir o mesmo efeito, o de alargamento temporal do pulso. Inúmeros trabalhos teóricos estudaram a relação entre os efeitos de SPM, GVD e de auto-modulação de amplitude no estabelecimento do regime de travamento de modos e a sua influência sobre a sua estabilidade [57,58,59,60,61]. A descrição teórica a seguir mostrará um resumo do que foi desenvolvido sobre o tema até então. Inicialmente, as seguintes condições serão consideradas: a) a alteração sofrida pelo pulso (ganhos ou perdas) é pequena, tipicamente menor que 20%, o que permite a expansão de exponenciais até primeira ordem; b) o laser é alargado homogeneamente; c) a dispersão no sistema pode ser expandida até pelo menos a segunda ordem em frequência; d) os coeficientes de ganho e de perda da cavidade são funções da energia, da intensidade e da frequência do pulso.

O campo elétrico intracavidade de frequência central ω_0 será

$$E(t) = a(t)e^{i\phi(t)}e^{i\omega_0 t} \quad (3.25),$$

$$(1/\tau_n)(1 + iD_n)(2 + 3i\beta - \beta^2) = \gamma - i\delta \quad (3.29)$$

Na equação acima, as seguintes normalizações foram feitas: $\tau_n = (W\Delta\omega^2 / 2\Gamma)\tau$, $D_n = (\Delta\omega^2 / g)D$, onde $W = 2A^2\tau$ é a energia do pulso. Neste caso, assume-se também em primeira ordem que o ganho iguala-se às perdas, $\Gamma = L$, desprezando-se assim o fato de que a largura de banda é finita. Igualando-se as partes reais e imaginárias da eq. (3.29), obtém-se:

$$\frac{3\beta}{2 - \beta^2} = \frac{\delta + \gamma D_n}{\delta D_n - \gamma} \equiv \frac{1}{\chi} \quad (3.30),$$

que fornece a solução para o parâmetro de “chirp”:

$$\beta = -\frac{3\chi}{2} \pm \left[\left(\frac{3\chi}{2} \right)^2 + 2 \right]^{1/2} \quad (3.31)$$

Da eq. (3.29) determina-se também a largura temporal normalizada do pulso:

$$\tau_n = \frac{2 - 3\beta D_n - \beta^2}{\gamma} - \frac{-2D_n - 3\beta + D_n\beta^2}{i\delta} \quad (3.32)$$

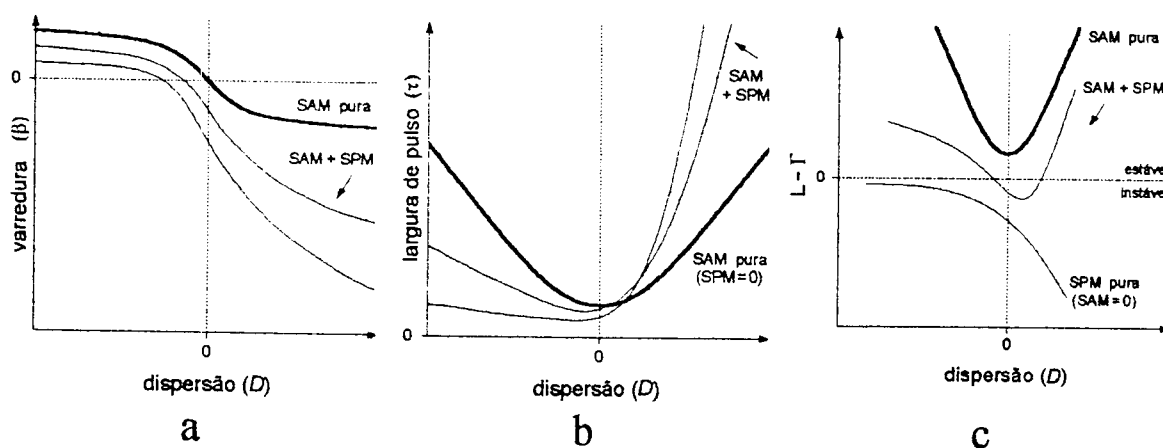
As equações (3.30) e (3.31) são determinantes para a definição da estabilidade do regime e da largura do pulso, uma vez que o parâmetro de “chirp” β das equações acima depende de parâmetros fundamentais de lasers em regimes de travamento de modos, como o coeficiente de auto-modulação de fase, da dispersão de segunda ordem e das perdas intracavidade.

Observando-se a eq.(3.30), chega-se imediatamente à condição necessária para o balanço entre dispersão e auto-modulação de fase em um regime de travamento de modos. Para que não haja varredura em frequência, $\beta = 0$, e tem-se então $D_n = -\delta/\gamma$. Desta forma, a GVD necessária para compensar o “chirp” produzido pela auto-modulação de fase deverá ser negativa e dada por:

$$D = -\frac{\Gamma}{(\Delta\omega)^2} \frac{\delta}{\gamma} \quad (3.33)$$

A figura (3.4a) mostra o comportamento do parâmetro de varredura β dado pela eq. (3.31) em função da dispersão normalizada D_n para diferentes níveis de auto-

modulação de fase, e com auto-modulação de amplitude constante, conforme a ref. [57]. Observa-se que, para valores positivos da GVD, a varredura em frequência do pulso torna-se bastante elevada, e isto se acentua à medida que a auto-modulação de fase aumenta. A figura (3.4a) mostra que altos valores de auto-modulação de fase (que provocam efeito semelhante ao de uma dispersão positiva) devem ser compensados com valores negativos de GVD, o que gera um mecanismo de geração de pulsos do tipo sóliton. O comportamento da largura temporal normalizada do pulso está representado na figura (3.4b), e mostra que, para valores altos de auto-modulação de fase, os pulsos mais curtos são obtidos mediante compensação da SPM por introdução de GVD negativa intracavidade. Nota-se também que a introdução de uma dispersão negativa extra não afeta a duração do pulso de maneira significativa, e conseqüentemente não altera muito o parâmetro de "chirp", de acordo com a figura (3.4a). Além disso, a introdução de auto-modulação de fase permite um encurtamento considerável dos pulsos gerados. A figura (3.4c) mostra a dependência do parâmetro de estabilidade $L - \Gamma$ com a dispersão, para os casos em que há apenas SAM, apenas SPM, e na presença de ambas. Uma característica importante observada neste gráfico é que, na ausência de modulação de amplitude (SAM=0), o regime é sempre instável, não importando qual seja o balanço entre SPM e GVD. Em contrapartida, quando a modulação de amplitude é intensa, o regime terá estabilidade garantida, para quaisquer valores de GVD e SPM. Em regimes com pequenos valores de γ , como ocorre tipicamente em regimes de travamento de modos por lente Kerr, a introdução de GVD negativa é fundamental para a manutenção do regime.



Figuras (3.4) a: largura do pulso normalizada, b) parâmetro de "chirp" e c) parâmetro de estabilidade, em função da dispersão normalizada

3.2.1.5 - Métodos de compensação de varredura em frequência

As considerações feitas nas seções anteriores deste capítulo mostram que, na geração de pulsos de femtosegundos, a compensação do "chirp" do pulso através da introdução de dispersão negativa é crucial. Caso contrário, o pulso se alarga temporalmente, os componentes de diferentes frequências do pulso acumulam diferentes fases, não se somam construtivamente e desta forma acabam por se atenuar. A seguir serão identificadas as fontes de varredura em frequência mais importantes em um ressonador:

1) Auto-modulação de fase: apesar de a grande maioria dos meios de ganho de lasers de femtosegundos possuírem pequenos índices de refração não-linear, sistemas de bombeamento longitudinal têm a cintura do modo laser localizada no meio de ganho, o que leva às maiores intensidades possíveis nesta região e acentua o efeito de SPM. A grande maioria dos meios ativos possui $n_2 > 0$, de modo que a SPM nestes materiais tem um efeito semelhante ao de uma GVD positiva;

2) Dispersão de segunda (GVD) e terceira (TOD) ordem do meio laser ativo: a grande maioria dos meios laser ativos possui GVD e TOD positivas;

3) Espelhos dielétricos: espelhos constituídos de camadas de dielétricos superpostas são elementos dispersivos e que apresentam via de regra GVD e TOD positivas. Uma alternativa para evitar este problema seria o uso de espelhos metálicos, que contudo possuem muito mais perdas do que os dielétricos, tornando assim inviável o seu uso em laser de femtosegundos como o Ti:Safira e os Cr:colquiritas, que tipicamente têm baixo ganho.

As fontes de "chirp" 2) e 3) enumeradas acima levam a efeitos de dispersão positiva intracavidade, que aliadas à auto-modulação de fase, podem afetar seriamente o regime de travamento de modos, provocando o alargamento temporal do pulso e podendo inclusive comprometer a estabilidade do regime. Conforme visto na seção anterior, a introdução de dispersão negativa é a única forma de se anular a varredura em frequência e consequentemente de se encurtar o pulso. As alternativas para a introdução de dispersão negativa são o arranjo de redes de difração, o arranjo de prismas e o interferômetro de Gires-Tournois (GTI). Todos estes dispositivos têm o mesmo princípio de funcionamento: as frequências mais "rápidas" propagam-se ao longo de um caminho maior, de modo a compensar o "chirp".

O uso de redes de difração introduz perdas relativamente elevadas para sistemas de baixo ganho e não permite fácil ajuste em torno do valor de dispersão nula. A inserção de um par de prismas pode prover dispersão negativa de segunda e terceira ordem com pequena introdução de perdas intracavidade e fácil ajuste do valor de dispersão. O arranjo de prismas mais comumente utilizado e o caminho do feixe neste dispositivo está

esquemático na figura (3.5). Os ângulos dos ápices dos prismas permite a incidência dos feixes em ângulo de Brewster. O material que compõe os prismas tem dispersão normal (positiva), mas a geometria do arranjo pode ser ajustada de modo que as frequências mais altas percorram o conjunto em menos tempo que as mais baixas.

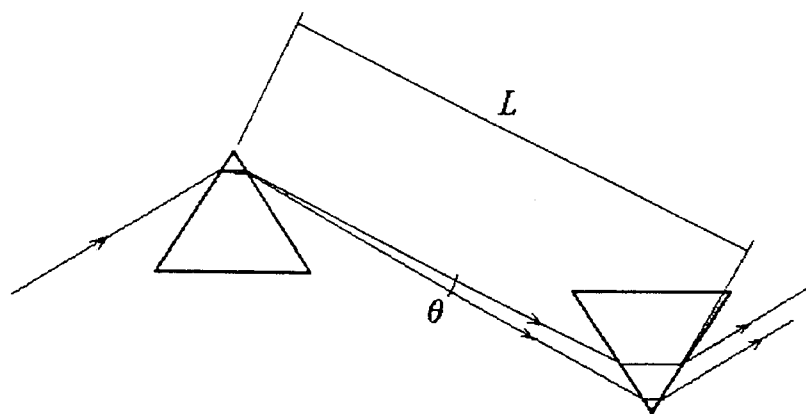


Figura 3.5: arranjo de prismas para compensação de dispersão

Se P é o caminho óptico responsável pela dispersão, então a GVD pode ser dada por:

$$\frac{d^2 \phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi^2} \frac{d^2 P}{d\lambda^2} \quad (3.34),$$

Segundo Fork *et al* [64], a derivada segunda de P em relação ao comprimento de onda que determina a GVD introduzida pelo par de prismas será:

$$\frac{d^2 P}{d\lambda^2} = 16\omega \left[\frac{d^2 n}{d\lambda^2} + 2n \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] - 8L \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \quad (3.35),$$

onde n é o índice de refração dos prismas. Na equação acima, L é a distância entre os ápices dos prismas e ω é o raio do feixe. O primeiro termo do segundo membro da eq. (3.35) contribui com dispersão positiva, e a GVD negativa pode ser obtida aumentando-se suficientemente a separação L entre os prismas. O arranjo de par de prismas também permite a compensação de dispersão de terceira ordem. A TOD pode ser escrita em função do caminho óptico P através da relação:

$$\frac{d^3 \phi}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} \left(3 \frac{d^2 P}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 P}{d\lambda^3} \right) \quad (3.36)$$

A terceira derivada de P por sua vez é dada por [54]:

$$\begin{aligned} \frac{d^3 P}{d\lambda^3} = & L \cos \theta \left[\left(\frac{24}{n^3} - 48n \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 - 24 \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \right] + \\ & L \sin \theta \left[\left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^3 \left(\frac{12}{n^6} + \frac{12}{n^4} - \frac{24}{n^2} + 48n^2 \right) + 4 \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right] \end{aligned} \quad (3.37)$$

O ângulo θ está representado na figura (3.5), de onde podem-se considerar as aproximações $L \cos \theta \approx L$ e $L \sin \theta \approx 4\omega$. Desprezando-se os termos contendo $(dn/d\lambda)^3$, a equação (3.37) será dada por [64]:

$$\frac{d^3 P}{d\lambda^3} = 16\omega \frac{d^3 n}{d\lambda^3} - 24L \frac{dn}{d\lambda} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (3.38)$$

Substituindo-se as equações (3.35) e (3.38) na equação (3.36), obtém-se a dispersão de terceira ordem introduzida pelo par de prismas. Das equações (3.34) e (3.36) obtém-se respectivamente a GVD e a TOD positivas introduzidas pelo material dos prismas:

$$\frac{d^2 \phi}{d\omega^2} = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} t \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (3.39),$$

$$\frac{d^3 \phi}{d\omega^3} = -\frac{\lambda^4}{4\pi^2 c^3} t \left(3 \frac{d^2 n}{d\lambda^2} + \lambda \frac{d^3 n}{d\lambda^3} \right),$$

onde t é o caminho óptico dos feixes pelo material dos prismas. Variando-se a distância L entre os ápices dos prismas, e ajustando-se corretamente o caminho óptico t intraprismas, podem-se anular simultaneamente as dispersões de segunda e terceira ordem no ressonador.

Uma alternativa ao uso do par de prismas é o Interferômetro de Gires-Tournois ou GTI ("Gires-Tournois Interferometer") [65]. Este interferômetro consiste de um etalon de baixa finesse operando na condição de anti-ressonância, com baixa refletividade em uma superfície (tipicamente 4%) e idealmente 100% de refletividade na outra. A dispersão introduzida pelo GTI depende da distância entre as superfícies e da refletividade da

primeira superfície. Os interferômetros de Gires-Tournois convencionais apresentam via-de-regra um "free spectral range" que limita a capacidade de lasers de banda larga de gerarem pulsos ultracurtos. Uma alternativa para a solução desta limitação é a construção de interferômetros de Gires-Tournois monolíticos, que apresentam alta estabilidade (não estando sujeitos a variações térmicas) e baixas perdas intracavidade. O GTI monolítico é produto da superposição de camadas de espessura $\lambda/4$ de materiais de "altos" e "baixos" índices de refração (que constituem a parte altamente refletora), de uma camada de baixo índice de refração, responsável pelo espaçamento entre as superfícies, e finalmente de uma camada de espessura $\lambda/4$ responsável pela superfície de baixa refletividade. Uma característica extremamente favorável do GTI monolítico é a possibilidade de se variar a dispersão introduzida simplesmente girando-se o interferômetro e alterando-se o ângulo de incidência.

Sendo ω_0 a frequência central do campo, R a refletividade da primeira superfície, d a distância entre as superfícies, n o seu índice de refração do meio entre as superfícies e θ o ângulo de incidência, a dispersão de velocidade de grupo (GVD) introduzida por um GTI convencional é dada por [66]

$$\frac{d^2 \phi}{d\omega^2} = \frac{[(1-R)2\sqrt{R} \text{sen}(\omega_0 t_0)]}{[1+R-2\sqrt{R} \cos(\omega_0 t_0)]^2} t_0^2 \quad (3.40)$$

onde t_0 é o tempo de "round trip" no étalon dado por

$$t_0 = \frac{2nd}{c} \sqrt{1 - \frac{\text{sen}^2 \theta}{n^2}} \quad (3.41)$$

3.2.2 - Travamento de modos por modulação ativa de parâmetros:

O regime de travamento de modos ativo pode ser realizado modulando-se a amplitude ou a fase da onda intracavidade, ou ainda através de bombeamento síncrono. Esta possibilidade torna-se interessante para o caso em que as técnicas passivas não são aplicáveis ou quando há a necessidade de sincronia com um sinal eletrônico.

- *Travamento de modos por bombeamento síncrono:* a alternativa de "mode locking" por bombeamento síncrono baseia-se na modulação do ganho do meio ativo ao invés da fase ou amplitude. Sua configuração básica consiste em dois lasers acoplados, o de bombeamento, que já opera em regime mode locking, e o ressonador escravo, cujo meio de ganho será bombeado. Os pulsos gerados em regime mode locking pelo

ressonador escravo estarão então em sincronismo com os do laser de bombeamento. Para que este sincronismo seja possível, é preciso que a taxa de repetição do laser de bombeamento seja igual à do ressonador escravo, e para isso, ambas cavidades devem ter o mesmo comprimento.

- *Travamento de modos por modulador acusto-óptico*: a descrição a seguir baseia-se no trabalho de Siegman e Kuizenga [67] para o regime de travamento de modos ativo através de moduladores. A modulação de amplitude é efetuada mais comumente por um modulador acusto-óptico e a modulação de fase, por um modulador eletro-óptico.

Para abordar inicialmente o caso da modulação de amplitude, suponhamos um campo elétrico no interior da cavidade de comprimento L e de espelhos 1 e 2 com coeficientes de reflexão R_1 e R_2 respectivamente (figura 3.6), dado por uma função temporal gaussiana ao atingir o meio de ganho:

$$E_1(t) = E_0 \exp\left[-2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau}\right)^2\right] e^{i\omega_0 t} = E_0 e^{-at^2} e^{i\omega_0 t} \quad (3.42)$$

sendo $\omega = 2\pi c/\lambda$, e $a = 2 \ln 2 / \tau$, onde λ é o comprimento da onda no vácuo e τ é a largura temporal do envelope.

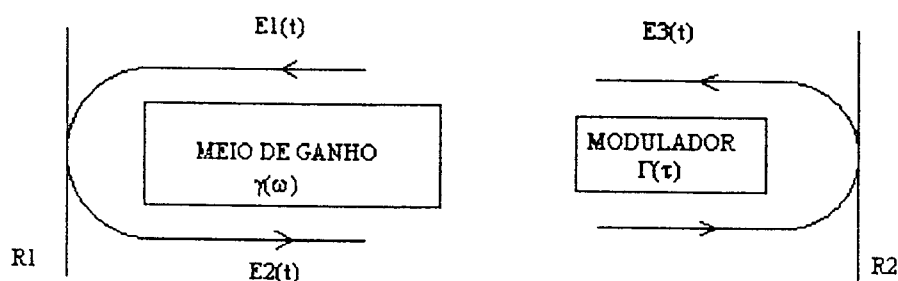


figura 3.6 : geometria do ressonador com o meio de ganho e o modulador acusto-óptico

A Transformada de Fourier do campo elétrico acima será dada por:

$$E_1(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} E_1(t) e^{-i\omega t} dt = E_0 \left[\frac{\pi}{a} \right]^2 \exp[-(\omega - \omega_0)^2 / 4a] \quad (3.43)$$

Após passar pelo meio de ganho, de comprimento d , a onda resultante será a convolução da onda incidente com este meio. Para isto, é necessário escrever a função de transferência do meio de ganho levando-se em conta não só a amplificação sofrida pelo campo, mas também a modificação na sua fase. Assim, a distribuição espectral do ganho do meio ativo pode ser dada por:

$$g(\omega) = \frac{g(\omega_0)}{1 + i\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega/2}\right)} \quad (3.44),$$

onde $\Delta\omega$ é a largura da banda de emissão e ω_0 a sua frequência central. Pode-se expandir a eq.(3.44) em uma série de Taylor, de modo que a função de transferência do meio de ganho pode ser escrita como

$$T_g(\omega) = \exp\left\{-ikd + \frac{g(\omega_0)d}{2}\left[1 - \left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega/2}\right)^2 - i\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega/2}\right)\right]\right\} \quad (3.45)$$

O espectro da onda após dupla passagem pelo meio ativo e depois de atingir o espelho 1 será o produto de $E_1(\omega)$, $T_g(\omega)$ e R_1 :

$$E_2(\omega) = R_1 E_0 \left(\frac{\pi}{a}\right)^{1/2} e^{g(\omega_0)d} \left\{ \exp\left[-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4a} - g(\omega_0)d\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega/2}\right)^2\right] \right\} \times \quad (3.46)$$

$$\left\{ \exp\left[-2ikL - ig(\omega_0)d\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Delta\omega/2}\right)\right] \right\}$$

Obtém-se agora o campo à saída do meio de ganho no domínio do tempo fazendo-se a transformada inversa sobre $E_2(\omega)$:

$$E_2(t) = \frac{R_1 E_0}{2\sqrt{qa}} \exp\left[g(\omega_0)d - t^2/4q + i\omega t\right] \quad (3.47),$$

$$\text{onde } q = \frac{1}{4a} + \frac{g(\omega_0)d}{(\Delta\omega/2)^2}.$$

A onda de amplitude $E_2(t)$ propaga-se pela cavidade atingindo então o modulador acusto-óptico cujo coeficiente de transmissão $I(t)$ é dado por

$$\Gamma(t) = \exp\left[-\delta^2 \text{sen}^2\left(\frac{\omega_m t}{2}\right)\right] \quad (3.48)$$

onde ω_m é a frequência de modulação, da ordem do espaçamento entre dois modos adjacentes na cavidade, e δ é a profundidade de modulação. A amplitude do campo após a dupla passagem pelo modulador e a reflexão pelo espelho 2 é obtida simplesmente multiplicando-se $E_2(t)$ da eq. (3.47) pelo quadrado do coeficiente de transmissão $I(t)$ e por R_2 :

$$E_3(t) = R_1 R_2 \frac{E_0 e^{g(\omega_0)t}}{2\sqrt{qa}} e^{i\omega t} \exp\left\{-\left[\frac{1}{4q} + 2\delta^2\left(\frac{\omega_m}{2}\right)^2\right]t^2\right\} \quad (3.49)$$

Após passar pelo modulador, a onda resultante, por auto-consistência, deverá ser igual à onda E_1 , uma vez que o regime é estacionário, de modo que a largura temporal do pulso e outros parâmetros possam ser determinados:

$$E_1(t + 2L/c) = E_3(t) \Rightarrow$$

$$E_0(t)e^{i\omega t} = R_1 R_2 e^{g(\omega_0)t_s} \frac{E_0}{2\sqrt{qa}} e^{i\omega_0 t} \quad (3.50), \text{ e}$$

$$2 \ln 2 \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 = \left[\frac{1}{4q} + 2\delta^2 \left(\frac{\omega_m}{2} \right)^2 \right] t^2 \quad (3.51)$$

de modo que a expressão para a largura do pulso pode ser dada por

$$\tau = \frac{\sqrt{2 \ln 2}}{\pi} \left[\frac{2g(\omega_0)d}{\delta^2} \right]^{1/4} \frac{1}{(f_m \Delta\nu)^{1/2}} \quad (3.52),$$

A conclusão imediata a que se chega observando-se a eq.(3.52), e que é comum a todas as modalidades de “mode locking”, ativas ou passivas, é que o pulso será tão temporalmente mais curto quanto mais larga a banda $\Delta\nu$ (FWHM) da emissão laser, conforme já havia sido observado na seção anterior. Laser sintonizáveis, por possuírem banda de emissão larga, são portanto um importante instrumento para a geração de pulsos ultracurtos através da prática de travamento de modos. A eq.(3.52) também mostra que os parâmetros de funcionamento do modulador, como a profundidade de modulação δ e a frequência de modulação f_m ($=\omega_m/2\pi$) são também determinantes na largura temporal do pulso.

Kärtner et al [68] desenvolveram um modelo de travamento de modos ativo na presença de GVD e SPM através da teoria de perturbação de sólitons. Neste trabalho, foram obtidas as condições de balanço entre GVD, SPM e profundidade de modulação ativa para as quais o pulso gerado pelo modulador acusto-óptico se convertesse em um pulso do tipo sólton. Mostrou-se que, nestas condições, a largura temporal do pulso dada pela equação (3.52) da teoria de Siegman e Kuizenga pode ser reduzida significativamente. Sendo Φ_0 a fase introduzida no sólton por duplo passo devida à SPM, e $D_g = \Gamma/\Delta\omega^2$ a dispersão do ganho, a máxima redução do pulso é dada por [68]:

$$R_{\max} = \frac{1,66}{1,76} \sqrt[12]{\frac{(9\Phi_0/2)^2}{D_g \delta_s}} \quad (3.53),$$

onde $\delta_s = 2\delta\pi^2 f_m^2$. A mínima duração do pulso é dada pela equação

$$\tau_{min} = 6 \sqrt{\frac{2D_g^2}{9\Phi_o \delta_s}} \quad (3.54)$$

A tabela (3.2) a seguir mostra, para determinados parâmetros otimizados, a taxa de redução para alguns meios laser ativos.

Meio laser ativo	$\Delta\omega / 2\pi$ (THz)	δ	f_m (MHz)	R_{max}
Nd:YAG	0,06	0,2	250	3
Nd:vidro	4	0,2	250	6
Cr:LiSAF	32	0,2	250	8,6
Ti:Safira	43	0,01	100	13,5

Tabela (3.2): em todos os casos da tabela acima, considerou-se o ganho $\Gamma=0,1$ e para a fase do sóliton $\Phi_o = 0,1$ por duplo passo [68].

3.2.3 - Travamento de modos por modulação passiva de parâmetros :

O simples fato de esta modalidade de travamento de modos ser passiva já mostra uma das vantagens desta alternativa : em princípio, basta a introdução de um meio que module passivamente as perdas intracavidade, como um absorvedor saturável ou um meio não-linear, para obter-se o regime "mode locking". Dispensa-se portanto todo equipamento necessário para a prática de travamento de modos ativo, como moduladores, geradores de funções e amplificadores. A cavidade laser torna-se assim mais simples, podendo tornar-se mais compacta. Mas a característica mais importante das técnicas passivas de travamento de modos é que, desde sua implementação nos anos sessenta [4], foi possível a obtenção dos pulsos mais curtos. Independentemente da técnica utilizada, o travamento de modos passivo baseia-se no fato de que o pulso é responsável pela própria modulação de amplitude e/ou fase ao atravessar um absorvedor saturável ou um elemento Kerr, e isto pode se efetuar mais rapidamente do que qualquer modulação ativa.

Todo elemento intracavidade num sistema de travamento de modos passivo pode ser considerado como um absorvedor saturável, seja ele real ou artificial. Os absorvedores saturáveis reais mais antigos e conhecidos são os de corantes, como a criptocianina, a fitalocianina e o DDI, mas cristais como o $\text{LiF}_2:\text{F}^{2-}$ também têm larga aplicação, e mais recentemente, absorvedores saturáveis reais baseados em elementos semicondutores, como os refletores de Bragg saturáveis ou absorvedores saturáveis de Fabry-Perot (FPSA)

têm proporcionado excelentes resultados no que se refere à reprodutibilidade e à capacidade de gerarem pulsos de femtosegundos em regimes auto-iniciados [69,70,71,72]. De maneira simplificada, pode-se descrever o fenômeno da saturação do absorvedor real através de um sistema de dois níveis povoados normalmente, i.e., sem inversão de população. Nesta condição, o meio é absorvedor, e o que ocorre mediante incidência de luz é a seqüência de transições do nível inferior para o superior, até que ocorra a saturação. Estabelecido isto, o material passa a não mais absorver a luz incidente, até que, por relaxação, o nível inferior seja novamente populado.

Os absorvedores artificiais possuem a característica de serem reativos e não ressonantes, o que confere maior rapidez a estes sistemas, cujos tempos de resposta chegam a atingir a ordem de femtosegundos [73]. Devido à sua rapidez, estes elementos apresentam, contudo, intensidades de saturação muito altas, comparando-se com os absorvedores reais, o que exige que os ressonadores tenham geometrias de modo a acentuar estes efeitos. Os absorvedores saturáveis artificiais em geral têm a característica de converter a variação de índice de refração induzida pela intensidade do pulso em modulação de amplitude [74]. Seja em absorvedores reais ou em artificiais, os efeitos de absorção saturável produzem uma auto-modulação na amplitude ou SAM ("self amplitude modulation") do campo intracavidade.

Os absorvedores saturáveis em geral podem ser divididos também quanto ao seu tempo de resposta, em absorvedores rápidos e lentos, e é fortemente da resposta temporal do elemento que depende o estabelecimento e a evolução do regime de travamento de modos. A seguir serão mostrados e comparados os princípios de atuação dos absorvedores rápidos e lentos.

3.2.3.1 - absorvedores saturáveis rápidos :

O absorvedor saturável rápido responde às variações de intensidade luminosa de maneira praticamente instantânea, possuindo em princípio um tempo de relaxação menor do que a duração do pulso. Desta forma, o absorvedor saturável rápido não depende de qualquer outro mecanismo intracavidade para a geração do pulso, que não seja a saturação do meio e sua posterior relaxação.

A equação de taxa para a diferença de populações n entre os níveis superior e inferior do absorvedor saturável rápido será [62]:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{n-n_0}{\tau_A} - \sigma_A \frac{|E(t)|^2}{h\nu_0 A} n \quad (3.55)$$

onde τ_A é o tempo de relaxação do absorvedor, σ_A é a sua seção de choque de absorção e n_o é a diferença de populações em equilíbrio térmico. $E(t)$ é o envelope do campo elétrico e possui uma taxa de variação lenta, comparando-se com o tempo de duração do pulso. Para absorvedores saturáveis rápidos, a relaxação ocorre muito mais rapidamente do que qualquer taxa de variação de intensidade, de modo que a diferença de população pode ser dada por:

$$n = n_o \left(1 - \frac{|E(t)|^2}{P_A} \right) \quad (3.56)$$

onde P_A é a potência de saturação do absorvedor dada por $P_A = \frac{h\nu_o}{\sigma_A \tau_A} A$. Assume-se que o ganho do laser neste caso permanece aproximadamente constante durante a passagem do pulso, e mantém seu valor igual ao do ganho saturado correspondente à potência média no caso CW.

Serão mostrados a seguir os exemplos mais conhecidos e utilizados de sistemas baseados em absorvedores saturáveis rápidos. Para isto, é necessário considerar-se um importante efeito não linear, a auto-modulação de fase, ou SPM, que influencia de maneira significativa no regime de travamento de modos, seja ele realizado por técnicas passivas ou ativas.

- "*additive-pulse mode locking*" (APM) [61,75,76]: nesta técnica o regime é obtido acoplando-se à cavidade principal uma cavidade auxiliar. Nesta cavidade auxiliar o pulso sofre o efeito de SPM, de modo que, ao atingir a cavidade principal, seu pico esteja defasado em relação às suas laterais. Assim, a SAM surge da interferência coerente entre o pulso da cavidade principal e o vindo da cavidade auxiliar. O encurtamento do pulso ocorre quando a auto-modulação de fase se efetua na cavidade auxiliar de maneira a tornar a interferência mais construtiva no pico do pulso (nas regiões de maior intensidade) do que nas laterais do mesmo.

A auto-modulação de fase na técnica de APM ocorre pelo fato de o pulso se propagar na cavidade auxiliar por uma fibra óptica, havendo desta forma a variação do índice de refração dependente da intensidade do pulso. Este procedimento foi inicialmente utilizado no laser de sólton [77] e posteriormente para melhorar o desempenho de sistemas "mode locking" ativos, sendo afinal utilizado para "mode locking" passivo auto-iniciado de lasers de Ti:Safira [78,79]. Para a garantia de que a auto-modulação de fase na cavidade auxiliar provoque uma interferência mais positiva no pico do pulso, é necessário um ajuste interferométrico no comprimento das duas cavidades, o que representa uma desvantagem da técnica. Por outro lado, a alta intensidade do feixe devido ao pequeno

diâmetro da fibra da cavidade auxiliar permite uma SPM bastante acentuada, mesmo com pequenas potências intracavidade.

- "Polarization APM": assim como na técnica de APM, a técnica de "polarization APM" vale-se da interferência de duas diferentes polarizações no mesmo ressonador. Se as polarizações experimentam diferentes modulações de fase, sua interferência resulta numa rotação de polarização dependente da intensidade. Com a inserção de um polarizador, esta rotação de polarização converte-se em modulação de amplitude.

- "Kerr-lens mode locking" (KLM): esta modalidade de travamento de modos produz o mesmo efeito de um absorvedor saturável rápido através da combinação dos mecanismos de auto-focalização e de auto-encurtamento da cavidade [28,80,81] causados, por sua vez, pelo efeito Kerr. Este efeito é observado quando feixes gaussianos de alta intensidade propagam-se em meios com não-linearidade tipo Kerr, que possuem um elevado índice de refração dependente da intensidade luminosa. Quando o ressonador é ajustado de modo a acentuar este efeito, a SAM decorrente dos efeitos de auto-focalização e auto-encurtamento favorece o surgimento do regime de travamento de modos (e de altas potências intracavidade) em detrimento do regime CW. Devido à resposta quase instantânea (da ordem de fs) típica do efeito Kerr, pode-se obter um efeito de absorvedor saturável ultra-rápido proporcionando a geração de pulsos com durações da ordem de femtosegundos em lasers de estado sólido [82]. Através da técnica de KLM foram obtidos os pulsos mais curtos em lasers de estado sólido [82,83]. Uma grande vantagem do uso da não linearidade Kerr, além de sua rápida resposta, é o seu caráter não-ressonante, permitindo a utilização de um mesmo meio Kerr para qualquer comprimento de onda, além de não introduzir *a priori* perdas intracavidade. A técnica KLM apresenta a vantagem adicional de utilizar em muitos casos o próprio meio laser ativo como elemento não-linear, como é o caso de lasers como Ti:safira [28], Cr:LiSAF [84] e Cr:Forsterita [85].

Pela equação (3.10) pode-se explicar o efeito de auto-focalização sofrido por um feixe de perfil gaussiano ao propagar-se por um meio Kerr: na região central, e portanto mais intensa do feixe, o índice de refração é maior do que na sua região periférica (para $n_2 > 0$), de modo que, na região central, o feixe propaga-se mais lentamente. O meio Kerr atua então como uma lente positiva cujo comprimento focal depende da intensidade luminosa. Para $n_2 < 0$, o meio Kerr age conseqüentemente como uma lente divergente.

O efeito de auto-encurtamento é uma conseqüência da auto-focalização e pode ser mais facilmente explicado considerando-se o seguinte caso de auto-armadilhamento

("self-traping") [48,86]: considere-se um feixe de perfil gaussiano convergente incidindo sobre um meio Kerr de modo que a cintura do feixe coincida com a face de entrada do material (face 1 da figura 3.7): se a lente Kerr é positiva o suficiente, o efeito de auto-focalização pode compensar a divergência do feixe, causando o efeito de auto-armadilhamento, e o feixe propaga-se com frente de onda plana ao longo de todo o meio. Ao emergir do material pela face 2, o feixe passa a ser divergente. O efeito de auto-encurtamento fica então caracterizado pelo fato de que, para efeitos da geometria do feixe, a face 1 corresponde à face 2, como se o feixe não houvesse se propagado pelo meio Kerr. Este exemplo pode ser estendido a situações mais genéricas, e independe do raio de curvatura do feixe na face de entrada, assim como da dioptria da lente Kerr produzida.

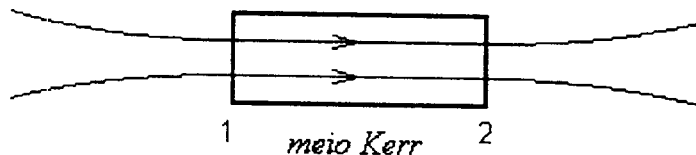


Figura 3.7: fenômeno de auto-encurtamento de um feixe gaussiano ao propagar-se por um meio Kerr

Apesar de fundamentais para o regime de travamento de modos KLM, os efeitos citados acima por si só não são capazes de introduzir a auto-modulação de amplitude necessária para o estabelecimento e manutenção do regime. O efeito de auto-focalização deve vir acompanhado dos efeitos de abertura dura ("hard aperturing"), abertura do ganho ("gain aperturing" ou "soft aperturing") ou guiamento de ganho ("gain guiding"), que serão explicados a seguir. Estas alternativas têm em comum a utilização da diminuição do raio do modo laser intracavidade para que os picos de alta potência ("spiking") prevaleçam sobre o regime CW, iniciando assim o regime KLM, e diferem entre si quanto à maneira pela qual esta diminuição é convertida em SAM.

O efeito de abertura dura é obtido através da introdução de uma abertura intracavidade, preferencialmente onde o raio do feixe sofre a maior variação negativa em virtude da auto-focalização. Desta forma, maiores intensidades correspondem a menores perdas na abertura dura, o que beneficia o regime de travamento de modos em detrimento da oscilação CW [69,87,88,89,90]. A técnica de abertura dura é a mais comumente utilizada em trabalhos experimentais de KLM e possui a vantagem de permitir a existência de um parâmetro controlável, que é a abertura da fenda. A regulação desta abertura possibilita a obtenção de um regime estável sem que o modo laser sofra degradações

consideráveis, além de garantir a oscilação laser no modo TEM₀₀, condição fundamental para a obtenção de KLM.

O resultado da abertura do ganho é basicamente o mesmo do caso acima, dispensando-se porém a inserção de uma abertura ou fenda. O efeito de abertura decorre do perfil transversal não uniforme do ganho em virtude do perfil gaussiano do feixe de bombeamento. O efeito de absorvedor saturável passa a ser confinado no próprio meio de ganho e depende portanto da sobreposição espacial entre o modo laser e o feixe de bombeamento. A auto-focalização produz uma diminuição do raio do modo e um conseqüente aumento da intensidade no meio laser ativo. Este aumento de intensidade, por sua vez, estará relacionado à distribuição espacial transversal do ganho no meio ativo. O ganho é portanto mais fortemente saturado por pulsos ultracurtos do que pelo regime CW. Esta saturação do ganho impede o surgimento de oscilações CW que não atinjam o limiar para ressonar na cavidade. Este efeito de abertura de ganho acaba desempenhando o papel de um absorvedor saturável extremamente rápido [69,75,88,91].

O fenômeno de guiamento de ganho possui sutis diferenças em relação ao efeito de abertura do ganho, porém apresenta conseqüências significativamente diferentes tanto no regime CW quanto no regime KLM em lasers de estado sólido bombeados por outros lasers. O guiamento de ganho é também decorrente da distribuição espacial não uniforme do ganho, mas, diferentemente do efeito de abertura de ganho, ele afeta o raio do modo laser mesmo em regiões externas ao meio ativo, além de permitir a oscilação de modos TEM₀₀ mesmo em ressonadores instáveis [91,92]. Esta alteração do raio, devido ao guiamento de ganho, permite a obtenção do regime em combinação com o efeito de abertura dura [88,91,92].

No próximo capítulo, a análise do regime KLM, técnica utilizada na parte experimental do trabalho, será aprofundada, bem como estudos quantitativos sobre a influência dos efeitos de abertura dura e abertura de ganho sobre o regime serão realizadas.

3.2.3.2 - Absorvedores saturáveis lentos:

O absorvedor saturável lento possui um tempo de relaxação que chega a ser algumas ordens de grandeza superior à largura temporal do pulso. Desta forma, apesar de possuir um tempo de resposta muito inferior ao tempo de "round trip", o absorvedor lento não recupera a sua absorção numa escala de tempo comparável à duração do pulso. Contudo, verificam-se na literatura inúmeros casos de sistemas que utilizam absorvedores

saturáveis lentos capazes de gerar pulsos de duração muitíssimo inferior ao seu tempo de relaxação, conforme demonstrado teoricamente por New [93], Haus[62] e experimentalmente por Fork et al [6], Arthurs *et al* [94] e por Kärtner *et al* [95], quando pulsos de picosegundos e femtosegundos foram obtidos com absorvedores com respostas na ordem de nanosegundos.

Os trabalhos citados acima mostram que o processo de obtenção de pulsos ultracurtos neste caso é baseado no fato de que diferentes partes do pulso podem experimentar diferentes perdas, e a formação de pulsos ocorre através da combinação de dois fenômenos na cavidade: o absorvedor lento absorve preferencialmente a parte frontal do pulso (i.e., a primeira parte do pulso a atingir o absorvedor); a parte central e portanto mais intensa do pulso causa a saturação do ganho, o que provoca perdas sobre a parte traseira do pulso. Tanto as perdas do absorvedor quanto o ganho do meio laser ativo recuperam seus valores originais quando da próxima passagem do pulso, e a cada passagem deste, as partes traseira e dianteira sofrem perdas em detrimento da parte central do pulso, o que causa o seu encurtamento. Este mecanismo que combina a absorção lenta e a dinâmica de ganho cria uma janela temporal que permite a obtenção de pulsos de duração muito inferior ao tempo de relaxação do absorvedor saturável, e foi o princípio de funcionamento de lasers de corante com acoplamento de modos passivo e do laser "colliding pulse mode locking" [6,96].

Sendo l_i e g_i respectivamente a perda do absorvedor saturável e o ganho do meio laser ativo antes da passagem do pulso, pode-se escrever

$$l(t) = l_i \exp\left(-\sigma_A \int_{-\infty}^t |E(t)|^2 dt\right) \quad (3.57)$$

e

$$g(t) = g_i \exp\left(-\sigma_E \int_{-\infty}^t |E(t)|^2 dt\right) \quad (3.58)$$

onde σ_A e σ_E são a seção de choque de absorção do absorvedor saturável lento e a seção de choque de emissão estimulada do meio laser ativo respectivamente.

Para o estabelecimento do regime de travamento de modos, duas condições devem ser obedecidas nas equações acima: $l_i > g_i$, que garante que a parte frontal do pulso sofra mais perdas que as partes subseqüentes, e que exige que o absorvedor saturável recupere a sua configuração inicial mais rapidamente que o ganho; e $\sigma_A > \sigma_E$, que permite que a parte central do pulso experimente ganho líquido.

CAPÍTULO 4

DESENVOLVIMENTOS TEÓRICOS

Neste capítulo será inicialmente realizado um estudo sobre a influência da introdução de um segundo meio Kerr (de alta não-linearidade) intracavidade para a prática de KLM em ressonadores compactos de três elementos. Para isto, será feita uma rápida revisão do formalismo de matriz ABCD não-linear elaborado por Magni, Cerullo e de Silvestri [86,87] para ressonadores de lasers operando em regime KLM. Estes cálculos estabelecem parâmetros de ajuste da cavidade de modo a permitir o estabelecimento e a otimização do regime através da introdução de uma abertura dura na região de um dos espelhos de saída da cavidade. A seguir, ainda utilizando-se o formalismo de matriz ABCD não-linear, a análise da introdução de um segundo meio Kerr será estendida para ressonadores mais complexos, de quatro espelhos, como os utilizados na parte experimental do trabalho. Por fim, a matriz ABCD não-linear será utilizada para considerações qualitativas e quantitativas sobre KLM por abertura de ganho, e as condições de ajuste do ressonador para KLM por abertura dura e por abertura de ganho serão comparadas.

4.1 - Cálculo de cavidade para kerr-lens mode locking com dois elementos não lineares :

Dos inúmeros trabalhos publicados relatando a prática de KLM, pode-se fazer a seguinte distinção quanto ao uso de elementos não-lineares intracavidade: meios laser ativos operando na faixa de picossegundos, como o Nd:YLF, o Nd:YAG e o Nd:YVO₄, e que portanto necessitam da inserção de um meio altamente não-linear [97,98,99,100] e meios laser de banda larga, como o Ti:Safira e os lasers da família das colquiritas dopadas com Cr, que operam na faixa de femtossegundos e que atuam também como meio não linear, apesar de possuírem índice de refração não-linear relativamente baixo.

Nesta parte trabalho elaborou-se a proposta de unir as duas possibilidades acima em um único sistema, ou seja, a inserção de um meio de alta não linearidade (no caso, um vidro SF 57) em uma cavidade cujo meio laser ativo é um meio de banda larga, o Cr:LiSAF. O resultado esperado é a melhoria das condições de operação do regime KLM, com maiores possibilidades de auto-iniciação do regime e condições de alinhamento

menos severas e menos sujeitas a instabilidades externas, como convecções e perturbações mecânicas.

Para isto, foi utilizado o formalismo ABCD introduzido por Magni et al para regimes KLM para estudar a cavidade mostrada na figura (4.1), na qual o espelho de fundo é a própria face do meio de ganho com "coating" apropriado do modo a constituir um espelho de alta refletividade. O ressonador tem comprimento L e a distância entre o espelho de dobra e os meios não-lineares é x , chamado doravante de parâmetro de ajuste. Selecionando-se corretamente o valor de x pode-se determinar as condições ótimas para o regime KLM. O espelho de dobra de superfície com raio de curvatura R equivale a uma lente de comprimento focal f tal que $R=2f$. Embora não seja esta a cavidade utilizada na parte experimental deste trabalho, o formalismo da matriz ABCD não-linear aplicado à cavidade da figura (4.1) permite a comparação deste sistema com sistemas semelhantes que utilizam apenas o meio de ganho como elemento não linear, e que foram estudados teoricamente nas referências [101,102] e seu estudo fornece subsídios e informações qualitativas para a condução dos experimentos. A prática de KLM em ressonadores curtos como o da fig. (4.1) é de grande interesse, devido não só às suas dimensões reduzidas, como à facilidade de alinhamento e ajuste durante a operação e à sua alta taxa de repetição [103,104]. Considere-se a cavidade ajustada de maneira que o feixe (modo TEM00) propaga-se sem astigmatismo.

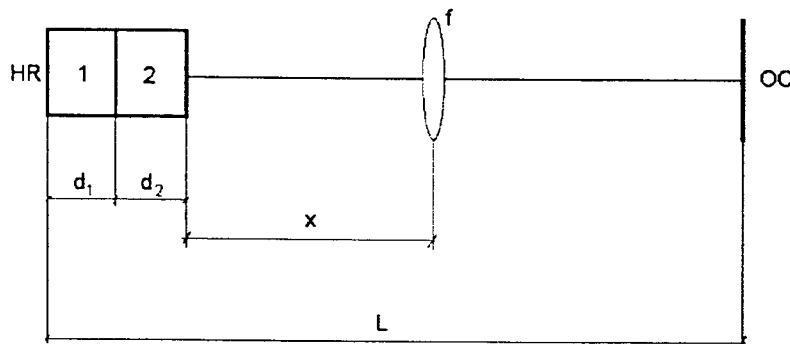


Figura 4.1: esquema do ressonador com compensação astigmática de três elementos. O meio 1 é o meio laser ativo, o meio 2 é o meio altamente não-linear auxiliar, OC é o espelho de saída, HR é o espelho de fundo de alta refletividade e f é a lente positiva.

4.1.1 - Diferença de caminho óptico introduzida pela não-linearidade

Para se dimensionar adequadamente o meio não linear auxiliar, pode ser utilizada como parâmetro a variação de caminho óptico introduzido por sua não-linearidade sobre

um feixe gaussiano. O índice de refração do meio pode ser dado por $n_i = n_{Li} + n_{Ni}/E^2$, onde n_{Li} e n_{Ni} são o índice de refração do linear e não-linear de meio respectivamente. O caminho óptico normalizado em relação à potência intracavidade e que é introduzido pela não linearidade ao longo da direção z' será então

$$\Gamma = \int_{z_0}^z \frac{n_N}{A(z')} dz' \quad (4.1)$$

onde $A(z')$ é a área da seção transversal do feixe, z_0 é a posição da face de entrada do cristal e z é a posição à saída do meio. Neste panorama, serão analisados dois casos:

a - *Apenas um meio Kerr*: a situação está representada na figura (4.2a), onde um feixe gaussiano incide sobre o meio, de modo que a posição de sua cintura coincida com a face de incidência, de modo que $z_0=0$. A área $A(z)$ pode ser escrita de acordo com a conhecida equação de propagação de um feixe gaussiano num meio não-linear [86], onde ω_0 é o raio do feixe na cintura do mesmo e n_{L1} o seu índice de refração linear:

$$A(z) = \pi\omega_0^2 \left(1 + \left(\frac{z'}{b} \right)^2 \left(1 - \frac{P}{P_{C1}} \right) \right) \quad (4.2)$$

onde ω_0 é a cintura do feixe, $b = \pi\omega_0^2 n_{L1} / \lambda$ é o parâmetro confocal do feixe, P é a potência luminosa no material e P_{C1} a potência crítica de auto-focalização, dada por $P_{C1} = \lambda^2 / 2\pi n_{L1} n_{N1}$. A integração da eq. (4.1) ao substituir-se $A(z)$ no integrando fornece o caminho óptico normalizado introduzido pela não-linearidade do meio Kerr de comprimento z :

$$\Gamma_1(z) \approx \frac{n_{L1} n_{N1}}{\lambda} \arctan \left(\frac{z}{b} \right) \quad (4.3)$$

b - *Inserção de um meio não-linear adicional*: considere-se agora a não-linearidade introduzida por um meio Kerr 2 de potência crítica de auto-focalização P_{C2} posicionado em relação ao meio 1 conforme mostra a figura (4.2b).

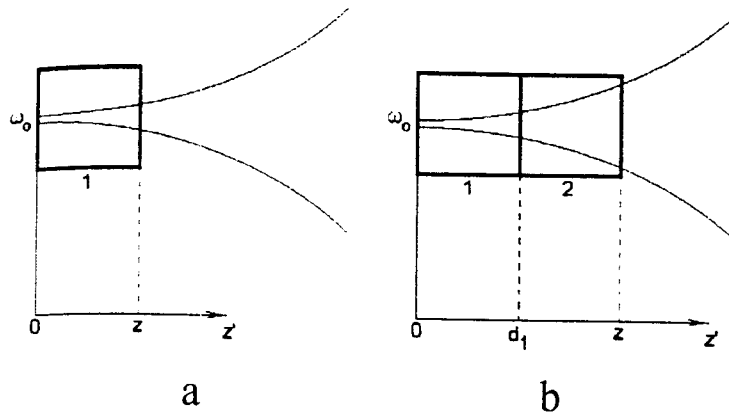


Figura (4.2).

a) feixe gaussiano propagando-se ao longo do meio 1; b) ao longo do meio não-linear 2.

Para a análise isolada do meio 2, considera-se a linearidade do meio 1 pequena o suficiente de modo que este meio seja considerado linear e de comprimento fixo $z_0 = d_1$. Neste caso, a propagação do feixe gaussiano pode ser mais facilmente analisada por meio do formalismo matricial ABCD. A matriz que representa os meios 1 e 2, considerando-se a propagação do feixe conforme a figura (4.2b), será o produto das matrizes

$$\begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \sqrt{1-\gamma} \begin{bmatrix} 1 & (z'-d_1)/n_{L2} \\ \frac{m_{L2}}{(z'-d_1)(1-\gamma)} & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} 1 & d_1/n_{L1} \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4.4)$$

onde

$$\gamma = \frac{P}{P_{C2}} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi\omega_c^2 n_{L2}}{\lambda(z'-d_1)} - \frac{\lambda(z'-d_1)}{2\pi\omega_0^2 n_{L2}} \right) \right] \quad (4.5),$$

sendo ω_c o raio do feixe no centro do meio não-linear para $P=0$. Vale ressaltar que a primeira matriz do segundo membro da eq. (4.4) acima foi introduzida na ref. [86] e refere-se à propagação de um feixe gaussiano ao longo de um meio Kerr, sendo desta forma uma matriz essencialmente não linear. Pode-se notar pela eq. (4.5) que, se a potência intracavidade é nula, ou se a potência crítica de auto-focalização tende a infinito (característica típica de meios de baixa não-linearidade Kerr), a matriz ABCD da eq. (4.4) resume-se a uma simples matriz de propagação ao longo de um meio linear de comprimento z/n_1 . A área da seção transversal do feixe à saída do meio não linear será, pela eq.(4.4),

$$\pi\omega^2(z') = \pi\omega_0^2 \frac{n_{L1}}{n_{L2}} \left(A_1^2 + \frac{B_1^2}{b^2} \right) \quad (4.6)$$

Substituindo-se a área acima na eq.(4.1), obtém-se por integração o caminho óptico normalizado introduzido pelo meio não linear 2 após passar pelo meio 1:

$$\Gamma_2(z) \approx \frac{n_{L2}n_{N2}}{\lambda} \left[\arctan\left(\frac{z}{b}\right) - \arctan\left(\frac{d_1}{b}\right) \right] \quad (4.7)$$

Vale lembrar que a equação acima para $\Gamma_2(z)$ é válida somente para $z \geq d_1$.

No nosso caso de interesse, o meio 1 é o cristal de Cr:LiSAF e o meio 2 é o vidro SF57. A figura (4.3) compara o caminho introduzido pela não-linearidade do Cr:LiSAF (curva inferior, eq.(4.3)), e o caminho óptico introduzido pelo SF57 (curva superior, eq.(4.7)), ambos em função do comprimento z do material, considerando-se $\alpha_o=15\mu\text{m}$, $d_1=0,35\text{cm}$, $d_2=0,3\text{cm}$, $n_{N2}=2,6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$, $n_{N1}=1,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$, $n_{L2}=1,8$ e $n_{L1}=1,4$.

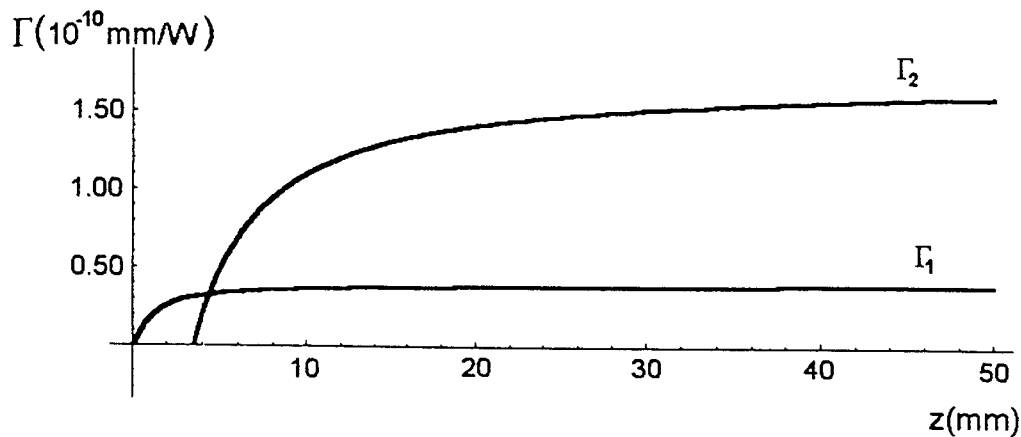


Figura (4.3): Caminho óptico introduzido pela não-linearidade do cristal de Cr:LiSAF (curva inferior, Γ_1). A curva superior, Γ_2 , é o caminho óptico introduzido pela não-linearidade do vidro SF 57, posicionado a $d_1=0,35\text{cm}$, de espessura $(z-3.5 \text{ mm})$, conforme mostrado na figura (4.2).

Ambas as curvas foram obtidas para $P \ll P_c$, o que é uma abordagem conservadora, pois com o aumento da potência, os meios não-lineares farão com que o feixe não seja tão divergente, de modo que o caminho óptico introduzido seja ainda maior, beneficiando a introdução de um segundo meio não-linear, como na figura (4.2). Pode-se facilmente notar, por este gráfico, que apesar de a intensidade do feixe gaussiano ser menor no vidro SF57 que no Cr:LiSAF, o caminho óptico introduzido pela não-linearidade do primeiro é mesmo assim significativamente maior que o caminho óptico introduzido pelo segundo. Conforme esperado, em ambos os casos observa-se uma espécie de saturação, mostrando que à medida que o feixe propaga e diverge no meio, a não linearidade por ele provocada passa a ser desprezível. Desta forma, as equações para

$\Gamma(z_1)$ e $I_2(z_2)$ podem servir de parâmetro para o dimensionamento ótimo de um meio não-linear intracavidade.

4.1.2 -Formalismo KLM com dois meios não-lineares:

Um parâmetro fundamental para o cálculo de ressonadores KLM é a sensibilidade Kerr, que foi introduzida por Magni et al [87] e descreve a variação relativa do raio do feixe gaussiano em função da potência intracavidade normalizada $p \equiv P / P_C$:

$$\delta = \left(\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dp} \right)_{p=0} \quad (4.8)$$

O procedimento para a determinação da sensibilidade Kerr consiste em se calcular, nas regiões de interesse, o raio do feixe dependente da potência intracavidade $\omega(P)$ através do formalismo da matriz ABCD. Isto pode ser efetuado basicamente da mesma maneira com que se estudam cavidades lineares pelo método matricial, exceto pelo fato de o meio não linear ser representado por uma matriz cujos elementos dependem da potência intracavidade. Os meios não lineares 1 e 2 de comprimentos d_1 e d_2 podem ser representados pelas respectivas matrizes não lineares M_1 e M_2 , mostradas nas equações (4.4) e (4.7)

Como é bem conhecido da teoria de KLM, a máxima variação do raio do feixe ocorre próximo ao espelho de saída da cavidade. Portanto, é de interesse conhecer o comportamento do feixe nesta região. Sendo A, B, C e D os elementos da matriz referente à transferência do espelho de saída ao espelho de fundo de alta refletividade da cavidade da fig. (4.2), pode-se escrever a expressão que fornece a cintura do feixe junto ao espelho de saída:

$$\omega^4 = - \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{AB}{CD} \quad (4.9)$$

Conforme já foi exposto, os elementos não-lineares 1 e 2 (cristal de Cr:LiSAF e vidro SF57 respectivamente) de comprimentos d_1 e d_2 da figura (4.2) serão representados respectivamente pelas matrizes M_1 e M_2 :

$$M_{1,2} = \sqrt{1 - \gamma_{1,2}} \begin{bmatrix} 1 & d_{e1,2} \\ \gamma_{1,2} & 1 \\ d_{e1,2}(1 - \gamma_{1,2}) & 1 \end{bmatrix} \quad (4.10),$$

onde $d_{e1,2} = d_{1,2} / n_{L1,L2}$, e γ_1 e γ_2 , de acordo com sua definição dada pela eq. (4.5), são dados por [105]:

$$\gamma_1 = \frac{P}{P_{C1} \left(1 + \frac{b^2(x)}{d_1^2} \right)} \equiv Pk_1 \quad \text{e} \quad (4.11)$$

$$\gamma_2 = \frac{P}{P_{C2} \left[1 + \frac{1}{4} \left(\frac{2b(x)}{d_1} \frac{n_{L1}}{n_{L2}} \left(1 + \frac{y^2}{b^2(x)} \right) - \frac{d_1}{2b(x)} \right)^2 \right]} \equiv Pk_2$$

Na eq. (4.11), $y \equiv d_{e2}/2 + d_{e1}$ e $b(x) = \pi \omega_o^2(x) n_{L1} / \lambda$, sendo $\omega_o(x)$ a cintura de feixe no meio de ganho dependente do parâmetro de ajuste x , dada por:

$$\omega_o^4(x) = - \left(\frac{\lambda}{\pi} \right)^2 \frac{B_L D_L}{A_L C_L} \quad (4.12)$$

Os índices "L" nos elementos de matriz da equação acima referem-se a uma cavidade apenas com elementos lineares. Pelas equações acima nota-se que a sensibilidade Kerr δ conforme introduzida na eq. (4.8) não é aplicável para o caso em que se consideram dois elementos de diferentes não-linearidades, dado que ambos possuem diferentes potências críticas de auto-focalização. Uma alternativa interessante é introduzir um parâmetro Δ semelhante, que relacione diretamente com a potência intracavidade, da forma [105]:

$$\Delta = \left(\frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{dP} \right)_{P=0} \quad (4.13)$$

Do ponto de vista qualitativo não se alterou muito da eq. (4.13) em relação à (4.8), exceto pelo fato de que, com a equação acima, é possível considerar-se a existência de mais de um elemento não-linear numa cavidade, e que o novo parâmetro não é adimensional como é o definido pela eq. (4.8), mas é dado em unidades de W^{-1} .

Pelas equações (4.9) e (4.13) obtém-se o parâmetro em função dos elementos de matriz para a região próxima do espelho de saída:

$$\Delta = \frac{1}{4} \left(\frac{1}{A} \frac{dA}{dP} + \frac{1}{B} \frac{dB}{dP} - \frac{1}{C} \frac{dC}{dP} - \frac{1}{D} \frac{dD}{dP} \right)_{P=0} \quad (4.14)$$

Calculando-se os elementos de matriz multiplicando-se as matrizes do espelho de saída até a face esquerda do cristal de Cr:LiSAF, e após certa manipulação algébrica, obtém-se:

$$\Delta_{12} = - \left(\frac{k_1}{4d_{e1}} + \frac{k_2}{4d_{e2}} \right) \left(\frac{f^2}{f+l-L} \right) - \frac{k_2 d_{e1}}{4 d_{e2}} \left[\frac{f^2(x-l)}{(f-l)[fL-l(L-l)]} \right] \quad (4.15)$$

Os fatores k_1 e k_2 foram definidos nas eq.(4.11) e $l=x+d_{e1}+d_{e2}$. Para a obtenção do regime KLM deve-se introduzir uma abertura intracavidade em regiões nas quais $\Delta < 0$, conforme já foi salientado no capítulo anterior. Levando-se esta condição em conta, dois casos serão agora analisados:

- Se há apenas um elemento não-linear na cavidade, como é o caso usualmente considerado em lasers de Cr:LiSAF e Ti:Safira, tem-se $k_2=0$ e $\Delta_{12}(k_2=0) = \Delta_1$, de modo que

$$\Delta_1 = - \frac{k_1}{4d_1} \left(\frac{f^2}{f+l-L} \right) \quad (4.16)$$

A sensibilidade Kerr 1 da equação acima é totalmente análoga à obtida na ref. [101], que estuda cavidades compactas para KLM com apenas um elemento não-linear. Usando-se a condição de estabilidade da cavidade $0 < A_L D_L < 1$, chega-se à conclusão que o regime KLM apenas pode ser obtido para pequenos valores de L , ou seja para cavidades compactas nas quais $L \leq 2f - d_{e1} - d_{e2}$.

- Com dois elementos não-lineares 1 e 2, k_2 é não nulo, e passa a ser dado pela eq.(4.15). Se considerarmos a não-linearidade do meio 2 significativamente maior que a do meio 1, o segundo termo do membro direito desta equação passa a ter influência preponderante sobre o comportamento de Δ_{12} , já que $k_2 \gg k_1$. As figuras (4.4a) e (4.4b) comparam o comportamento de Δ_1 e Δ_{12} em função do parâmetro de ajuste x , para os lasers de Cr:LiSAF e Ti:Safira respectivamente, sendo que os valores de Δ_1 estão multiplicados por 5. Os gráficos mostram que o ajuste de uma cavidade de três elementos para a otimização do regime KLM consiste simplesmente em afastar o espelho de dobra, de modo a aumentar o valor de x , para que os valores mais altamente negativos da

sensibilidade Kerr sejam alcançados. Em ambos os gráficos, o meio 1 possui comprimento 0,35cm e o meio 2 tem comprimento 0,3cm e os índices de refração linear e não-linear do vidro SF57 são $1,8$ e $n_{N2}=2,6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$ respectivamente. Considerou-se inicialmente uma cavidade compacta, com $L = 9,5\text{cm}$ e $f=5\text{cm}$.

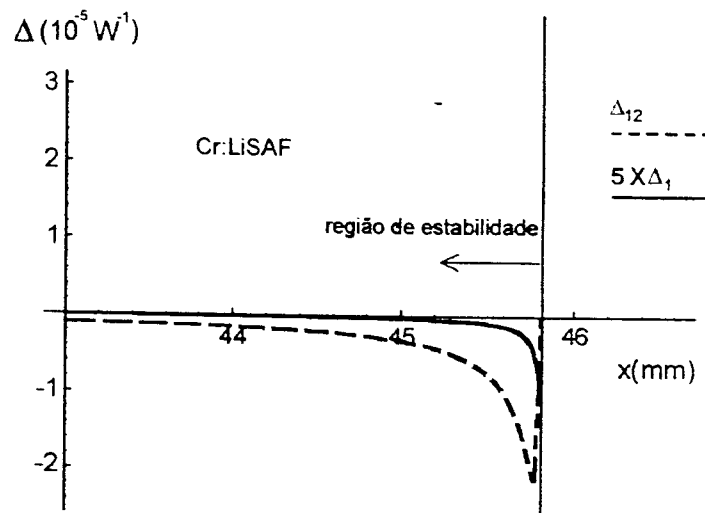


Figura 4.4a

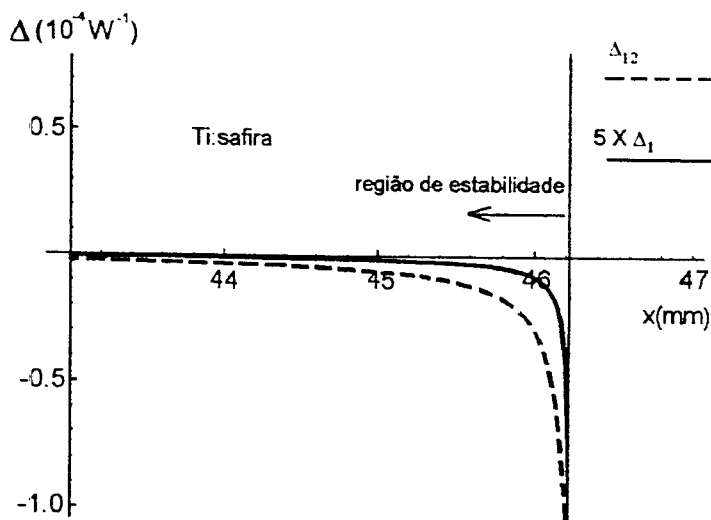


Figura. 4.4b

Figura 4.4 [105] a) - Δ_{12} (curva tracejada, com o vidro SF 57) e Δ_I (multiplicado por 5, curva sólida, sem meio não-linear auxiliar) para um laser de Cr:LiSAF compacto ($L=9,5$ cm, $d_1=0,35\text{cm}$, $d_2=0,3\text{cm}$, $f=5\text{cm}$). Os índices de refração linear e não-linear do Cr:LiSAF são $1,4$ e $1,5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ respectivamente; os índices de refração linear e não-linear do vidro SF 57

são 1.8 e $2.6 \times 10^{-15} \text{ cm}^2/\text{W}$; b) - Δ_{I2} (curva tracejada, com o vidro SF 57) e Δ_I (multiplicado por 5, curva sólida, sem meio não-linear auxiliar) para um laser compacto de $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ ($L=9,5$ cm, $d_1=0,35$ cm e $d_2=0,3$ cm, $f=5$ cm). Os índices de refração linear e não-linear do $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ são 1.76 e $3,2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$ respectivamente.

Nota-se claramente, pelos gráficos da fig.(4.4), a vantagem de se operar com um meio auxiliar altamente não-linear na cavidade. A cavidade torna-se muito mais flexível do ponto de vista de seu alinhamento (seleção de um parâmetro de ajuste x adequado) para a obtenção do regime KLM, estando desta forma também muito mais estável em relação a instabilidades mecânicas, lentes térmicas e correntes de ar. Os valores altamente negativos de Δ_{I2} mostram também maiores possibilidades de um regime KLM auto-iniciado [106].

Outra diferença marcante entre as duas possibilidades é que, com a inserção de um meio altamente não linear, a obtenção do regime KLM também é possível para cavidades maiores, devido à presença dos fatores k_2 na equação (4.15), ausentes na (4.16). Para ressonadores longos, ($L > 4f$), a condição de estabilidade $0 < A_L D_L < 1$ para o regime CW do ressonador linear leva à seguinte condição para o parâmetro de ajuste x :

$$f - d_{e1} - d_{e2} \leq x \leq \frac{L}{2} - d_{e1} - d_{e2} - \left[\left(\frac{L}{2} \right)^2 - Lf \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.17)$$

À medida que o denominador do segundo termo da eq. (4.15) tende a zero, o fator Δ_{I2} tende a valores negativos muito altos, o que é altamente desejável para o regime KLM. Esta condição é satisfeita se, conforme a eq.(4.15),

$$x \rightarrow \frac{L}{2} - d_{e1} - d_{e2} - \left[\left(\frac{L}{2} \right)^2 - Lf \right]^{\frac{1}{2}} \equiv x_>$$

ou se

(4.18)

$$x \rightarrow f - d_{e1} - d_{e2} \equiv x_<$$

.Pode-se notar que $x_>$ e $x_<$ correspondem respectivamente aos valores superior e inferior de x num ressonador longo. As expressões (4.17) e (4.18) mostram claramente que os valores de x que permitem valores altamente negativos de Δ_{I2} encontram-se no intervalo de estabilidade para longas cavidades. A figura (4.5) mostra o comportamento de Δ_{I2} com os mesmos parâmetros da cavidade anterior, exceto pelo fato de que, neste caso, $L=70$ cm.

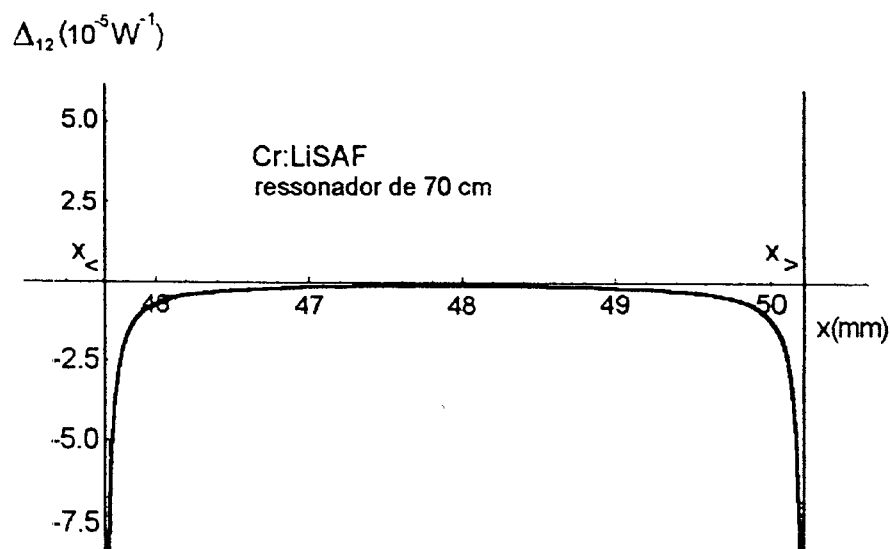


Figura 4.5: o parâmetro Δ_{12} para um ressonador longo (70 cm) de Cr:LiSAF com um vidro SF 57 como um meio não-linear auxiliar. Os demais parâmetros são os mesmo que os da figura 4.4 [105]

4.2 - Cálculo de sensibilidade Kerr em cavidades de 4 espelhos

O estudo mostrado a seguir é uma extensão do cálculo realizado na seção anterior, e descreve o comportamento da sensibilidade Kerr sob a influência de dois meios não lineares em uma cavidade muito mais complexa, de 4 espelhos. O primeiro meio não linear é o próprio meio laser ativo, um cristal de Cr:LiSAF, e o segundo meio é um vidro SF 57. A seguir, serão calculadas as sensibilidades Kerr para os dois seguintes casos: com apenas um elemento não linear intracavidade, no caso, o próprio meio de ganho 1, e com os elementos não lineares 1 e 2, e posteriormente ambos os casos serão comparados.

4.2.1 - Cavidade de 4 espelhos com um meio Kerr:

De acordo com a figura (4.6) e as equações (4.5, 8 e 14), a sensibilidade Kerr Δ_1 nas proximidades do espelho E1 será dada por

$$\Delta_1 = \frac{k_1}{4d_{e1}} \left(\frac{b_1 b_2}{B_T} + \frac{d_1 b_2}{D_T} - \frac{a_2 d_1}{C_T} - \frac{a_2 b_1}{A_T} \right) \quad (4.19)$$

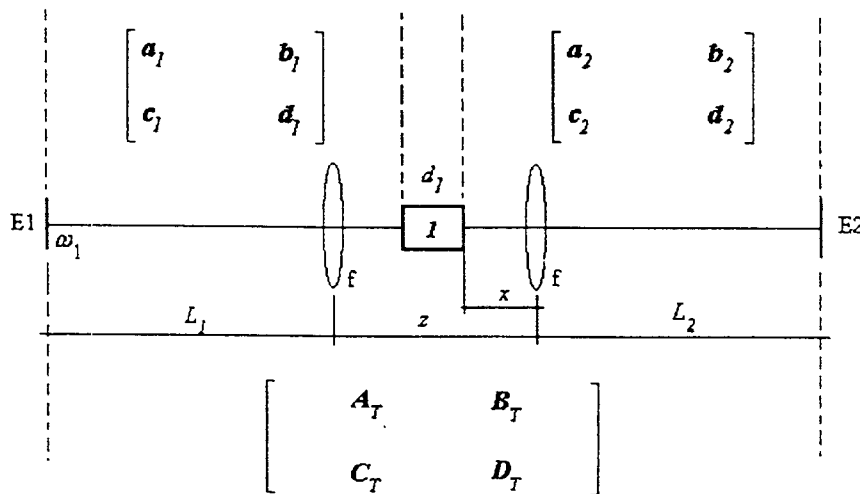


Figura 4.6: esquema de cavidade de 4 espelhos, onde as lentes esféricas equivalem aos espelhos de dobra com raio de curvatura $R=2f$ e o meio de ganho é o próprio meio Kerr. As linhas pontilhadas delimitam as regiões de propagação do modo laser descritas pelas matrizes representadas na figura.

Na equação acima, os termos a_1, \dots, d_1 são os elementos da matriz referente à propagação do feixe gaussiano da extremidade esquerda do meio 1 até o espelho E1, os termos a_2, \dots, d_2 referem-se à propagação do feixe gaussiano do espelho E2 até a extremidade direita do meio 1, e os termos A_T, \dots, D_T são os elementos da matriz referente à propagação do feixe gaussiano ao longo de uma cavidade linear, do espelho E2 até o espelho E1. A figura (4.7) mostra as curvas de nível relativas aos valores de Δ_1 em função dos parâmetros x e z da cavidade, representados na figura (4.6). Os parâmetros considerados no cálculo são os de um ressonador simétrico: $L_1=62,5 \text{ cm}$, $L_2=62,5 \text{ cm}$, raios de curvatura dos espelhos de dobra $R_1=R_2=2f=10 \text{ cm}$ e $d_1=0,45 \text{ cm}$.

A figura (4.7) mostra que os parâmetros x e z do ressonador podem ser ajustados de modo que se atinjam valores altamente negativos de Δ_1 , favorecendo a instalação do regime KLM. Quanto mais claras as regiões do gráfico, mais altos os valores positivos da sensibilidade Kerr, e portanto menos interessantes para o estabelecimento do regime KLM. Esta característica é também válida para os gráficos a seguir. Multiplicando-se os valores de Δ_1 pela potência crítica de autofocalização P_1 , obtém-se valores extremamente próximos da sensibilidade Kerr δ definida por Magni *et al* e utilizada em praticamente toda a literatura. A sensibilidade Kerr Δ_1 está representada na figura (4.8) em função de x , para um valor fixo de $z = 10,562 \text{ cm}$ que corresponde ao limite de estabilidade da cavidade, e para o qual Δ_1 adquire os valores mais altamente negativos.

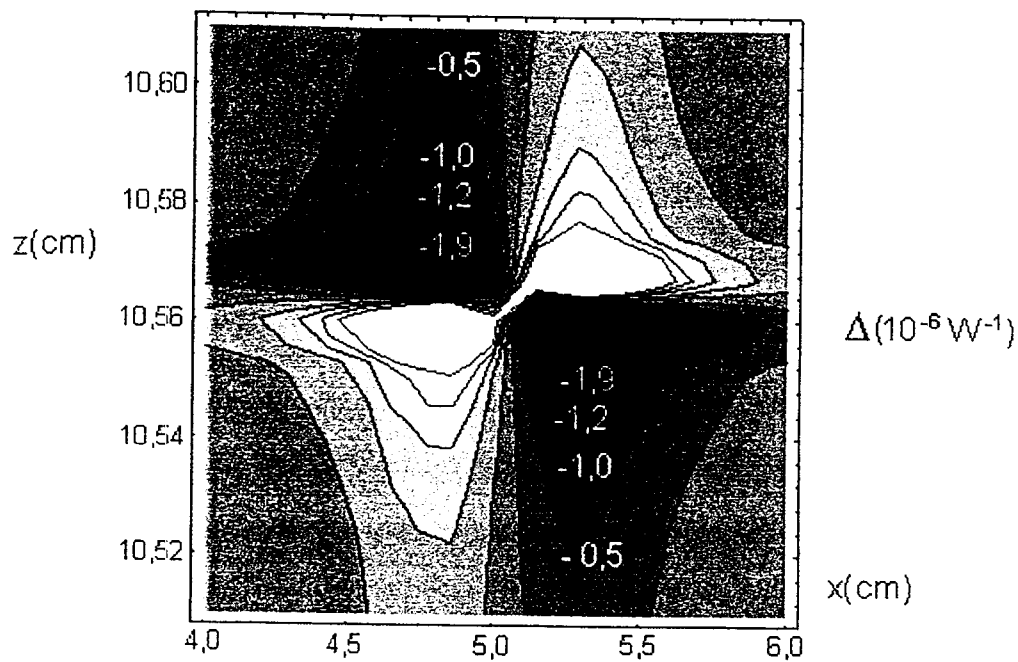


Figura 4.7: Curvas de nível dos valores da sensibilidade Kerr para um ressonador simétrico com um meio não-linear

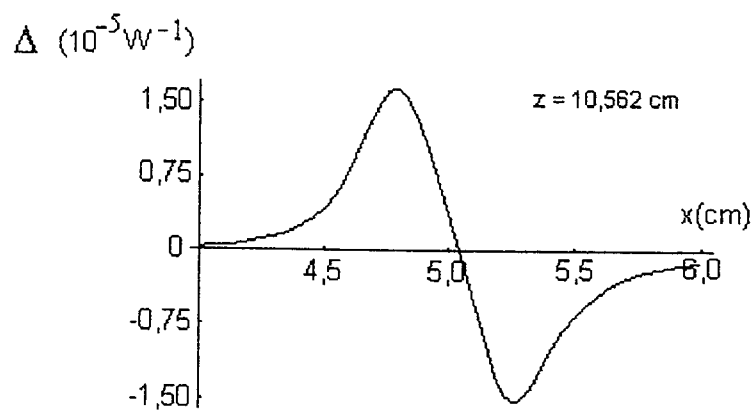


Figura 4.8: Sensibilidade Kerr para um ressonador com um meio não linear para $z = 10,562$ cm

4.2.2 - cavidade de 4 espelhos com 2 meios Kerr:

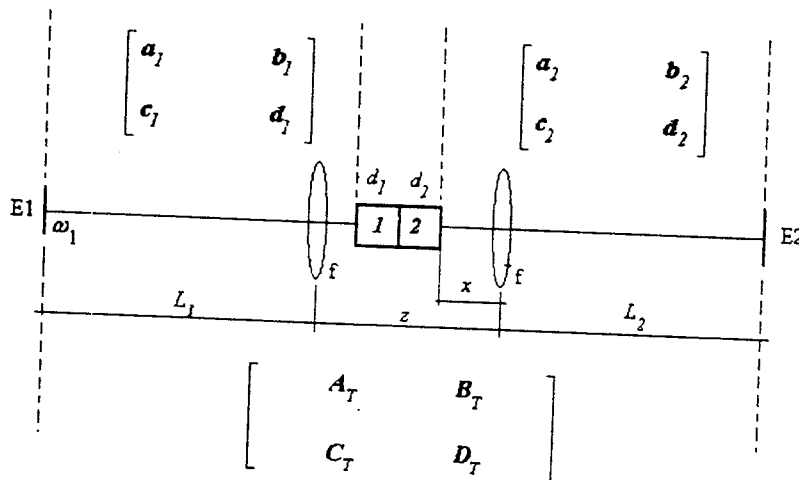


Figura 4.9: . Cavidade de 4 espelhos com dois meios não-lineares. As linhas pontilhadas delimitam as regiões de propagação do modo laser descritas pelas matrizes representadas acima.

A cavidade estudada agora é a da figura (4.9), e possui as mesmas medidas da cavidade da figura (4.6), exceto pela inserção de um segundo meio não linear, um vidro SF 57. Através das equações (4.10-13), e procedendo-se analogamente à seção anterior, a sensibilidade Kerr Δ_{12} para este caso será dada por:

$$\Delta_{12} = \frac{k_1}{4d_{e1}} \left(\frac{b_1 b_2}{B_T} + \frac{d_1 b_2}{D_T} - \frac{a_2 d_1}{C_T} - \frac{a_2 b_1}{A_T} \right) + \frac{k_2}{4d_{e2}} \left[(a_1 d_{e1} + b_1) \left(\frac{b_2}{B_T} - \frac{a_2}{A_T} \right) + (c_1 d_{e1} + d_1) \left(\frac{b_2}{D_T} - \frac{a_2}{C_T} \right) \right] \quad (4.20)$$

Todos os elementos de matriz da equação acima são definidos da mesma forma que na seção 4.2.1. Pode-se ver pela equação (4.20), numa primeira análise, que se o meio 2 for linear, sua potência crítica de auto-focalização tende a infinito, e pela equação (4.11) tem-se assim que $k_2=0$, e dessa forma, a equação (4.20) reduz-se à equação (4.19), referente ao comportamento de apenas um meio não linear intracavidade.

A figura (4.10) mostra as curvas de nível e alguns valores de Δ_{12} em função dos parâmetros geométricos x e z da cavidade com dois meios não lineares, novamente com os valores $L_1=62,5cm$, $L_2=62,5cm$, $R_1=R_2=10cm$, $d_1=0,45cm$ e com $d_2=1cm$. Pode-se ver a flagrante superioridade de um sistema como o do ressonador com dois meios Kerr, comparando-se com o ressonador do caso anterior, quanto à possibilidade de ajustes dos

parâmetros x e z para a obtenção do regime KLM. Os valores de Δ_{12} são cerca de 20 vezes superiores aos valores de Δ_1 , para valores correspondentes de x e z , o que aliás já fora observado no ressonador de três elementos estudado na seção 4.1 e na referência [105], de onde se conclui que a inserção de um segundo meio altamente não linear torna o ajuste dos parâmetros geométricos do ressonador extremamente facilitado, uma vez que, conforme mostra a figura (4.10), valores muito negativos da sensibilidade Kerr podem ser obtidos para uma ampla faixa de valores do intervalo de estabilidade z e da distância x do meio 1 até o espelho de dobra.

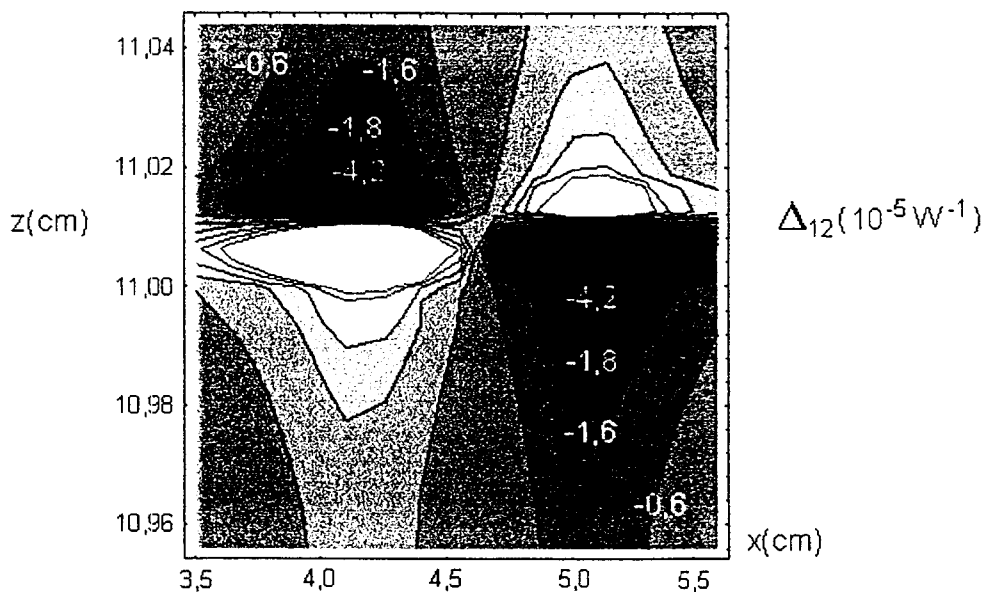


Figura 4.10: sensibilidade Kerr com dois meios não lineares intracavidade com $d_2 = 1\text{ cm}$

A inserção de um segundo meio não-linear de 1 cm como o vidro SF 57 representa porém um considerável aumento na dispersão positiva no ressonador, o que pode tornar difícil a sua compensação por componentes como o GTI ou o par de prismas. A alta não-linearidade do vidro SF 57 permite contudo o uso de amostras mais curtas, de maneira que a dispersão positiva seja consideravelmente menor e ainda assim que o efeito Kerr produzido seja intenso. A figura (4.11) mostra os resultados de Δ_{12} referentes ao ressonador da figura (4.9), para o caso em que $d_2 = 2\text{ mm}$ apenas. Apesar do comprimento diminuto do meio não linear auxiliar neste caso, pode-se ver que o desempenho de uma cavidade deste tipo ainda é muitíssimo superior ao de uma cavidade com somente um meio não linear. Note-se que, para permitir uma comparação mais precisa, nas figuras (4.7, 10 e 11) a faixa de valores de z é cerca de 1 mm em torno do limite de estabilidade.

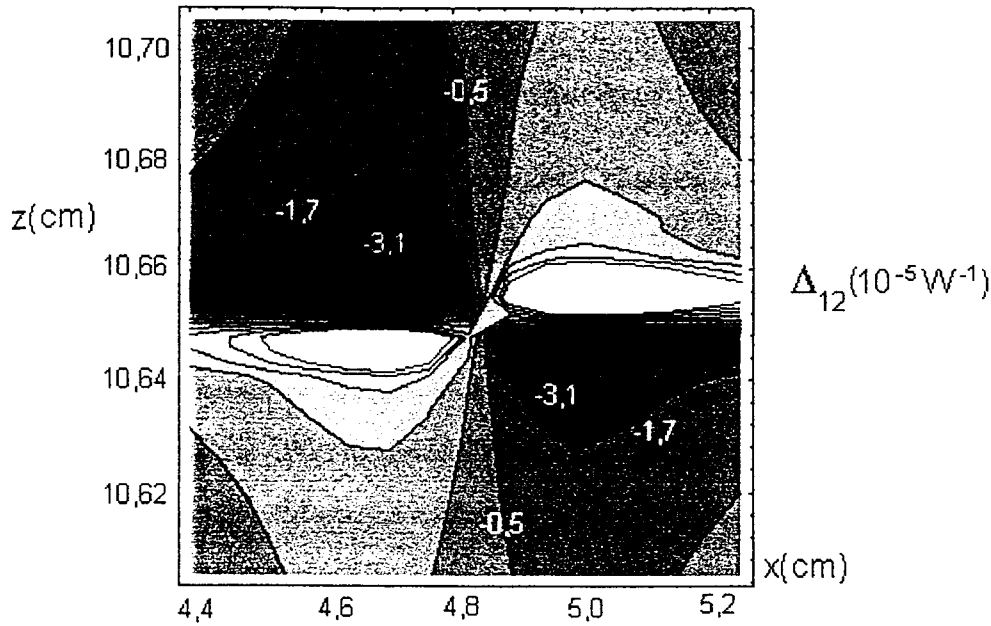


Figura 4.11: sensibilidade Kerr para para $d_2 = 2\text{mm}$

4.3 - Efeito de abertura de ganho em cavidades de quatro espelhos

O efeito de abertura de ganho é outro importante mecanismo para a obtenção do regime KLM. Neste caso, o cálculo das perdas introduzidas pela abertura deve ser feito considerando-se a sobreposição dos feixes de bombeamento e o feixe de emissão laser ao longo de todo o comprimento do cristal. As perdas locais numa posição longitudinal y no meio de ganho sofridas por um feixe de raio $\omega_e(y, P)$ serão dadas em função de sua sobreposição com o feixe de bombeamento de raio $\omega_p(y)$ [75,102]:

$$L(y, P) = \exp\left[-2\omega_p^2(y)/\omega_e^2(y, P)\right] \quad (4.21)$$

As perdas locais acima podem ser expandidas em primeira ordem em termos da potência intracavidade P :

$$L(y, P) = \exp\left[\frac{-2\omega_p^2(y)}{\omega_e^2(y, 0)}\right] + \frac{4\omega_p^2(y)}{\omega_e^2(y, 0)} \exp\left[\frac{-2\omega_p^2(y)}{\omega_e^2(y, 0)}\right] \frac{1}{\omega(y)} \frac{d\omega(y)}{dP} \Big|_{P=0} \quad (4.22)$$

Pode-se notar que as perdas dependentes da potências dadas pela equação (4.22) têm a forma das perdas introduzidas por um absorvedor saturável rápido $L = L_o(1 - P/P_A)$ [62]. Fazendo-se uma correspondência entre o efeito de lente Kerr intracavidade e um absorvedor saturável real, pode-se estabelecer que a potência de

saturação P_A estaria então diretamente relacionada à sensibilidade Kerr introduzida na equação (4.13) e à relação espacial entre o modo laser e a abertura de raio ω_p [107]:

$$P_A(y) = \frac{\omega_e^2(y)}{4\omega_p^2(y)\Delta} \quad (4.23)$$

No caso de uma abertura de ganho, a sobreposição ocorre ao longo de todo o meio laser ativo. As perdas efetivas serão então obtidas integrando-se as perdas locais $L(y,P)$ ao longo de todo o comprimento do meio de ganho de comprimento d :

$$L(P) = \frac{1}{d} \int_0^d \exp\left[\frac{-2\omega_p^2(y)}{\omega_e^2(y)}\right] dy + \frac{P}{d} \int_0^d \exp\left[\frac{-2\omega_p^2(y)}{\omega_e^2(y)}\right] \frac{4\omega_p^2(y)}{\omega_e^2(y)} \Delta dy \quad (4.24)$$

Como hipótese simplificadora, considere-se que a sobreposição do modo laser e do feixe de bombeamento obedece à condição de "mode matching" $b_e = b_p$, onde b_e e b_p são respectivamente os parâmetros confocais dos feixes de bombeamento e de emissão laser definidos na equação (4.11) da seção 4.1.2. Desta forma, a equação (4.24) toma a forma

$$L(P) = e^{-2\lambda_p/\lambda_e} \left(1 + 4P \frac{\lambda_p}{\lambda_e} \Gamma_N \right) \quad (4.25)$$

onde Γ_N é a força não linear ("non-linear strenght") definida na ref. [102] e representa a média da sensibilidade Kerr ao longo do meio de ganho:

$$\Gamma_N \equiv \frac{1}{d} \int_0^d \Delta(y) dy \quad (4.26)$$

Para o cálculo da integral acima, deve-se obter o parâmetro de sensibilidade Kerr em função da coordenada longitudinal y ao longo do meio de ganho. $\Delta(y)$ será escrito em termos do parâmetro conhecido Δ_1 calculado na seção 4.2.1, lembrando que este parâmetro refere-se à sensibilidade Kerr nas proximidades do espelho E1, como mostrado na figura (4.12). Considera-se, neste caso, que a cavidade tenha apenas um meio não-linear, embora este cálculo possa ser efetuado da mesma maneira para ressonadores com dois ou mais meios não-lineares. Considerando-se a cavidade da figura (4.12) abaixo, pode-se escrever o raio do modo laser ω no interior do meio de ganho em função da cintura do feixe ω_1 no espelho E1 [105]:

$$\omega = \frac{\omega_1^2}{n} \left(A_g^2 + \frac{B_g^2}{b_c^2} \right) \quad (4.27)$$

onde n é o índice de refração do cristal, A_g e B_g são os elementos da matriz de propagação do feixe gaussiano do espelho E1 até a posição y no cristal, e b_c é o parâmetro confocal do feixe de cintura ω_1 .

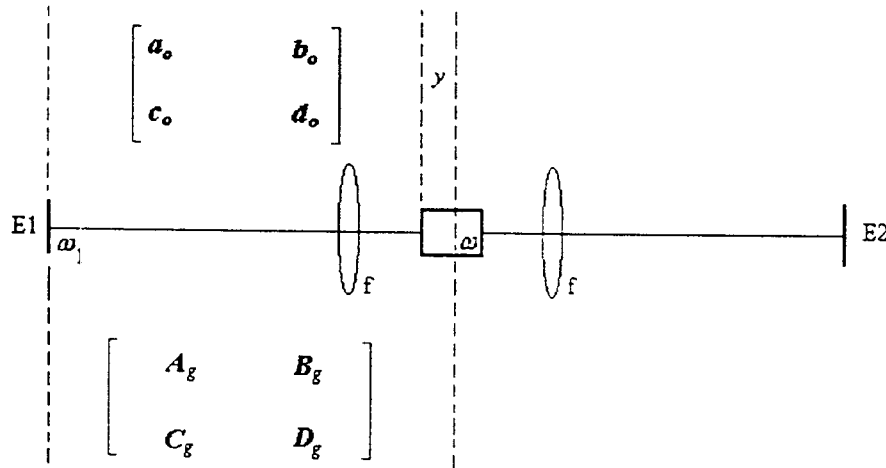


Figura 4.12: as linhas pontilhadas delimitam as regiões de propagação do modo laser descritas pelas matrizes representadas acima.

Os elementos de matriz A_g e B_g são obtidos pela multiplicação da matriz não-linear referente à propagação do feixe no cristal pela matriz linear de elementos a_o, b_o, c_o e d_o , mostrada na figura (4.12), referente à propagação do espelho E1 até a face dianteira do meio de ganho :

$$A_g(P) = (a_o + c_o y) \sqrt{1 - \gamma(P)} \quad (4.28)$$

$$B_g(P) = (b_o + d_o y) \sqrt{1 - \gamma(P)}$$

onde $\gamma(P)$ é definido na equação (4.11). Derivando-se a eq. (4.27) em relação a P , e dividindo-se a mesma por ω^2 , tem-se, com o auxílio da eq. (4.13),

$$\Delta(y) = \Delta_2 \left(\frac{A_g^2 b_c^2 - B_g^2}{A_g^2 b_c^2 + B_g^2} \right)_{P=0} + \frac{1}{A_g^2 b_c^2 + B_g^2} \left(b_c^2 A_g \frac{dA_g}{dP} - B_g \frac{dB_g}{dP} \right)_{P=0} \quad (4.29)$$

Pelas equações (4.28), tem-se :

$$A_g \frac{dA_g}{dP} \Big|_{P=0} = -\frac{k}{2}(a_o + c_o y)^2 \equiv -\frac{k}{2} A_o^2 \quad (4.30)$$

$$B_g \frac{dB_g}{dP} \Big|_{P=0} = -\frac{k}{2}(b_o + d_o y)^2 \equiv -\frac{k}{2} B_o^2$$

onde k foi definido na eq. (4.11). Substituindo-se os termos acima na eq.(4.29), chega-se à expressão da sensibilidade Kerr no interior do meio laser ativo:

$$\Delta(y) = \frac{A_o^2(y)b_c^2 - B_o^2(y)}{A_o^2(y)b_c^2 + B_o^2(y)} (\Delta_l - k) \quad (4.31),$$

Rearranjando-se a equação acima, e substituindo-se $\Delta(y)$ na equação (4.26), obtém-se

$$\Gamma_N \equiv \frac{(\Delta_l - k)}{d} \int_0^d \frac{a_- y^2 + b_- y + c_-}{a_+ y^2 + b_+ y + c_+} dy \quad (4.32),$$

onde $a_{+,-} = c_o^2 b_c^2 \pm d_o^2$,

$$b_{+,-} = 2a_o c_o b_c^2 \pm 2b_o d_o \quad \text{e} \quad (4.33)$$

$$c_{+,-} = a_o^2 b_c^2 \pm b_o^2$$

A resolução da integral na eq. (4.32) (com o auxílio do software *Mathematica*) fornece enfim a força não-linear Γ_N , ou a sensibilidade Kerr média no meio de ganho, para uma cavidade de quatro espelhos em função da sensibilidade Kerr no espelho E1:

$$\Gamma_N = \frac{1}{d} \left(\Delta_1 - \frac{k}{2} \right) \times$$

$$\left\{ \frac{a_- d}{a_+} - \frac{2c_- a_+^2 - b_- a_+ b_+ + a_- b_+^2 - 2c_- a_+ c_+}{a_+^2 \sqrt{b_+^2 - 4a_+ c_+}} \left[\text{Arctg} \left(\frac{b_+ + 2a_+ d}{\sqrt{b_+^2 - 4a_+ c_+}} \right) - \text{Arctg} \left(\frac{b_+}{\sqrt{b_+^2 - 4a_+ c_+}} \right) \right] + \right.$$

$$\left. \frac{b_- a_+ - a_- b_+}{2a_+^2} \ln \left| \frac{a_+ d^2 + b_+ d + c_+}{c_+} \right| \right\}$$

(4.34)

A figura (4.13) mostra o comportamento de Γ_N em função da distância x (v. figura (4.6)) para $z=10,57$ cm em uma cavidade simétrica de quatro espelhos na qual $L_1 = L_2 = 62,5$ cm e $d = 0,45$ cm. Este valor de z está próximo do limite de estabilidade do ressonador, região onde a sensibilidade Kerr assume os valores mais negativos. Pode-se observar pela figura que, para vários valores de x , há valores negativos de Γ_N extremamente interessantes para a obtenção do regime KLM por abertura de ganho.

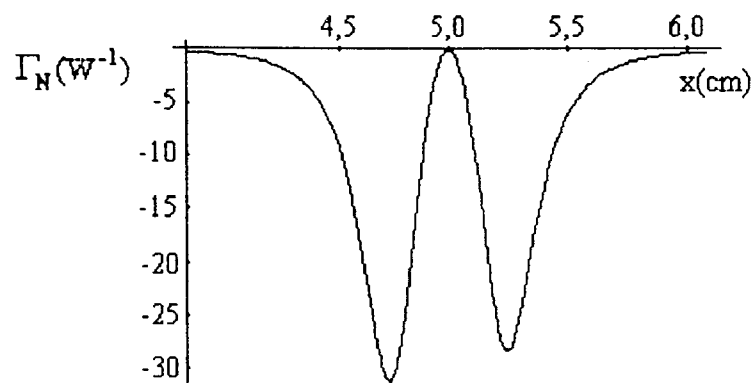


Figura 4.13: Força não-linear (média da sensibilidade Kerr ao longo do meio de ganho) para uma cavidade simétrica onde $L_1 = L_2 = 62,5$ cm e $d = 0,45$ cm e $z=10,57$ cm.

As curvas de nível que fornecem um panorama qualitativo de Γ_N em função de x e z para este caso está mostrada na figura (4.14). Pode-se notar que as regiões mais apropriadas para a obtenção de KLM (curvas escuras) situam-se na parte superior do intervalo de estabilidade.

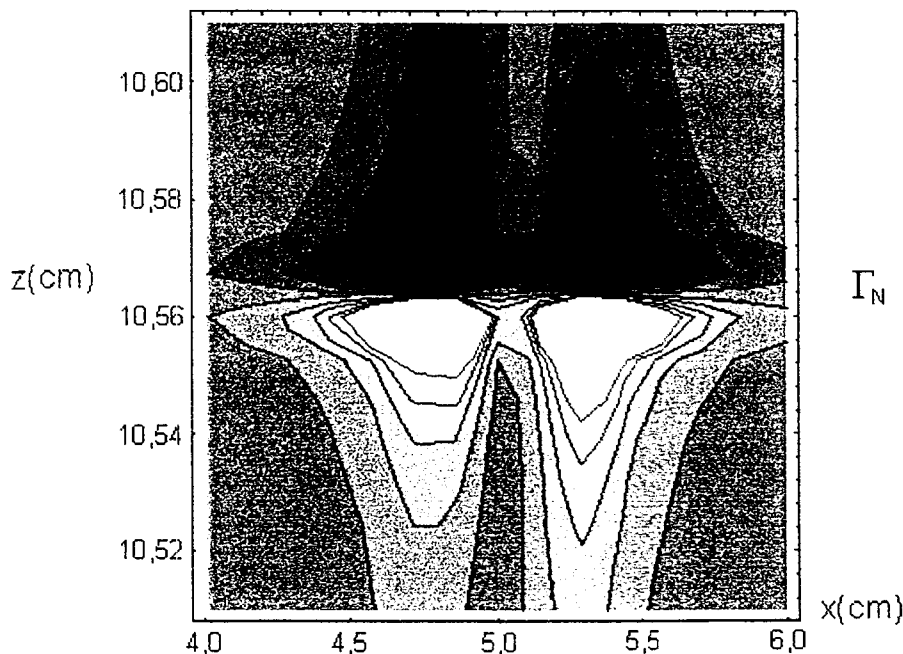


Figura 4.14: curvas de nível representando os valores da força não-linear na região do meio de ganho para $L_1 = L_2 = 62,5 \text{ cm}$, $d = 0,45 \text{ cm}$ e $z = 10,57 \text{ cm}$.

A força não-linear é um parâmetro importante e fornece informações interessantes sobre o comportamento do modo laser no meio de ganho devido ao efeito Kerr, e permite inclusive a busca de intervalos no ressonador e posições do meio não-linear que conjuguem os efeitos de abertura dura e abertura de ganho de modo a facilitar o estabelecimento do regime KLM. Por exemplo, as figuras (4.7) e (4.14) podem ser utilizadas para que os efeitos de abertura dura e de ganho hajam simultaneamente. Embora não sejam aditivos, pode-se afirmar que estes dois efeitos agindo de maneira combinada podem levar a um regime KLM mais estável. Tal expediente ainda não foi analisado pela literatura e merece um estudo detalhado. Uma análise mais aprofundada do efeito de abertura de ganho requer, contudo, que a sobreposição do feixe de bombeamento e do modo laser seja considerada, e que portanto a integral da equação (4.24) seja calculada. Porém, esta solução não é trivial e está além das metas deste trabalho.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO

5.1 - Regime CW do laser de Cr:LiSAF

Nesta seção serão mostrados o procedimento experimental e os resultados da caracterização CW do laser de Cr:LiSAF em diversas alternativas de geometria de ressonadores, amostras e possibilidades de bombeamento. Este estudo tem duas finalidades: a obtenção de condições ótimas para o regime CW, visando a utilização do ressonador para a prática do regime de travamento de modos, e o estudo das propriedades ópticas e térmicas das diferentes amostras de Cr:LiSAF crescidas no CLA - IPEN e a comparação destas amostras com um cristal comercial.

5.1.1 - Laser de Cr:LiSAF bombeado por laser de Criptônio

A figura (5.1) mostra a montagem inicial para o regime CW do laser de Cr:LiSAF bombeado por laser de Kr^+ (Coherent, modelo Innova 400). O cristal utilizado nesta seção foi crescido pelo método Czochralski e será chamado neste trabalho de CZ-1. O espelho de fundo E1 tem raio de curvatura $R_1=5\text{cm}$, o de dobra E2 tem raio de curvatura $R_2=10\text{cm}$, e o espelho de saída R_3 é plano. A cintura do feixe no meio de ganho tem raio de $\sim 15\ \mu\text{m}$ para um comprimento total da cavidade de 75 cm. O ângulo para compensação astigmática é $\approx 12^\circ$. Para a ação laser em regime CW, os três espelhos dielétricos têm alta refletividade para comprimentos de onda na faixa de 800nm a 950nm. O feixe de bombeamento foi focalizado no meio de ganho por uma lente $f = -5\text{cm}$, e uma lente acromática $f = 5\text{cm}$, de modo a cintura do feixe ter um raio $\approx 25\ \mu\text{m}$. Um "chopper" foi utilizado para obturar o feixe de bombeamento com ciclo útil de 8%, para minimizar os efeitos de lente térmica e "quenching" térmico (diminuição do tempo de vida do nível laser superior em função do aumento de temperatura) do material. O cristal de Cr:LiSAF crescido no Laboratório de Crescimento de Cristais do CLA tem concentração de íons Cr^{3+} em torno de 1 mol% foi cortado em ângulos de Brewster e teve suas faces não-ópticas polidas, de forma que o meio utilizado passou a ter comprimento 7mm e espessura 1mm. Desta forma, com o espelho de saída de alta refletividade, obteve-se uma potência de limiar de bombeamento em torno de 35 mW. O cristal de Cr:LiSAF apresenta forte absorção na região de $\lambda = 650\ \text{nm}$, como mostra a sua curva de absorção no capítulo 2. Por isso, e por possuir feixes de alta qualidade óptica ($M^2 \approx 1$), o laser de Kr^+ operando em $\lambda = 647\ \text{nm}$ é uma excelente fonte de bombeamento do laser de Cr:LiSAF.

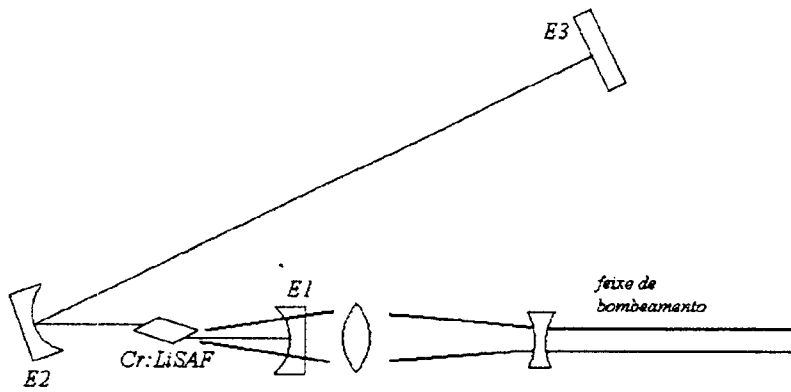


Figura 5.1 : esquema da cavidade em "V" do laser de Cr:LiSAF bombeado pelo laser de Kr⁺

Curva de sintonia: com a inserção de um filtro de Lyot (elemento bi-refringente) em ângulo de Brewster na cavidade, e com potência de bombeamento de 600 mW, foi obtida a curva de sintonia do laser de Cr:LiSAF. O espectro foi medido com um espectrômetro SPEX de 50 cm e resolução 10^{-2} nm. A curva de sintonia está mostrada na figura (5.2), estando de acordo com os resultados obtidos em outras publicações [15], exceto por apresentar uma banda de emissão cerca de 10nm mais estreita, talvez devido à potência de bombeamento relativamente baixa, limitando o ganho máximo, ou por excessivas perdas introduzidas pelo filtro de Lyot.

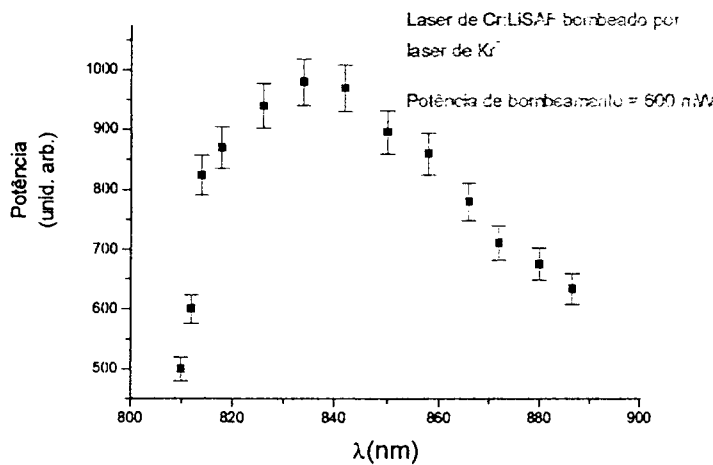


Figura 5.2: curva de sintonia do laser de Cr:LiSAF bombeado por laser de Kr⁺

Medida de ganho e perdas: obtida a curva de sintonia do laser, foram testados espelhos de saída de diferentes refletividades para a estimativa do ganho, das perdas e da eficiência do sistema. Os espelhos dielétricos ("soft coating") foram depositados sobre

substratos em cunha no Laboratório de Filmes Finos do CLA, com refletividades 95%, 96,5%, 98%, 98,5% e 99,3%. Foram realizadas medidas da potência P_{out} de saída do laser em função da refletividade R do espelho de saída para a determinação do ganho não saturado Γ , das perdas da cavidade L e da potência de saturação do meio de ganho $K=AI_S/2$, onde A é a área do modo do laser e I_S é a intensidade de saturação do cristal. A cavidade foi encurtada para um comprimento de 55 cm, com modo laser de cintura de diâmetro $\approx 55 \mu\text{m}$. Os parâmetros do meio laser, como o ganho de pequeno sinal duplo passo Γ_o e a intensidade de saturação I_S , e da cavidade em geral, como as perdas L , são obtidos através do ajuste da curva de P_{out} por R mostrada na figura (5.3) com a equação (3.4):

$$P_{out} = \frac{AI_S}{2} \left(\frac{\Gamma_o}{L - \ln R} - 1 \right) \quad (3.4),$$

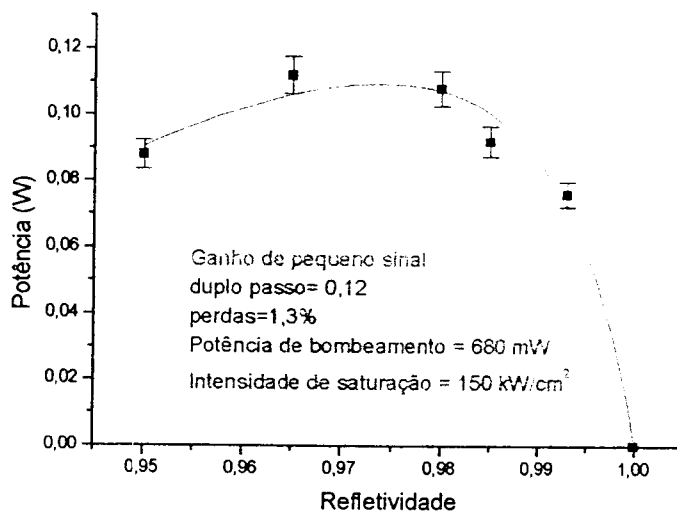


Figura 5.3: curva potência em função da refletividade do espelho de saída do laser de Cr:LiSAF bombeado pelo laser de Kr+

O ganho de pequeno sinal de duplo passo obtido foi 0,12 e a intensidade de saturação, de 150 kW/cm^2 , que é um valor próximo ao calculado pela expressão $h\nu/\sigma\tau = 130 \text{ kW/cm}^2$, que define este parâmetro. Considerou-se no caso a seção de choque de emissão estimulada efetiva (levando-se em conta a absorção do estado excitado) $\sigma = 3,2 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$ e o tempo de vida no nível laser superior $\tau_s \cong 60 \mu\text{s}$. O pequeno valor da perda L , de apenas 1,3%, evidencia a boa qualidade óptica do cristal Czochralski, o primeiro a ser crescido no CLA.

Em que pesem os bons resultados obtidos no regime CW com laser de Cr:LiSAF CZ-1 bombeado por laser de Kr^+ , esta configuração não é a ideal para a obtenção de regimes de travamento de modos. A flutuação da potência do laser de Kr^+ causa variações na temperatura do meio de ganho (inclusive quando o laser trabalha no modo de potência constante) e provoca variações no tempo de vida do nível laser superior, o que leva a variações na geometria do modo intracavidade devido a efeitos de lente térmica. Este efeito acaba por fim comprometendo drasticamente o alinhamento extremamente crítico do ressonador para o regime de KLM.

5.1.2 - Laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo

Pelo espectro de absorção do cristal de Cr:LiSAF, pode-se notar que lasers de diodo operando na faixa de $\lambda = 675$ nm constituem-se numa importante fonte para bombeamento em cristais de Cr:LiSAF. Desde o trabalho de Scheps et al [108], inúmeros trabalhos relataram o desempenho de lasers de Cr:LiSAF bombeados por lasers de diodo semiconductor, seja em sistemas operando em regime CW, emitindo em 850nm ou com frequência dobrada [109,110] seja em regime mode locking [30] ou ainda em regime de Q-switching [111,112]. O advento deste tipo de sistema proporcionou o desenvolvimento de lasers que apontaram na direção de obtenção de conjuntos compactos e de alta eficiência e reprodutibilidade, visando sua produção comercial.

5.1.2.1 - Cristal CZ-1

Neste trabalho foi obtida a emissão em regime CW do laser de Cr:LiSAF bombeado por laser de diodo Coherent S-67-350C-50T, modelo 13084, emitindo em $\lambda = 672$ nm com potência de 350 mW. A cavidade em "V" utilizada é a mostrada na figura (5.4), os espelhos possuem raios de curvatura $R_1 = 5$ cm, $R_2 = 10$ cm e E3 corresponde a um espelho plano, e o feixe de bombeamento incidiu pelo espelho de fundo E1. A distância entre os espelhos E1 e E2 é 10,5 cm e a distância do espelho de dobra ao de saída é 50cm. Com esta cavidade, o modo do laser possui cintura mínima de ~ 40 μ m, que proporciona um casamento apenas razoável com a cintura do feixe de bombeamento, uma vez que a caracterização prévia do laser de bombeamento mostrou que o seu feixe, ao atingir o cristal de Cr:LiSAF, possui uma cintura de diâmetro ~ 80 μ m, com o parâmetro M^2 em torno de 12. O laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo foi caracterizado de maneira semelhante à caracterização do laser deste material bombeado por laser de Kr^+ . Para esta caracterização, utilizou-se mais outro laser de diodo, da mesma marca, modelo 11279, emitindo em 679 nm e com potência de 350 mW, para bombeamento pelo espelho E2.

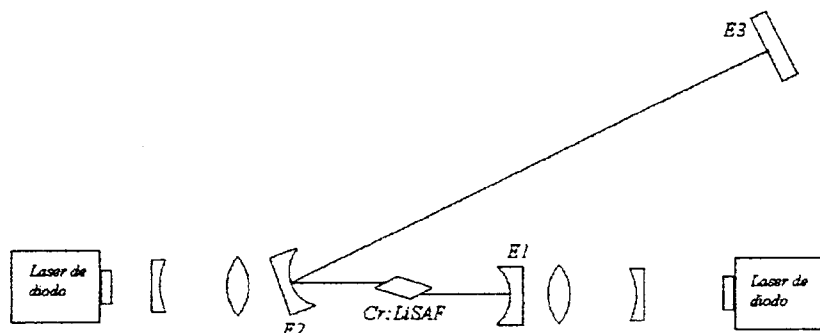


Figura 5.4 : cavidade de três espelhos do Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo

A figura (5.5) mostra a curva da potência de saída em função da refletividade de espelhos de saída E3, com potência de bombeamento total de 680mW para a obtenção dos parâmetros do laser: o ganho obtido foi significativamente menor do que no caso do bombeamento pelo laser de Kr+, conforme o esperado, devido à pior qualidade dos feixes dos lasers de diodo, e situou-se ainda abaixo da faixa de valores típicos de ganho reportados na literatura [113]. O limiar inferior de bombeamento, para cada um dos lasers de diodo, situou-se em torno de 65mW.

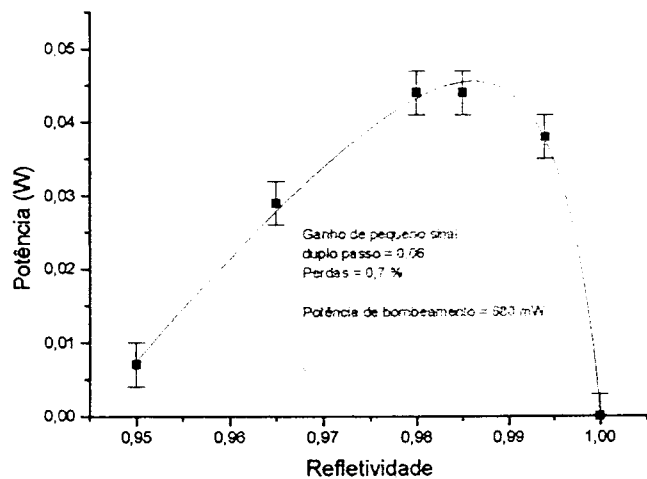


Figura 5.5: potência X refletividade do espelho de saída para laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo

A figura (5.6) mostra a curva de eficiência (“slope efficiency”) do laser com espelho de saída de refletividade 98%.

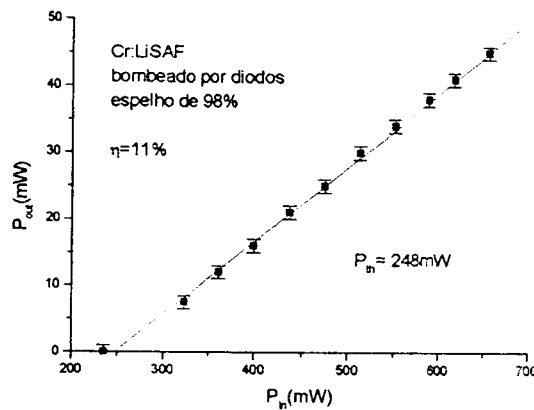


Figura 5.6 : curva de eficiência do laser de Cr:LiSAF CZ-1 bombeado por lasers de diodo

Os lasers de diodo, como fontes de bombeamento, possuem uma desvantagem em relação aos lasers de Kr^+ e outros lasers de gás, que é o fato de possuírem tipicamente feixes de pobre qualidade espacial, o que acaba por comprometer o ganho do laser de estado sólido. Este problema é ainda agravado pelo fato de que o cristal CZ-1 utilizado nesta etapa do trabalho possui alta qualidade óptica, mas baixa concentração de dopantes. Entretanto, lasers de diodo são fontes que apresentam qualidades interessantes como tamanho reduzido, simples operação e alta estabilidade. Por este motivo, têm sido largamente utilizados em inúmeros trabalhos sobre lasers de cristais de Cr:colquiritas reportados na literatura, tendo inclusive superado há muito os lasers de Kr^+ como fonte de bombeamento destes cristais.

Com o intuito de se obter um sistema de alta estabilidade e de ganho alto suficiente para o estabelecimento do regime de travamento de modos, optou-se por duas alternativas distintas: a) o crescimento e a preparação de amostras de Cr:LiSAF crescidas por refino por zona, técnica que admite uma maior incorporação de dopantes do que o método Czochralski, mas que tipicamente não produz amostras de qualidade óptica tão alta, e b) concepção e desenvolvimento de um ressonador com dois meios de ganho, um deles bombeado pelos lasers de diodo de baixa potência, e outro bombeado por um laser de diodo de alta potência.

5.1.2.2 - Proposta de ressonador com dois meios de ganho

Nesta etapa do trabalho, foi desenvolvida uma nova concepção de lasers de Cr:LiSAF bombeados por diodo laser de alta potência, que consiste na aplicação simultânea das técnicas de "beam shaping" (divisão e reordenação do feixe de um diodo laser de alta potência), correção da curvatura do perfil de feixe, análise de efeitos térmicos, bombeamento longitudinal por ambos os lados do meio de ganho, além da

oscilação com vários elementos de ganho intracavidade, com configurações de bombeamento diferentes.

Para o bombeamento do Cr:LiSAF, como foi visto nas seções anteriores, o uso de lasers de diodo com alto brilho, e conseqüentemente alta intensidade, é fundamental para atingir-se o limiar de oscilação. Outra melhora na eficiência de bombeamento (sempre considerando perfis circulares do modo e de bombeamento) é a utilização do bombeamento pelos dois lados do meio de ganho, especialmente para meios laser sem perdas de reabsorção ou de quatro níveis (como o Cr:LiSAF), o que diminui significativamente os problemas térmicos. A caracterização do laser de Cr:LiSAF com o cristal crescido pelo método Czochralski mostrou que o ganho de pequeno sinal obtido no sistema bombeado por diodos de 350 mW é da ordem de 0,06, enquanto que a potência de saída foi da ordem de 45 mW. Utilizando uma versão modificada do programa de cálculo Gauspurnp desenvolvido no CLA [43], que, dentre outras modificações, contém a análise por fator M^2 , realizou-se uma simulação para o caso experimental ora considerado de maneira a se ter parâmetros para outras simulações. Os parâmetros estão listados na tabela 1, sendo que a refletividade considerada para o espelho de saída já corresponde à refletividade ótima encontrada nas simulações (e experimentos).

Cristal CZ-1	
densidade de centros ativos (10^{20} cm^{-3})	1,1
comprimento de onda do laser (nm)	850
índice de refração	1,4
tempo de vida do nível laser superior (μs)	60
seção de choque de emissão estimulada efetiva (10^{-19} cm^2)	0,32
coeficiente de perdas por espalhamento (cm^{-1})	0,005
comprimento de onda de bombeamento (nm)	675
seção de choque de absorção (10^{-19} cm^2)	0,40
eficiência quântica de excitação	1
fração da população do "manifold" mais alto do nível laser superior	1,0
fração da população do "manifold" mais baixo do nível laser inferior	0,0
potência de bombeamento (W)	0,6
M^2 do feixe de bombeamento	12
perdas passivas do ressonador	0,01
refletividade do espelho de saída	0,98
comprimento do meio de ganho (cm)	0,7

Tabela 5.1 : : parâmetros da simulação do laser de Cr:LiSAF (concentração de ~1 mol %) bombeado por dois diodos de baixa potência.

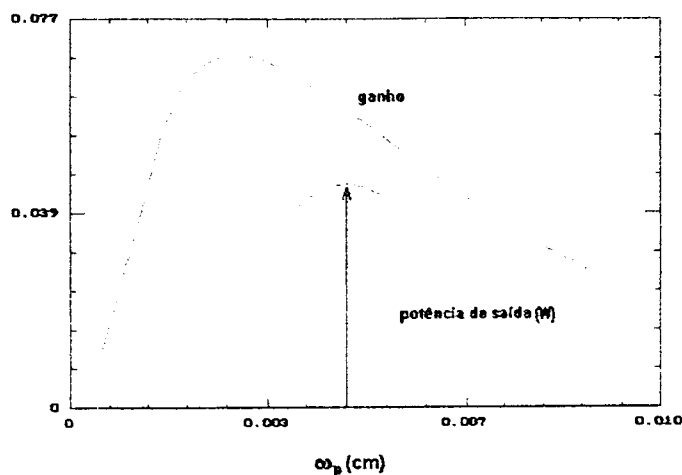


Figura 5.7: Cálculo de ganho por duplo-passo e potência de saída (em W), em função da cintura do feixe de bombeamento ω_p (casada com o modo do laser), para o laser de Cr:LiSAF bombeado por díodos de baixa potência, 2 x 300mW (considerando parâmetros descritos no texto).

A figura (5.7) acima mostra o resultado deste cálculo, relacionando valores como a potência máxima de saída e o ganho com o raio da cintura do feixe de bombeamento. Note-se que estes valores, para $\omega_p = 40 \mu\text{m}$, estão em boa concordância com os resultados experimentais mostrados na figura 5.5.

Utilização do "beam shaper" para conformação do feixe de bombeamento: o feixe de uma barra de díodos laser, de alta potência total, tem tipicamente fatores de qualidade $M^2 \approx 2$ na direção transversal à listra, e $M^2 \approx 1600$ na direção desta. Após a mudança do perfil do feixe pelo "beam shaper" de dois espelhos [46], usualmente obtém-se um feixe com M^2 da ordem de 70 nas duas direções, o que consiste numa piora significativa da qualidade total ($M_x^2 \cdot M_y^2 = 4900$). Mesmo assim, esta técnica é utilizada neste trabalho (e muitos outros pesquisadores também a tem utilizado) devido à necessidade do casamento com o modo circular do laser. O "beam shaper" consiste de dois espelhos planos e paralelos de alta refletividade e deslocados verticalmente um em relação ao outro. O feixe de diodo incidente, de seção transversal aproximadamente retangular, ao incidir neste dispositivo, é dividido em várias partes que sofrem múltiplas reflexões nos espelhos. Os espelhos paralelos são ajustados de forma a fazer que, à saída do "beam shaper", as várias partes do feixe sejam sobrepostas, conferindo ao feixe de diodo um perfil aproximadamente circular. O esquema deste dispositivo está representado na figura (5.8).

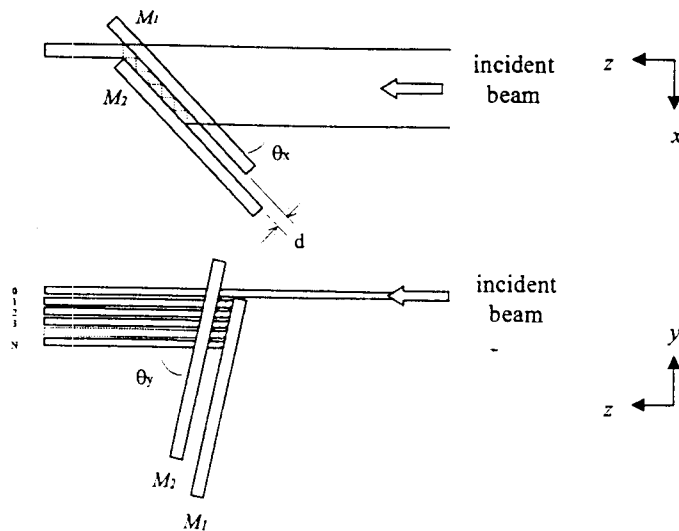


Figura 5.8: esquema do "beam shaper" [114]

Nesta fase do trabalho, além dos diodos laser de baixa potência, foi utilizado um diodo laser de alta potência (4W, regime CW), operando em comprimento de onda adequado para bombeamento do laser de Cr:LiSAF (683nm). Para o bombeamento do Cr:LiSAF pelo diodo laser de 4W, dividiu-se o feixe já modificado pelo "beam shaper" em dois feixes para bombeamento por ambos os lados do cristal. Este feixes foram separados do feixe original dividindo-se a sua seção transversal em metades iguais, utilizando uma borda de espelho totalmente refletor (ver figura 5.11). Nesse caso, obtiveram-se feixes com $\sim 1,8$ W de potência (cada), fator de qualidade $M^2 = 45$, e o sistema óptico utilizado para focalização levou à obtenção de cinturas com raios da ordem de $120 \mu\text{m}$. Mesmo para esta configuração otimizada de bombeamento, nenhuma ação laser pôde ser obtida para o sistema bombeado pelos feixes deste diodo, o que foi confirmado pelos cálculos teóricos. Isto se deveu principalmente à baixa concentração de Cr nas amostras disponíveis de Cr:LiSAF crescido pelo método Czochralski, até o momento.

Assim, foi estabelecida uma nova estratégia de trabalho que consiste em manter na cavidade o elemento de ganho bombeado pelos dois diodos de alto brilho, o cristal CZ-1, com cintura de raio $40 \mu\text{m}$, e introduzir um segundo elemento de ganho em outra posição do ressonador, o cristal CZ-2 (de concentração 0,9 mol %), de maneira a ter casamentos de modos otimizados com os feixes de bombeamento. Deste modo, o elemento de ganho bombeado pelos diodos de baixa potência, mas maior intensidade, garante a oscilação laser (limiar), enquanto que o segundo elemento bombeado pelo diodo de 4 W pode levar ao aumento da potência intracavidade. Assim, adicionando os seguintes parâmetros ao programa devidamente modificado, obtiveram-se as previsões para ganho duplo-passo para cinturas de $120 \mu\text{m}$ a $140 \mu\text{m}$ de $\sim 0,15$ e potências de saída entre 70 mW e 90 mW para esta configuração, o que foi comprovado experimentalmente, como será visto mais

adiante. Os dados que descrevem esta situação estão listados abaixo, e os resultados da simulação estão mostrados na figura (5.9).

Cristal CZ-2	
densidade de centros ativos (10^{20} cm^{-3})	1,0
comprimento de onda do laser (nm)	850
índice de refração	1,4
tempo de vida do nível laser superior (μs)	60
seção de choque de emissão estimulada efetiva (10^{-19} cm^2)	0,32
coeficiente de perdas por espalhamento (cm^{-1})	0,005
comprimento de onda de bombeamento (nm)	683
seção de choque de absorção (10^{-19} cm^2)	0,35
eficiência quântica de excitação	1
fração da população do "manifold" mais alto do nível laser superior	1,0
fração da população do "manifold" mais baixo do nível laser inferior	0,0
potência de bombeamento (W)	3,5
M^2 do feixe de bombeamento	45
perdas passivas do ressonador	0,04
refletividade do espelho de saída	0,98
Cristal CZ-1	
comprimento do meio de ganho (cm)	0,7
potência de bombeamento (W)	0,7
cintura do feixe de bombeamento (raio, em cm)	0,004
M^2 do feixe de bombeamento	8

Tabela 5.2: parâmetros da simulação do laser de Cr:LiSAF com dois meios de ganho (concentração de ~1 mol %) bombeado por dois diodos de baixa potência e pelo diodo de 4W.

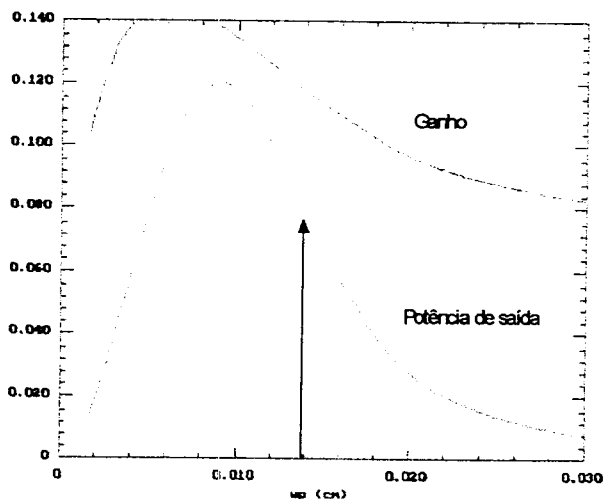


Figura (5.9): Cálculo de ganho por duplo-passo e potência de saída, em função da cintura do feixe de bombeamento (casada com o modo do laser) do laser de diodo de alta potência, para o laser de Cr:LiSAF com dois elementos de ganho, bombeado por diodos de baixa potência (cristal CZ-1) e alta potência (cristal CZ-2) simultaneamente (considerando parâmetros descritos no texto). A seta vertical indica o valor do raio da cintura do feixe de bombeamento obtido experimentalmente.

Estes resultados podem, contudo, ser significativamente melhorados, utilizando-se os mesmos parâmetros do cálculo teórico anterior, mas considerando meios ativos de Cr:LiSAF com concentração de 5 mol % e espelho $R=0,95$. Podem-se estimar potências

de saída da ordem de 350 mW, para a configuração experimental atual, conforme mostra a figura (5.10), segundo os parâmetros da tabela 2.

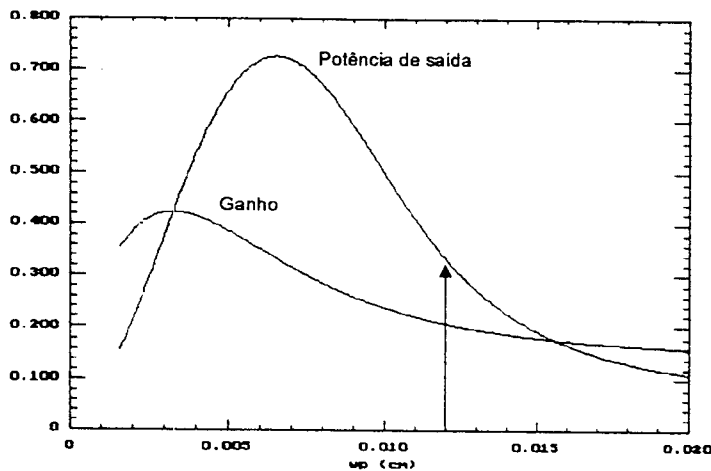


Figura 5.10: Cálculo de ganho por duplo-passo e potência de saída, em função da cintura do feixe de bombeamento (casada com o modo do laser), para o laser de Cr:LiSAF com dois elementos de ganho e concentração de 5 mol %

A associação de todas as técnicas descritas, bombeamento pelas duas extremidades do meio laser, a divisão da listra da barra de diodos em dois feixes para bombeamento não coincidente, e a presença de um segundo elemento de ganho bombeado por diodos de maior brilho, com a função de garantir a oscilação laser, pode levar à obtenção de altas eficiências para este laser, como mostrado nos cálculos das figuras acima. Para a aplicação destas técnicas e a verificação das simulações realizadas, foi concebido e construído um ressonador com dois meios de ganho, o cristal CZ-1, bombeado pelos lasers de baixa potência e alto brilho, e o cristal CZ-2, bombeado pelo laser de diodo de alta potência.

Para o bombeamento do segundo cristal de Cr:LiSAF foi empregado um diodo laser de alta potência, *Coherent* modelo B1-685-4C-19-10-A, com 4W de saída CW, emitindo em 685 nm. O cristal CZ-2 foi colocado em uma posição do ressonador, de maneira a ter casamento de modos otimizado com os feixes de bombeamento do diodo de alta potência. O arranjo experimental é mostrado na figura (5.11) abaixo.

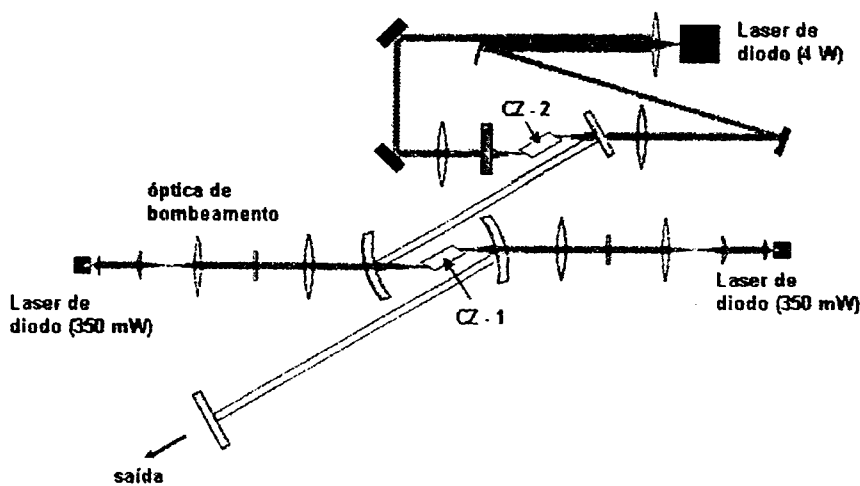


Figura 5.11: Arranjo experimental do laser de Cr:LiSAF com dois meios de ganho

Nessa configuração, estando o segundo meio de ganho bombeado com o máximo de potência disponível ($\sim 3,5$ W), o laser de Cr:LiSAF oscila com limiar de aproximadamente 130 mW para cada um dos diodos de baixa potência (ou para bombeamento simultâneo com 65 mW). Obteve-se uma potência máxima de 70 mW para a refletividade (ótima) de saída 98%, resultados em razoável concordância com a simulação mostrada na figura (5.9). Como já foi discutido, e conforme mostra a figura (5.12), que relaciona a potência de saída do laser à refletividade do espelho de saída, este resultado está muito aquém das possibilidades com este sistema, o que leva à necessidade da utilização de cristais com maior concentração de Cr como meios de ganho, uma vez que a concentração de dopantes no cristal CZ - 1 é da ordem de 1 mol %, e do cristal CZ - 2, da ordem de 0,9 mol %.

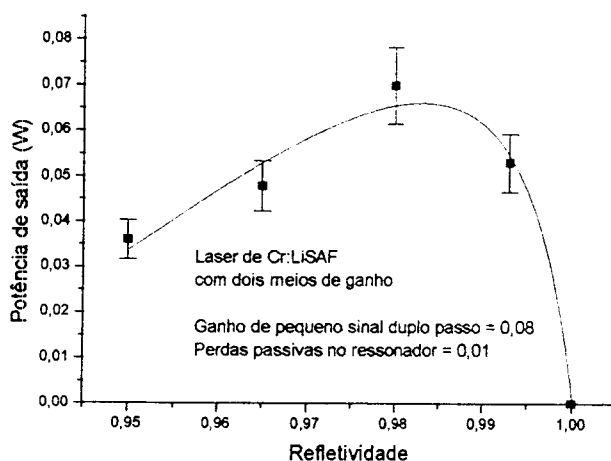


Figura 5.12: Curva de potência de saída em função da refletividade do espelho, para o laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo de baixa e alta potência

A utilização de um ressonador como o da figura (5.11), com dois meios de ganho, constitui-se num promissor e original objeto de pesquisa na área de geração de pulsos ultracurtos de potência mais elevada em regimes KLM de alto desempenho. Sua ação, porém, acaba sendo drasticamente limitada pela baixa concentração de Cr^{3+} dos cristais Czochralski utilizados até esta etapa do trabalho, a exemplo do que foi verificado nas seções anteriores deste capítulo.

5.1.2.3 - Cristal refino por zona (RZ-1)

Nos últimos anos, o Grupo de Crescimento de Cristais do CLA vem trabalhando no desenvolvimento da síntese e purificação do composto LiSAF puro e dopado com Cr^{3+} . Embora apresente fusão congruente, nota-se um desvio na estequiometria original devido à alta taxa de evaporação de um de seus componentes após a fusão. Estudos com o Cr:LiSAF mostraram que o dopante CrF_3 , quando aquecido, não mantém a estabilidade química, resultando em componentes com mais de uma fase, dificultando a obtenção de cristais com concentrações elevadas de Cr^{3+} . Embora a técnica Czochralski apresente a vantagem da escolha da orientação do cristal a ser crescido, os fortes gradientes de temperatura envolvidos agravam estes problemas. Optou-se, então, por crescer cristais de Cr:LiSAF pela técnica de refino por zona. Esta técnica consiste no deslocamento de uma zona estreita de temperatura elevada, correspondente ao ponto de fusão do composto, ao longo do comprimento do material. O processo é desenvolvido sob fluxo de ácido fluorídrico gasoso como forma de reduzir a possibilidade de hidrólise do material.

Medida de ganho e perdas: A amostra de Cr:LiSAF crescida pelo método de refino por zona, chamada neste trabalho de RZ-1, foi cortada em ângulos de Brewster e possui espessura 2 mm e comprimento 4,5 mm. As duas maiores faces não ópticas foram lapidadas e polidas para favorecer melhor contato térmico com dispositivos dissipadores de calor. O ressonador de quatro espelhos utilizado para a caracterização do laser de Cr:LiSAF com o cristal RZ-1 está representado na figura (5.13). Os espelhos 1 e 2 das extremidades são planos e os espelhos 3 e 4 de dobra têm raio de curvatura 10 cm. O comprimento total da cavidade é 135 cm e o ângulo de dobra para compensação astigmática é 14° . O laser de Cr:LiSAF foi bombeado pelos mesmos lasers de diodo operando em 672 nm e 679 nm da seção anterior. A concentração de íons Cr^{3+} do cristal é relativamente alta, cerca de 4 mol%. Nesta etapa do trabalho o cristal de Cr:LiSAF foi refrigerado por um elemento Peltier de potência 2W, para permitir bombeamento contínuo. Efeitos de lente térmica e de queda da eficiência quântica de luminescência inviabilizam o bombeamento contínuo sem qualquer sistema de refrigeração, e este tipo de bombeamento é indispensável em qualquer regime de travamento de modos, dado que o "build-up time" típico deste regime é relativamente longo. A temperatura do cristal foi monitorada por um conversor de temperatura acoplado a um multímetro digital.

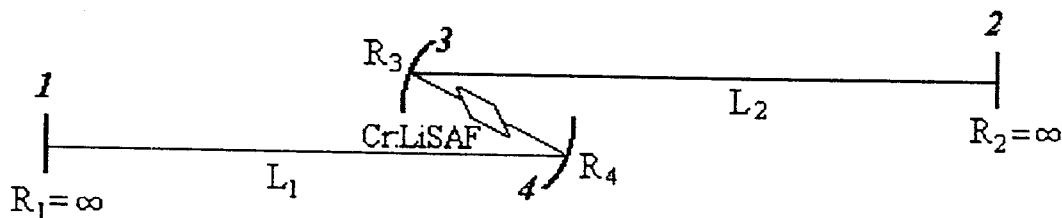


Figura 5.13: cavidade de quatro espelhos

A caracterização da emissão CW foi realizada medindo-se a potência de saída P_{out} em função da refletividade dos espelhos de saída à temperatura de 14°C , através da equação (3.4). A curva obtida está mostrada na figura (5.14). Por apresentar uma concentração bem maior de íons de Cr^{3+} , o ganho de pequeno sinal duplo passo neste caso é significativamente maior do que no caso do laser de Cr:LiSAF que utiliza o cristal CZ-1 crescida pelo método Czochralski. As baixas perdas do ressonador (2,1%) mostram que é possível a obtenção de cristais de Cr:LiSAF com ótima qualidade óptica e alta concentração de íons pelo método de refino por zona. O valor de máxima potência de saída pode ser ainda aumentado, refrigerando-se o meio de ganho a temperatura mais baixas.

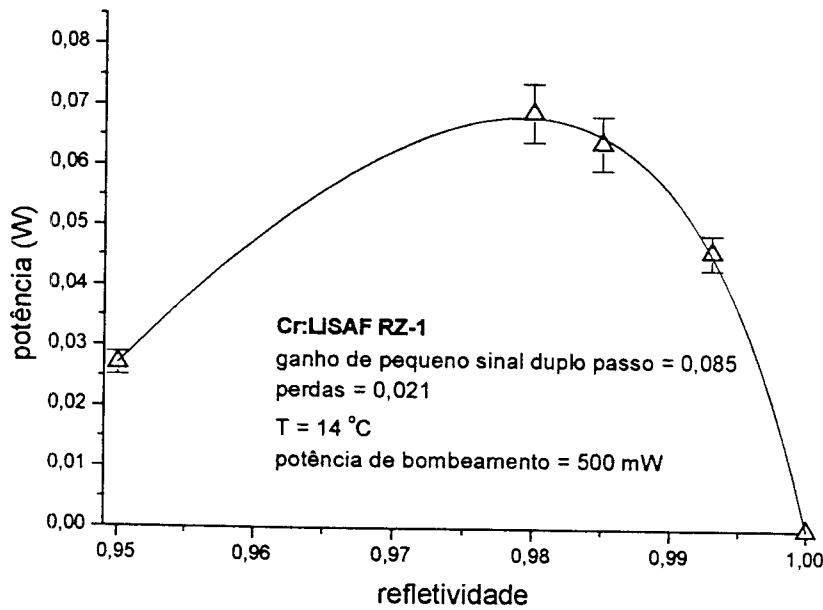


Figura 5.14: potência de saída do laser de Cr:LiSAF (cristal RZ-1) em função da refletividade do espelho de saída

Curva de sintonia: a curva de sintonia do laser foi obtida utilizando-se um arranjo com par de prismas (que pode ser utilizado para a compensação de dispersão em regimes de travamento de modos) e uma fenda posicionada junto ao espelho de saída 1, mostrada pela figura (5.15). Os prismas (*Newport*) são de sílica fundida com ângulo de ápice de 69° , o que deixa suas superfícies em ângulos de Brewster.

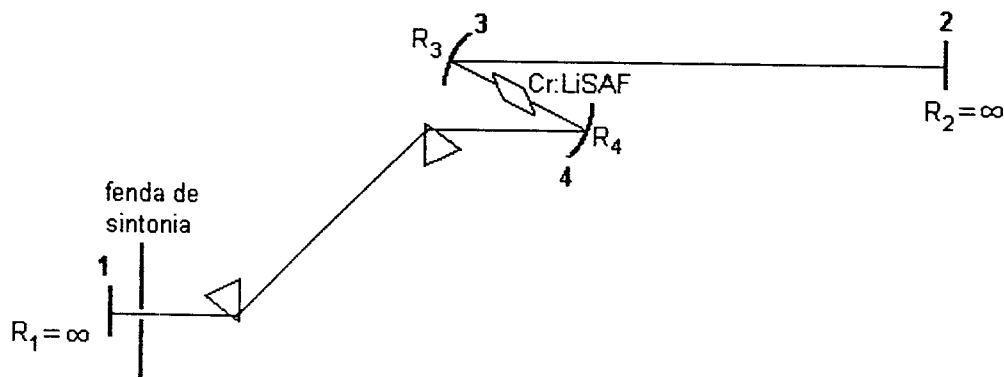


Figura 5.15: arranjo para a sintonia do laser de Cr:LiSAF utilizando par de prismas e fenda

A curva de sintonia foi obtida com potência de bombeamento contínuo de ~ 650 mW e com o meio de ganho refrigerado a 10°C . A figura (5.16) mostra o largo intervalo de sintonia do laser de cristal de Cr:LiSAF crescido por refino por zona bombeado por

lasers de diodo, que vai de 810 nm a cerca de 910 nm, com pico de emissão na região de 850 nm.

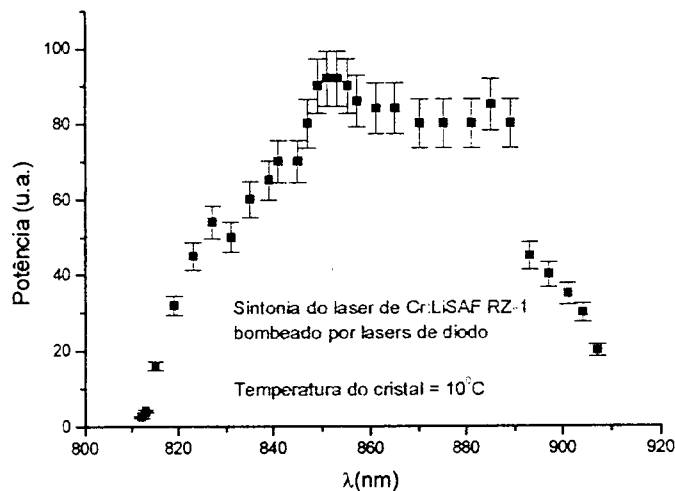
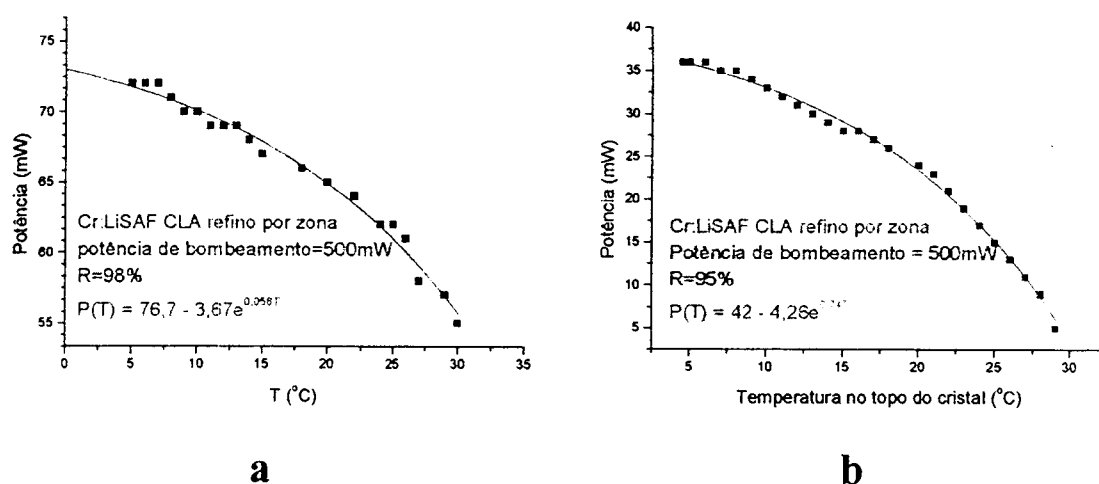


Figura 5.16: Intervalo de sintonia de laser de Cr:LiSAF com cristal RF-1 bombeado por lasers de diodo

Comportamento térmico: como foi visto no capítulo anterior, os efeitos térmicos têm enorme influência sobre a ação laser do Cr:LiSAF, sobretudo para um bombeamento CW, condição fundamental para a obtenção do regime de travamento de modos. Fenômenos térmicos como o “quenching” do tempo de vida fluorescente e a lente térmica têm, como consequência, a introdução de perdas adicionais no ressonador. Para uma avaliação mais exata desta influência sobre o regime laser, mediu-se a potência de saída do laser em função da temperatura do cristal, para duas diferentes refletividades do espelho de saída. A face de contato térmico é a face inferior do cristal, que por sua vez está em contato com uma superfície de alumínio refrigerada pelo elemento Peltier. A temperatura expressa nos gráficos mostrados a seguir é a da face oposta, no topo do cristal, e foi medida por um termopar.

As figuras (5.17a) e (5.17b) mostram a dependência da potência com a temperatura para refletividades de saída de 98% e 95% respectivamente, com potência total de bombeamento contínuo de 500 mW. Nota-se, em ambos os gráficos, que a curva da potência possui comportamento próximo do tempo de vida de fluorescência em função da temperatura mostrado na figura (2.6) do capítulo 2, de forma que os gráficos das figuras (5.17a) e (5.17b) podem permitir uma estimativa da temperatura no interior do meio de ganho, na região bombeada pelos lasers de diodo. Nota-se também que as maiores perdas introduzidas pelo espelho de refletividade 95% fazem a potência do laser cair muito mais acentuadamente com a temperatura.



Figuras 5.17: Dependência da potência de saída do laser Cr:LiSAF RZ-1 com a temperatura para 1) $R_{out}=98\%$ e 2) $R_{out}=95\%$. As curvas sólidas são curvas de ajuste.

5.1.2.4 - Análise da ação laser de um cristal comercial e comparação como o cristal RZ-1 crescido no CLA

A título de comparação com os cristais desenvolvidos no CLA-IPEN e com a finalidade de se escolher a amostra mais apropriada para os experimentos em regime de travamento de modos, foi estudada a ação laser CW de um cristal comercial (VLOC) crescido pelo método Czochralski com concentração de 6 mol% de Cr^{3+} e de dimensões $2 \times 2 \times 3 \text{ mm}^3$, cortado em ângulos de Brewster. Devido à alta concentração de dopantes, a remoção de calor do cristal foi feita através do contato de três faces do mesmo com um suporte de cobre eletrolítico refrigerado pelo elemento Peltier. As condições experimentais da análise da ação CW do cristal VLOC são as mesmas das do laser de Cr:LiSAF RZ-1, ou seja, foi utilizado o mesmo ressonador, o bombeamento foi realizado com os mesmos lasers de diodo e foram utilizados os mesmos espelhos.

A dependência da potência com a refletividade de saída está mostrada na figura (5.18). A potência de bombeamento neste caso também é 500 mW. A figura mostra que as perdas intracavidade introduzidas pelo cristal VLOC (1,7 %) são ligeiramente menores do que as introduzidas pelo cristal RZ-1 (2,1 %), o que seria de se esperar, em se tratando de um cristal crescido pelo método Czochralski. No entanto, pode-se considerar excelente o desempenho do cristal crescido por refino por zona, uma vez que este método não permite a escolha prévia da orientação cristalina, o que pode acarretar perdas por rotação de polarização no interior do cristal, e também pelo fato de este ser 50 % mais longo que o cristal VLOC, introduzindo portanto mais perdas por espalhamento.

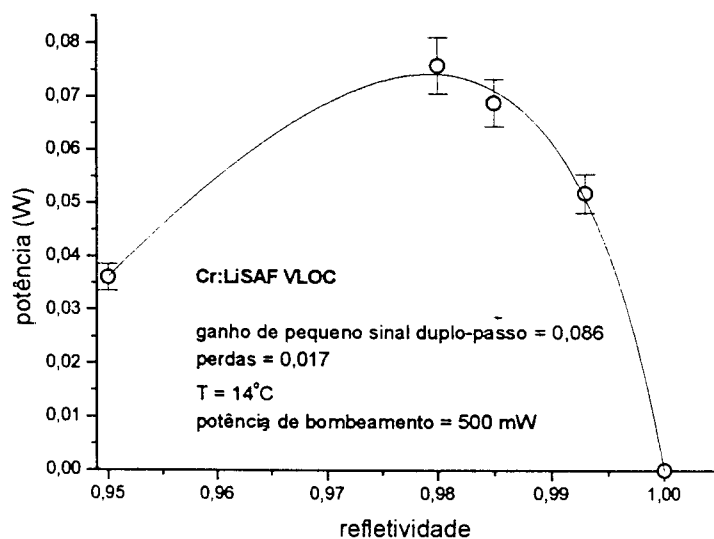
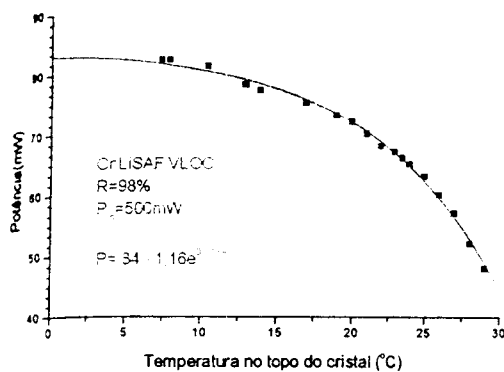


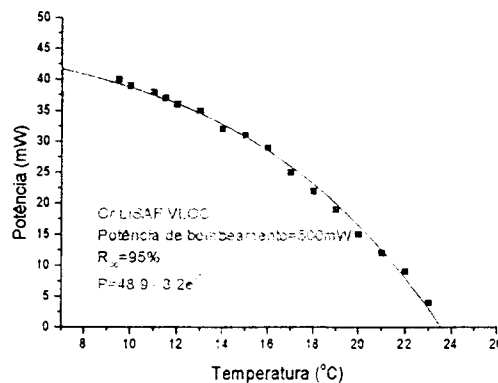
Figura 5.18: curva de potência X refletividade do espelho de saída do laser de Cr:LiSAF VLOC com potência de bombeamento de 500 mW e com cristal refrigerado a 14°C.

As figuras (5.19) a e b mostram a dependência da potência de saída com a temperatura do cristal VLOC. Comparando-se o comportamento térmico deste cristal com o do cristal RZ-1, mostrado nas figuras (5.17) a e b, pode-se concluir que as diferenças de comportamento entre os dois cristais devem-se muito mais às diferenças de concentração de íons dopantes do que propriamente à sua qualidade óptica. Observando-se os gráficos, pode-se separá-los em três regiões distintas, que podem ser basicamente representadas por três pontos: a tabela 5-1 lista três pontos extraídos dos gráficos da figura (5.17a) (cristal RZ-1) e da figura (5.19a) (cristal VLOC), referentes à refletividade do espelho de saída de 98%. Para $T = 7,5^\circ\text{C}$, a potência do laser VLOC é 82mW, contra 71 mW do laser RZ-1, e tal superioridade se estende, de maneira menos acentuada, até a região de temperaturas em torno de 25°C . Isto deve-se principalmente à maior concentração de dopantes do cristal VLOC (~ 6 mol% contra ~ 4 mol% do cristal RZ-1). Esta concentração mais elevada deixa de representar uma clara vantagem, porém, para maiores temperaturas. A tabela 5-1 mostra que, para $T = 25,5^\circ\text{C}$, as potências de saída de ambos os lasers são praticamente iguais, uma vez que, por possuir maior concentração de dopantes, o cristal VLOC possui maior coeficiente de absorção, tornando-o mais susceptível a efeitos térmicos. Por este motivo, a partir de $25,5^\circ\text{C}$, e notadamente para $T = 30,0^\circ\text{C}$, nota-se um melhor desempenho na emissão CW do laser RZ-1, como mostrado na tabela 5-1. O mesmo fenômeno se nota, de maneira mais evidente, na tabela 5-2, que lista dados referentes à refletividade 95%. Os efeitos térmicos sobre cristais laser de Cr:LiSAF de alta concentração de íons de Cr^{3+} , como é o caso do cristal VLOC, bem como a sua influência

sobre os regimes CW e de travamento de modos, serão analisados com maiores detalhes mais adiante neste capítulo, na seção 5.3.



a



b

Figuras 5.19: Dependência da potência de saída do laser Cr:LiSAF VLOC com a temperatura para a) $R_{out}=98\%$ e b) $R_{out}=95\%$. As curvas sólidas são curvas de ajuste.

	cristal VLOC	cristal RZ-1
Temperatura (°C)	Potência (mW)	Potência (mW)
7,5	82	71
25,5	60	61
30,0	44	55

Tabela 5-3: potência de saída dos lasers VLOC e RZ-1 para determinados valores de temperatura dos cristais, para R=98%.

	cristal VLOC	cristal RZ-1
Temperatura (°C)	Potência (mW)	Potência (mW)
9,5	40	33
17,0	25	26
22,0	10	20

Tabela 5-4: potência de saída dos lasers VLOC e RZ-1 para determinados valores de temperatura dos cristais, para R=95%.

Embora as perdas dos cristais RZ-1 e VLOC sejam muito próximas e não apresentem grande influência sobre o desempenho do laser, os resultados mostrados nas tabelas 5-3 e 5-4 podem levar à simples conclusão de que um laser de Cr:LiSAF com o cristal VLOC seria a solução mais adequada para a obtenção de um regime CW de alta eficiência, devido à maior concentração de dopantes desta amostra. Bastaria refrigerar o cristal adequadamente para a obtenção de um regime claramente superior ao regime apresentado pelo laser com o cristal RZ-1. Porém, para potências de bombeamento superiores a 500 mW, o regime CW do laser VLOC se degrada drasticamente, e passa a exigir refrigeração a temperaturas menores que 10 °C, que causam condensação de vapor d'água no cristal e no elemento Peltier, o que pode comprometer seriamente seu funcionamento. Para maiores potências de bombeamento, são necessários arranjos de refrigeração mais eficientes e que o cristal seja encapsulado em compartimentos mantidos sob o fluxo de Nitrogênio super-seco.

5.2 - Regime de travamento de modos por KLM do laser de Cr:LiSAF

5.2.1 - Arranjo experimental - ressonador simétrico

O ressonador inicialmente utilizado para a prática de KLM é do tipo "X", numa configuração simétrica, com os braços L_1 e L_2 iguais e medindo 62,5 cm. Optou-se por esta geometria para se permitir que o ressonador operasse próximo do limite de estabilidade, condição necessária para o regime KLM, sem prejuízo do regime CW causado pela diminuição acentuada da cintura do modo laser, ou pela oscilação de outros modos que não o modo TEM₀₀, fato que ocorre quando o ressonador possui uma configuração assimétrica.

As dimensões do ressonador permitem também a inserção de um modulador acusto-óptico para possibilitar a iniciação ou inclusive a manutenção de regime KLM, num esquema híbrido. O regime de travamento de modos híbrido combina a não-linearidade de um meio intracavidade com a ação de um modulador acusto-óptico. A taxa de repetição do trem de pulsos corresponde ao "tempo de vô" do fóton na cavidade, dado por $2L/c$, onde L é o comprimento do ressonador e c é a velocidade da luz no vácuo. O comprimento efetivo da cavidade utilizada, considerando-se os braços L_1 , L_2 , a distância entre os espelhos de dobra, e os elementos intracavidade, é $L = 136$ cm, para permitir o casamento com a frequência para a qual o modulador acusto-óptico apresenta maior profundidade de modulação ($f = 55,1$ MHz). O modulador acusto-óptico de onda estacionária foi desenvolvido no CLA e opera no regime de geração de várias ordens de difração, tendo como característica as rápidas modulações, em detrimento da profundidade de modulação. O modulador foi construído de modo a permitir incidência

em ângulo de Brewster e consiste em um prisma de quartzo de alta qualidade óptica e faces paralelas. Sua alimentação foi feita por um gerador de sinais *HP 8656 B* e amplificado por um amplificador de RF *Interaction*.

Cálculo de dispersão intracavidade: para a eliminação de qualquer varredura em frequência (“chirp”), foi efetuado o cálculo para a compensação de dispersão de segunda e terceira ordens baseado nas equações (3.34) e (3.35), para dispersão de segunda ordem, e nas equações (3.36) e (3.38), para o cálculo de dispersão de terceira ordem. O cristal de Cr:LiSAF, o material dos prismas de sílica fundida, e eventualmente o material do modulador acusto-óptico (quartzo), são fontes de GVD e de TOD positiva; o par de prismas conforme a geometria mostrada na cavidade da figura (5.15) é fonte de GVD e TOD negativa. Para os parâmetros da geometria do ressonador utilizado, os cálculos de auto-modulação de fase pela equação (3.33) do capítulo 3 mostram que o “chirp” introduzido pela SPM pode ser desprezado. O cálculo da GVD e da TOD estão mostrados na figura (5.20) em função da distância L entre os prismas, para uma cavidade sem modulador acusto-óptico. Para este cálculo, consideraram-se $227 \text{ fs}^2/\text{cm}$ e $225 \text{ fs}^3/\text{cm}$ as dispersões de segunda e terceira ordem do Cr:LiSAF respectivamente para $\lambda = 844 \text{ nm}$, num cristal de comprimento $0,45 \text{ cm}$. A figura mostra que, para um caminho intraprisma individual (ou seja, por prisma) de $10,9 \text{ mm}$, pode-se selecionar um valor L em torno de $\sim 51,5 \text{ cm}$ de modo a anular a GVD e a manter a TOD intracavidade em valores pouco acima de 6 fs^3 .

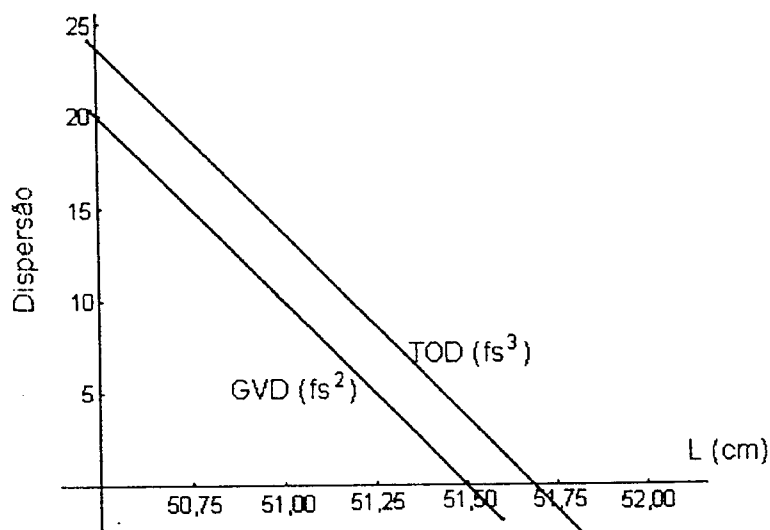


Figura 5.20 : GVD e TOD no ressonador em função da distância L entre os ápices do par de prismas para compensação de dispersão.

Com a introdução do modulador acusto-óptico de sílica fundida de espessura 10 mm , a compensação de dispersão pode ser feita neste caso simplesmente reduzindo-se o

caminho óptico intraprisma de 10,9 mm para 5,9 mm. Externamente ao ressonador foi montado um outro arranjo de prismas de sílica fundida, disposto de maneira simétrica ao arranjo interno. Este arranjo externo corrige eventuais varreduras em frequência dos pulsos que saem do ressonador e compensa a dispersão introduzida pelo substrato (de vidro BK 7) do espelho de saída.

Autocorrelador: o autocorrelador utilizado para a medição de pulsos ultracurtos foi projetado de maneira a se evitar ao máximo a introdução de dispersão no feixe. Com a exceção de um divisor de feixes de espessura 150 μm com "coating" dielétrico para 50% de refletividade com ângulo de incidência 45°, todos os demais componentes deste dispositivo são refletores e portanto não dispersivos, como mostra o esquema da figura (5.21). No lugar de uma lente convergente para focalizar os feixes de 1° harmônico no cristal não-linear, utilizou-se um espelho côncavo de raio de curvatura 10 cm. O cristal não-linear para a geração de segundo harmônico tipo II é uma amostra de BBO (β -borato de bário, da VLOC) de dimensões 0,5 X 3,0 X 3,0 mm^3 , otimizadas para a faixa de comprimentos de onda em torno de 850 nm. Os feixes incidentes no cristal possuem polarizações ortogonais entre si, o que é feito através de um elevador de feixes posicionado no espelho E_1 . A fotomultiplicadora FM detecta o sinal de segundo harmônico através do espelho E_2 . O espelho canto de cubo CC ("corner cube") foi atado a um alto-falante de grande amplitude de vibração ($\sim 2\text{mm}$) para permitir a visualização do trem de pulsos num osciloscópio digital Tektronix de 200 Mhz.

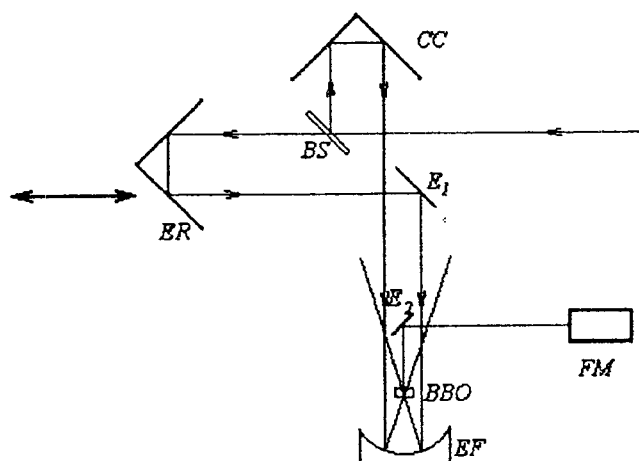


Figura 5.21: esquema do autocorrelador. BS: divisor de feixe; CC: espelho canto-de-cubo ("corner cube") de desvio constante; ER: espelho em ângulo reto de desvio constante; E_1 : espelho com elevador de feixes para rotação de polarização; EF: espelho esférico de raio de curvatura 10cm; E_2 : espelho de desvio do sinal de segundo harmônico; FM: fotomultiplicadora S-20; BBO: cristal não-linear de β -borato de bário.

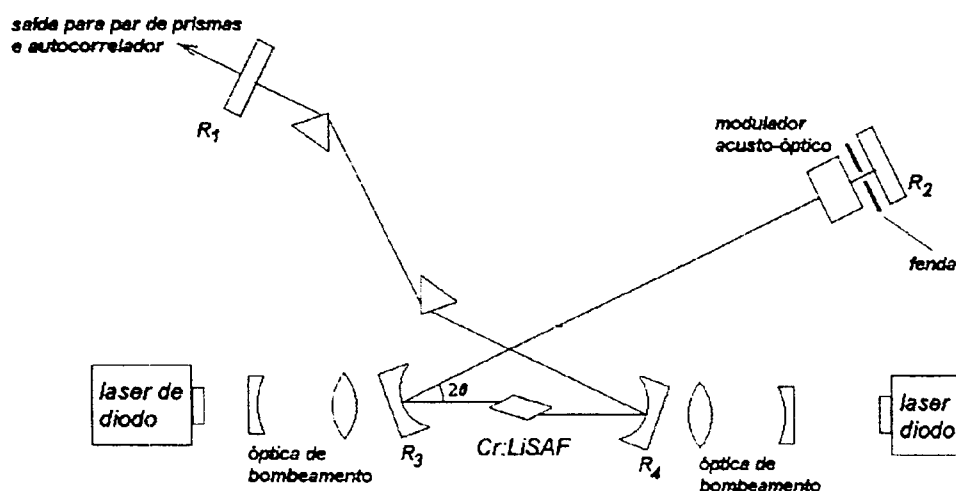


Figura 5.22: montagem do laser de Cr:LiSAF para a geração de femtosegundos por travamento de modos por lente Kerr.

A despeito de todas as precauções tomadas e etapas meticulosamente realizadas, obteve-se um regime KLM passivo instável e, por vezes, incompleto, caracterizado pela oscilação em regime de travamento de modos de apenas parte dos modos intracavidade. A inserção adequada da fenda facilitou a transição do regime CW para o de travamento de modos, sem que contudo se observasse a instalação de um trem de pulsos estável. Em decorrência desta instabilidade, não foi possível a medição da largura temporal dos pulsos obtidos por regime de KLM passivo pelo autocorrelador. A instalação transiente do regime pôde ser apenas observado pelo detector rápido.

5.2.2.1 - Travamento de modos em regime híbrido

Com a inserção do modulador acusto-óptico, operando com baixíssima profundidade de modulação ($< 0,1\%$), e com o ressonador mais próximo da região central do intervalo de estabilidade, observou-se a instalação de um regime de travamento de modos ativo completo, operando na faixa de picosegundos. O ajuste do ressonador próximo aos limites do intervalo de estabilidade e o deslocamento cuidadoso do meio de ganho permitiu o encurtamento gradativo dos pulsos até o regime de pulsos de femtosegundos. Ainda que o uso do modulador acusto-óptico representasse uma melhora significativa quanto à estabilidade do trem de pulsos em relação à configuração anterior, o regime de travamento de modos híbrido também mostrou-se instável, caracterizado em alguns momentos pela alternância de regimes de pulsos de picosegundos e de femtosegundos, e extremamente sensível a ajustes no ressonador e na frequência de sintonia do modulador eletro-óptico. Tal comportamento permitiu apenas a estimativa da

duração dos pulsos, de 300 a 400 fs, e praticamente impossibilitou o ajuste dos parâmetros do ressonador visando a obtenção de pulsos mais curtos.

Este fraco desempenho do laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo na geração de pulsos de femtosegundos por KLM pode ser atribuído basicamente à má qualidade dos feixes de bombeamento, no que concerne ao seu M^2 (cerca de 12) e ao diâmetro da cintura destes feixes (em torno de 80 μm). Os demais parâmetros e características do ressonador relevantes no regime KLM são todos conhecidos, e não comprometem a obtenção do regime: a qualidade óptica do meio de ganho, a refrigeração do mesmo, a curva de sintonia do laser, a geometria e a qualidade óptica do par de prismas utilizado para a compensação de dispersão, a dispersão introduzida pelos espelhos do ressonador, a qualidade óptica do modulador e a dispersão por ele introduzida.

A qualidade óptica e o diâmetro do feixe de bombeamento têm enorme importância no estabelecimento do regime de KLM. O pequeno diâmetro da cintura do feixe confere ao laser um ganho mais alto [1,43], principalmente em se tratando de sistemas de Cr:colquiritas, o que garante uma maior potência intracavidade e portanto uma lente Kerr mais acentuada. Quanto maior o ganho, menor a potência limiar de bombeamento, o que permite uma flexibilidade muito maior no alinhamento do laser para o regime KLM, uma vez que um expediente necessário para se atingir este regime é a introdução gradativa e controlada de perdas no ressonador, seja através de abertura dura, seja através de ajustes na óptica de bombeamento, visando a obtenção de KLM por abertura de ganho. Se o laser possui um ganho relativamente baixo, e levando-se em conta ainda as perdas (inevitáveis) introduzidas por elementos intracavidade, o ajuste do ressonador para o estabelecimento do regime torna-se muito mais difícil, e este último, muito mais pobre. A qualidade do feixe de bombeamento, o diâmetro de sua cintura e a relação entre este e o diâmetro do modo laser no meio de ganho também desempenham um papel determinante no estabelecimento de KLM por abertura de ganho, conforme discutido no capítulo 4 [88,91]: quanto menor o diâmetro do feixe de bombeamento e melhor a sua sobreposição com o modo do laser, mais negativa será a sensibilidade Kerr por abertura de ganho.

Inúmeros trabalhos que relatam a obtenção de pulsos ultracurtos por KLM com lasers de Cr:colquiritas bombeados por lasers de diodo dedicam especial atenção à óptica do feixe de bombeamento e à minimização das perdas intracavidade: Robertson *et al* [47,115], destacam a necessidade de bombear-se o meio de ganho com feixes limitados por difração, e geram pulsos na faixa de 100 fs em um laser de Cr:LiSAF bombeado por um laser de diodo MOPA ("master-oscillator power-amplifier") que produziu um feixe de bombeamento com cintura de diâmetro 20 μm ; Aoshima *et al* mostram a tentativa infrutífera de obtenção de KLM em lasers de Cr:LiSAF bombeados por lasers de diodo de até 0,5 até 2 W de potência, usando-se óptica convencional de bombeamento, e obtêm

pulsos de 30 fs através de um sistema MOPA, com cinturas de 15 μm de diâmetro [116]; Uemura e Miyazaki desenvolvem uma geometria de focalização do feixe de bombeamento com espelhos de dobra de diferentes curvaturas e obtiveram pulsos de 26 fs realizando o bombeamento com apenas um laser de diodo [117]; com este mesmo ressonador, e com melhorias na compensação de GVD e TOD, Uemura e Torizuka geraram os pulsos mais curtos obtidos até hoje com lasers de Cr:colquiritas, 12 fs [118] e 10 fs [119]; Valentine *et al* [120] desenvolvem um ressonador de Cr:LiSAF de três espelhos e baixíssimas perdas com impressionantes 9 mW de potência de bombeamento limiar CW e 22 mW de limiar em regime KLM, bombeando com laser de diodo de faixa única com feixe limitado por difração, com cintura de diâmetro $\sim 20 \mu\text{m}$ e isento de astigmatismo no meio de ganho.

A geometria dos feixes de bombeamento utilizados neste trabalho está, portanto, aquém das desenvolvidas nos trabalhos mencionados acima e em outros pesquisados por este autor e que obtiveram a geração de pulsos de femtosegundos com lasers de Cr:LiSAF bombeados por lasers de diodo em regime KLM. A solução óbvia e imediata para este problema e para as limitações apresentadas pelo sistema seria a melhora da óptica de bombeamento utilizada. Uma vez que a abertura numérica do feixe de bombeamento é limitada pelo diâmetro do espelho de dobra do ressonador, isto exigiria, entre outras alterações, a troca dos espelhos de dobra ora utilizados, de diâmetro 15 mm, por espelhos de 25 mm. Embora perfeitamente factível, esta tarefa é delicada, uma vez que os espelhos de dobra são críticos no ajuste da cavidade, e torna-se mais difícil em se tratando de lasers de baixo ganho, como os laser de Cr:colquirita. Em vez disso, optou-se por uma outra alternativa, mais original, que é a inserção de um meio não-linear auxiliar no ressonador para se acentuar o efeito de lente não-linear do tipo Kerr, conforme mostrado no capítulo 4 e na referência [105].

5.2.2.2 – Travamento de modos com a inserção de um meio não-linear auxiliar

A montagem utilizada é basicamente a mesma da seção anterior e foi analisada quanto aos valores de sensibilidade Kerr em função dos seus parâmetros de ajuste na seção 4.2.2. A figura (5.23) mostra o detalhe da região entre os espelhos de dobra, onde o meio não-linear auxiliar foi posicionado. O vidro não-linear SF 57 cortado e polido em ângulo de Brewster possui comprimento 1,8 mm. O meio de ganho utilizado é o cristal VLOC. Optou-se por este cristal porque o comprimento efetivo introduzido por ele e pelo vidro SF 57 é muito próximo do comprimento efetivo do cristal RZ-1, o que facilita o alinhamento do ressonador. Além disso, o menor comprimento do cristal VLOC (3 mm, contra 4,5 mm do cristal RZ-1) permite que o vidro SF 57 esteja mais próximo da cintura do modo laser.

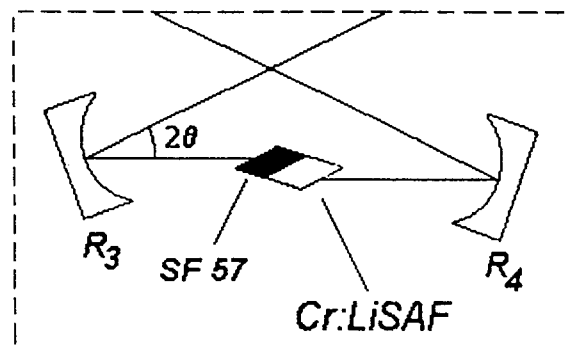


Figura 5.23 : detalhe do cristal de Cr:LiSAF e do vidro SF 57 entre os espelhos de dobra

O vidro SF 57, além de altamente não-linear, apresenta altos valores de dispersão de segunda e terceira ordens [121]. Apesar de o cristal de Cr:LiSAF ser menor, a inserção destes dois elementos introduziu valores positivos de GVD e TOD no ressonador, o que exigiu algumas alterações na geometria do par de prismas para a compensação desta dispersão adicional. A distância entre os ápices dos prismas foi aumentada para ~ 54 cm e o caminho individual intraprisma foi diminuído para menos de 2 mm, o mínimo possível sem haver comprometimento da emissão CW. A distância de 54 cm foi a máxima possível sem que o ressonador deixasse de ser simétrico e para que se permitisse, ao mesmo tempo, a sintonia do modulador acusto-óptico, uma vez que cada braço do ressonador mede 62,5 cm. Com esta configuração, abriu-se mão da compensação de dispersão de terceira ordem, privilegiando-se o uso do modulador acusto-óptico e do ressonador simétrico.

A diminuição da temperatura de operação do meio de ganho para ~ 10 °C permitiu um bom desempenho do laser em regime CW, apesar da perda adicional introduzida pelo vidro não-linear. Esta temperatura mais baixa exigiu, contudo, a freqüente limpeza do meio de ganho devido à condensação de água nas suas faces ópticas.

Regime passivo: para o ajuste do ressonador para o regime KLM passivo, adotou-se o mesmo procedimento das seções anteriores, trabalhando-se com o ressonador próximo ao limite inferior do intervalo de estabilidade superior e inserindo-se a fenda gradativamente no caminho do feixe, e observou-se a instalação de um regime KLM igualmente instável e por vezes incompleto. Ao aproximar-se o espelho 3 ainda mais do limite (mostrado na figura 5.23), houve o surgimento de um regime de chaveamento-Q acentuado e extremamente instável, provavelmente atribuído à lente Kerr introduzida pelo vidro SF 57.

Regime de travamento de modos ativo: com a inserção do modulador acusto-óptico, observou-se a instalação de “mode locking” com pulsos na faixa de 30 ps, e com envelope de chaveamento-Q, de largura temporal 3 μ s e taxa de repetição de \sim 50 KHz. A transição para o regime de travamento de modos CW foi feita através da translação do espelho 3, ora rumo ao espelho 4, ora em sentido contrário, até que se observasse um trem de pulsos estável no osciloscópio de 200 MHz. Inicialmente mediram-se pulsos com o ressonador ajustado fora dos limites de estabilidade e sem prismas para compensação de dispersão, e portanto com alta dispersão positiva. A figura (5.24) mostra o traço de autocorrelação de segundo harmônico para este caso, com a obtenção de pulsos de 22 ps. A curva que permitiu o melhor ajuste com os dados experimentais foi obtida assumindo-se um pulso gaussiano. Uma vez que o ressonador não foi ajustado de modo a se acentuar o efeito de lente Kerr intracavidade, pode-se admitir que o regime obtido tenha sido puramente ativo.

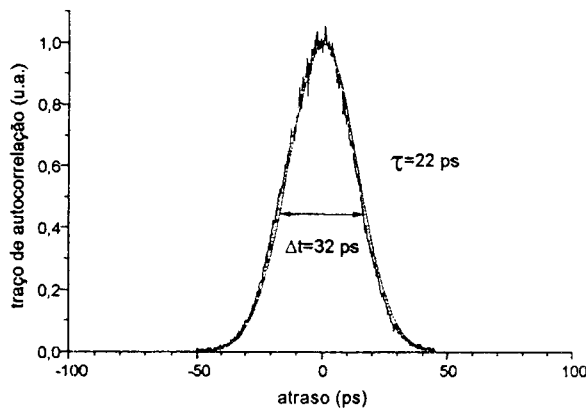


Figura 5.24 : traço de autocorrelação do laser de Cr:LiSAF em regime de travamento de modos ativo

Regime de travamento de modos híbrido : o regime KLM híbrido com pulsos de femtosegundos iniciou-se após a inserção do par de prismas para compensação de dispersão, o ajuste do ressonador próximo do limite de estabilidade, e um cuidadoso alinhamento da óptica de bombeamento. Este alinhamento foi determinante para a obtenção do regime e consiste em deslocar ligeiramente as lentes positivas transversalmente em relação ao seu eixo óptico, tanto em movimentos verticais, quanto horizontais. Como resultado deste ajuste, o trem de pulsos torna-se mais estável, e estes, eventualmente, mais curtos. O deslocamento longitudinal das lentes positivas da óptica de bombeamento também exercem influência sobre a duração dos pulsos. Isto evidencia fortemente a ocorrência de KLM por abertura de ganho, já que o ajuste da óptica de bombeamento altera a sobreposição espacial do feixe de bombeamento e do modo laser, ou seja, faz com que este seja “obturado” no interior do meio de ganho. Devido ao

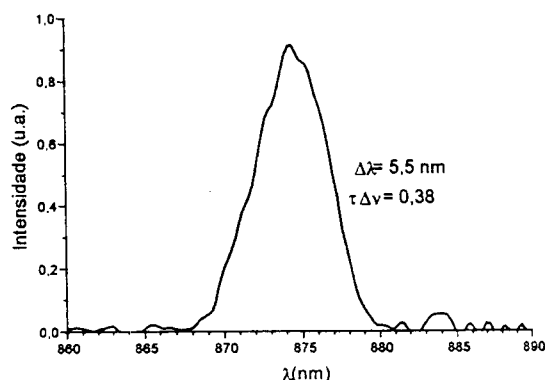


Figura 5.26: distribuição espectral correspondente dos pulsos de fs.

Os efeitos térmicos ocorrentes no Cr:LiSAF também exercem importante influência no regime de KLM híbrido, principalmente em cristais com alta concentração de Cr^{3+} . Dos mecanismos de geração de calor no cristal, dois são dependentes da temperatura, o “quenching” térmico do tempo de vida fluorescente e a conversão ascendente (“up-conversion”). Os efeitos térmicos causados por conversão ascendente aparecem mais comumente nos cristais de alta concentração, por dependerem do quadrado da população do nível superior, e dependem muito da emissão estimulada (i.e., da potência intracavidade), pelo mesmo motivo. Quando o laser atinge o limiar de oscilação, a emissão estimulada abaixa a população n_2 do nível laser superior, o que diminui os efeitos de conversão ascendente; com isso, diminui a geração de calor por este efeito, havendo a queda de temperatura do cristal; conseqüentemente, o cristal passa a sofrer menos problemas de “quenching” térmico e a potência intracavidade aumenta, e o ciclo se reinicia até o estabelecimento de um novo equilíbrio. Este encadeamento de efeitos pode ser facilmente notado e torna-se influente sobre a emissão CW, como é o caso do laser de Cr:LiSAF com o cristal VLOC, com concentração de 6 mol% de íons dopantes, e é praticamente imperceptível em lasers com cristais de baixa concentração, como os cristais Czochralski crescidos no CLA.

Estes efeitos térmicos são ainda mais críticos durante o alinhamento do ressonador para a prática de KLM, e podem comprometer o regime, principalmente quando o casamento espacial entre o feixe de bombeamento e o modo laser não é ideal: durante o ajuste do ressonador, perdas são inseridas, o que diminui a potência intracavidade. Com isso, aumenta a geração de calor por conversão ascendente, e o processo descrito no parágrafo anterior ocorre de maneira inversa, sendo portanto nocivo ao regime de travamento de modos. No caso de KLM híbrido, há ainda a dificuldade adicional do surgimento de lente térmica devido à variação de temperatura causada pelos efeitos descritos acima, o que altera o comprimento efetivo do ressonador, exigindo eventualmente o reajuste da distância entre os espelhos de dobra e da frequência de sintonia do modulador acusto-óptico.

Apesar das dificuldades causadas pelos efeitos térmicos, o desempenho do laser de Cr:LiSAF na geração de pulsos de femtosegundos melhorou muitíssimo com a introdução do vidro SF 57 como meio não-linear auxiliar. Embora os pulsos gerados sejam relativamente longos se comparados aos resultados típicos para lasers de Cr:LiSAF encontrados na literatura, pôde-se observar que o uso do vidro SF 57 possibilitou a evolução de um regime pobre e extremamente instável para um regime reprodutivo e de razoável estabilidade, a ponto de permitir o funcionamento do laser em regime KLM (ainda que de maneira precária) com o ar condicionado do laboratório ligado, algo impensável quando se utilizou apenas o cristal de Cr:LiSAF como meio não-linear, devido às instabilidades no ressonador causadas por correntes de ar. A otimização do ganho do laser mediante o uso de uma melhor óptica de bombeamento deve melhorar significativamente o desempenho do sistema e permitir a geração de pulsos mais curtos e regimes mais estáveis.

5.3 - Lasers de Neodímio

Nesta seção estudaram-se propriedades de lasers de Nd:YLF e Nd:LuYLF operando em regime CW em em travamento de modos híbrido na presença de um pronunciado “hole burning” espacial (SHB). Para a análise deste efeito, estudou-se o comportamento do espectro de um laser de Nd:YLF operando em $\lambda=1,047 \mu\text{m}$ em função da posição do meio de ganho na cavidade e constatou-se um alargamento espectral da emissão à medida que aproximou-se o meio de ganho do espelho de uma das extremidades da cavidade, o que pode ser predominantemente associado ao SHB. Neste trabalho foi desenvolvido também um ressonador para a ação em regime CW do laser de Nd:LuYLF bombeado por laser de diodo, e seus parâmetros de emissão laser foram medidos. Estes dois estudos forneceram subsídios importantes para o estudo do regime de travamento de modos híbrido (regime KLM com modulação ativa de baixíssima profundidade) na presença de SHB e a obtenção de pulsos ultracurtos do laser de Nd:LuYLF.

5.3.1 - “Hole burning” espacial em lasers de Nd:YLF

Arranjo experimental: para este estudo, projetou-se uma cavidade bastante simples, mostrada na figura (5.27), na qual o centro do meio de ganho (um cristal de Nd:YLF de comprimento $\approx 20 \text{ mm}$ cortado em ângulo de Brewster) situa-se a uma distância mínima de 4 mm do espelho de fundo. O bombeamento do laser é longitudinal e realizado por um laser de diodo de GaAlAs (SDL 2382P1) operando com potência constante de 4W e comprimento de onda $0,797 \mu\text{m}$. Usou-se uma lente convergente de $f \approx$

6 cm para focalizar o feixe de bombeamento no centro do cristal. Com isso e com reflexões de Fresnel do espelho de fundo, a potência do feixe de bombeamento na região do meio de ganho cai para cerca de 3,2W. Os diâmetros dos feixes de bombeamento e de emissão no meio de ganho foram calculados de modo a ambos terem aproximadamente o mesmo parâmetro confocal.

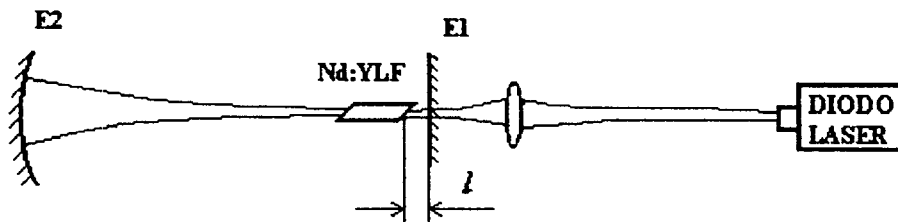
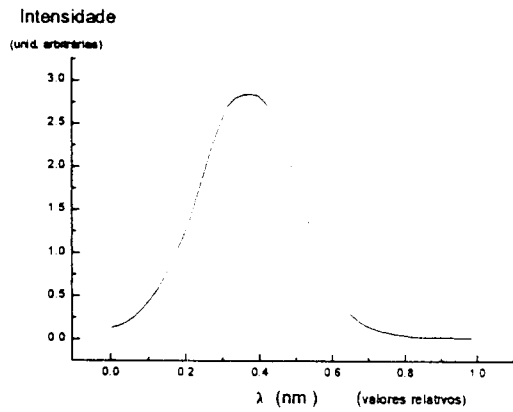


Figura 5.27 : esquema da cavidade laser; E1($r=\infty$) e E2 ($r=50\text{cm}$), espelhos.

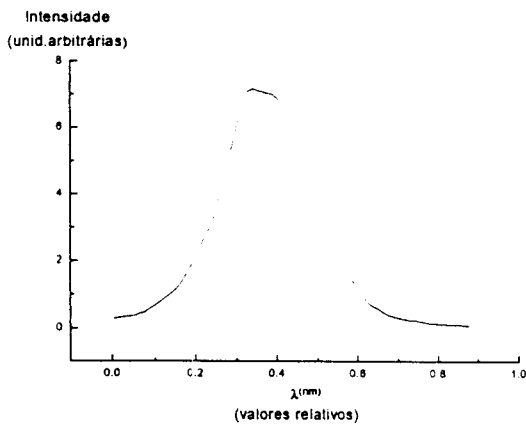
O espectro da emissão do laser de Nd:YLF operando no comprimento de onda $1,047\ \mu\text{m}$ foi obtido de um espectrômetro SPEX de $0,5\text{m}$ de comprimento com rede de difração de $600\ \text{linhas/mm}$, o que lhe garante uma resolução de cerca de $10^{-2}\ \text{nm}$. O espelho de fundo foi afastado gradativamente do meio de ganho, e a cada nova posição, o laser era realinhado até que se restaurasse a sua potência de saída e o espectro de emissão era então medido. Todos os espectros foram medidos do modo TEM₀₀ do laser.

A figura (5.28a) mostra o espectro do laser de Nd:YLF para $l = 4\text{mm}$ e a (5.28b) mostra o espectro do mesmo laser para $l=16\text{mm}$, sendo l a distância entre a extremidade do meio de ganho e o espelho de fundo. Pode-se notar claramente que, para uma distância l maior, o espectro torna-se mais estreito. Esta tendência se confirma ao observar-se o gráfico obtido na figura (5.29), quanto fez-se a varredura da distância l : a largura à meia altura $\Delta\lambda$ (FWHM) do espectro torna-se menor à medida que l cresce. Outro aspecto interessante deste gráfico é o patamar e a descontinuidade que surge para l a partir de valores próximos de 12mm , sugerindo que, para este valor, determinados modos que antes oscilavam devido ao efeito de SHB deixam de fazê-lo.



a

Figura 5.28: Espectros de emissão laser de Nd:YLF para a) $l=4\text{mm}$, $\Delta\lambda = 0,43\text{ nm}$ e b) $l=16\text{mm}$, $\Delta\lambda = 0,33\text{nm}$



b

A figura (5.30) mostra a largura $\Delta\lambda$ do espectro em função de l para o meio de ganho já relativamente distante do espelho de fundo, próximo ao centro da cavidade. A curva obtida confirma a análise teórica e experimental [122,125,126] dos efeitos espectrais na presença de “hole burning” espacial, que mostra um alargamento espectral da emissão para menores valores de l , e tende a um patamar constante, mostrando que neste caso o efeito de SHB é bem menos pronunciado.

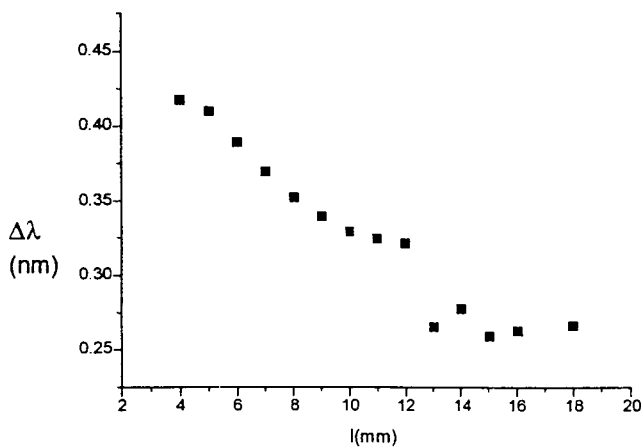


Figura 5.29 : largura $\Delta\lambda$ do espectro de emissão do laser de Nd:YLF com o meio de ganho próximo ao espelho de fundo.

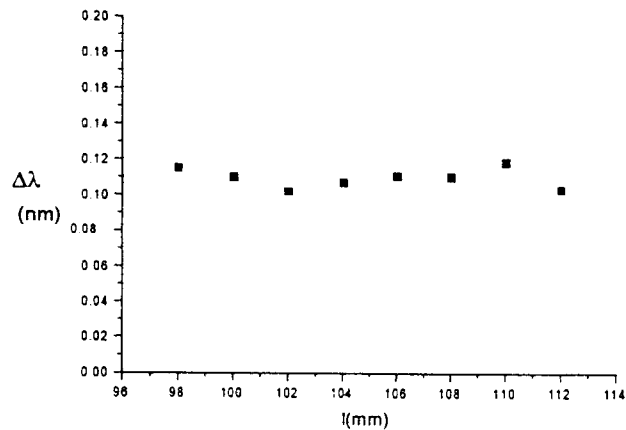


Figura 5.30 : largura $\Delta\lambda$ do espectro de emissão do laser de Nd:YLF com o meio de ganho próximo ao centro da cavidade.

Os resultados apresentados confirmam a existência do efeito de SHB em lasers de estado sólido nos quais o meio de ganho tem dimensões reduzidas comparadas ao comprimento da cavidade. O espectro de emissão no regime CW mostrou-se mais largo com o cristal na extremidade da cavidade do que no caso em que este foi posicionado no centro, evidenciando assim a existência de mais modos oscilando na primeira configuração. Foi observado um nítido estreitamento do espectro à medida que o cristal foi afastado do espelho da extremidade, mostrando que este procedimento impedia a oscilação de determinados modos.

5.3.2 - Laser de Nd:LuYLF - regime CW

O ressonador está mostrado na figura (5.31). O cristal de Nd:YLF utilizado tem concentração de 0,9 mol%, 1cm de comprimento e área transversal $0,2 \times 0,5 \text{ cm}^2$. O espelho de saída M1 é plano e o espelho de fundo tem raio 100 cm com alta refletividade para $\lambda=1,05 \mu\text{m}$ e 94% de transmissão para 792 nm, que é o comprimento de onda do feixe de bombeamento. O comprimento da cavidade é 10 cm, o que permite um melhor casamento espacial entre o modo laser e o de bombeamento ao longo do cristal de Nd:LuYLF de 1 cm de comprimento.

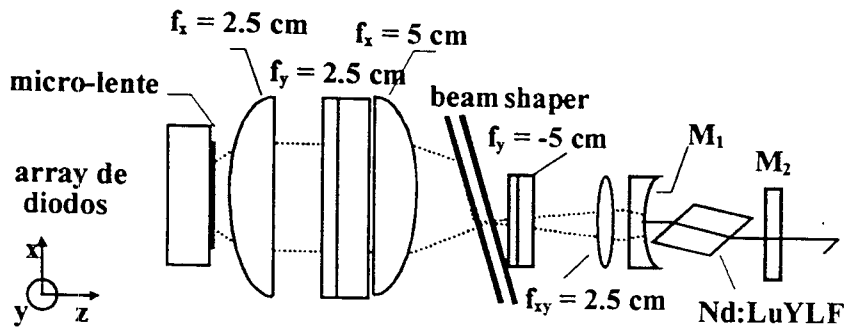


Figura 5.31: esquema do arranjo de bombeamento e do ressonador de laser de Nd:LuYLF [35]

O laser de Nd:LuYLF é bombeado por um laser de diodo que consiste num “array” cuja potência total é 20 W. A região de emissão tem dimensões 10 mm X 0,2 mm, e o feixe de saída foi convertido em duas colunas de 12 feixes por meio de um sistema de lentes cilíndricas e um “beam shaper”. O feixe do laser de bombeamento sofre múltiplas reflexões no “beam shaper” e é focalizado por uma lente de comprimento focal 5 cm de modo a atingir o cristal de Nd:LuYLF com raio de 200 μm .

Na posição do meio de ganho, o feixe de bombeamento tem cinturas $\omega_x = 200 \mu\text{m}$ e $\omega_y = 120 \mu\text{m}$, e fatores de qualidade $M_x^2 = 120$ e $M_y^2 = 56$. Devido a perdas introduzidas pelas lentes, pelo “beam shaper” e pelo espelho de fundo do ressonador, a potência do feixe de bombeamento ao atingir o cristal é 14 W, operando em modo pulsado com ciclo útil de 10 % devido à remoção de calor do cristal não otimizada.

A caracterização do feixe de bombeamento (medição de ω_x , ω_y , M_x^2 e M_y^2) foi realizada com o auxílio de uma câmera CCD situada a uma distância z do laser de diodo e conectada a um microcomputador. Medindo-se os raios na direção x e y do perfil transversal do feixe em função de z , obtém-se os parâmetros do feixe ajustando-se as curvas obtidas com a equação:

$$\omega_{x,y} = \omega_{0x,y} \sqrt{1 + \left(\frac{M_{x,y}^2 \lambda z}{\pi \omega_{0x,y}^2} \right)^2} \quad (5.1)$$

O “beam shaper” foi alinhado de modo a garantir o compromisso do menor produto $M_x^2 \times M_y^2$ (para feixes gaussianos ideais, este produto é igual a 1) com a maior potência possível. As figuras (5.32 a e b) mostram a dependência do raio do feixe de bombeamento em função de z , e a curva ajustada segundo a equação (5.1).

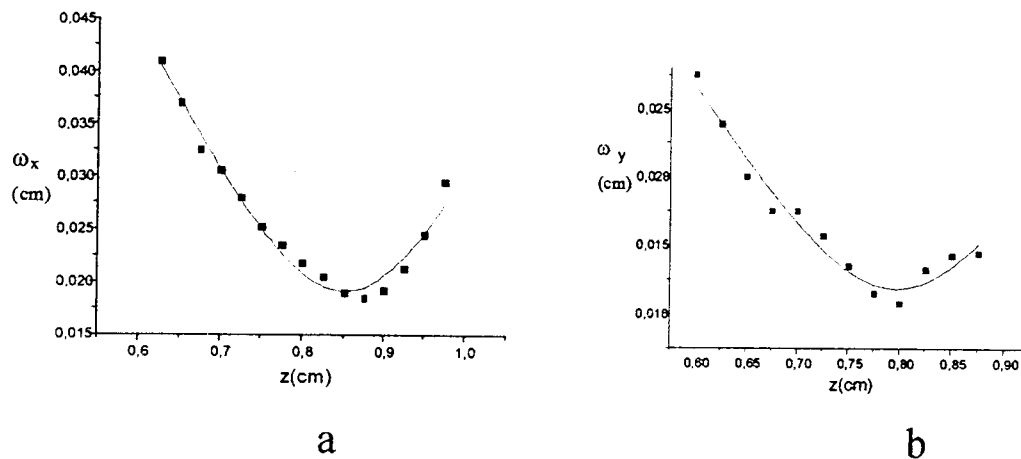


Figura 5.32: Raio do feixe de bombeamento do laser de diodo de potência 20W.

a) $M_x^2 = 120$, $\omega_{0x} = 200 \mu\text{m}$; b) $M_y^2 = 56$, $\omega_{0y} = 120 \mu\text{m}$

Com as condições de geometria e potência do feixe de bombeamento otimizadas, fez-se a caracterização do regime CW do laser de Nd:LuYLF variando-se a refletividade dos espelhos de saída, medindo-se a potência do laser e ajustando-se os resultados com a eq. (3.4). Com isso, obtiveram-se os parâmetros de ganho de pequeno sinal duplo passo não saturado Γ , as perdas intracavidade L e a potência de saturação do meio de ganho. A curva da figura (5.33) mostra a dependência da potência do laser com a refletividade do espelho de saída (curva inferior), juntamente com os parâmetros obtidos. Com finalidades de comparação, uma curva semelhante foi obtida usando-se um cristal de Nd:YLF como meio laser ativo, de mesmas dimensões e com concentração de Nd de 1,3 mol%. As condições de bombeamento e a geometria do ressonador foram mantidas, e observou-se uma potência de saída um pouco menor no caso do laser de Nd:LuYLF, atribuída à menor concentração de íons de Nd neste cristal.

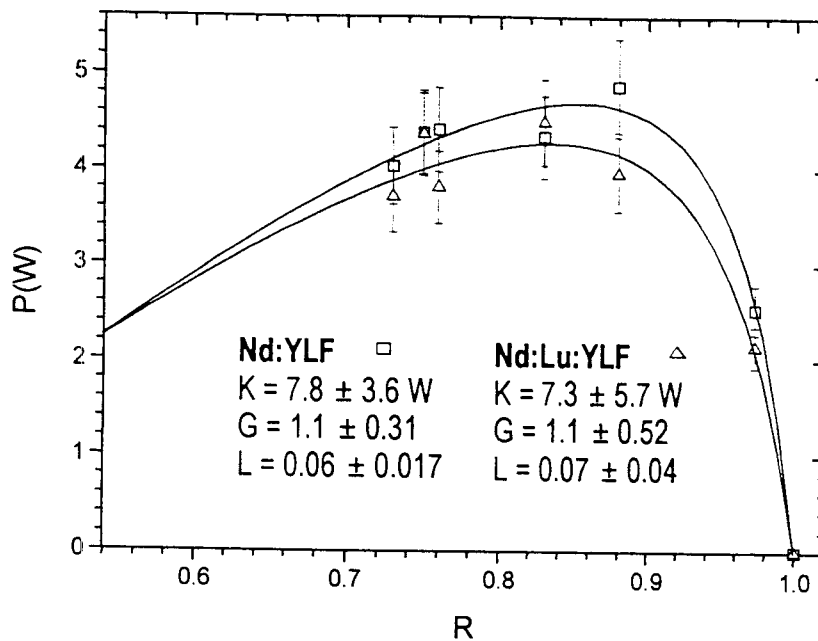


Figura 5.33 : dependência da potência do laser com a refletividade do espelho de saída para lasers de Nd. Curva superior: cristal de Nd:YLF; curva inferior: cristal de Nd:LuYLF [35]

5.3.3 - Laser de Nd:LuYLF - regime de travamento de modos híbrido

Como foi visto no segundo capítulo, o cristal de Nd:LuYLF reúne todas as interessantes qualidades do cristal de Nd:YLF como meio de ganho, como longo tempo de vida fluorescente, alta seção de choque de emissão estimulada, ótimo comportamento térmico, e ainda apresenta a vantagem adicional de possuir uma banda de emissão fluorescente 25% mais larga, o que o torna um meio extremamente atrativo para a obtenção de pulsos ultracurtos por travamento de modos, principalmente quando se utilizam métodos passivos [57].

Os lasers de Nd:YLF bombeados por lasers de diodo proporcionaram os pulsos mais curtos (1,5 ps) em regimes de travamento de modos por APM (“additive-pulse mode locking”). Mas como foi visto no capítulo 3, estes sistemas possuem uma complexidade considerável e exigem um ajuste interferométrico do comprimento do ressonador auxiliar [123].

A cavidade em “Z” com compensação astigmática para o regime de “mode locking” híbrido está mostrada na figura (5.34). Os espelhos R_1 e R_4 são planos e os espelhos de dobra R_2 e R_3 têm raio de curvatura 10 cm. O ângulo de compensação astigmática é 12° nos espelhos de dobra. O espelho R_4 é na verdade um interferômetro Gires-Tournois (GTI) que promove a compensação da Dispersão de Velocidade de Grupo

(GVD) e cujo funcionamento foi explicado no capítulo 3. O GTI controla a dispersão de segunda ordem do laser sem variar de maneira significativa a amplitude do campo, já que o “free-spectral range” para este caso é cerca de três vezes mais largo que o espectro do laser. O GTI deve ser operado na região de anti-ressonância em relação à frequência central do laser de Nd:LuYLF. Um dos espelhos do GTI é acoplado a um atuador piezoelétrico, e deste modo a distância entre ambos e a dispersão de segunda ordem pode ser controlada. Podem-se obter valores de GVD com este arranjo de até -3.10^8 fs^2 .

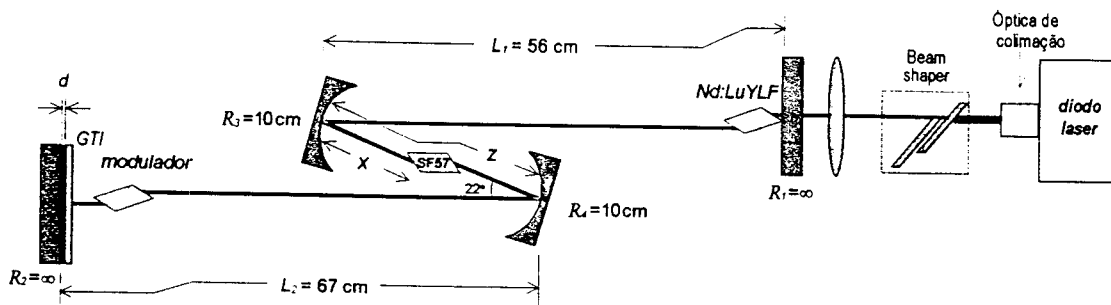


Figura 5.34: esquema da cavidade para travamento de modos híbrido do laser de Nd:LuYLF [124]

O cristal de Nd:LuYLF foi bombeado por um laser de diodo de GaAlAs modelo *SDL 2382*. Para se produzir um feixe de perfil aproximadamente circular na posição do meio de ganho utilizou-se um “beam-shaper”, descrito nas seções anteriores deste capítulo, e que produziu um feixe de bombeamento de perfil transversal aproximadamente circular com $M^2 \cong 30$ e cintura de raio $\cong 70 \mu\text{m}$ na região do meio de ganho, com o auxílio de uma lente convergente de comprimento focal 5cm. O cristal foi posicionado na extremidade do ressonador a uma distância de $\sim 8 \text{ mm}$ do espelho de fundo R1.

O regime de travamento de modos híbrido combina a não-linearidade de um meio intracavidade com a ação de um modulador acusto-óptico. Como a não-linearidade do LuYLF é muito pequena ($n_2 \cong 1.3 \times 10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$), foi introduzido um meio auxiliar de alta não-linearidade (um vidro SF 57 de 1cm de comprimento) no centro da cavidade, onde o raio do modo laser é mínimo (no caso, cerca de $21 \mu\text{m}$) e portanto a intensidade luminosa é máxima. Assim, o índice de refração não-linear dependente da intensidade será também o maior possível. O modulador acusto-óptico foi posicionado próximo ao espelho de saída R4. A figura (5.35) mostra o esquema da cavidade e o raio do modo laser em cada posição ao longo do ressonador.

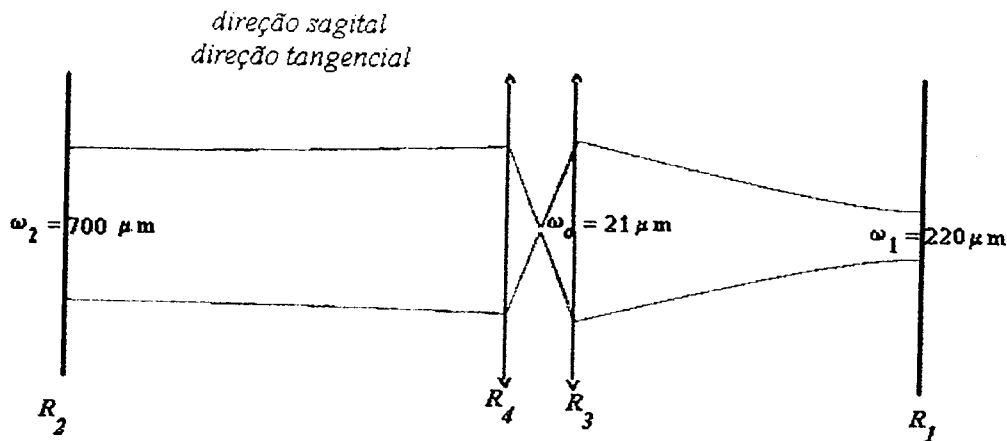


Figura (5.35): raio do perfil transversal do feixe ao longo do ressonador da figura (5.34), para as direções sagital e tangencial, calculado pelo programa KLM2, desenvolvido no CLA. O ângulo de compensação astigmática em ambas as dobras é 11° , e o comprimento do vidro não linear SF 57 é 1 cm

Devido à seção de choque de emissão estimulada dos cristais de Nd:fluoretos e às suas típicas concentrações, o feixe de bombeamento deve ter uma cintura da ordem de 100 μm . Conseqüentemente, os lasers de Nd possuem comumente a configuração do ressonador com o meio de ganho posicionado em uma das suas extremidades, para que a sobreposição do modo laser e do feixe de bombeamento proporcionem máxima eficiência. Como foi visto na seção 5.2.1, este tipo de arranjo acentua o efeito de "hole burning" espacial, que causa a oscilação simultânea de vários modos na cavidade, inclusive no regime CW, fazendo que o laser tenha alargamento inhomogêneo. Em maior ou menor escala, este efeito pode inclusive causar um certo achatamento no ganho, o que pode afetar o regime de travamento de modos de maneira significativa [125,126].

A prática de achatamento de ganho é usual para melhorar o desempenho de lasers de banda de emissão estreita em sistemas de baixa modulação. Inserindo-se um étalon na cavidade, obtiveram-se pulsos de 3 ps em lasers de Nd:YLF bombeados por lâmpada em regime de travamento de modos híbrido [127], o que se atribui principalmente ao achatamento do ganho provocado pelo étalon. Por outro lado, nas referências [125,126], mostrou-se, tanto experimentalmente quanto por meio de simulações, que quando uma das faces do meio de ganho com um coating adequado também desempenha o papel de espelho de fundo, pode-se obter um considerável encurtamento dos pulsos, comparando-se com o caso do meio de ganho posicionado no centro da cavidade. Em uma série de trabalhos com "mode locking" ativo ou híbrido em laser de Nd obtiveram-se pulsos com

duração variando de 3 ps a 7 ps em arranjos onde o efeito de SHB era bastante acentuado [128].

O produto tempo-largura de banda $\tau\Delta\nu$ para lasers com efeito de SHB acentuado é cerca de 1,6 a 2,2 maior que o produto ideal para pulsos *sech*² e não pode ser alterado por métodos de compensação de dispersão, por não estar associado a qualquer varredura em frequência. Apenas a introdução de auto-modulação de fase extra acompanhada de uma introdução de GVD negativa apropriada, num regime do tipo sóliton, pode permitir a melhora do produto tempo-largura de banda nestes casos [125]. O comprimento do ressonador é $L=136$ cm, para permitir o casamento com a frequência do modulador acusto-óptico (o mesmo utilizado no laser de Cr:LiSAF).

A detecção do pulso foi feita por um detector ultra-rápido de InGaAs (modelo 1417, *New Focus*), de resposta temporal em torno de 30 ps, e o sinal foi enviado para um analisador *CSA 803 (Tektronix)*. Este sinal, embora não fosse apropriado para a medição da largura temporal do pulso devido à resposta do detector, foi utilizado para a monitoração do regime híbrido, permitindo o melhor ajuste da posição x do meio não-linear na cavidade, do intervalo de estabilidade z (v. figura 5.34) e da distância entre os espelhos do interferômetro de Gires-Tournois. A medida da largura temporal do pulso foi feita por um autocorrelador desenvolvido no CLA, que utiliza o cristal não-linear de KTP para a geração de segundo harmônico (SHG) do tipo II, que somente ocorre mediante a sobreposição espacial dos dois feixes (i.e. dos dois pulsos) no cristal. Este tipo de SHG permite a chamada autocorrelação *livre de fundo*. O sinal de autocorrelação foi detectado por uma foto-multiplicadora polarizada com tensão de 1100 V e enviado a um amplificador "lock-in" 7260 (*EG&G*).

O GTI foi inicialmente ajustado para trabalhar na condição de anti-ressonância. Com uma modulação ativa de profundidade de modulação muito baixa, da ordem de 0,1 %, e sintonizando-se a frequência de modulação, pode-se observar o estabelecimento do regime de travamento de modos. Excursionando-se cuidadosamente o vidro SF 57 ao longo do intervalo de estabilidade, e ajustando-se a sobreposição do modo de bombeamento e do modo laser, observou-se um encurtamento dos pulsos detectados no analisador *CSA 803* até que a duração dos pulsos fosse mais curto que a resposta eletrônica do sistema. Procedeu-se então a medida da duração do pulso pelo autocorrelador, que forneceu um traço de correlação livre de fundo mostrado na figura (5.36).

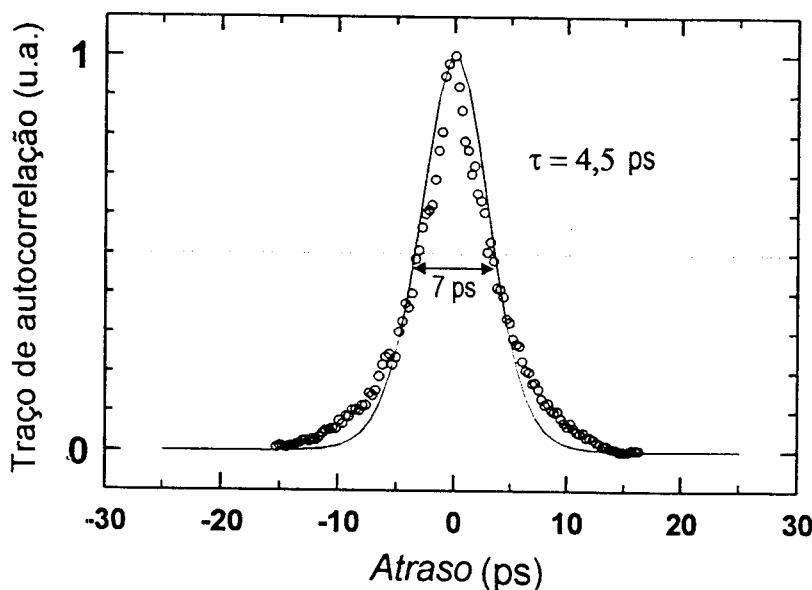


Figura 5.36: traço de autocorrelação de segundo harmônico do laser de Nd:LuYLF ajustado com a curva de $sech^2$

Fazendo-se o ajuste da curva acima para um pulso $sech^2$, a largura da curva de autocorrelação é da ordem de 7 ps, o que fornece um pulso de duração 4,5 ps. Apesar de o traço de autocorrelação não ter sido bem ajustado nem para o modelo de função $sech^2$, nem para o de função gaussiana, optou-se pela função $sech^2$ porque o mecanismo de formação do pulso durante o regime foi predominantemente passivo. Por possuir banda de emissão mais larga, a duração de 4,5 ps obtida para o laser de Nd:LuYLF foi nitidamente mais curta do que a obtida para o laser de Nd:YLF (5,6 ps) [100], sob as mesmas condições experimentais.

O regime de travamento de modos obtido depende da existência da baixa modulação imposta pelo modulador acusto-óptico, e não consegue estabelecer-se de maneira completamente passiva. Porém, o regime KLM ficou claramente caracterizado, por ser fortemente influenciado pela distância entre os espelhos de dobra e pela posição do vidro não linear SF 57, parâmetros típicos do regime de travamento de modos por lente Kerr. As alterações no regime causadas por mudanças nestes parâmetros não puderam ser compensadas através da mudança na frequência de sintonia ou profundidade de modulação do modulador acusto-óptico.

A introdução do vidro SF 57 produz modificações significativas no conteúdo espectral do laser e varredura em frequência no pulso via efeito de auto modulação de

fase. O surgimento desta SPM deve ser compensado por introdução de GVD negativa, o que torna a presença do GTI e seu correto ajuste essenciais para a estabilidade do regime.

Os espectros do laser para emissão CW e KLM estão mostrados na figura (5.37), e foram obtidos com o monocromador SPEX de 0,5 m utilizado na seção 5.2.1. Para o regime CW, a largura espectral medida foi de $\Delta\lambda \cong 0.43$ nm ($\Delta\nu = 117$ GHz), e para o regime KLM, $\Delta\lambda \cong 0.47$ nm ($\Delta\nu = 128$ GHz).

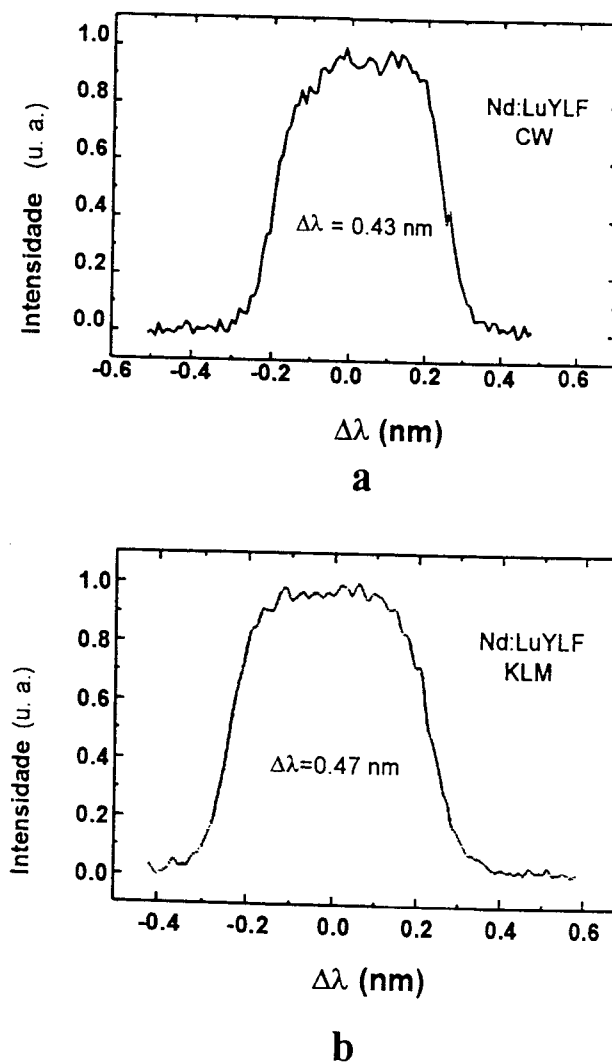


Figura 5.37: espectro do laser de Nd:LuYLF [124] a) emissão CW; b) emissão KLM

O produto tempo-largura de banda para o regime obtido foi de $\Delta\nu \tau \cong 0,58$, e pode ser considerado muito alto para pulsos $sech^2$ (0,31), e mesmo para pulsos gaussianos (0,44). Este produto não pode contudo ser melhorado através do controle de dispersão, uma vez que, conforme já foi discutido nesta seção e de acordo com a referência [125,126], em regimes onde o efeito de SHB é pronunciado, o produto tempo-largura de banda é cerca de 1,6 a 2,2 vezes maior que o produto ideal. Embora o meio de ganho não

tenha sido usado como espelho de fundo como na referência [123], a distância do cristal de Nd:LuYLF ao espelho de fundo neste experimento (8 mm) permite o surgimento de SHB de modo bastante acentuado, como mostram os gráficos das figuras (5.29) e (5.30) na seção 5.2.1 : a uma distância de 8 mm do espelho de fundo, a largura espectral do laser de Nd:YLF é $\Delta\lambda \cong 0,35$ nm, significativamente mais larga do que quando o cristal é posicionado no meio do ressonador, caso em que $\Delta\lambda \cong 0,12$ nm. Ainda que as condições experimentais da seção 5.2.1 sejam distintas das desta seção, pode-se mesmo assim concluir que, a uma distância de 8 mm do cristal de Nd:LuYLF ao espelho de fundo, o efeito de SHB pode influir fortemente sobre os regimes CW e KLM.

Embora a distância entre os espelhos de dobra e a posição do vidro SF 57 sejam extremamente importantes para o estabelecimento do regime, a sobreposição entre o feixe de bombeamento e o modo laser no interior do meio de ganho revelou-se determinante para o encurtamento dos pulsos durante o experimento. Isto se deve ao fato de que o mecanismo principal no regime KLM neste caso é o da abertura de ganho (estudado nos capítulos 3 e 4), uma vez que não foram utilizadas fendas (aberturas duras) no ressonador. Uma avaliação qualitativa da influência da sobreposição destes feixes no meio de ganho durante o regime pode ser feita determinando-se a variação do raio do modo laser nesta região causada pelo efeito de lente Kerr, de maneira análoga ao que foi feito na seção 4.3. Para a simplificação da análise, considere-se nula a distância do meio de ganho ao espelho de fundo. Usando-se as equações (4.27) e (4.29), pode-se escrever a sensibilidade Kerr ao longo da posição y no meio de ganho (toma-se $y=0$ no espelho de fundo):

$$\Delta(y) = \frac{b_2^2 - y^2}{b_2^2 + y^2} \Delta_2 \quad (5.2),$$

onde Δ_2 é a sensibilidade Kerr para $y=0$ e b_2 é o parâmetro confocal do feixe neste braço do ressonador. Substituindo-se $\Delta(y)$ na eq. (4.26) do capítulo 4, obtém-se por integração ao longo do meio laser ativo a força não-linear, ou a média da sensibilidade Kerr no cristal de Nd:LuYLF:

$$\Gamma_{Lu} = \frac{1}{d} \int_0^d \Delta(y) dy = \left[\frac{2b_2}{d} \arctg\left(\frac{d}{b_2}\right) - 1 \right] \Delta_2 \quad (5.3)$$

O gráfico de curvas de nível representando a força não-linear calculada acima está mostrado na figura (5.38). Como foi visto no capítulo anterior, as regiões mais escuras representam os valores dos parâmetros do ressonador L_M e L_K (ver figura 5.34)

para os quais a força não-linear adquire os valores mais negativos, e portanto mais interessantes para o estabelecimento do regime. Contudo, como foi salientado no capítulo 4, o cálculo da força não-linear no meio de ganho por si só não representa uma análise completa do mecanismo de abertura de ganho. Apesar de ser uma importante parâmetro, e de ser pouquíssimo estudado na literatura, a força não-linear apenas aponta qual o melhor ajuste dos parâmetros da cavidade para a otimização do efeito de abertura de ganho, sem fornecer qualquer informação sobre qual o melhor ajuste do feixe de bombeamento em relação ao meio de ganho. Uma avaliação precisa deste mecanismo exige que se leve em conta os termos que contêm a cintura do feixe laser ω_s e a cintura do feixe de bombeamento ω_p na equação (4.24) no capítulo 4, que são responsáveis pela sobreposição espacial de ambos os feixes.

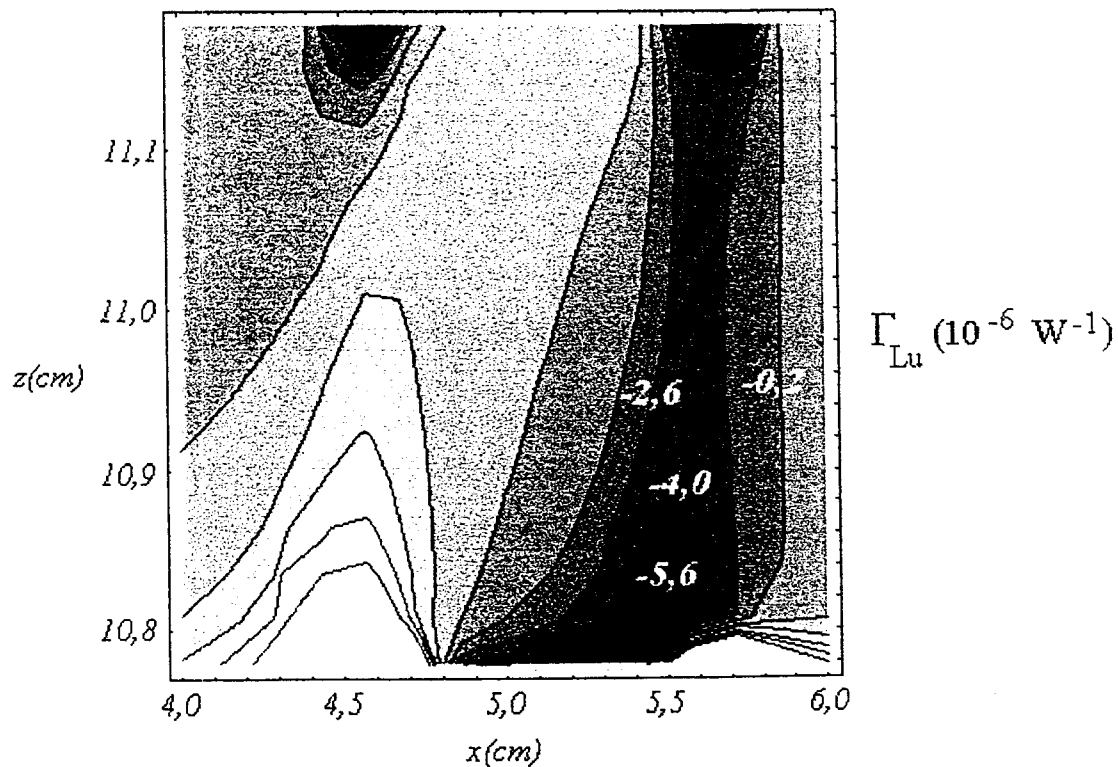


Figura 5.38: força não-linear (média da sensibilidade Kerr no meio de ganho)

CAPÍTULO 6

CONCLUSÃO

Neste trabalho, estudou-se a ação laser em regimes CW e de travamento de modos do cristal de Cr:LiSAF. No intuito de se obter o regime CW otimizado para a sua posterior aplicação em “mode locking”, foram testados ressonadores de várias geometrias, em “V”, em “X” e ressonadores com dois meios de ganho. Estudou-se a ação laser do Cr:LiSAF bombeado por laser de Kr^+ e por lasers de diodo. Na caracterização de cada um destes regimes, foram obtidos parâmetros do ressonador e do meio de ganho que fornecem subsídios para o projeto de cavidades visando o regime de travamento de modos, como o ganho de pequeno sinal, as perdas intracavidade e o intervalo de sintonia do laser.

Os cristais crescidos no CLA-IPEN pelo método de puxamento Czochralski apresentaram ótima qualidade óptica, mas a sua baixa concentração de dopantes praticamente inviabilizou o seu uso no regime de “Kerr-lens mode locking”. O bombeamento do laser de Cr:LiSAF (crescido por Czochralski) pelo laser de Kr^+ possibilitou a obtenção de regimes CW com alto ganho, devido ao feixe de bombeamento de perfil gaussiano, e conseqüentemente, pela alta potência disponível. Contudo, a flutuação da potência do laser de bombeamento, e a lente térmica de caráter transiente por ele induzida, tornou impossível o alinhamento do ressonador para o regime de travamento de modos por lente Kerr. Os lasers de diodo, com emissão na faixa de 675 nm, são atualmente a fonte mais confiável e estável para o bombeamento de lasers de Cr:colquiritas, mas a pobre qualidade óptica do seu feixe e a sua baixa potência limitam significativamente o ganho e o desempenho do laser de Cr:LiSAF, principalmente quando o cristal possui baixa concentração de íons Cr^{+3} . O baixo ganho característico destes lasers não foi capaz de compensar, a contento, a perda de inserção de elementos intracavidade (prismas, modulador, “output coupler”) necessários à instalação de KLM.

Realizou-se neste trabalho, pela primeira vez, a concepção, montagem e caracterização de um laser que utiliza dois cristais de Cr:LiSAF como meios de ganho, um bombeado por lasers de diodo de baixa potência e alta intensidade, e outro, por um laser de diodo de 4 W de potência, emitindo em 683 nm. Foram realizadas simulações e medidas experimentais preliminares em regime CW. A montagem experimental obtida não foi otimizada, em virtude dos meios de ganho com baixa concentração de dopantes

disponíveis à época, e pelo fato de a óptica de bombeamento do laser de alta potência utilizada não ser a ideal para este fim. Segundo indicam as simulações, um pequeno diâmetro do feixe de bombeamento do laser de diodo de 4 W é crucial para a obtenção de emissão CW de alta potência.

Ainda que o arranjo experimental e os meios de ganho estivessem muito aquém das condições necessárias, foi possível obter uma melhora significativa do regime CW do laser de Cr:LiSAF com esta geometria. A boa concordância dos resultados experimentais com as simulações mostram que a utilização de cristais de boa qualidade óptica e maior concentração de Cr^{+3} , bem como o uso de uma óptica de bombeamento adequada, todos atualmente disponíveis no CLA-IPEN, pode fazer desta montagem um interessante objeto de estudo, tanto em regime CW, quanto em travamento de modos. A sobreposição do modo laser com o modo do bombeamento é uma característica extremamente importante de qualquer laser bombeado longitudinalmente, por influenciar o ganho do sistema em regimes CW, e por ser determinante no regime KLM por abertura de ganho. Os efeitos desta sobreposição estão, em parte, limitados pelo pequeno parâmetro confocal característico dos feixes dos lasers de diodo. Com a utilização de dois meios de ganho, esta limitação pode ser contornada, uma vez que o princípio da utilização de dois ou mais meios de ganho no ressonador equivale a um meio de ganho mais longo, bombeado por um feixe de diodo de parâmetro confocal maior, e portanto, com características ópticas mais relaxadas. Em princípio, tais ressonadores podem apresentar desempenho igual ou superior ao de lasers de Cr:LiSAF bombeados por lasers de gás, sem que se percam características importantes, como a simplicidade, a estabilidade e a eficiência elétrica, típicas de sistemas bombeados por lasers de diodo.

A obtenção da ação laser de Cr:LiSAF bombeado por lasers de diodo, com a utilização de cristais de alta concentração de dopantes crescidos pelo método de refino por zona, constituiu-se também num aspecto original deste trabalho. O crescimento dos cristais, realizado no CLA-IPEN, permitiu a seleção, a orientação, o corte e o polimento de amostras de ótima qualidade óptica. O desempenho CW dos lasers com estes meios de ganho é comparável ao desempenho do laser de Cr:LiSAF que utiliza um cristal comercial crescido pelo método Czochralski, conforme foi demonstrado na parte experimental do trabalho. O comportamento térmico dos lasers foi estudado e comparado. Foi analisada qualitativamente a influência de efeitos como o "quenching" térmico do tempo de vida fluorescente e da conversão ascendente sobre a ação laser, bem como a forma com que estes efeitos se interrelacionam durante o regime.

Através do formalismo de matriz ABCD não-linear, calculou-se neste trabalho a sensibilidade Kerr no ressonador, considerando-se a influência de dois meios não-lineares no regime, o meio de ganho e um meio não-linear auxiliar, no caso, um vidro SF 57. Os cálculos mostraram que a introdução de um meio Kerr auxiliar de alta não-linearidade confere muito maior flexibilidade ao alinhamento do ressonador para travamento de modos por KLM, por permitir valores muito mais negativos de sensibilidade Kerr. Este cálculo mostrou as vantagens deste método em ressonadores de diferentes geometrias, desde as cavidades compactas de três espelhos, até as cavidades em "X".

Esta previsão teórica foi confirmada experimentalmente. Utilizou-se, pela primeira vez, um meio não-linear auxiliar intracavidade para a obtenção de regime KLM em lasers de banda larga. Conforme os cálculos demonstraram, a inserção de um vidro SF 57 de cerca de dois milímetros de espessura foi suficiente para o estabelecimento do regime de femtosegundos, de forma que a conseqüente introdução de dispersão positiva pudesse ser compensada pelo par de prismas intracavidade de maneira satisfatória. Pulsos de 170 fs foram gerados, com produto entre largura espectral e temporal de 0,38. Com melhorias na óptica de bombeamento e a diminuição das perdas intracavidade, espera-se obter pulsos de duração menor que 100 fs, em regime totalmente passivo.

Ainda que o regime dependesse da atuação do modulador acusto-óptico com baixa profundidade de modulação para a sua manutenção, a acentuada sensibilidade do regime e da largura dos pulsos a ajustes no ressonador, como a distância entre os espelhos de dobra e alterações na óptica de bombeamento, confirmam o travamento de modos por lente Kerr como o mecanismo fortemente predominante. Neste processo, a ação do meio não-linear foi determinante, uma vez que as tentativas de estabelecimento de KLM pelo método convencional, no qual o meio de ganho também atua como meio Kerr, haviam sido mal sucedidas. O índice de refração não-linear do Cr:LiSAF é menos que a metade do índice de refração não-linear do Ti:safira. O uso de um meio auxiliar altamente não-linear em lasers de Cr:LiSAF permite que esta desvantagem no estabelecimento do regime KLM seja superada. Os resultados teóricos e experimentais apontam para outras vantagens do uso do meio não-linear auxiliar, como a possibilidade de ajuste do meio Kerr e do meio laser ativo de maneira independente, sem que haja, desta forma, comprometimento do ganho no processo. Estas melhorias no regime apontam para o desenvolvimento e a construção de sistemas bombeados por lasers de diodo que apresentem simplicidade, baixo custo e dimensões reduzidas, e que ao mesmo tempo possuam condições de ajuste mais relaxadas e regimes mais estáveis e reprodutivos.

Foi estudada a ação laser de um novo material, o Nd:LuYLF, que foi concebido, crescido e preparado no CLA-IPEN. Este material pode ser crescido pelo método Czochralski a custos mais baixos e permite maior incorporação de íons de Neodímio do que o cristal de Nd:LuLF, além de reunir as interessantes qualidades ópticas, mecânicas e térmicas já conhecidas do Nd:YLF, com a vantagem adicional de possuir uma banda de emissão 25 % mais larga, sendo portanto um excelente candidato como meio laser ativo para a geração de pulsos ultracurtos na faixa de picosegundos. A caracterização do regime CW deste laser bombeado por um laser de diodo de 20 W emitindo em 797 nm obteve os parâmetros da emissão laser necessários para a prática de travamento de modos. Desta forma, foram gerados pulsos de picosegundos com o laser de Nd:LuYLF numa configuração híbrida. Comparando-se com o laser de Nd:YLF, os pulsos obtidos com o Nd:LuYLF foram 25 % mais curtos, no mesmo arranjo experimental. Apesar das dificuldades de se obter um regime estável a longo termo e pulsos de baixo ruído, o Nd:LuYLF mostrou possuir qualidades superiores às do Nd:YLF no regime de travamento de modos, além de um ótimo desempenho CW. Acentuando-se o efeito de "hole burning" espacial, podem-se gerar pulsos da ordem de 2 ps. Isto pode ser feito utilizando-se uma das faces do Nd:LuYLF como espelho de fundo, através de um "coating" apropriado. O desempenho do sistema em geral pode ser melhorado através da utilização de um modulador eletro-óptico regenerativo e de um interferômetro de Gires-Tournois monolítico.

REFERÊNCIAS

- 1 - W. Koechner, "Solid State Lasers Engineering", Springer Verlag, Berlin, 1998;
- 2 - G. A. Mourou, C. P. J. Barty, M. D. Perry, *Phys. Today* 51, N1 (1998) 22;
- 3 - H. W. Mocker, R. J. Collins, *Appl. Phys. Lett.* 7 (1965) 270;
- 4 - A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heynau, *Appl. Phys. Lett.* 8 (1966) 164
- 5 - M. P. Irvine, R. J. Harrison, G. S. Beddard et al., *Chemical Physics* 104 (2), (1986) 315;
- 6 - R.L. Fork, C. H. Brito Cruz, P.C. Becker et al, *Opt. Lett.* 12, (1987) 483;
- 7 - R. L. Fork, B.I. Greene, and C.V. Shank, *Appl. Phys. Lett.* 38, N9, (1981) 671;
- 8 - M. G. Hyde and G. S. Beddard, *Chemical Physics* 151, N2, (1991) 239 ;
- 9 - R. M. Bowman, K. B. Eisenthal, and D. P. Millar, *Journal of Chemical Physics* 89, N2, (1988) 762;
- 10 - P. F. Moulton, *J. Opt. Soc. Am.* B 3, N1, (1986) 125;
- 11 - M. T. Asaki, C. P. Huang, D. Garvey et al., *Opt. Lett.* 18 (12) (1993) 977;
- 12 - P. Christov, V. D. Stoev, M. M. Murnane et al., *Opt. Lett.* 21 (1996), 1493;
- 13 - S.H. Cho, F. X. Kärtner, U. Morgner, E. P. Ippen, J. G. Fujimoto, J. E. Cunningham, W. H. Knox WH, *Opt. Lett.* 26 (2001) 560;
- 14 - J.A Caird, S.A. Payne, P.R. Staver, A.J. Ramponi, L.L. Chase, and W.F. Krupke, *IEEE J. Quantum Electron.*, QE-24, (1988) 1077;
- 15 - S.A. Payne, L.L. Chase, L. K. Smith, W.L. Kway, H.W. Newkirk, *J Appl. Phys.*, 66, 1, (1989) 1051;
- 16 - E. W. G. Diau, S. DeFeyter, A. H. Zewail, *Chem. Phys. Lett.* 304, (1999) 134;
- 17 - A. Zewail, "The Chemical Bond. Structure and Dynamics", Academic Press, Boston, 1992;
- 18 - W. H. Knox, D. S. Chemla, D.A. B. Miller et al, *Phys. Rev. Lett.* 56 (1986) 1191;
- 19 - W. H. Knox, D. S. Chemla, D.A. B. Miller et al, *Phys. Rev. Lett.* 62 (1989) 1189-1192;
- 20 - M. Williams, J. B. Shear, W. R. Zipfel et al, *Biophys. Journal* 76 (4), (1999) 1835;
- 21 - D. Parsons-Karavassilis, Y. Gu, Z. Ansari, P. M. W. French, J. R. Taylor, *Opt. Comm.* 181 (2000) 361;
- 22 - Hunsche, M. Koch, I. Brener et al, *Opt. Comm.* 150 (1998) 22-26;
- 23 - P. P. Pronko, S. K. Dutta, J. Squier, J. V. Rudd, D. Du, G. Mourou, *Opt. Comm.*, 114 (1995) 106;

-
- 24 - A. A. Oraevsky, L. B. Da Silva, A. M. Rubenchik, M. D. Freit, M. E. Glinsky, M. D. Perry, B. M. Mammini, W. Small, IV, B. C. Stuart, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 12, 4 (1996);
 - 25 - Rundquist, C. G. Durfee, Z. H. Chang et al, *Science* 280 (1998) 1412;
 - 26 - A. Modena, Z. Najmudin, A.E. Dangor et al, *Nature* 377 (1995) 606;
 - 27 - K. Nakajima et al, *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995) 4428;
 - 28 - D.E. Spence, P.N. Kean, W. Sibbett, *Opt. Lett.*, 16, (1991) 42;
 - 29 - ver, por exemplo, <http://www.aphs.de>, laser "Colibri";
 - 30 - U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner, D. Kopf, B. Braun, I. D. Jung, R. Fluck, C. Höninger, N. Matuschek, J. Aus der Au, *IEEE J. Sel. Top. in Quantum Electronics* (1997);
 - 31 - R. Mellish, S.C. W. Hyde, N.P. Barry, R. Jones, P. M. W. French, J. R. Taylor, C. J. van der Proel, A. Valster, *Appl. Phys. B* 65 (1997) 221;
 - 32 - M. Tabak, J. Hammer, M.E. Glinsky et al, *Phys. Plasmas* 1 (1994) 1626;
 - 33 - H. Hugel, *Opt. Lasers in Engineering* 34 (2000) 213;
 - 34 - N. P. Barnes, B. M. Walsh, K. E. Murray et al, *TOPS* 10 (1997) 448;
 - 35 - E. P. Maldonado, N. U. Wetter, I. M. Ranieri, E. A. Barbosa, L. C. Courrol, S. P. Morato and N. D. Vieira Jr, *Trends in Optics and Photonics*, 26, (1999) 642;
 - 36 - "Síntese e purificação de fluoretos para o crescimento de matrizes laser ativas: $BaLiF_6$ e $LiSrAlF_6$ " - dissertação de Mestrado de Ana Maria do Espírito Santo. IPEN/USP (1997);
 - 37 - D. Kopf, U. Keller, M. A. Emanuel, R. J. Beach, J. A. Skidmore, *Op. Lett.* 22 (1997) 99;
 - 38 - D. Kopf, K. J. Weingarten, G. Zhang, M. Moser, A. Prasad, M. A. Emanuel, R. J. Beach, J. A. Skidmore, U. Keller, *Appl. Phys. B*, 65 (1997) 235;
 - 39 - J. M. Eichenholz, M. Richardson, *IEEE J. Quantum Electron.* 34, N5 (1998) 910;
 - 40 - M. Stadler, M. Bass, B. H. T. Chai, *J. Opt. Soc. Am. B*, 9 N12 (1992) 2271;
 - 41 - R. Knappe, G. Bitz, K-J. Boller, R. Wallenstein, *Opt. Comm.*, 143, (1997) 42;
 - 42 - W. R. Rapoport, *OSA Proceedings on Advanced Solid-State Lasers* 13 (1992) 21;
 - 43 - E. P. Maldonado, N.D. Vieira Jr., *J. Op. Soc. Am. B.*, 117, (1995) 102;
 - 44 - T.Y. Fan, R. L. Byer, *IEEE J. Quantum Electron.* 23 (1987) 605;
 - 45 - W. P. Risk, *J. Opt. Soc. Am. B*, 5 (1988) 1412;
 - 46 - W. A. Clarkson, D. C. Hanna, *Opt. Lett.* 21 (1996) 869;
 - 47 - A Robertson, R. Knappe, R. Wallenstein, *J. Opt. Soc. Am. B*, 14, N3 (1997) 672;
 - 48 - Y. R. Shen, "The Principles of Nonlinear Optics", John Wiley and Sons (1984);
 - 49 - L.F. Mollenauer, R.H. Stolen, *Fiberoptic Technology*, April (1982);
 - 50 - A. Yariv, "Optical Electronics", Holt, Rinehart and Winston Inc., NY (1991);

-
- 51 - O. Svelto, "*Principles of Lasers*", Plenum Press, NY (1989);
 - 52 - J. Verdeyen, "*Laser Electronics*", Prentice Hall (1995);
 - 53 - S. Silvestri, P. Laporta, O. Svelto, *IEEE J. Quantum Electron.* 20, N5 (1984) 533;
 - 54 - S. Uemura, *Jpn. J. Appl. Phys.* 37, (1998) 133;
 - 55 - H. A. Haus, Y. Silberberg,, *IEEE J. Quantum Electron.* 22 (1986) 325;
 - 56 - N.D. Vieira, L. Mollenauer, *IEEE J. Quatum Electron.* 21 (1985) 195;
 - 57 - O.E.Martinez, R.L.Fork, J.P.Gordon, *J.Opt.Soc.Am.B*, 21, (1985) 753;
 - 58 - O.E.Martinez, R.L.Fork, J.P.Gordon, *Opt.Lett.*, 9, (1984) 156;
 - 59 - E.P.Ippen, *Appl.Phys.B*, 58, (1994) 159;
 - 60 - H. A. Haus and E. Ippen, *Opt. Lett.*, 16 (1991) 1331;
 - 61 - H. A. Haus, J. G. Fujimoto, E. Ippen, *J. Opt. Soc. Am. B*, 8, N10 (1991) 2068;
 - 62 - H.A.Haus, *J. Appl. Phys.*, 46, (1975) 3049;
 - 63 - H.A.Haus, *IEEE J. Quantum Electron.*, 11, (1975) 736;
 - 64 - R. L. Fork, O. E. Martinez, and J. P. Gordon, *Opt. Lett.* 9, (1984) 150;
 - 65 - F. Gires, P. Tournois, *C. R. Acad. Sci. Paris* 258 (1964) 6112;
 - 66 - A Robertson, U. Ernst, R. Knappe, R. Wallenstein, V. Scheuer, T. Tschudi, D. Burns, M.D. Dawson, A. I. Ferguson , *Opt. Comm.* 163, (1999) 38;
 - 67 - D. Kuizenga, A.E.Siegman, *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-6,11, (1970) 694 ;
 - 68 - F. X. Kärtner, D. Kopf, U. Keller, *J. Opt. Soc. Am.* 12, N3 (1995) 486;
 - 69 - U. Keller, *Appl. Phys B* 58 (1994) 347;
 - 70 - D.K. Kopf, K. J. Weingarten, L. R. Brovelli, M. Kamp, U. Keller, *Opt. Lett* 19, (1994) 2143;
 - 71 - C. Hönninger, R. Paschotta, F.M.Genoud, M. Moser, U. Keller, *J.Opt. Soc. Am.B*, 16 (1999) 46;
 - 72 - F.X. Kärtner, L. Brovelli, D. Kopf, M. Kamp, U.Keller, *Opt. Eng.* 34 (1995) 2024;
 - 73 - A. Owyong, R. H. Hellwarth, N. George, *Phys. Rev. B* 5 (1972) 628;
 - 74 - E.P.Ippen, *Appl.Phys.B*, 58, (1994)159;
 - 75 - H.A. Haus, J.G. Fujimoto, E.P. Ippen, , *IEEE J. Quantum Electron.* 28 (1992) 2086;
 - 76 - G. P. A. Malcolm, P. F. Curley, and A. I. Ferguson, *Opt. Lett.* 15, (1990) 1303;
 - 77 - L. Mollenauer, R. H. Stolen, *Opt. Lett.* 9 (1984) 13;
 - 78 - J. Goodberlet, J. Wang, J. G. Fujimoto, ,P. A. Schulz, *Opt. Lett.*14 (1989) 1125;
 - 79 - J. Goodberlet, J. Jacobson, J. G. Fujimoto, ,P. A. Schulz, T. Y. Fan , *Opt. Lett.* 15 (1990) 504;
 - 80 - T. Brabec, C. Spielmann, P. E. Curley and F. Krausz, *Opt. Lett.* 17,(1992) 1292;

-
- 81 - F. Krausz and T. Brabec, *Opt. Lett.* 18, (1993) 888;
- 82 - R. Ell, U. Morgner, F. X. Kärtner, J. G. Fujimoto, E. P. Ippen, V. Scheuer, G. Angelow, T. Tschudi, M. J. Lederer, A. Boiko, B. Luther-Davies, *Opt. Lett.* 26 (2001) 373;
- 83 - Brabec T, Krausz F, *Reviews of Modern Physics* 72 (2000) 545;
- 84 - I.T. Sorokina, E. Sorokin, E. Wintner, A. Cassanho, H.P. Jenssen, R. Szipöcs, *Opt. Lett.*, 22, (1997) 1716;
- 85 - A. Agnesi, E. Piccinini, G. C. Reali, *Opt. Comm.* 135 (1997) 77;
- 86 - V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, *Opt. Comm.* 96; (1992) 348;
- 87 - V. Magni, G. Cerullo, S. De Silvestri, *Opt. Comm.*, 101(1993) 365;
- 88 - E. J. Grace, A. Ritsasaki, P.M.W. French, G.H.C. New, *Opt. Comm.* 183 (2000) 249;
- 89 - A. Ritsasaki, P.M.W. French, G.H.C. New, *Opt. Comm.* 142 (1997) 315;
- 90 - V. Magni, G. Cerullo e S. De Silvestri, *J. Opt. Soc. Am. B*, 12, (1995) 476;
- 91 - J. Herrmann, *J. Opt. Soc. Am. B*, 11, N3 (1994) 498;
- 92 - M. Piché, F. Salin, *Opt. Lett.* 18 (1993) 1041;
- 93 - G.H.C. New, *Opt. Comm.* 6 (1972) 188;
- 94 - E. G. Arthurs, D. J. Bradley, A. G. Roddie, *Appl. Phys. Lett.* 23 (1973) 88;
- 95 - F. X. Kärtner, U. Keller, *Opt. Lett.* 20 (1995) 16;
- 96 - C. V. Shank, E. Ippen, *Appl. Phys. Lett.* 24 (1974) 373;
- 97 - G. P. A. Malcolm, A. I. Ferguson, *Opt. Lett.* 16 (1991) 1967;
- 98 - B. Heinrich, R. Beigang, *Opt. Comm.* 135 (1997) 300;
- 99 - M. A. Larotonda, A. A. Hnilo, F. P. Diodati, *Opt. Comm.* 183 (2000) 485;
- 100 - E. P. Maldonado and N. D. Vieira Jr, *Revista de Física Aplicada e Instrumentação* (Brazilian Physical Society) 12, (1998) 102;
- 101 - X. Huang, F. Huang, W. Lee, M. Wang, *Opt. Comm.* 142 (1997) 249;
- 102 - X. Huang, M. Wang, *Opt. Comm.* 158 (1998) 322;
- 103 - B.E. Bouma, J. G. Fujimoto, *Opt. Lett.* 21 (1996) 134;
- 104 - B.E. Bouma, M.-Ramaswamy-Paye, J. G. Fujimoto, *Appl. Phys. B* 65 (1997) 213;
- 105 - E. A. Barbosa, N. D. Vieira Jr., *Opt. Comm.* 188 (2001) 205;
- 106 - G. Cerullo, S. DeSilvestri, V. Magni, L. Pallaro, *Opt. Lett.* 19 (1994) 807;
- 107 - "Estudo dos mecanismos de geração de pulsos ultracurtos em lasers de neodímio com bombeamento contínuo longitudinal", E. P. Maldonado, Tese de Doutorado, IPEN/CNEN-SP (Dez/1995);
- 108 - R. Scheps, J. Myers, H. Serreze, A. Rosenberg, R. Morris, M. Long, *Opt. Lett.*, 16, (1991);

-
- 109 - J. M. Einchenholz, M. Richardson, G. Mizell, *Opt. Comm* 153 (1998) 263;
- 110 - P. Laperle, K. J. Snell, A. Chandonnet *et al*, *Appl. Opt.* 36, N21 (1997) 5053;
- 111 - F. Balembois, F. Druon, F. Falcoz, P. Georges, A. Brun, *Opt. Lett.* 22, 6 (1997) 387;
- 112 - B. C. Weber, A. Hirth, *Opt. Comm.* 149 (1998) 301;
- 113 - M.J.P. Dymott, A. I. Ferguson, *Appl. Phys. B* 65 (1997) 227;
- 114 - E. P. Maldonado, E. A. Barbosa, N. U. Wetter *et al*, *Proceedings of Symposium on Lasers and their Applications* (1997) 131;
- 115 - A. Robertson, U. Ernst *et al*, *Opt. Comm.* 163 (1999) 38;
- 116 - S.-I. Aoshima, H. Itoh, Y. Tsushiya, *Jpn. J. Appl. Phys.* 36, (1997) 2698;
- 117 - S. Uemura, K. Miyazaki, *Opt. Comm.* 138 (1997) 330;
- 118 - S. Uemura, K. Torizuka, *Opt. Lett.* 24, (1999) 780;
- 119 - S. Uemura, K. Torizuka, *Jpn. J. Appl. Phys.* (1999) 127;
- 120 - G.J. Valentine, J.-M. Hopkins, P. Loza-Alvarez, G.T. Kennedy, W. Sibbett, D. Burns and A. Valster, *Opt. Lett.*, 22 (1997) 1639;
- 121 - ver www.schott.com;
- 122 - C. J. Flood, D.R. Walker, H. M. van Driel, *Opt. Lett.* 20 (1995) 58;
- 123 - G. P. A. Malcolm, P. F. Curley, and A. I. Ferguson, *Opt. Lett.* 15 (1990) 1303;
- 124 - E. P. Maldonado, E. A. Barbosa, N. U. Wetter, L. C. Courrol, I.M. Ranieri, S. P. Morato, N.D. Vieira Jr., aceito para publicação em *Optical Engineering*;
- 125 - B. Braun, K. J. Weingarten, F. X. Kärtner and U. Keller, *Appl. Phys. B* 61 (1995) 429;
- 126 - F. X. Kärtner, B. Braun, U. Keller, *Appl. Phys. B* 61 (1995) 569;
- 127 - K. Wolfrum and P. Heinz, *Optics Commun.* 84 (1991) 290;
- 128 - T. Juhasz, S. T. Lai and M. A. Pessot, *Optics Lett.* 15 (1990) 458;



M22233



Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares
Av. Prof. Lineu Prestes, 2242 - Cidade Universitária - CEP 05508-000
Fone (0XX11) 3816-9000 - Fax (0XX11) 3812-3546
SÃO PAULO - São Paulo
[Http://www.ipen.br](http://www.ipen.br)

O ipen é uma autarquia vinculada à Secretaria de Ciência, Tecnologia e Desenvolvimento Econômico do Estado de São Paulo, gerida técnica, administrativa e financeiramente pela Comissão Nacional de Energia Nuclear e associada à Universidade de São Paulo para fins de ensino de Pós-Graduação.