Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Desenvolvimento de um Amplificador de Pulsos Ultracurtos de Cr:LiSAF para um Sistema Laser Híbrido de Alta Potência

Ricardo Elgul Samad

Orientador: Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Junior

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de
Física para a obtenção do título de Doutor em
Ciências

Comissão examinadora

Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Jr. (IPEN/CNEN-SP)

Prof. Dr. Sérgio Carlos Zílio (IFSC/USP)

Prof. Dr. Carlos Schwab (IEAv/CTA)

Prof. Dr. Antonio Martins Figueiredo Neto (IFUSP)

Prof. Dr. Paulo Alberto Nussenzveig (IFUSP)

FICHA CATALOGRÁFICA

**Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo**

Samad, Ricardo Elgul

Desenvolvimento de um amplificador de pulsos ultracurtos de Cr:LiSAF para um sistema laser híbrido de alta potência. São Paulo, 2006.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo
Instituto de Física – Depto. de Física da Matéria
Condensada

Orientador: Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Junior

Área de Concentração: Física

Unitermos:

1. Laser do estado sólido;
2. Pulsos ultracurtos;
3. Amplificadores ópticos
4. Cr:LiSAF
5. CPA

USP/IF/SBI-024/2006

Agradecimentos

Agradeço,

Ao *Prof. Dr. Nilson Dias Vieira Júnior*, pela amizade, orientação intelectual e científica, e por acreditar desde o início que este trabalho seria realizado.

Ao *Instituto de Física da Universidade de São Paulo* pela minha formação como Bacharel e à sua Comissão Pós-Graduação pela concessão do grau de Mestre em Física e por me conceder a oportunidade de obter o grau de Doutor em Física.

À *FAPESP - Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo* - pelo apoio financeiro na forma de projetos que viabilizaram o presente trabalho.

Ao *IPEN - Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares* - pela oportunidade da realização deste trabalho de doutorado e por toda a infra-estrutura disponibilizada.

Ao *Prof. Dr. Gesse Eduardo Calvo Nogueira* por suas contribuições fundamentais no desenvolvimento do laser e amplificador de Cr:LiSAF e pelas proveitosas discussões.

À *Profa. Dra. Sonia Licia Baldochi* pelo crescimento de cristais de Cr:LiSAF e pelas amostras cedidas ao longo dos anos.

Ao *Prof. Dr. Spero Penha Morato* por me iniciar no mundo da física e pela amizade em todos os momentos.

Ao *Prof. Dr. Wagner de Rossi* por compartilhar sua extensa experiência em lasers de estado sólido durante a execução deste trabalho.

Ao colega *Anderson Zanardi de Freitas*, por seu constante trabalho no Laboratório de Lasers Compactos de Altíssima Potência e inúmeras trocas de idéias.

Ao *Dr. Luiz Vicente Gomes Tarelho* pela presença constante em todos os importantes momentos da minha formação como físico.

À *Profa. Dra. Izilda Márcia Ranieri* pela confecção de filmes e espelhos utilizados nos arranjos experimentais.

Aos Drs. *Niklaus Ursus Wetter*, *José Roberto Berreta*, *Edison Puig Maldonado* e *Eduardo Acedo Barbosa* pelas discussões no decorrer deste trabalho.

Ao corpo técnico do Centro de Lasers e Aplicações: *Tort* pela ajuda com a parte eletrônica; *Marcão* e *Paulinho*, na confecção de peças e instalação hidráulica e *Solange* pela confecção de filmes e espelhos.

Às Dras. *Denise Maria Zezell* e *Martha Simões Ribeiro* e aos Drs. *Laércio Gomes*, *Armando Mirage* e *Eduardo Landulfo* pela disponibilidade de seus laboratórios e empréstimo de equipamentos.

À *Elsa* por toda sua eficiência em desatar os nós burocráticos.

Aos alunos de iniciação científica *Ricardo* e *Marvelo* que auxiliaram nas montagens e medidas experimentais. Ao *Douglas* pelas medidas com o autocorrelador caseiro.

À todos os demais bolsistas e funcionários do Centro de Lasers e Aplicações do IPEN.

Ao *Jorge*, *Ana* e *Milton* e pelo constante incentivo e bons momentos ao longo dos anos.

Aos meus pais, minha irmã, minhas vovós Alice e Sara (*in memoriam*) por toda formação pessoal que me proporcionaram e por acreditarem que eu chegaria até aqui.

À minha esposa, amiga e colaboradora de todas as horas, *Lilia*, e aos meus pequenos “filhos de patas curtas”, *Spin* e *Chope*, por estarem sempre presentes em todos os momentos desta minha jornada preenchendo os meus dias.

Agradeço a todos que direta ou indiretamente contribuíram para que este trabalho fosse idealizado, realizado e defendido.

Enfim a todos que acreditam que o tempo não é tão curto quanto parece e nem tão longo como deveria ser, ***o meu muito obrigado.***

Desenvolvimento de um Amplificador de Pulsos Ultracurtos de Cr:LiSAF para um Sistema Laser Híbrido de Alta Potência

Foi desenvolvida e construída uma cavidade bombeadora para um meio de ganho de Cr:LiSAF na forma de bastão, bombeado por duas lâmpadas, visando sua operação como amplificador de pulsos ultracurtos a taxas de repetição elevadas, e com redução da carga térmica sobre o meio de ganho.

A cavidade e o meio de ganho foram caracterizados sob operação como laser e como amplificador de pulsos ultracurtos. Atuando como laser, obtivemos 30 Hz de taxa de repetição e 20 W de potência média, resultado inédito, e ganho máximo de 1,5 por passagem. Alterando as características do bombeamento, foi possível operar o laser a 8 Hz e 16 W de potência média, com ganho máximo de 3,6 por passagem.

A cavidade bombeadora, na configuração de maior ganho, foi integrada e sincronizada a um sistema *Chirped Pulse Amplification* baseado em cristais de Ti:Safira, concebido e construído visando a sua conjugação com o amplificador de Cr:LiSAF. O amplificador introduziu um fator de amplificação de 150 em pulsos de 20 ps, produzindo pulsos com potência de pico de 0,5 TW.

Também foi apresentada uma nova técnica para medida do limiar de ablação por pulsos ultracurtos, e sua teoria analítica foi desenvolvida. Esta técnica foi utilizada na determinação do limiar de ablação de cristais de Cr:LiSAF no regime de 20 ps.

Abstract

Development of a Cr:LiSAF Ultrashort Pulses Amplifier for a High Power Hybrid Laser System

We have developed and built a pumping cavity for a Cr:LiSAF rod, pumped by two flashlamps, in order to operate it as an ultrashort laser pulse amplifier at the highest possible repetition rate, under reduced thermal load.

The pumping cavity and the gain medium were characterized under laser and ultrashort pulse amplifier operation. Operating as a laser, 30 Hz repetition rate and 20 W average power were obtained for the first time at a maximum gain per pass of 1.5. Changing the pumping characteristics, the laser provided 16 W at 8 Hz repetition rate, at a maximum gain of 3.6.

The cavity, in the highest gain configuration, was integrated and synchronized to a Ti:Sapphire Chirped Pulse Amplification system, conceived and built to comprise the Cr:LiSAF amplifier. The amplifier provided amplification by a factor 150 to the 20 ps stretched pulses, resulting in pulses with 0.5 TW of peak power.

Also, a new technique to measure ultrashort pulses ablation threshold was presented, and its analytical theory was developed. This technique was used to determine the ablation threshold for Cr:LiSAF crystals in the 20 ps regime.

Índice

AGRADECIMENTOS	I
RESUMO	III
ABSTRACT	IV
ÍNDICE	V
ÍNDICE DE FIGURAS	VII
ÍNDICE DE TABELAS	X
LISTA DE CONSTANTES, SÍMBOLOS E ABREVIATURAS	XI
II. INTRODUÇÃO	1
I.1. <i>Histórico</i>	1
I.2. <i>Objetivos</i>	5
III. FUNDAMENTOS	6
II.1. <i>lasers compactos de altíssima potência</i>	6
II.1.1. Oscilador Principal	7
II.1.2. Alargador e Compressor de Pulsos	16
II.1.3. Amplificação dos Pulsos	17
II.2. <i>Técnicas de Medição e Caracterização de Pulsos Ultracurtos</i>	23
II.2.1. Técnicas Existentes	23
II.2.2. Necessidade de Medidas do Perfil Espacial e Temporal do Pulso	26
II.3. <i>O Cristal de Cr:LiSAF</i>	27
II.3.1. Propriedades dos Cristais de Cr:LiSAF	27
II.3.2. Crescimento de Cristais de Cr:LiSAF	31
II.3.3. O Cr:LiSAF como Meio de Ganho sob Bombeamento por Lâmpada	32
II.4. <i>Laser (Ressonador) de Cr:LiSAF</i>	34
II.4.1. Modo do Feixe no Ressonador	34
II.4.2. Estabilidade do Ressonador	36
II.4.3. Condição de Limiar	38
II.4.4. Perdas do Ressonador	39
II.5. <i>Amplificador de Cr:LiSAF</i>	41
II.5.1. Minimização da Carga Térmica no Cristal de Cr:LiSAF	41
II.5.2. Amplificação de um Pulso	42
II.5.3. Bombeamento do Bastão e Inversão de População	45
II.5.4. Carga Térmica sobre o Bastão	48
II.6. <i>Determinação do limiar de ablação por pulsos ultracurtos</i>	49
II.6.1. Descrição do Perfil de Ablação	50
II.6.2. Medida do Limiar de Ablação	53
III. PARTE EXPERIMENTAL	55
III.1. <i>Instalação dos Módulos do CPA</i>	55
III.1.1. Componentes do Sistema CPA de 1 TW	55
III.1.2. Dispositivos de Caracterização	58
III.2. <i>Desenvolvimento e Construção da Cavidade Bombeadora</i>	60
III.2.1. Cavidade Bombeadora	60
III.2.2. Lâmpadas e Fontes de Potência	63
III.2.3. Sincronismo	64
III.2.4. Circuito Hidráulico de Refrigeração	65
III.3. <i>Desenho e montagem do Ressonador Laser</i>	67
III.4. <i>Desenvolvimento e montagem do Amplificador Multipasso</i>	70
III.4.1. Geometria do Amplificador	70
III.4.2. Sincronia do Amplificador	75
III.5. <i>Medida do Limiar de Dano do Cr:LiSAF em regime de 20 ps</i>	76
IV. RESULTADOS	78
IV.1. <i>Determinação do Limiar de Dano de cristais de Cr:LiSAF</i>	78
IV.2. <i>Laser de Cr:LiSAF</i>	82
IV.2.1. Desempenho do Laser de Cr:LiSAF	82
IV.3. <i>Amplificador de Cr:LiSAF</i>	96
IV.3.1. Sincronia do sistema	96

IV.3.2.	Amplificação com os Filtros Intracavidade	99
IV.3.3.	Resultados para cavidade sem filtros	104
V.	CONCLUSÕES	114
VI.	REFERÊNCIAS	116
VII.	ÍNDICE REMISSIVO	125

Índice de Figuras

<i>Figura I-1 – Evolução dos lasers de altíssima potência</i>	2
<i>Figura I-2 – Laser NOVA</i>	3
<i>Figura II-1 - Módulos básicos de um sistema CPA</i>	6
<i>Figura II-2 – Esquema de um ressonador em regime de travamento de modos</i>	8
<i>Figura II-3 – Travamento de modos por lente Kerr (KLM).</i>	9
<i>Figura II-4 – Ressonador KLM compensado para astigmatismo</i>	10
<i>Figura II-5 – Alargamento de um pulso gaussiano se propagando através de um meio dispersivo</i>	12
<i>Figura II-6 – Pulso gaussiano cuja fase possui uma dependência quadrática no tempo</i>	12
<i>Figura II-7 – Dispersão do índice de refração no modelo de Drude</i>	14
<i>Figura II-8 – Dispersão negativa introduzida por par de prismas</i>	15
<i>Figura II-9 – alargador e compressor temporais por par de grades</i>	16
<i>Figura II-10 – Amplificador Regenerativo</i>	19
<i>Figura II-11 – Fluência e ganho por passo em um amplificador regenerativo</i>	20
<i>Figura II-12 – Amplificador Multipasso</i>	21
<i>Figura II-13 – Autocorrelador de intensidade de segunda ordem.</i>	25
<i>Figura II-14 – Sobreposição dos pulsos num autocorrelador de pulso único</i>	26
<i>Figura II-15 - Estrutura cristalina do LiSAF</i>	27
<i>Figura II-16 – Coordenadas de configuração para o Cr:LiSAF</i>	28
<i>Figura II-17 – Espectros de absorção e emissão do Cr:LiSAF</i>	28
<i>Figura II-18 - Seções de choque de emissão efetiva e de absorção do estado excitado no Cr:LiSAF</i>	29
<i>Figura II-19 - Tempo de vida do Cr:LiSAF em função da sua temperatura</i>	29
<i>Figura II-20 – Esquema do ressonador de Cr:LiSAF</i>	35
<i>Figura II-21 – Esquema do feixe no interior de um ressonador passivo</i>	37
<i>Figura II-22 – Diagrama de estabilidade para o ressonador passivo</i>	37
<i>Figura II-23 – Esquema do ressonador para dedução da condição de limiar de ação laser</i>	38
<i>Figura II-24 – Ganho de limiar em função da refletividade do espelho de saída</i>	40
<i>Figura II-25 – Esquema de níveis de energia do Cr:LiSAF</i>	42
<i>Figura II-26 – Ganho por passagem e número de passagens para obter um pulso com 100mJ</i>	44
<i>Figura II-27 – Energia extraída em função do raio do feixe</i>	45
<i>Figura II-28 – Fluxo de fótons e solução numérica para a inversão de população</i>	46
<i>Figura II-29 – Inversão de população para um pulso de excitação do tipo $\text{sen}^2(\beta t)$</i>	46
<i>Figura II-30 – Espectro de corpo negro de um corpo a 7900 K</i>	47
<i>Figura II-31 – Gradiente de temperatura no interior do bastão</i>	49
<i>Figura II-32 – Perfil de dano acima da potência crítica</i>	51
<i>Figura II-33 – Perfil de dano abaixo da potência crítica</i>	52
<i>Figura II-34 – Método para determinação do limiar de ablação</i>	53
<i>Figura III-1 – Esquema do sistema de alta potência</i>	55
<i>Figura III-2 – Espectro e traço de autocorrelação de pulsos alargados no Odin</i>	56
<i>Figura III-3 – Representação do sistema completo</i>	57
<i>Figura III-4 – Sistema CPA sob fluxo laminar</i>	57
<i>Figura III-5 – Torre com equipamentos de caracterização de pulsos.</i>	58
<i>Figura III-6 – Características do oscilador principal</i>	58
<i>Figura III-7 – Caracterização espacial do feixe do Mira-Seed-R</i>	59
<i>Figura III-8 – Caracterização espacial do feixe do Odin</i>	59

<i>Figura III-9 – Bastão de Cr:LiSAF utilizado como meio de ganho, e orientação do eixo c.</i>	60
<i>Figura III-10 – Vista frontal da cavidade bombeadora</i>	61
<i>Figura III-11 – Espectro de transmissão dos filtros intracavidade</i>	61
<i>Figura III-12 – Esquemas da cavidade bombeadora</i>	62
<i>Figura III-13 – Cavidade bombeadora montada em seu suporte</i>	62
<i>Figura III-14 – Base protetora da cavidade bombeadora em acrílico</i>	63
<i>Figura III-15 – Fontes de potência das lâmpadas flash, montadas no rack.</i>	64
<i>Figura III-16 – Esquema dos circuitos elétrico e hidráulico</i>	65
<i>Figura III-17 – Sistema hidráulico de refrigeração da cavidade bombeadora de Cr:LiSAF</i>	66
<i>Figura III-18 - Temperatura de condensação de água nas superfícies da cavidade bombeadora</i>	67
<i>Figura III-19 – Cavidade Bombeadora montada em sua base</i>	67
<i>Figura III-20 – Curvas de nível para determinação do ressonador</i>	68
<i>Figura III-21 – Curvatura da frente de onda do modo do ressonador</i>	69
<i>Figura III-22 – Dimensão transversal do modo do ressonador</i>	69
<i>Figura III-23 – Ressonador laser</i>	70
<i>Figura III-24 – Ângulo entre os feixes do amplificador multipasso</i>	71
<i>Figura III-25 – Amplificadores multipasso</i>	71
<i>Figura III-26 – Aumento do diâmetro do feixe devido ao ângulo de Brewster</i>	72
<i>Figura III-27 – Geometria simplificada do amplificador</i>	73
<i>Figura III-28 – Vista do amplificador com dimensões próximas às reais</i>	73
<i>Figura III-29 – Amplificador multipasso com compressor de pulsos ao fundo</i>	74
<i>Figura III-30 – Espelhos de dobra do amplificador</i>	74
<i>Figura III-31 – Compressor de pulsos</i>	74
<i>Figura III-32 – Esquema da sincronia do sistema CPA com dois amplificadores.</i>	76
<i>Figura III-33 – Arranjo experimental para a determinação do limiar de dano do Cr:LiSAF</i>	77
<i>Figura III-34 – Amostra de Cr:LiSAF com vários perfis de dano gravados em sua superfície</i>	77
<i>Figura IV-1 – Espectro dos pulsos utilizados para a determinação do limiar de dano</i>	78
<i>Figura IV-2 – Fotografias tiradas no microscópio óptico para determinação do limiar de dano</i>	79
<i>Figura IV-3 – Valores determinados para as intensidades e fluências de limia</i>	80
<i>Figura IV-4 – Intensidades e fluências de limiar para a amostra 2</i>	80
<i>Figura IV-5 – Intensidades e fluências de limiar para a amostra 3</i>	81
<i>Figura IV-6 – Intensidades e fluências de limiar para a amostra 4</i>	81
<i>Figura IV-7 – Limiares de danos medidos para as amostras de Cr:LiSAF</i>	82
<i>Figura IV-8 – Voltagem de trigger entregue às lâmpadas</i>	83
<i>Figura IV-9 – Duração dos pulsos de bombeamento de uma lâmpada</i>	83
<i>Figura IV-10 – Energia dos pulsos do laser de Cr:LiSAF</i>	84
<i>Figura IV-11 – Espectros de emissão para várias energias de bombeamento</i>	85
<i>Figura IV-12 – Espectro de emissão do laser de Cr:LiSAF para ROC=89,3%</i>	86
<i>Figura IV-13 – Evolução temporal do pulso laser</i>	86
<i>Figura IV-14 – Evolução temporal dos pulsos laser para 100 J de bombeamento</i>	86
<i>Figura IV-15 – Análise de Findlay-Clay aplicada ao laser de Cr:LiSAF</i>	87
<i>Figura IV-16 – Ganho por passo em função da energia de bombeamento de limiar</i>	87
<i>Figura IV-17 – Dependência da energia de pulso do laser em função da taxa de repetição</i>	88
<i>Figura IV-18 – Emissão das lâmpadas a 100 J de bombeamento.</i>	90
<i>Figura IV-19 – Pulsos das lâmpadas a para taxas de repetição variando de 2 Hz a 30 Hz</i>	90
<i>Figura IV-20 - Duração dos pulsos das lâmpadas e área sob a curva</i>	91
<i>Figura IV-21 - Espectro de transmissão das lâminas de vidro</i>	92
<i>Figura IV-22 – Energia de pulso em função da energia elétrica de bombeamento</i>	93

<i>Figura IV-23 – Análise de Findlay-Clay para o laser com as lâminas de vidro</i>	93
<i>Figura IV-24 – Ganho por passagem em função da energia de bombeamento</i>	94
<i>Figura IV-25 – Dependência da energia de pulso com a taxa de repetição do bombeamento</i>	95
<i>Figura IV-26 - Emissão das lâmpadas de bombeamento e emissão espontânea do Cr:LiSAF</i>	95
<i>Figura IV-27 – Tempo de vida do nível superior da transição laser</i>	96
<i>Figura IV-28 – Erro relativo entre saídas (jitter) do gerador de atraso DG535</i>	97
<i>Figura IV-29 – Traços do osciloscópio para o pulso laser e abertura da segunda célula de Pockels.</i>	97
<i>Figura IV-30 – Traço do osciloscópio para a emissão das lâmpadas bombeadoras</i>	98
<i>Figura IV-31 - Traço do osciloscópio para a emissão das lâmpadas bombeadoras</i>	98
<i>Figura IV-32 – Arranjo utilizado para determinação da amplificação em uma passagem</i>	99
<i>Figura IV-33 – Amplificação de pulsos de 20 ps</i>	100
<i>Figura IV-34 – Amplificação de pulsos no bastão de Cr:LiSAF para taxa de repetição de 10 Hz</i>	101
<i>Figura IV-35 – Amplificação do pulso em função do comprimento de onda do pulso</i>	102
<i>Figura IV-36 - Arranjo utilizado para determinação da amplificação em duas passagens</i>	102
<i>Figura IV-37 – Amplificação de pulsos em passagem dupla pelo bastão de Cr:LiSAF em 10 Hz</i>	102
<i>Figura IV-38 – Arranjo de Z-Scan para determinação da absorção não-linear de uma amostra</i>	103
<i>Figura IV-39 – Resultados da varredura de Z-Scan</i>	104
<i>Figura IV-40 – Amplificação dos pulsos em uma passagem pelo meio de ganho</i>	105
<i>Figura IV-41 - Amplificação de pulsos em passagem dupla pelo bastão de Cr:LiSAF em 2 Hz</i>	106
<i>Figura IV-42 – Dependência da amplificação em duas passagens com a taxa de repetição</i>	107
<i>Figura IV-43 – Arranjo para medida da amplificação em 4 passagens</i>	107
<i>Figura IV-44 – Calibração do autocorrelador de pulso único.</i>	108
<i>Figura IV-45 – Traço de autocorrelação</i>	108
<i>Figura IV-46 – Amplificação dos pulsos em 4 passagens</i>	109
<i>Figura IV-47 – Duração temporal dos pulsos após quatro passagens pelo meio de ganho</i>	109
<i>Figura IV-48 – Danos no bastão e no espelho dielétrico observados sob iluminação traseira.</i>	110
<i>Figura IV-49 – Amplificação dos pulsos em 4 passagens em 5 Hz, após o dano no bastão</i>	111
<i>Figura IV-50 – Duração dos pulsos após quatro passagens pelo meio de ganho</i>	112
<i>Figura IV-51 – Amplificação dos pulsos em 4 passagens pelo meio de ganho danificado, em 5 Hz</i>	113
<i>Figura IV-52 – Duração temporal dos pulsos após quatro passagens, com espelho de ouro</i>	113

Índice de Tabelas

<i>Tabela II-1 – Produto Tempo-Largura de Banda para vários pulsos</i>	8
<i>Tabela II-2 – Comparação entre Amplificadores Regenerativos e Amplificadores Multipasso.</i>	23
<i>Tabela II-3 – Parâmetros espectroscópicos do Cr:LiSAF e Ti:Safira.</i>	29
<i>Tabela II-4 – Propriedades termomecânicas do Cr:LiSAF</i>	30
<i>Tabela II-5 – Durabilidade de materiais ópticos em água deionizada</i>	30
<i>Tabela II-6 –Durabilidade do Cr:LiSAF em solução não agitada.</i>	30
<i>Tabela II-7 – Efeito do pH na durabilidade do Cr:LiSAF</i>	31
<i>Tabela II-8 – Lasers de Cr:LiSAF</i>	32
<i>Tabela II-9 – Amplificadores de Cr:LiSAF em sistemas CPA</i>	33
<i>Tabela II-10 – Dispersões dos cristais de Ti:Safira e Cr:LiSAF</i>	34
<i>Tabela III-1 – Refletividades dos espelhos utilizados no ressonador de Cr:LiSAF</i>	70
<i>Tabela III-2 – Amostras de Cr:LiSAF para a determinação do limiar de dano com pulsos de 20 ps</i>	76
<i>Tabela IV-1 – Limiares de dano medidos para a amostra deLiSAF puro</i>	79
<i>Tabela IV-2 – Limiares de dano medidos para a amostra Cr:LiSAF 1mol%</i>	80
<i>Tabela IV-3 – Limiares de dano medidos para a amostra Cr:LiSAF 1mol%</i>	80
<i>Tabela IV-4 – Limiares de dano medidos para a amostra Cr:LiSAF 1,5mol%</i>	81
<i>Tabela IV-5 – Limiares de dano para as amostras estudadas.</i>	82
<i>Tabela IV-6 – Parâmetros de operação do Laser de Cr:LiSAF</i>	85
<i>Tabela IV-7 – Duração dos pulsos das lâmpadas e suas energias totais</i>	91
<i>Tabela IV-8 – Parâmetros de operação do Laser de Cr:LiSAF</i>	93
<i>Tabela IV-9 – Amplificação para uma passagem</i>	100
<i>Tabela IV-10 – Amplificação em 10 Hz para uma passagem</i>	101
<i>Tabela IV-11 – Amplificação em 10 Hz para duas passagens</i>	103
<i>Tabela IV-12 – Amplificação para uma passagem sem filtros intracavidade</i>	104
<i>Tabela IV-13 – Amplificação para duas passagens em 2 Hz</i>	105
<i>Tabela IV-14 – Amplificação em função da taxa de repetição</i>	106
<i>Tabela IV-15 – Amplificação de pulsos em 4 passagens</i>	108
<i>Tabela IV-16 – Amplificação de pulsos em 4 passagens, após dano no bastão</i>	111
<i>Tabela IV-17 – Amplificação de pulsos em 4 passagens, com espelho retrorrefletor de ouro</i>	112

Lista de constantes, símbolos e abreviaturas

Prefixos no sistema Internacional

Y	yotta	10^{24}
Z	zetta	10^{21}
E	exa	10^{18}
P	peta	10^{15}
T	tera	10^{12}
G	giga	10^9
M	mega	10^6
k	quilo	10^3
m	mili	10^{-3}
μ	micro	10^{-6}
n	nano	10^{-9}
p	pico	10^{-12}
f	femto	10^{-15}
a	atto	10^{-18}
z	zepto	10^{-21}
y	yocto	10^{-24}

Constantes

c	velocidade da luz no vácuo $2,99792458 \cdot 10^8$ m/s
h	constante de Planck $6,62607 \cdot 10^{-34}$ J·s
k	constante de Boltzmann $1,38065 \cdot 10^{-23}$ J/K

Símbolos e abreviaturas

$\varnothing$	diâmetro
$\varnothing_b$	diâmetro do bastão
$\varnothing_f$	diâmetro do feixe
a, b, c	eixos cristalinos
$\mathcal{A}$	amplificação
$\mathcal{A}_T$	amplificação total
CPA	<i>Chirped Pulse Amplification</i>
D	parâmetro de dispersão
d	separação entre as ranhuras de uma grade de difração
d_l	distância entre lentes de um sistema biperiódico
E	campo elétrico
$\mathcal{E}$	energia
$\mathcal{E}_0$	energia inicial do pulso

$\mathcal{E}_b$	energia de bombeamento
$\mathcal{E}_f$	energia do pulso após passar pelo meio de ganho
$\mathcal{E}_p$	energia de pulso do laser
$\mathcal{E}_l$	energia de bombeamento de limiar de ação laser
$\mathcal{E}_\lambda$	energia do fóton de comprimento de onda λ
F	fluência
f	freqüência; taxa de repetição; distância focal de uma lente
f	taxa de repetição do amplificador de Cr:LiSAF
F_S	fluência de saturação
F_l	fluência de limiar de ablação
$\mathcal{F}[f(t)]$	transformada de Fourier de $f(t)$
G	ganho
g	ganho de pequeno sinal
G_l	ganho de limiar
g_l	ganho de pequeno sinal de limiar
I	intensidade
I_b	intensidade de bombeamento
I_e	intensidade da emissão laser intracavidade
I_l	intensidade de limiar de ablação
$\vec{k}$	vetor de onda
k	condutividade térmica
L	comprimento do ressonador; distância
ℓ	distância
ℓ_1	distância do bastão ao espelho de saída
ℓ_2	distância do bastão ao espelho de fundo
ℓ_C	comprimento do meio de ganho (bastão de Cr:LiSAF)
ℓ_G	distância perpendicular entre grades de difração
ℓ_{illum}	comprimento iluminado do bastão
m	número de passagens no amplificador
M^2	fator de qualidade do feixe
n	índice de refração total

N_0	população do estado fundamental por unidade de volume	z	coordenada longitudinal
n_0	índice de refração linear	z_0	parâmetro confocal
N_2	população do nível superior da transição laser por unidade de volume	z_{01}	parâmetro confocal do ressonador
n_2	índice de refração não-linear	α	perdas do ressonador em um período
N_T	população total por unidade de volume	β	constante
n_C	índice de refração do Cr:LiSAF	Γ	fator de forma de um pulso com perfil temporal Gaussiano
P	caminho óptico	γ	ângulo de incidência em uma grade de difração
p	perdas totais do ressonador por duplo passo	$\gamma(z)$	fator de forma de um pulso Gaussiano dependente da propagação
P_0	potência do pulso	δ	variação pequena
P_{crit}	potência crítica de ablação	δ_1, δ_2	atrasos do controlador da célula de Pockels
p_m	perdas mistas do ressonador por passo	$\delta_A \dots \delta_D$	atrasos do gerador de atraso
Q	taxa de geração de calor	$\delta\Phi$	variação de fase
$q(z)$	parâmetro complexo do feixe laser	ζ	posição do início da ablação
R	raio de curvatura de um espelho	θ	coordenada angular; ângulo de difração em uma grade de difração
r	coordenada radial	θ_B	ângulo de Brewster
R_2	curvatura da frente de onda do feixe laser no espelho curvo (de fundo) do ressonador	λ	comprimento de onda
r_C	raio do meio de ganho (bastão de Cr:LiSAF)	λ_0	comprimento de onda central de um pulso
$R(z)$	curvatura da frente de onda do feixe laser	λ_p	largura (FWHM) em comprimento de onda do pulso laser
R_{EM}	refletividade do espelho de fundo	ν	frequência do campo eletromagnético
R_{OC}	refletividade do espelho de saída	ν_0	frequência central do desenvolvimento em série de Taylor
s	separação entre espelhos	ν_p	largura do espectro de frequências (FWHM) do pulso
T	temperatura	$\rho(z)$	raio da ablação
t	tempo	ρ_{max}	raio máximo da ablação
T^3	<i>Table Top Terawatt</i>	ρ_{min}	raio mínimo da ablação
t'	atraso variável do autocorrelador	σ_a	seção de choque de absorção
t_g	atraso de grupo	σ_e	seção de choque de emissão
TBP	<i>Time-Bandwidth Product</i> – Produto Tempo-Largura de Banda	τ	tempo de vida do nível superior da transição laser
t_r	tempo de vôo do ressonador	τ_b	largura temporal (FWHM) do bombeamento
V_{estim}	volume do bastão no qual há emissão estimulada	τ_l	largura temporal (FWHM) do pulso da lâmpada flash
v_ϕ	velocidade de fase	τ_p	largura temporal (FWHM) do pulso
v_g	velocidade de grupo		
v_y, v_z	velocidades de translação da amostra		
$w(z)$	raio do feixe laser		
w_0	cintura do feixe laser		
w_1	raio do feixe no espelho plano (de saída) do ressonador		
w_2	raio do feixe no espelho curvo (de fundo) do ressonador		

τ_{AC}	largura temporal (FWHM) da função de autocorrelação	χ	posição do máximo da ablação
Φ	fase	ω	freqüência angular do campo eletromagnético
φ	número de fótons por unidade de área (fluxo)	ω_0	freqüência central de um pulso
φ_T	fótons emitidos por unidade de volume do meio de ganho		

I. Introdução

I.1. HISTÓRICO

A invenção do laser no início da década de 1960^[1, 2] deu início a uma nova era no estudo da interação da luz com a matéria devido à disponibilidade de fontes de radiação luminosa com intensidades nunca antes alcançadas. Os primeiros lasers^[3] empregaram cristais de Rubi ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) como meio de ganho, sob a excitação de uma lâmpada flash helicoidal alimentada por uma fonte pulsada*. Estes lasers produziram pulsos com duração de dezenas de microssegundos e milijoules de energia, atingindo potências de pico de quilowatts. Nos anos seguintes, as intensidades alcançadas por lasers, então confinados a bancadas de laboratório, evoluíram em saltos de três ordens de grandeza resultando da introdução de técnicas de encurtamento da duração temporal dos pulsos. A primeira destas, introduzida em 1962, foi a técnica de Chaveamento-Q^[4] (*Q-Switching*), produzindo pulsos curtos de nanossegundos e potências de pico de megawatts. Em 1964^[5] o surgimento da técnica de Travamento de Modos (*Mode-Locking*) reduziu os pulsos a picossegundos, elevando suas potências de pico para gigawatts.

A obtenção de gigawatts de potência de pico e conseqüentemente intensidades de pico superiores a GW/cm^2 , defrontou-se com dois obstáculos: os materiais dos quais são feitos componentes ópticos (meios de ganho, espelhos, elementos intracavidade) utilizados na construção de lasers possuem limiares de dano da ordem de GW/cm^2 , podendo ser danificados em regime de pulsos curtos; nestas intensidades o índice de refração total de um material, n , passa a ser dependente da intensidade incidente, I , segundo:

$$n = n_0 + n_2 I \quad (\text{I-1})$$

* Define-se um sistema laser pulsado, em oposição a um contínuo, como aquele no qual o bombeamento funciona de forma não-contínua. Por outro lado, um pulso de laser consiste na emissão de energia luminosa de forma abrupta num curto intervalo de tempo, antes e após o qual a energia é nula. Pulsos de lasers podem provir de sistemas de bombeamento pulsado ou contínuo.

onde n_0 e n_2 são os índices de refração linear e não-linear do material, respectivamente. Quando um feixe laser com perfil gaussiano atravessa um material com $n_2 > 0$, seu centro propaga-se numa região de maior índice de refração total que suas bordas, de modo que este componente óptico passa a comportar-se como uma lente convergente, focalizando o feixe. Esta autofocalização, conhecida como efeito Kerr^[6, 7], além de deformar a frente de onda do feixe pode resultar em dano aos componentes ópticos através dos quais este se propaga (em decorrência do aumento de sua intensidade). Inicialmente, de forma a aumentar a energia de pulsos de laser, foi necessário ampliar as dimensões dos componentes ópticos, com conseqüente aumento do seu custo e das dificuldades tecnológicas de obtenção de materiais com alta qualidade óptica. A taxa de repetição destes sistemas encontrou duas limitações: a ampliação das dimensões dos meios de ganho sob bombeamento dificultou a extração de calor destes, requerendo a diminuição da taxa de repetição para que a carga térmica, e o gradiente associado, não danificassem os elementos ópticos; além disso, as energias de bombeamento envolvidas exigiam enormes capacitores cujos tempos de carregamento poderiam ser de horas. Estas dificuldades limitaram as potências de pico e potências médias dos lasers de bancada de laboratório a poucos gigawatts por mais de 15 anos, o que é mostrado na Figura I-1a.

Figura I-1 – a) Linha azul: Intensidade e potência de lasers de bancada em função do ano. b) desenvolvimento dos lasers de TW – região amarela: primeiros lasers em laboratórios nacionais; região verde: tecnologia de pulsos longos; região azul: tecnologia “CPA”.

O crescente custo resultante do aumento do volume dos componentes ópticos tornou potências de pico superiores a GW, necessárias a programas de fusão induzida por laser, por exemplo, acessíveis apenas a laboratórios nacionais tais como o CEA-Limeil^[8] na França, o Laboratório Nacional Lawrence Livermore (LLNL)^[9] nos Estados Unidos, o Laboratório Rutherford Appleton^[10] no Reino Unido, o Instituto Max Born^[11] na Alemanha e o Instituto de Engenharia de Laser^[12] no Japão. Estes Laboratórios, financiados por projetos nacionais capazes de cobrir o custo e a manutenção de programas que chegavam a alcançar bilhões de dólares por ano, resultaram em sistemas laser com energia de quilojoules por pulso, com dimensões gigantescas, como mostrado na Figura I-2. Além do enorme custo e das dificuldades de manutenção, estes sistemas baseavam-se numa tecnologia de pulsos de nanossegundos, e apresentavam a desvantagem adicional de gerar apenas poucos pulsos por dia, dificultando a execução de experiências repetitivas e o acúmulo de dados para sua análise. Alguns destes sistemas laser eram capazes de atingir potências superiores a TW, como ilustrado na Figura I-1b.

A introdução da técnica de *Chirped Pulse Amplification*^[13, 14] (CPA) em 1985 possibilitou novos saltos de várias ordens de grandeza na potência dos lasers de bancada, numa curva ascendente que continua crescendo até os dias de hoje. Diferentemente das técnicas de encurtamento temporal, a técnica CPA consiste em um aumento da potência como resultado do aumento da energia de um pulso curto. Este pulso curto é inicialmente produzido em um laser em regime de Travamento de Modos, e então é alargado temporalmente, de modo que sua potência diminui; neste regime de baixa potência o pulso tem sua energia amplificada, e posteriormente é comprimido temporalmente para a sua duração original, atingindo altas potências de pico.

Figura I-2 – Vista de 5 das 10 cadeias de amplificação de pulsos do laser NOVA do Laboratório Nacional Lawrence Livermore, logo após o término de sua construção em 1984. Cada cadeia de amplificação produzia um feixe com 74 cm de diâmetro, gerando aproximadamente 10 TW de potência em 1 nanossegundo (10 kJ por pulso).

Na década de 1980 foram desenvolvidos novos lasers de estado sólido com grande largura de banda, e que, operando no regime de Travamento de Modos por Lente Kerr^[15, 16] (*Kerr Lens Mode-Locking – KLM*) produzem trens de pulsos ultracurtos com largura temporal de femtossegundos^[17, 18], em taxas de repetição da ordem de 100 megahertz. A utilização destes lasers como geradores de pulsos para a técnica CPA propiciou o surgimento de sistemas de lasers de bancada de laboratório com potências de pico de terawatts^[19, 20] e taxas de repetição da ordem de quilohertz. Estes novos sistemas laser possibilitaram que potências comparáveis às dos lasers dos programas de fusão fossem obtidas em bancadas de laboratório de aproximadamente $1,5 \times 3 \text{ m}^2$. Estes lasers compactos operam em altas taxas de repetição e permitem experiências repetitivas, por custos inferiores a 1 milhão de dólares. Este baixo custo possibilitou a disseminação destes sistemas de terawatts para vários laboratórios e grupos de pesquisa no mundo^[21]. Em inglês foi adotada a denominação *Table Top Terawatt laser systems* (sistemas laser de Terawatt de Topo de Mesa) para estes lasers de bancada, com o acrônimo T³ (T-cubo).

Além dos sistemas bancada, a técnica CPA também pôde ser utilizada nos lasers de grandes dimensões como os lasers Vulcan^[22] e NIF^[23], aumentando suas potências acima de petawatts, como mostrado na Figura I-1b. Prevê-se^[24] que nos próximos 10 anos tais sistemas atinjam potências superiores a exawatts.

A disponibilidade de sistemas T³ em um grande número de laboratórios possibilitou a muitos grupos de pesquisa o estudo de regimes de interação laser-matéria que estavam anteriormente restritos a laboratórios de grande porte, além de abrir novos campos de estudo e aplicações em decorrência direta das taxas de repetição disponíveis.

As aplicações destes sistemas derivam de quatro características principais dos pulsos gerados, sendo a primeira a sua pequena duração temporal, que possibilita experimentos nos quais a troca de calor com a matéria é minimizada, com resolução temporal inferior a dezenas de femtossegundos. Em segundo lugar, os enormes campos elétricos e magnéticos associados aos pulsos podem chegar a 10^{21} W/cm^2 , correspondendo a campos elétricos da ordem de 10^{14} V/m , cerca de 100 vezes superiores aos campos elétricos que prendem os elétrons a núcleos atômicos. Em terceiro lugar, há a densidade de energia dos pulsos e a pressão de luz resultante, que para 10^{21} W/cm^2 corresponde a 300 Gbar. Finalmente, os elétrons livres ou quase-livres gerados por estes pulsos sofrem oscilações forçadas pelo campo elétrico do pulso, podendo atingir energias superiores a 10 MeV^[25], onde efeitos relativísticos^[26] são evidentes.

Aplicações em baixas intensidades (inferiores a 10^{15} W/cm^2) incluem desde a usinagem de materiais até aplicações médicas como cirurgia corneal^[27], devido ao limitado dano aos tecidos circunvizinhos, e odontológica^[28], passando por várias áreas da física, química e biologia^[29], e abrindo novas aplicações tecnológicas como ignição ultra-rápida de combustíveis^[30].

As altas intensidades geradas por lasers T^3 vêm sendo utilizadas para criar plasmas que produzem pulsos ultracurtos de raios X moles e radiação ultravioleta extrema (XUV) através da geração de harmônicos de alta ordem^[31]. Em intensidades superiores a 10^{18} W/cm^2 surgem fenômenos como autofocalização relativística^[32], emissão de radiação de terahertz^[33], ocorrendo também novos efeitos em plasmas^[34] que incluem aceleração de elétrons a energias superiores a 4 GeV em apenas 10 cm^[35]. Por efeitos de pressão de radiação é possível a criação de temperaturas e pressões comparáveis às existentes dentro de estrelas, possibilitando o estudo de dinâmicas estelares^[36]. Algumas destas utilizações são características da área nuclear, como a demonstração de enriquecimento isotópico^[37], fundamental para produção de radiofármacos, que as altas taxas de repetição disponíveis tornam viável.

I.2. OBJETIVOS

O objetivo central deste trabalho é o desenvolvimento e a construção de um amplificador de pulsos baseado em um cristal de Cr:LiSAF bombeado por lâmpadas flash, e sua integração a um sistema laser visando a obtenção de pulsos com potência pico de terawatts nos laboratórios do *IPEN*. Este objetivo envolve a integração do amplificador de Cr:LiSAF a um sistema CPA constituído de um oscilador principal e um amplificador de Ti:Safira, configurando um sistema híbrido capaz de produzir pulsos com dezenas de milijoules e ~ 50 fs de duração temporal, com potência de pico na região de terawatt e taxas de repetição de alguns hertz.

O desenvolvimento do amplificador de Cr:LiSAF envolve inicialmente a instalação e caracterização do sistema CPA de Ti:Safira, assim como a concepção e construção de uma cavidade bombeadora e um ressonador óptico para o Cr:LiSAF.

III. Fundamentos

II.1. LASERS COMPACTOS DE ALTÍSSIMA POTÊNCIA

O surgimento da técnica CPA^[13] permitiu que altíssimas potências fossem atingidas por pulsos ultracurtos com energias modestas, inferiores a 1 J, e sua ampla difusão fez com que sistemas que a utilizam passassem a ser conhecidos como *sistemas CPA*. Um sistema CPA é composto por quatro módulos básicos, esquematizados na Figura II-1. O primeiro destes módulos é o oscilador principal, também chamado de gerador de semente (*seeder*), pois gera um trem de pulsos ultracurtos do qual um pulso semente será selecionado e injetado nos três estágios seguintes para amplificação. O primeiro dos estágios seguintes é o alargador temporal (*stretcher*), responsável por diminuir a potência do pulso expandindo-o no tempo. Em seguida o pulso ganha energia numa cadeia de amplificadores, e finalmente é contraído no tempo por um compressor temporal. A seguir cada estágio é descrito detalhadamente.

Figura II-1 - Módulos básicos de um sistema CPA. O pulso gerado no oscilador principal, com energia $\mathcal{E}_0$ e largura temporal τ_p , é alargado temporalmente por um fator até 10^4 , em seguida é amplificado até 10^{12} vezes, e então é comprimido para aproximadamente a largura temporal inicial.

II.1.1. OSCILADOR PRINCIPAL

Ressonadores de Pulsos Ultracurtos

O oscilador principal de um sistema CPA é um laser de estado sólido operando no regime de travamento de modos^[38, 39]. Neste regime, os modos longitudinais do laser oscilam com diferenças de fase constantes, interferindo de forma a definir um único pulso ultracurto viajante no ressonador óptico. O tempo de vôo deste pulso, t_p , que é o inverso da taxa de repetição do ressonador, f , é dado por:

$$t_p = \frac{2L}{c} = \frac{1}{f} \quad (\text{II-1})$$

onde c é a velocidade da luz e L é o comprimento do ressonador. O travamento de modos pode ser entendido pela inclusão, no ressonador óptico, de uma janela temporal que se encontra aberta apenas durante a duração de um pulso, e cuja abertura é sincronizada ao tempo de vôo do ressonador. Com esta sincronia, apenas o pulso que alcança a janela durante a sua abertura sobrevive no interior do ressonador, gerando na saída do laser um trem de pulsos com taxa de repetição $1/t_p$, como ilustrado na Figura II-2. Esta janela temporal pode ser implementada, por exemplo, por meio de um modulador acústico, definindo um regime de travamento de modos ativo, ou por um absorvedor saturável rápido, que define um travamento de modos passivo. Um absorvedor saturável é um material cuja absorção de luz, definida como a razão entre as intensidades absorvida e incidente, deixa de ser constante, *diminuindo* para altas intensidades*. A emissão de um laser exibe flutuações decorrentes da interferência dos modos longitudinais que oscilam com relações de fase aleatórias entre si; a inclusão de um absorvedor saturável no ressonador, faz com que as flutuações mais rápidas, com maior intensidade, percam menos energia por absorção e sejam privilegiadas pela emissão estimulada, retirando mais energia do meio de ganho em detrimento das flutuações lentas. Quanto maior a intensidade da flutuação, mais rapidamente esta se amplifica, além de ser encurtada pela absorção não-saturada em suas asas, num ciclo de realimentação positiva que rapidamente transforma o ruído em um pulso ultracurto. Este pulso, devido à sua alta intensidade, passa pelo absorvedor saturável rápido como se este fosse transparente, em intervalos de tempo t_p , entre os quais o absorvedor recupera-se e bloqueia a ação laser. Pode-se demonstrar^[40] que os ressonadores operando em regime passivo produzem os pulsos mais curtos possíveis de serem obtidos em travamento de modos, e neste caso o perfil temporal da intensidade dos pulsos, $I(t)$, na aproximação da variação lenta da envoltória (*SVEA – Slowly Varying Envelope Approximation* ou *SVAA – Slowly Varying Amplitude Approximation*)^[6], é descrito por:

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2 \left(1,76 \frac{t}{\tau_p} \right) \quad (\text{II-2})$$

onde I_0 é a intensidade de pico do pulso, e τ_p é a sua largura temporal à meia altura (FWHM – *Full Width at Half Maximum*). A intensidade de um pulso é dada pelo módulo

*A absorção macroscópica de um material resulta da promoção de elétrons do estado fundamental para estados excitados pela absorção de fótons individuais; após o tempo de vida do estado excitado os elétrons retornam ao estado fundamental. Para altas intensidades, muitos elétrons são promovidos e poucos retornam ao estado fundamental, diminuindo a absorção do material, fenômeno conhecido como saturação. Um absorvedor saturável rápido é aquele no qual o tempo de vida do estado excitado é mais curto ou da ordem da duração do pulso que o satura.

ao quadrado da sua amplitude de campo elétrico, e os campos elétricos de um pulso nos domínios temporal e de frequências, relacionam-se via Transformada de Fourier :

$$E(\omega) = \mathcal{F}[E(t)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(t) e^{-i\omega t} dt$$

$$E(t) = \mathcal{F}[E(\omega)] = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) e^{i\omega t} d\omega$$
(II-3)

onde ω é a frequência angular de oscilação do campo eletromagnético de um modo longitudinal, e $\nu = \omega/(2\pi)$ é sua frequência. A transformada de Fourier do campo elétrico do pulso definido na expressão (II-2) é uma função do tipo sech(ν). A intensidade deste pulso no domínio de frequências possui largura ν_p (FWHM), e se as fases relativas entre as frequências que compõem o pulso forem nulas, o pulso terá sua largura temporal mínima e é dito *limitado por transformada*, valendo a relação:

$$\nu_p \cdot \tau_p = 0,315$$
(II-4)

conhecida como *Produto Tempo-Largura de Banda* (*Time-Bandwidth Product - TBP*). Se $TBP > 0,315$, as componentes de frequência não estão em fase e o pulso pode ser encurtado temporalmente. Na Tabela II-1 encontram-se valores do Produto Tempo-Largura de Banda para várias formas de pulsos.

Figura II-2 – Esquema de um ressonador em regime de travamento de modos. O ressonador óptico é definido pelos espelhos M_1 e M_2 separados por uma distância L . A janela temporal abre-se apenas quando o pulso a atravessa.

Pulso	$I(t)$	$\nu_p \cdot \tau_p$	$\lambda_p \cdot \tau_p$ (λ_p em nm, τ_p em fs)	$\lambda_p \cdot \tau_p$ (830nm, τ_p em fs)
Quadrado	$1 \ (0 \leq t \leq \tau_p)$	0,886	$2,92 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	2012
Gaussiano	$\exp\left\{-4 \ln(2) \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^2\right\}$	0,441	$1,45 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	998
Secante Hiperbólica	$\text{sech}^2\left(1,76 \frac{t}{\tau_p}\right)$	0,315	$1,04 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	716
Exponencial	$\exp\left\{-\ln(2) \frac{t}{\tau_p}\right\}$	0,11	$0,36 \cdot 10^{-3} \cdot \lambda_0^2$	248

Tabela II-1 – Produto Tempo-Largura de Banda para vários pulsos, calculados para as larguras temporal e espectral relacionadas por transformada de Fourier. São dados também os produtos em função do comprimento de onda central dos pulsos, λ_0 , e de suas larguras (FWHM) em comprimento de onda, λ_p .

Um absorvedor saturável rápido pode ser emulado por uma não-linearidade do tipo Kerr no meio de ganho, conjuntamente com uma íris dentro do ressonador, e neste caso tem-se o regime de travamento de modos por lente Kerr (KLM – *Kerr Lens Mode Locking*)^[16], esquematizado na Figura II-3. Neste regime, em decorrência da não-linearidade Kerr^[41], o meio de ganho causa uma autofocalização do feixe dependente de sua intensidade. Quanto maior a intensidade de um pulso atravessando o meio de ganho, maior será a autofocalização do feixe, diminuindo as perdas causadas pela inserção da íris no ressonador. As menores perdas do oscilador para altas intensidades selecionam e encurtam rapidamente o pulso^[40]. O KLM possibilita a obtenção de pulsos ultracurtos com a maior simplicidade dentre os vários métodos de travamento de modos existentes, produzindo pulsos com duração inferior a dezenas de femtossegundos com energias próximas de 10 nJ e taxas de repetição da ordem de 10^8 Hz. O esquema de um ressonador KLM é mostrado na Figura II-4.

Figura II-3 – Travamento de modos por lente Kerr (KLM). Um pulso de maior intensidade é mais focalizado pelo efeito de lente Kerr e sofre menos perdas na íris, sendo selecionado pelo ressonador.

De acordo com as expressões (II-3) e (II-4), a condição fundamental para que o meio de ganho sustente pulsos ultracurtos em regime de travamento de modos é a disponibilidade de uma larga banda de emissão. Dentre os meios de ganho mais difundidos para a geração de pulsos ultracurtos^[18, 42] estão os cristais de Ti:Safira ($\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$), Cr:LiSAF (Cr:LiSrAlF_6), Alexandrita ($\text{Cr:BeAl}_2\text{O}_4$), juntamente com vários tipos de vidros dopados com Nd, Er ou Yb, devido às suas largas bandas de emissão (vibrônicas no caso dos metais de transição em matrizes cristalinas, e alargadas por ocupação multissítio no caso dos íons de terras-raras em vidros). Destes meios ativos, o mais disseminado, tanto para uso em laboratórios quanto comercialmente é o Ti:Safira. Sua ampla utilização decorre de uma série de fatores, sendo o principal destes a maior largura de banda de emissão conhecida em um sólido^[43], cobrindo o intervalo de 650 nm a 1050 nm, o que favorece a formação de pulsos ultracurtos sintonizáveis, com um limite inferior teórico de 3 fs. Adicionalmente à larga banda de emissão, o Ti:Safira apresenta uma grande não-linearidade Kerr, adequada para geração de pulsos em KLM, e ótimas características termomecânicas^[44], conferindo ao cristal grande dureza e resistência a abrasões, juntamente com uma grande capacidade de extração de calor. Todas estas características levaram a um grande interesse neste cristal, gerando grande evolução nas suas técnicas de crescimento que atualmente resultam em cristais de ótima qualidade óptica e grandes dimensões disponíveis comercialmente^[45]. A desvantagem apresentada pelo Ti:Safira é o curto tempo de vida do nível superior da transição laser, 3 μs , excitado em ~ 550 nm. Este curto tempo exige um bombeamento de alta intensidade, somente conseguido com lasers, emitindo continuamente no verde. Inicialmente este bombeamento era feito com lasers de Argônio (exigindo como infra-estrutura linhas de alta tensão e refrigeração de água a alta pressão, extremamente ineficiente), que nos últimos anos vêm sendo substituídos por lasers de Nd dobrados bombeados por diodo, simplificando bastante o sistema, fornecendo um laser totalmente de estado sólido.

Paralelamente ao Ti:Safira, foram desenvolvidos lasers de pulsos ultracurtos de Cr:LiSAF devido à emissão que cobre de 700 nm a 1000 nm, podendo sustentar pulsos de até 5 fs. As características termomecânicas do Cr:LiSAF são inferiores às do Ti:Safira, algumas aproximando-se das de vidros, e sua não-linearidade Kerr é pequena, dificultando, porém não impedindo, sua operação em regime KLM^[46]. No entanto, a adição no ressonador de vidros especiais^[47, 48] ou SESAM's (*Semiconductor Saturable Absorber Mirrors*)^[49] introduz não-linearidade suficiente para sustentar o regime de travamento de modos passivo. Como vantagem, o nível superior da transição laser no Cr:LiSAF apresenta um longo tempo de vida, de 67 μ s, e é excitado por 650 nm, comprimento de onda disponível em diodos laser. Estas características tornaram possível o desenvolvimento de lasers de Cr:LiSAF, em regime de travamento de modos, bombeados por diodos alimentados por pilhas^[50].

Figura II-4 – Ressonador KLM compensado para astigmatismo com controle de dispersão por par de prismas. A lente não-linear é o próprio meio de ganho, o qual é posicionado na cintura do feixe visando maximizar o efeito Kerr. Na figura são mostrados o modo de baixa intensidade, com grande perda na íris, e o modo de alta intensidade, passando pela íris.

Propagação de um Pulso em um Meio Transparente - Dispersão

Devido a sua grande largura espectral, e à dispersão da velocidade de grupo^[51], quando um pulso ultracurto se propaga num meio transparente há a introdução de uma fase dependente da frequência que induz um alargamento temporal do pulso^[52]. Isto acontece em qualquer elemento óptico, *inclusive* o ar, e deve ser levado em conta na geração de pulsos ultracurtos em um ressonador, e na sua utilização. Uma vez que a dispersão dos materiais é dada em função da frequência (ou do comprimento de onda) da luz incidente, é conveniente a descrição da fase introduzida, e seus efeitos, neste domínio. Parte-se da amplitude do campo elétrico de um pulso gaussiano* no domínio temporal, dada por:

$$E(t) = \exp\{-(\Gamma t^2 + i\omega_0 t)\} = \exp\{-(\Gamma t^2 + i\Phi)\} \quad (\text{II-5})$$

onde ω_0 é a frequência central do pulso, $\Phi = \omega_0 t$ sua fase, e sua largura é inversamente proporcional a Γ , seu fator de forma. A frequência instantânea do pulso é dada pela derivada temporal da fase Φ :

* A descrição da dispersão será feita para um pulso gaussiano por conveniência matemática, sem perda de generalidade para pulsos com outras formas.

$$\omega(t) = \frac{d\Phi}{dt} = \omega_0 \quad (\text{II-6})$$

Por meio de uma transformada de Fourier de (II-5) obtém-se o campo elétrico do pulso no domínio de frequências, que é proporcional a:

$$E(\omega) = \exp\left\{-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{4\Gamma}\right\} \quad (\text{II-7})$$

Após o pulso propagar-se por uma distância z através de um meio transparente, seu espectro é modificado para:

$$E(\omega, z) = E(\omega) \exp\{-ik(\omega)z\} \quad (\text{II-8})$$

onde $k(\omega)$ é o vetor de onda na frequência ω :

$$k(\omega) = \frac{2\pi n(\omega)}{\lambda} = \frac{n(\omega)\omega}{c} \quad (\text{II-9})$$

O desenvolvimento deste vetor de onda em série de Taylor ao redor da frequência central do pulso fornece:

$$k(\omega) = k(\omega_0) + k'(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}k''(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (\text{II-10})$$

sendo

$$\begin{aligned} k' &= \left. \frac{dk(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_0} \\ k'' &= \left. \frac{d^2k(\omega)}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} \end{aligned} \quad (\text{II-11})$$

Substituindo o desenvolvimento em Taylor na equação (II-8), o pulso passa a ser descrito por:

$$E(\omega, z) = \exp\left\{-ik(\omega_0)z - ik'z(\omega - \omega_0) - (\omega - \omega_0)^2 \left[\frac{ik''z}{2} + \frac{1}{4\Gamma} \right]\right\} \quad (\text{II-12})$$

A transformada de Fourier inversa, dada em (II-3), fornece então a descrição do campo elétrico no tempo, proporcional a:

$$E(t, z) = \sqrt{\gamma(z)} \exp\left\{i\omega_0 \left(t - \frac{z}{v_\phi(\omega_0)}\right)\right\} \exp\left\{-\gamma(z) \left(t - \frac{z}{v_g(\omega_0)}\right)^2\right\} \quad (\text{II-13})$$

onde v_ϕ e v_g são as velocidades de fase e de grupo em ω_0 , definidas por:

$$v_\phi(\omega_0) = \left. \frac{\omega}{k} \right|_{\omega_0}, \quad v_g(\omega_0) = \left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega_0} \quad (\text{II-14})$$

e $\gamma(z)$ é o fator de forma do pulso propagado, dado por:

$$\frac{1}{\gamma(z)} = \frac{1}{\Gamma} + i2k''z \Rightarrow \gamma(z) = \frac{\Gamma}{1 + \kappa^2 z^2} - i \frac{\kappa z}{1 + \kappa^2 z^2}, \quad \kappa = 2\Gamma k'' \quad (\text{II-15})$$

No primeiro termo exponencial de (II-13) pode-se ver facilmente que, após a propagação por uma distância z , a fase da frequência central é atrasada por z/v_ϕ . Como a fase não é mensurável, este efeito não tem consequências observáveis.

A segunda exponencial de (II-13) mostra que, após propagar-se por z , o pulso mantém a envoltória gaussiana e esta adquire um atraso temporal z/v_g . A parte real desta exponencial possui um fator de forma dado pela parte real de $\gamma(z)$:

$$\text{Re}[\gamma(z)] = \frac{\Gamma}{1 + \kappa^2 z^2} \quad (\text{II-16})$$

que é sempre menor que Γ , mostrando que o pulso alarga-se temporalmente ao longo da sua propagação, como esboçado na Figura II-5. A parte imaginária é a fase introduzida pelo meio dispersivo, e sua derivada temporal fornece a frequência instantânea do pulso:

$$\omega(t) = \frac{\partial \Phi}{\partial t} = \omega_0 + \frac{\kappa z}{1 + \kappa^2 z^2} 2 \left(t - \frac{z}{v_g(\omega_0)} \right) \quad (\text{II-17})$$

A expressão (II-17) mostra que quando é introduzida na fase uma dependência quadrática no tempo, a frequência instantânea do pulso passa a apresentar uma variação linear no tempo. Esta variação desloca as frequências de sua borda dianteira (*leading edge*) para o vermelho e as frequências de sua borda traseira (*trailing edge*) para o azul, como esquematizado na Figura II-6, e diz-se que o pulso possui “*chirping*”, ou seja, uma variação da sua frequência no tempo.

Figura II-5 – Simulação numérica da propagação, na direção z , de um pulso gaussiano através de um meio dispersivo não-absorvente. O pulso é alargado ao longo do tempo, e sua energia permanece constante.

Figura II-6 – Representação esquemática do campo elétrico de um pulso gaussiano cuja fase possui uma dependência quadrática no tempo.

Dispersão de um Meio Transparente

A dispersão do índice de refração de um meio transparente é comumente dada em função do comprimento de onda da luz no vácuo. Desta maneira, é importante o cálculo da dispersão em função do comprimento de onda. Para isto, parte-se das relações entre a frequência e o comprimento de onda de uma onda plana:

$$\frac{c}{n(\omega)} = \frac{\lambda \omega}{2\pi}, \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (\text{II-18})$$

chegando a:

$$k = \frac{\omega n(\omega)}{c} \quad (\text{II-19})$$

Calcula-se então a segunda derivada do vetor de onda com a frequência:

$$k'' = \frac{d^2 k}{d\omega^2} = \frac{d}{d\omega} \frac{dk}{d\omega} = \frac{d\lambda}{d\omega} \frac{d}{d\lambda} \left(\frac{dk}{d\omega} \right) \quad (\text{II-20})$$

O termo entre parênteses em (II-20) pode ser calculado para a definição do vetor de onda dada em (II-19), ou escrito como $1/v_g$, onde a velocidade de grupo é $v_g = d\omega/dk$, levando a duas definições de k'' :

$$k'' = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} D \quad (\text{II-21a})$$

$$\begin{aligned} k'' &= -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{1}{c} \frac{d}{d\lambda} \left(n + \omega \frac{dn}{d\omega} \right) \\ &= -\frac{\lambda^2}{2\pi c^2} \frac{d}{d\lambda} \left(n + \omega \frac{d\lambda}{d\omega} \frac{dn}{d\lambda} \right) \end{aligned} \quad (\text{II-21b})$$

O resultado da primeira definição, dada em (II-21a), define D , o parâmetro de dispersão após a propagação por uma distância ℓ :

$$D = \frac{1}{\ell} \frac{dt_g}{d\lambda} \quad (\text{II-22})$$

onde t_g é o atraso de grupo dado por $t_g = \ell/v_g$.

A aplicação de $d/d\lambda$ ao termo entre parênteses em (II-21b) conduz ao resultado:

$$k'' = \frac{\lambda^3}{2\pi c^2} \frac{d^2 n}{d\lambda^2} \quad (\text{II-23})$$

O sinal de k'' depende da curvatura da dispersão do índice de refração $d^2 n/d\lambda^2$, e a forma mais simples de entender este sinal é recorrer ao modelo de Drude^[53]. Este modelo considera os elétrons de um material como osciladores harmônicos forçados pelo campo da luz incidente, com frequências de ressonância características do meio, ligados aos núcleos atômicos por forças restauradoras que obedecem à lei de Hooke. Este modelo fornece a constante dielétrica do meio em função do comprimento de onda. A absorção e o índice de refração do material são dados pelas partes imaginária e real da raiz quadrada da constante dielétrica^[54], respectivamente, e estão representados na Figura II-7, em torno de uma ressonância. A cada absorção corresponde uma região de dispersão anômala do índice de refração, na qual seu valor cresce com o comprimento de

onda. Fora desta região os materiais ópticos são transparentes. Para comprimentos de onda maiores que λ_0 , o índice de refração decresce com o comprimento de onda, e a dispersão possui concavidade positiva, resultando em valores positivos para k'' e negativos para D , o parâmetro de dispersão. A diminuição do índice de refração com o aumento do comprimento de onda implica num aumento da velocidade de grupo, de forma que a frequência instantânea num pulso varia de seu valor mínimo para o seu máximo da borda dianteira para a borda traseira do pulso. Para comprimentos de onda inferiores ao da ressonância a concavidade da dispersão é invertida e a dispersão da velocidade de grupo é negativa.

Figura II-7 – Partes Real (índice de refração, linha contínua) e Imaginária (absorção, linha tracejada) da raiz quadrada da constante dielétrica no modelo de Drude. O índice de refração apresenta dispersão anômala (região sombreada) ao redor de uma absorção centrada em λ_0 .

Automodulação de Fase

O índice de refração não-linear, definido em (I-1), além de gerar uma lente Kerr devido à variação transversal do campo elétrico, também introduz um deslocamento de fase proveniente do perfil temporal do pulso. Este deslocamento de fase em função da intensidade $I(t)$ é dado por:

$$\delta\Phi = kn_2I(t)\ell \quad (\text{II-24})$$

Uma vez que a frequência instantânea é dada pela derivada temporal da fase, como definido em (II-6), o deslocamento de frequência será^[6]:

$$\delta\omega = kn_2\ell \frac{\partial I}{\partial t} \quad (\text{II-25})$$

Para um índice de refração não-linear n_2 positivo, como $\partial I/\partial t > 0$ na borda dianteira (*leading edge*) do pulso, nesta borda ocorre um deslocamento para o vermelho. No centro do pulso, onde a derivada temporal da intensidade é nula, não há deslocamento de frequência, e a borda traseira (*trailing edge*) é deslocada para o azul em consequência de $\partial I/\partial t < 0$. Esta dispersão positiva, além de acrescentar uma fase entre os modos longitudinais, cria novas frequências no pulso, alargando-o temporalmente e não mais permitindo que ele seja limitado por transformada. Para que o pulso torne a ser limitado por transformada estas fases acrescentadas devem ser compensadas.

Controle da dispersão no Oscilador Principal

Em um laser operando em regime de travamento de modos, o período do ressonador (tempo de voo) para todas as frequências que interferem definindo o pulso deve ser o mesmo, ou seja:

$$t_v(\nu) = \frac{d\Phi}{d\omega} = \text{constante} \quad (\text{II-26})$$

onde Φ é o acúmulo de fase após um período. A menos que o ressonador encontre-se em vácuo, haverá dependência do acúmulo de fase com a frequência do modo devido à dispersão do ar e após um período o pulso será alargado pela introdução de dispersão positiva.

Para que o pulso de um ressonador de pulsos ultracurtos não seja alargado a cada voo pelo ressonador, em cada período deve ser adicionada ao pulso uma dispersão negativa que compense a dispersão positiva introduzida pela sua propagação. Um par de prismas de vidro, apesar da dispersão positiva do material, pode ser disposto numa geometria que introduz dispersão negativa. Nesta geometria, esquematizada na Figura II-8, dois prismas idênticos cortados de forma que o ângulo de Brewster seja o ângulo de desvio mínimo^[55], estão separados por uma distância ℓ , com a face de entrada do prisma I paralela à face de saída do prisma II, e definem um percurso que as componentes azuis atravessam num tempo inferior ao das componentes vermelhas. O retrorefletor M faz com que este arranjo seja equivalente a quatro prismas e compensa a dispersão espacial dos componentes de diferentes comprimentos de onda. O parâmetro de dispersão deste arranjo é calculado a partir de^[56]:

$$D = \frac{1}{\ell} \frac{dt}{d\lambda} = \frac{\lambda}{c\ell} \frac{d^2P}{d\lambda^2} \quad (\text{II-27})$$

onde L é o caminho físico que a luz percorre, e P seu caminho óptico. Pode-se demonstrar que^[57] apenas o trecho ℓ introduz dispersão temporal entre diferentes frequências, e que a dispersão do caminho óptico com o comprimento de onda é:

$$\frac{d^2P}{d\lambda^2} = 4\ell \left\{ \left[\frac{d^2n}{d\lambda^2} + \left(2n - \frac{1}{n^3} \right) \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \right] \sin\beta - 2 \left(\frac{dn}{d\lambda} \right)^2 \cos\beta \right\} \quad (\text{II-28})$$

O termo $\ell \sin\beta$ é o tamanho do feixe no ápice do segundo prisma, e é praticamente constante, de modo que para separações entre os prismas (ℓ) suficientemente grandes (tipicamente poucas dezenas de centímetros) é obtida dispersão negativa.

Figura II-8 – Dispersão negativa introduzida por par de prismas.

Uma vez definida a separação entre os prismas do ressonador, a dispersão negativa pode ser ajustada pela introdução do prisma II no feixe, o que adiciona a dispersão positiva do material à dispersão total do arranjo.

Adicionalmente à utilização dentro do ressonador, o par de prismas pode ser utilizado externamente a esse, de forma a compensar a dispersão introduzida pela propagação entregando um pulso limitado por transformada no alvo experimental.

II.1.2. ALARGADOR E COMPRESSOR DE PULSOS

Quando foi criada a técnica CPA em 1985^[13], o pulso a ser amplificado foi passado através de uma fibra óptica que o alargou devido à sua dispersão positiva e seu comprimento de 1,4 km. Após a amplificação, a compressão foi feita por um par de grades de difração, que introduziu dispersão negativa^[58] no pulso. Em 1987 Martinez propôs um compressor com dispersão positiva^[59] para comprimir um pulso alargado pela dispersão negativa numa fibra ao redor de 1,5 μm . Em 1987 Martinez também demonstrou^[60] que esses compressores baseados em grades de difração poderiam ser usados em conjunto como alargador-compressor, uma vez que a dispersão negativa introduzida por um deles compensa exatamente, em todas as ordens, a dispersão positiva introduzida pelo outro, como foi demonstrado experimentalmente^[61]. Para que esta compensação ocorra, são utilizadas grades idênticas com o mesmo espaçamento entre si e os mesmos ângulos de incidência, porém em arranjos paralelos ou antiparalelos, neste caso com um telescópio entre as grades. Um esquema de um destes pares de alargador-compressor encontra-se representado na Figura II-9.

A partir destes resultados vemos que o alargamento de um pulso consiste na criação de um atraso entre suas componentes de frequência decorrente da introdução de uma dispersão *qualquer*, e sua compressão na introdução da mesma dispersão em módulo, porém de sinal contrário. Em sistemas CPA costuma-se utilizar alargadores temporais com dispersão positiva e compressores com dispersão negativa, pois assim o pulso alargado não é comprimido apenas por propagar-se no ar.

Figura II-9 – a) Arranjo de grades antiparalelas que introduz dispersão positiva, comumente utilizado com o alargador temporal; b) Arranjo de grades paralelas que introduz dispersão negativa, comumente utilizado com o compressor temporal. Nestes dois arranjos, exatamente compensados para dispersão, os espelhos retrorefletores **M** fazem com que o feixe passe quatro vezes pelas grades de difração **G₁** e **G₂**.

Para o cálculo da dispersão introduzida por um sistema de duas grades de difração considera-se duas grades G_1 e G_2 iguais, com espaçamento d entre ranhuras. Um raio de luz, com comprimento de onda λ , que incide sobre esta grade com um ângulo γ é difratado, em primeira ordem, para o ângulo θ segundo a relação^[55]

$$d(\sin \gamma + \sin \theta) = \lambda \quad (\text{II-29})$$

Desta relação vê-se que cada comprimento de onda percorrerá uma distância diferente entre as duas grades devido à dispersão angular. Pode-se demonstrar^[58] que, para grades paralelas (Figura II-9b), o parâmetro de dispersão e k'' são dados por:

$$D = \frac{1}{\ell} \frac{dt_g}{d\lambda} = \frac{\lambda}{cd^2} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \right)^2 \right]^{-1} \quad (\text{II-30})$$

$$k'' = -\frac{\lambda^3}{2\pi c^2 d^2} \left[1 - \left(\frac{\lambda}{d} - \sin \gamma \right)^2 \right]^{-1} \quad (\text{II-31})$$

Se as grades forem antiparalelas com um telescópio entre si^[59], os sinais das expressões (II-30) e (II-31) são trocados, invertendo as dispersões introduzidas. O atraso total introduzido é $k''\ell$, onde ℓ é o caminho físico do raio difratado mais próximo à normal da grade, sendo dado por $\ell_G \sec(\gamma - \theta)$ onde ℓ_G é a distância perpendicular entre as grades de difração. Assim, escolhidos o ângulo de incidência na primeira grade e as ranhuras das grades, a dispersão total introduzida poderá ser controlada por meio da variação da distância entre as grades.

Apesar de este conjunto alargador-compressor com grades de difração idênticas em arranjos paralelos e antiparalelos, separadas pelas mesmas distâncias, ser compensado exatamente, o mesmo não acontece quando entre o alargador e o compressor são adicionados componentes ópticos, como um sistema de amplificação de pulsos. Neste caso, o pulso comprimido possuirá uma largura temporal superior à do pulso inicial. O campo elétrico do pulso de saída do sistema alargador+amplificador+compressor, $E_F(\omega)$, pode ser escrito em função do pulso inicial, $E_I(\omega)$, com:

$$E_F(\omega) = E_I(\omega) \mathcal{A}(\omega) e^{i[\Phi_{al}(\omega) + \Phi_{amp}(\omega) + \Phi_{comp}(\omega)]} \quad (\text{II-32})$$

onde $\mathcal{A}(\omega)$ é a função de transferência de amplitude do amplificador, e $\Phi(\omega)$ é a fase introduzida por cada componente do sistema, sendo *al*, *amp* e *comp* o alargador, o amplificador e o compressor temporal, respectivamente

Para que os pulsos inicial e final possuam a mesma duração temporal o *chirp* residual δ , definido por :

$$\delta = \Phi_{al}(\omega) + \Phi_{amp}(\omega) + \Phi_{comp}(\omega) \quad (\text{II-33})$$

deve ser nulo, ou seja, $\Phi_{comp}(\omega) = -[\Phi_{al}(\omega) + \Phi_{amp}(\omega)]$. Na prática o que se busca é a minimização do *chirp* residual. Na ausência de efeitos não-lineares do tipo Kerr longitudinal, os componentes ópticos acrescentam uma dispersão linear, que é compensada com o aumento de distância entre as grades do compressor, que deve ser do tipo de grades paralelas que introduz dispersão negativa.

As grades de difração do compressor (assim como suas dimensões) devem ser escolhidas em função das potências e intensidades a serem atingidas após a amplificação dos pulsos. Estas potências e intensidades também determinam se é necessário encapsular o compressor em vácuo ou alguma atmosfera com maior limiar de ruptura dielétrica, para que o pulso comprimido não crie plasma e nem sofra dispersão e automodulação de fase.

II.1.3. AMPLIFICAÇÃO DOS PULSOS

Um amplificador de pulsos ultracurtos consiste de um meio de ganho com banda larga, possuindo uma transição ressonante com os comprimentos de onda que compõem o pulso incidente, sob bombeamento. Os primeiros sistemas amplificadores de bancada utilizavam corantes como meio de ganho^[62]. Estes, porém, apresentam estados metaestáveis com tempos de vida muito curtos ($\sim 10^{-8}$ s), e grandes seções de choque de

emissão ($\sim 10^{-16} \text{ cm}^2$) que diminuem a capacidade de armazenamento de energia do meio e exigem alta focalização, tanto do feixe de bombeamento quanto do feixe amplificado. Nas áreas nas quais ocorrem essas focalizações, há uma redução da eficiência de extração de energia e um aumento dos efeitos não-lineares e térmicos, favorecendo ainda a ocorrência de amplificação de emissão espontânea^[38] (*Amplified Spontaneous Emission* - ASE). Estes efeitos são determinantes na escolha de meios de ganho adequados para viabilização de amplificadores de pulsos curtos capazes de atingirem potências de pico de TW. O surgimento de meios de ganho de estado sólido com grande largura de banda (Ti:Safira e Cr:LiSAF), e da técnica CPA, possibilitaram a extração de muito mais energia do que em sistemas baseados em corantes. Os meios sólidos ativos têm como vantagens sobre os corantes a maior densidade de centros laser ativos, seções de choque de emissão duas ou três ordens de magnitude menores, tempos de vida do estado metaestável três ordens de magnitude maiores e menores não-linearidades. Da existência destas menores seções de choque de emissão, decorre uma menor deformação do pulso durante sua amplificação. Essa deformação provém da taxa de decaimento estimulado, dada pelo produto da intensidade do feixe amplificado, $I(r,t)$, por um perfil de ganho $g(r,t)$ não constante, que amplificará de forma não homogênea os perfis espacial e temporal do pulso. Das menores não-linearidades manifestam-se menos deformações de fase decorrentes do efeito Kerr.

Na técnica CPA, alarga-se o pulso temporalmente, diminuindo sua potência e conseqüentemente sua intensidade, para evitar sua amplificação distorcida, assim como para manter sua intensidade abaixo do limiar de dano do meio de ganho. Após o alargamento temporal do pulso e conseqüente diminuição de sua potência de pico, procede-se à sua amplificação. O pulso inicial com nanojoules de energia, duração temporal de dezenas de femtossegundos, e potência de pico da ordem de dezenas de quilowatts geralmente é amplificado por mais de seis ordens de grandeza, podendo atingir intensidades (focalizadas) superiores a 10^{18} W/cm^2 ^[63] após a compressão. Com os pulsos alargados para picossegundos (ou até ns em casos extremos), torna-se possível a utilização de amplificadores de estado sólido, com capacidade de armazenamento de energia muito superior à de corantes. Assim, a técnica CPA torna possível, para pulsos ultracurtos, a eficiente extração da energia de materiais com alta capacidade de armazenamento, sem incorrer em efeitos não-lineares associados a altas intensidades^[19], possibilitando sistemas de altíssima intensidade com potência média superior a 1 W ^[64].

Desde a demonstração inicial da técnica CPA^[13], com um sistema oscilador principal/amplificador de Nd:YAG/Nd:vidro, foram utilizadas várias combinações de meios ativos para obtenção de pulsos de altas intensidades. Sistemas com o mesmo meio ativo (Ti:Safira^[65, 66, 67, 68], Cr:LiSAF^[69]) tanto no oscilador principal quanto no amplificador, até sistemas híbridos compostos por Ti:Safira/Cr:LiSAF^[70, 71, 72, 73, 74, 75], Ti:Safira/Nd:vidro^[76], Ti:Safira/Yb:vidro^[77], Nd:YLF/Nd:vidro^[78, 79], entre outros, foram estudados. A grande utilização dos cristais de Ti:Safira e Cr:LiSAF deve-se principalmente às suas bandas largas, maiores do que as de terras-raras em vidros^[80], favorecendo a amplificação de pulsos ultracurtos.

Existem basicamente dois esquemas de amplificação de pulsos. No primeiro deles, o de amplificação regenerativa, o pulso fica aprisionado num ressonador laser, enquanto que no segundo, o amplificador multipasso, não existe o ressonador, apenas o meio de ganho sob bombeamento, através do qual o pulso passa algumas vezes. Em ambos os casos, supõe-se que a largura temporal do pulso a ser amplificado, τ_p , é muito menor que o tempo de vida do nível superior da transição laser, τ , i.e., $\tau_p \ll \tau$, e que este nível já possui a energia armazenada antes de o pulso chegar, e esta não será repostada durante o processo de amplificação. A seguir será dada uma descrição mais detalhada dos esquemas de amplificação.

Amplificador Regenerativo

Amplificadores regenerativos são ressonadores ativos sem espelho de saída, nos quais um pulso a ser amplificado é injetado, permanecendo em seu interior durante um determinado número de passagens através do meio de ganho. Após estas passagens e conseqüente amplificação, o pulso é extraído do ressonador. Normalmente, este tipo de amplificador também é utilizado para baixar a taxa de repetição do trem de pulsos, proveniente do oscilador principal, de dezenas de MHz para alguns kHz. Seu bombeamento pode ser contínuo ou pulsado.

Na Figura II-10 é mostrado o esquema de um amplificador regenerativo^[38, 81] bombeado por diodo, e contém os elementos básicos para o entendimento de qualquer amplificador regenerativo. As fases descritas ocorrem com o meio de ganho sob bombeamento.

Fase I – Armazenamento de Energia: sem tensão aplicada à célula de Pockels, esta não altera a polarização da luz que a atravessa, inibindo a ação laser e não permitindo que pulsos provenientes do oscilador principal permaneçam no amplificador. O ganho do meio ativo cresce acima do ganho de limiar do ressonador.

Fase II – Amplificação do Pulso: após a injeção de um pulso no amplificador e duas passagens pela célula de Pockels, aplica-se nesta uma voltagem correspondente a um atraso de quarto de onda, aprisionando o pulso no ressonador. Este estado da célula de Pockels também garante que outros pulsos sejam ejetados após a dupla passagem pela célula de Pockels, não sendo amplificados nem depletando o meio de ganho.

Fase III – Extração do pulso amplificado: depois de várias passagens pelo meio de ganho o pulso atinge uma energia máxima, limitada pela saturação do ganho. Quando o pulso deixa a célula de Pockels em direção ao meio de ganho, retira-se desta a tensão aplicada, e o pulso é extraído do ressonador pelo polarizador P_1 .

Figura II-10 – Esquema de um Amplificador Regenerativo de Nd:YLF bombeado por diodo^[81].

A energia extraída do meio de ganho na k -ésima passagem do pulso depende da intensidade do pulso $(k-1)$, e pode-se mostrar^[82] que a fluência F do pulso varia segundo:

$$F_{k+1} = TF_s \ln\{G_k[e^{F_k/F_s} - 1] + 1\} \quad (\text{II-34})$$

e que o ganho decresce de acordo com :

$$g_{k+1} = g_k \frac{\gamma}{F_s} \left[\frac{F_{k+1}}{T} - F_k \right] \quad (\text{II-35})$$

onde $G = \exp\{g\ell\}$, g é o ganho de pequeno sinal do meio de ganho, ℓ é o seu comprimento, F_s é a sua fluência de saturação, $T = \exp\{-\alpha\}$ é a transmissão total através do ressonador onde α representa todas as perdas num período do ressonador, e γ é o coeficiente de recuperação do ganho. Este coeficiente depende dos tempos de vôo do ressonador e de relaxação do nível inferior, valendo 0,5 para recuperação total do ganho, e 1 quando o ganho não se recupera. Na Figura II-11 é exibida uma simulação da fluência de um pulso circulante num amplificador regenerativo, juntamente com o ganho por passo, em função do número da passagem. Com base neste gráfico nota-se a importância da eletrônica de controle e de sincronia para a célula Pockels. Esta sincronia, além de ligar ou desligar a voltagem da Célula de Pockels em instantes precisos após o pulso deixar a célula *em direção ao meio de ganho*, deve também contar o número de passagens pelo meio de ganho (na prática, esta contagem é feita pelo detector atrás do espelho M_1 – quando a fluência do pulso começa a diminuir, a célula de Pockels muda de estado). Graças ao grande número de passagens pelo meio de ganho este tipo de amplificador é utilizado para aumentar a energia do pulso por várias ordens de grandeza, tipicamente acima de 10^6 vezes.

Figura II-11 – Fluência do pulso (círculos preenchidos) e ganho por passo (quadrados vazios) em função do número da passagem do pulso pelo meio de ganho, num amplificador regenerativo. A escala da fluência é logarítmica, à esquerda; a escala do ganho é linear, à direita. Os valores utilizados para a simulação nas equações (II-34) e (II-35) estão indicados dentro do gráfico. Vê-se que, após o pulso atingir sua energia máxima, o ganho por passo é minimizado; a partir de então as perdas do ressonador passam a dominar e a energia do pulso diminui nas passagens subsequentes.

Amplificador Multipasso

O Amplificador Multipasso representa o conceito mais simples de amplificação. Nele, o pulso passa uma ou mais vezes por um meio de ganho sob bombeamento, que não está num ressonador, como mostrado no exemplo da Figura II-12. As passagens são implementadas por meio de espelhos, não dependendo de componentes ativos nem de

controle eletrônico. Devido a esta ausência de componentes ópticos ativos, a redução da taxa de repetição dos pulsos provenientes do oscilador principal deve ser feita antes da injeção dos pulsos no amplificador multipasso.

Diferentemente do amplificador regenerativo, como há um número pequeno de passagens pelo meio de ganho (no caso extremo há apenas uma passagem), busca-se obter a maior amplificação possível, preservando as características temporais e espaciais do pulso. Por este motivo, o meio de ganho é um bastão cujo comprimento é estipulado em função do ganho desejado, e cujo diâmetro depende do limiar de dano do material, da sua não-linearidade e da intensidade do pulso amplificado.

Em primeira aproximação, o crescimento da energia do pulso é exponencial com a distância percorrida no interior do meio de ganho, uma vez que a emissão estimulada é proporcional à intensidade do pulso. Neste caso, a fluência e o ganho do amplificador multipasso comportam-se da mesma forma que a fluência e o ganho das passagens iniciais em um amplificador regenerativo, nas quais o ganho permanece praticamente constante. Nestas condições de ganho exponencial as expressões (II-34) e (II-35) podem ser aplicadas ao amplificador multipasso. No entanto, o ganho exponencial vale apenas para pequenas intensidades, pois se ocorrer saturação do ganho a amplificação passará a ser linear com a distância, dado que o pulso depopula todo o volume por onde passa^[38].

Devido à ausência de elementos ópticos (polarizadores, células de Pockels, etc.) em um amplificador multipasso, sua utilização é indicada para estágios de maior energia de pulso. Isto decorre das altas intensidades de pulso, que podem se aproximar dos limiares de dano desses elementos ópticos, danificando-os durante a operação.

Figura II-12 – Amplificador Multipasso. O número indica qual será a passagem pelo meio de ganho.

Emissão Espontânea Amplificada (ASE)

Em amplificadores de bastão com altos ganhos, a emissão espontânea originada numa extremidade do bastão, após ser amplificada ao longo do meio de ganho, pode depletá-lo totalmente. Este fenômeno, conhecido como ASE – *Amplified Spontaneous Emission* – Emissão espontânea Amplificada, é favorecido em sistemas de alto ganho combinado com um grande comprimento de ganho, e ocorre sempre, não sendo dependente de um limiar. Em sistemas de muitos estágios ou com grandes meios de ganho, a ASE acoplada a oscilações parasitárias, resulta no fator limitante ao armazenamento de energia. A ASE é normalmente reconhecida pela presença de saturação do ganho com o aumento da energia de bombeamento.

A ASE pode ser atenuada ao minimizar as reflexões internas do meio de ganho por meio de superfícies não refletoras (filmes antirrefletores ou faces em ângulo de Brewster) e isolamento óptico entre os vários estágios de amplificação.

Comparação entre Amplificadores Multipasso e Regenerativo

Num amplificador regenerativo geralmente é utilizado um meio de ganho de pequenas dimensões, uma vez que o eventual pequeno ganho por passo é compensado pelo aumento do número de passos. Este aumento só é compensador até o limiar de oscilação do laser, onde as perdas e o ganho se igualam (vide Figura II-11). Nesse regime, a energia máxima extraída é função, em última instância, das perdas intracavidade, uma vez que o ganho inicial é sempre o máximo possível. A pequena espessura do meio de ganho introduz pouca dispersão numa passagem, porém o elevado número de passagens acumula-a. Além disso, existem os outros elementos ópticos do ressonador (espelhos, polarizadores, placas de $\lambda/2$ e $\lambda/4$, Célula de Pockels) introduzindo mais dispersão (por outro lado, a utilização de *Chirped-Mirrors*^[83, 84], espelhos que introduzem dispersão controlada, inclusive negativa, no ressonador, ajuda a compensar a dispersão positiva introduzida pelos outros componentes ópticos). Já em um amplificador multipasso, costuma-se utilizar meios de ganho de maiores dimensões, porém o pequeno número de passos minimiza o acúmulo de dispersão e as perdas.

Na amplificação de pulsos curtos num CPA, a dispersão primariamente de 2ª ordem introduzida pelos materiais do amplificador deve ser levada em consideração, pois deverá ser compensada no compressor de pulsos. Um aumento na separação entre as grades do compressor compensa esta fase quadrática, e uma diferença entre os ângulos no alargador e no compressor pode compensar a dispersão de 3ª ordem. No entanto estas diferenças de distância e ângulos introduzem dispersões de 4ª ordem e superiores^[85]. Alternativamente, estas fases podem ser compensadas com outros arranjos que incluem prismas e *chirped-mirrors*^[86]. Em pulsos com $\tau_p > 100$ fs estas fases de ordens superiores não alteram significativamente sua largura temporal, porém podem modificar o seu perfil temporal. Por outro lado, em pulsos inferiores a 50 fs estas dispersões aumentam a mínima largura temporal. A melhor forma de minimizar este problema é reduzindo a dispersão introduzida no amplificador, ou seja, minimizando a quantidade e a diversidade de materiais dispersivos atravessados pelo feixe, assim como utilizar materiais com menores dispersões. Por outro lado, pode-se desenhar o sistema alargador-compressor para compensar a fase introduzida pelo amplificador.

Efeitos não-lineares também são importantes na propagação de um pulso curto principalmente pela automodulação longitudinal, que altera a fase no feixe adicionando dispersões de ordens superiores, mais difíceis de serem compensadas e pela automodulação transversal, que altera o perfil espacial do feixe diminuindo a sua qualidade. Estes efeitos podem ser estimados por meio da integral B ^[87], que quantifica a não-linearidade total induzida no feixe, e é definida por :

$$B = k \int_0^\ell n_2 I d\zeta \quad (\text{II-36})$$

onde ℓ é o comprimento do meio de ganho. Um limite aceitável para compressão de pulsos com largura temporal inferior a 100 fs é $B \gtrsim 1$, dentro do qual o acúmulo longitudinal de fase não-linear degrada a amplitude e o contraste do pico do pulso comprimido por um fator ~ 2 . Conforme pode ser observado na Tabela II-3, o cristal de Cr:LiSAF apresenta um índice de refração não-linear inferior à metade daquele do cristal de Ti:Safira, favorecendo seu uso como meio de ganho em amplificadores, no regime de altas intensidades.

Além da fase introduzida, na Tabela II-2 estão listados outros pontos que devem ser levados em consideração na escolha entre amplificadores regenerativos e multipasso.

	Amplificador Regenerativo	Amplificador Multipasso
Qualidade do Feixe	Por ser um ressonador operando em modo TEM ₀₀ , o perfil do feixe de saída é gaussiano, praticamente independentemente do perfil de entrada.	Anormalidades no perfil de entrada são transmitidas através do amplificador
Estabilidade de direcionamento	Determinada pela estabilidade do ressonador. Variações de direcionamento do oscilador principal ou do alargador temporal não alteram a do amplificador	A pontaria do amplificador depende da do oscilador principal e do alargador; qualquer variação no direcionamento destes sistemas é transmitida até o final do amplificador.
Confiabilidade	Muitas passagens implicam na utilização de um ganho pequeno, necessitando um bombeamento longe do limiar de dano do meio de ganho.	Devido ao alto ganho necessário, a intensidade de bombeamento pode ser próxima do limiar de dano do meio de ganho
Estabilidade	Por ser fácil adicionar mais um passo pelo meio de ganho para garantir a saturação, o ressonador pode ser muito estável.	Ganho máximo deve ser obtido para garantir a saturação; adicionar mais um passo pelo meio de ganho não é simples.
Flexibilidade	Como o sistema alargador/compressor é desenhado para compensar o amplificador, outros componentes ópticos podem ser adicionados com um pequeno realinhamento do compressor.	Como o sistema alargador/compressor é desenhado para operar com um mínimo de material, a adição de componentes ópticos pode alterar significativamente a largura temporal final do pulso.
Limiar de Dano	Devem ser considerados os limiares de dano do meio de ganho, espelhos, polarizadores, células Pockels, etc.	Devem ser considerados os limiares de dano apenas do meio de ganho e de espelhos
Complexidade	complexidade eletrônica e de sincronismo	maior complexidade de alinhamento
Não linearidade	meio de ganho e componentes ópticos devem apresentar pequena não-linearidade.	Somente o meio de ganho deve apresentar pequena não-linearidade

Tabela II-2 – Comparação entre Amplificadores Regenerativos e Amplificadores Multipasso.

II.2. TÉCNICAS DE MEDIÇÃO E CARACTERIZAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS

A medida temporal de um pulso necessita de fenômenos mais rápidos que o pulso, e detectores de estado sólido, baseados em transporte de elétrons através de semicondutores cumprem bem este papel até poucos picossegundos. Quando os pulsos a serem medidos possuem durações inferiores a poucos picossegundos, deve-se recorrer a um fenômeno mais curto, *ou da mesma duração* do pulso, e assim utiliza-se uma réplica do pulso, com a qual este interage. Esta é a idéia fundamental das técnicas de *autocorrelação*, descritas a seguir.

II.2.1. TÉCNICAS EXISTENTES

O método padrão para caracterização de pulsos ultracurtos é a autocorrelação não-linear de intensidade (AC), utilizando efeitos não-lineares de segunda ordem^[88, 89, 90]. Este método indireto de medida, entretanto, não provê informação completa sobre a forma do pulso. O sinal de autocorrelação de segunda ordem é sempre simétrico, mesmo para pulsos assimétricos (ou múltiplos pulsos), e a sua largura pode ser correlacionada com a largura do pulso que o gerou, desde que informação adicional sobre a forma do pulso seja fornecida. Outro método auxiliar de investigação é a medida do espectro dos pulsos por um espectrômetro convencional, que provê informação sobre a amplitude do pulso no domínio de frequência. No entanto, nenhuma informação sobre a fase do pulso

no domínio de frequência pode ser inferida da medida do espectro e, portanto a forma original do pulso não pode ser obtida por transformada de Fourier. Conseqüentemente, estes métodos não fornecem uma caracterização do campo elétrico do pulso em amplitude e fase.

Para a realização da técnica de autocorrelação de intensidade, usualmente utiliza-se a geração de segundo harmônico (SHG) em um cristal. No entanto, a fotocondutividade mediada por absorção de dois fótons (2PA) em semicondutores (LEDs – diodos emissores de luz) tem se tornado uma alternativa para este tipo de autocorrelação, devido às configurações muito mais simples e baratas nestes casos^[91]. Além disso, colocando-se o elemento de SHG ou 2PA no final de um interferômetro de Michelson, franjas de interferência aparecem no sinal de autocorrelação, levando à autocorrelação interferométrica (IAC)^[92, 93]. Esta última técnica fornece alguma informação adicional sobre a fase do pulso como função do tempo, mas não a determina completamente.

Métodos de autocorrelação de segunda ordem provêem uma informação limitada da duração do pulso e de sua varredura em frequência (*chirp*). Por outro lado, autocorrelações de mais altas ordens são sensíveis a assimetrias do pulso, entretanto sofrendo problemas de baixa sensibilidade, resolução temporal limitada e complexidade excessiva^[94, 95]. Já foi demonstrada a autocorrelação óptica não-linear, com um fotodiodo, para pulsos de femtossegundos num sistema simples que utiliza a fotocondutividade mediada por absorção de três fótons (3PA). Esta técnica levou à determinação da forma dos pulsos, com informação sobre a sua assimetria, sem ambigüidade de sentido temporal, com boa sensibilidade e resolução temporal^[96, 97].

De forma definitiva, uma caracterização completa de amplitude e fase do pulso requer o uso de métodos baseados em medidas espectrais, tais como a porta óptica resolvida em frequência (*Frequency-Resolved Optical Gating* - FROG)^[98, 99] e a interferometria de fase espectral para reconstrução direta do campo elétrico (*SPIDER - Spectral Phase Interferometry for Direct Electric-field Reconstruction*)^[100]. A revolução atual começou no início da década de 1990, baseada em uma idéia de E. B. Treacy^[101], que introduziu a noção de medir a intensidade em função do tempo para diferentes *fatias espectrais* do pulso. Apesar de vários autores, notadamente Y. Ishida, E. Ippen, A. Wiener e J.P. Likioman, dentre outros, realizarem medidas de várias grandezas nos domínios temporal e de frequência nos anos 80, o método de Treacy não encontrou aplicação até que J. Chilla e O. Martinez^[102] mostraram em 1991 que ele poderia ser usado para se reconstruir (calcular) a fase e a intensidade de um pulso ultracurto. Entretanto, a técnica de Chilla-Martinez requer características difíceis de implementar, especialmente para pulsos com comportamentos de fase não comuns, e pode levar a ambigüidades. Por outro lado, uma técnica introduzida em 1993 por D. Kane, K. DeLong e R. Trebino possibilitou uma completa e inequívoca caracterização de pulsos ultracurtos^[103]. Esta técnica, denominada FROG (*Frequency-Resolved Optical Gating*), leva à determinação inequívoca da intensidade e fase instantâneas (dependentes do tempo) de um pulso ultracurto. Inicialmente, o aparato experimental FROG consistia em um sistema parecido com um autocorrelador, porém, utilizando os efeitos Kerr eletrônicos de autodifração ou autopolarização em um vidro, para o chaveamento óptico^[104]. A fatia temporal do pulso (difratada ou com polarização girada) é então resolvida espectralmente, e o traço resultante de intensidade em função do atraso e do comprimento de onda é analisado para recuperar as informações espectrais do pulso. No mesmo ano (1993), Paye, Ramaswamy, Fujimoto e Ippen introduziram uma derivação desta técnica original, um caso particular da classe geral de técnicas FROG, que consiste na medida espectral de um sinal tradicional de autocorrelação por geração de segundo harmônico^[105]. Uma vantagem desta técnica

(SHG-FROG) é a maior sensibilidade de amplitude, pois não utiliza não-linearidades de terceira ordem, e pode ser tão precisa e consistente quanto a técnica original^[106].

A técnica de medida FROG gera um *espectrograma* do pulso laser, também conhecido como *traço FROG*, e a seguir um algoritmo permite a inversão deste traço para dar a intensidade e a fase (dependentes do tempo) do pulso que o gerou. O algoritmo de recuperação do pulso original pode ser tão rápido, que a intensidade e fase do pulso ultracurto pode ser exibida em tempo real, configurando um *osciloscópio de femtossegundos*^[107]. A informação completa sobre a forma do pulso provida pela técnica FROG permite uma comparação significativamente melhor dos dados experimentais com modelos teóricos do que as medidas de autocorrelação do pulso tradicionais^[108, 109]. Existem condições de autoconsistência interna na medida FROG que não estão presentes em outras técnicas de medida de pulsos, podendo-se assim identificar e corrigir erros sistemáticos facilmente. Estes sistemas são atualmente disponíveis comercialmente, inclusive sendo disponíveis programas para deconvolução e análise dos dados obtidos.

Autocorrelação de segunda ordem

A autocorrelação de intensidade de segunda ordem é a técnica mais difundida de caracterização de pulsos curtos, e consiste na separação de um pulso curto em duas réplicas que sobrepor-se-ão espacial e temporalmente em um meio fino cuja resposta depende do atraso relativo entre os pulsos. Na Figura II-13 é mostrado um esquema de um autocorrelador de intensidade de segunda ordem, no qual a linha de atraso variável introduz um atraso relativo t' entre as réplicas do pulso. O detector mede uma curva cuja variável independente é este atraso t' , e que possui uma largura τ_{AC} . A forma da curva de autocorrelação depende da forma do pulso, e para cada forma de pulso há uma relação entre as larguras das duas funções. No caso de pulsos do tipo $\text{sech}(1,76 t/\tau_p)^2$, que são gerados em regime de travamento de modos passivo, a função de autocorrelação f_{AC} é dada por:

$$f_{AC} = 3a \text{csch}^2\left(2,72 \frac{t'}{\tau_{AC}}\right) \left[2,72 \frac{t'}{\tau_{AC}} \coth\left(2,72 \frac{t'}{\tau_{AC}}\right) - 1 \right] \quad (\text{II-37})$$

e a relação entre as larguras das funções é

$$\tau_{AC} = 1,54 \tau_p \quad (\text{II-38})$$

Figura II-13 – Autocorrelador de intensidade de segunda ordem.

Autocorrelador de pulso único

O esquema de autocorrelador mostrado na Figura II-13 é adequado quando os pulsos a serem medidos provêm de um trem de pulsos a uma alta taxa de repetição, de forma que o sinal detectado para cada atraso t' é uma média de vários pulsos. Quando os pulsos não são repetitivos, ou sua taxa de repetição é baixa, o esquema apresentado não é adequado para sua caracterização temporal, e neste caso deve ser utilizado um esquema de pulso único^[99].

No autocorrelador de pulso único (*Single-Shot Autocorrelator*), o meio não-linear fino é substituído por um meio não-linear espesso, no qual a sobreposição ocorre no volume deste, como esquematizado na Figura II-14, na qual os pulsos 1 e 2 são as réplicas do pulso a ser medido. Na figura vemos que, no meio não-linear, ao longo da linha **a**, os pulsos 1 e 2 chegam simultaneamente; ao longo da linha **b**, o pulso 1 chega primeiro, e ao longo da linha **c** o pulso 2 é o primeiro a chegar, de modo que o percurso de **b** para **c**, representa a variável independente da função de autocorrelação. Por conservação de momento, o segundo harmônico é gerado propagando-se para a direita da figura, e o posicionamento de uma CCD captando a propagação do segundo harmônico registra o traço de autocorrelação de um único pulso, permitindo sua discriminação espacial.

Figura II-14 – Sobreposição dos pulsos num autocorrelador de pulso único.

II.2.2. NECESSIDADE DE MEDIDAS DO PERFIL ESPACIAL E TEMPORAL DO PULSO

Para aplicações de pulsos de altíssimas potências em experimentos, de forma a se atingir as maiores intensidades possíveis, além da amplificação da energia do pulso, é necessário otimizar suas características temporais e espaciais. Comparado com osciladores laser, onde o grau de alargamento e compressão é tipicamente pequeno, sistemas CPA se caracterizam por modificações dramáticas nas fases do pulso ultracurto, de maneira que o produto tempo-largura de banda pode ser alterado por um fator de até 10^5 ^[110]. Os problemas de medidas de fase têm atraído interesse considerável, surgindo recentemente várias publicações^[111, 112, 113] detalhando métodos FROG e técnicas relacionadas, para obter a forma funcional dos campos elétricos do pulso ultracurto.

A determinação do fator de qualidade do feixe após a amplificação é fundamental para a otimização dos parâmetros de amplificação.

II.3. O CRISTAL DE Cr:LiSAF

II.3.1. PROPRIEDADES DOS CRISTAIS DE Cr:LiSAF

O cristal de LiSAF (LiSrAlF_6 - hexafluoraluminato de lítio e estrôncio) pertence à família das colquiriitas^[114] que inclui também o LiCAF (LiCaAlF_6), o LiSCAF (LiCaSrAlF_6) e o LiSGAF (LiSrGaF_6), entre outros. A cristalização do LiSAF se dá no sistema cristalino trigonal, grupo espacial $\bar{P}31c$, com parâmetros de rede $a=b=5,071 \text{ \AA}$ e $c=10,189 \text{ \AA}$ ^[115]. Sua célula unitária pode ser descrita como uma rede de octaedros de MeF_6 (Me: Li, Al, Sr) com diferentes graus de distorção^[116], como mostrado na Figura II-15.

Figura II-15 - Estrutura cristalina do LiSAF. Os octaedros de SrF_6 foram omitidos para melhor visualização dos octaedros de AlF_6 e LiF_6 .

Quando íons de cromo, um metal de transição, são inseridos numa rede cristalina, configura-se um sistema laser vibrônico com largas bandas de absorção e emissão, indicado para ser utilizado como meio gerador e amplificador para pulsos ultracurtos. O íon Cr^{3+} possui várias possibilidades de transição laser que dependem da simetria e da intensidade do campo cristalino em sítio no cristal. Quando inserido num sítio de simetria octaédrica num campo cristalino fraco^[117], como é o caso na matriz de LiSAF (e de outros cristais desta família)^[116], na qual o Cr^{3+} entra substituindo^[118] os íons Al^{3+} no centro dos octaedros de AlF_6 , a principal transição laser ${}^4T_2 \rightarrow {}^4A_2$ ocorre, à temperatura ambiente, entre níveis vibrônicos, como os esquematizados na Figura II-16. Uma vez que as relaxações intrabanda para o fundo das parábolas são rápidas, o Cr:LiSAF é considerado como um sistema laser de 4 níveis^[38].

Figura II-16 – Esquema de coordenadas de configuração para o Cr:LiSAF indicando o ciclo óptico. Devido aos curtos tempos de relaxação intrabanda, configura-se um sistema laser de 4 níveis.

A substituição dos íons Al^{3+} pelos íons Cr^{3+} causa uma rotação de $67,2^\circ$ do triângulo inferior formado pelos íons F^- em relação ao triângulo superior, e a distorção produzida influencia as bandas de absorção e emissão favorecendo a polarização π ($E//c$), o que pode ser visto nos espectros de emissão e absorção^[119] mostrados na Figura II-17. A emissão na polarização π ainda é favorecida em relação à polarização σ pela absorção do estado excitado, como mostrado pelas seções de choque efetivas^[120] na Figura II-18.

A existência de três largas bandas de absorção centradas em 290 nm, 430 nm e 650 nm, juntamente com a larga banda de emissão no intervalo de 700 nm a 1000 nm e os parâmetros espectroscópicos mostrados na Tabela II-3^[118, 121, 122, 123], tornam o Cr:LiSAF muito atraente para operação como meio de ganho para geração e amplificação de pulsos ultracurtos. Nesta tabela os parâmetros do Cr:LiSAF são mostrados comparativamente aos do Ti:Safira. As larguras (FWHM) das bandas de emissão dos dois materiais são similares, assim como os centros destas bandas coincidem, permitindo que sejam construídos sistemas híbridos destes materiais. Como vantagens exibidas pelo Cr:LiSAF destacam-se sua fluência de saturação, 6 vezes superior à do Ti:Safira, que permite armazenamento e extração de energia de forma mais eficiente, e seu longo tempo de vida, mais de 20 vezes superior ao do Ti:Safira, permitindo o bombeamento por diodos e lâmpadas flash. Também deve ser mencionado que o menor índice de refração não-linear, comparativamente ao Ti:Safira, favorece uma maior extração de energia em amplificadores de altas potências ao minimizar efeitos não-lineares e de automodulação de fase.

Figura II-17 – Espectros de absorção (esquerda) e emissão (direita) do Cr:LiSAF para as polarizações do campo elétrico E paralela (π) e ortogonal (σ) ao eixo c .

Figura II-18 - Seções de choque de emissão efetivas ($\sigma_{\pi-\sigma_{ESA}}$, $\sigma_{\sigma-\sigma_{ESA}}$) e de absorção do estado excitado (σ_{ESA}) no Cr:LiSAF^[120].

Parâmetro Espectroscópico	Cr:LiSAF	Ti:Safira
Seção de choque de emissão de pico (10^{-20} cm^2)	5(//c) 3(⊥c)	30
Pico da Emissão (nm)	850	790
Largura de banda (nm)	180	230
Tempo de vida do nível laser superior a 0°C (μs)	67	3,2
Índice de Refração n_0 em $\lambda=850\text{nm}$	1,41	1,76
Índice de Refração não-linear n_2 ($10^{-16} \text{ cm}^2/\text{W}$)	1,5	3,2
Fluência de Saturação (J/cm^2)	5	0,8
Limiar de Dano (GW/cm^2)	160	-

Tabela II-3 – Parâmetros espectroscópicos do Cr:LiSAF e Ti:Safira.

A grande fluência de saturação do Cr:LiSAF decorre do longo tempo de vida ($\sim 67 \mu\text{s}$) do nível superior de sua transição laser à temperatura ambiente. Além de aumentar a capacidade de armazenamento de energia, este tempo de vida permite o bombeamento por meio de lâmpadas flash. No entanto, este tempo de vida possui uma forte dependência com a temperatura do cristal^[124], como mostrado na Figura II-19, caindo para metade do valor a 69°C. Esta diminuição do tempo de vida resulta numa supressão da luminescência (*quenching*), causando uma redução da energia armazenada e do desempenho do meio de ganho.

Figura II-19 - Dependência do tempo de vida do nível superior da transição laser do Cr:LiSAF com sua temperatura.

Os índices de refração do Cr:LiSAF, descritos pelas equações de Sellmeier^[51] para o comprimento de onda em micrômetros, são^[125]:

$$n_c^2 = 1,98448 + \frac{0,00235}{\lambda^2 - 0,010936} - 0,01057\lambda^2 \quad (\text{II-39a})$$

$$n_a^2 = 1,97673 + \frac{0,00309}{\lambda^2 - 0,00935} - 0,00828\lambda^2 \quad (\text{II-39b})$$

Em 830 nm os índices de refração assumem os valores $n_c=1,40736$ e $n_a=1,40555$.

Complementando os dados espectroscópicos do Cr:LiSAF, na Tabela II-4 são mostradas suas características termomecânicas^[73] em comparação com as do Ti:Safira, Nd:vidro e Nd:YAG, e nas Tabela II-5, II-5 e II-6 apresentamos a taxa de dissolução do Cr:LiSAF em líquidos refrigerantes^[121].

Parâmetro Termomecânico		Cr:LiSAF		Ti:Safira	Nd:Vidro	Nd:YAG
		l/c	$\pm c$			
Densidade	g/cm ³	-	3,45	3,987		4,56
Ponto de fusão	°C	-	750	2319		1970
Resist. a choque térmico (R_T)	W/m ^{1/2}	-	0,4		0,4	5,2
Módulo de Fratura (s_f)	kg/mm ²	-	3,9		11,4	6,7
Módulo de Young (E)	GPa	108	109	400	50	280
Microdureza de Vickers (H)	GPa	-	1,9		3,1	11,9
Dureza de Fratura (K_{Ic})	MPa m ^{1/2}	0,40	0,33		0,45	1,4
Expansão Térmica (α)	10 ⁻⁶ /°C	-9,8	22	-6,90	12,7	7,8
Condutividade Térmica (k)	W/m/K	3,3	3,0	46	0,62	13
dn/dT	10 ⁻⁶ /°C	-4,0	-2,5	-13	-5,3	7,3

Tabela II-4 – Propriedades termomecânicas do Cr:LiSAF^[121, 122, 126, 127] e comparativamente a outros meios de ganho.

O Cr:LiSAF é um cristal razoavelmente mole, com propriedades mecânicas mais próximas das de vidros do que das de cristais óxidos como o Ti:Safira e Nd:YAG. Dentre suas propriedades térmicas, destacam-se seus coeficientes de expansão térmica, com sinais diferentes em direções ortogonais e uma pequena dependência de seu índice de refração com a temperatura, muito inferior ao do Ti:Safira.

Material	Taxa de dissolução [mg/(cm ² dia)]
YLF (LiYF ₄)	0,03
LG-750 (vidro fosfato)	0,05
CaF ₂	0,08
LiCAF (LiCaAlF ₆)	0,24
SrF ₂	0,38
LiSAF (LiSrAlF ₆)	2,70
KDP	>600

Tabela II-5 – Durabilidade de materiais ópticos em água deionizada não agitada a 50°C .

Solvente	Temperatura (°C)	Taxa de dissolução
		[mg/(cm ² dia)]
Água Deionizada (AD)	50	2,6
AD/Etileno Glicol	50	0,14
FC-75 (Fluorinert)	50	<0,02
AD	25	0,64
AD/Etileno Glicol	25	0,05
pH 4 Tamponado	50	1,1
pH 7 Tamponado	50	<0,03
pH 10 Tamponado	50	2,3

Tabela II-6 – Efeito do solvente, temperatura e pH na durabilidade do Cr:LiSAF em solução não agitada.

PH	Taxa de dissolução [mg/(cm ² dia)]
4,02	4,7
5,06	3,7
6,18	<0,03
7,10	<0,001
7,83	<0,05
9,91	3,5

Tabela II-7 – Efeito do pH na durabilidade do Cr:LiSAF em solução agitada a 22°C.

Materiais solúveis em soluções refrigerantes têm suas superfícies atacadas ao longo do tempo. Na Tabela II-5 vemos que o LiSAF é um material com uma grande taxa de dissolução em água, pelo menos uma ordem de grandeza acima do que pode ser considerado aceitável. A dissolução cria porosidade nas superfícies em contato com o refrigerante, e resulta na diminuição das dimensões do cristal. Os dados da Tabela II-6 mostram que o refrigerante e a sua temperatura afetam bastante a taxa de dissolução do LiSAF, e temperaturas próximas à ambiente a diminuem. Ainda na Tabela II-6 vê-se que o pH da solução influencia a taxa de dissolução, o que é detalhado na Tabela II-7. Nota-se que o pH é o fator de maior importância dentre os apresentados, na taxa de dissolução do LiSAF, indicando que seu valor deve ser controlado dentro de uma faixa estreita em torno de 7 para minimizar o desgaste do material.

II.3.2. CRESCIMENTO DE CRISTAIS DE Cr:LiSAF

Dentre as propriedades físicas do LiSAF tabeladas na literatura^[121, 128], a mais notável é a anisotropia de suas propriedades térmicas (coeficientes de expansão térmica, Tabela II-4). No crescimento Czochralski, no qual estão envolvidos fortes gradientes térmicos, a anisotropia do LiSAF pode acarretar deformações e tensões na rede, determinando uma baixa resistência mecânica dos cristais. Medidas de DTA (*Differential Thermal Analysis*) indicam que o composto funde congruentemente a 750°C, podendo ser obtido a partir da mistura estequiométrica de seus constituintes^[129].

Na maior parte dos trabalhos publicados, é dada ênfase ao estudo das propriedades e características do Cr:LiSAF como meio laser ativo. Poucas são as informações sobre o crescimento e, principalmente, sobre a preparação dos materiais empregados. Payne *et alii*^[119] relataram as primeiras experiências de crescimento de cristais de LiSAF. A técnica utilizada foi a de fusão por zona horizontal e o composto foi obtido a partir da fusão dos constituintes (de alto grau de pureza) em composições estequiométricas e em atmosfera fluorinante. A fusão por zona deu-se a uma velocidade de 2 mm/h sob fluxo de gás Argônio, e os cristais aderiram à barquinha apresentando trincas e centros de espalhamento.

Kway *et alii*^[130] cresceram cristais de Cr:LiSAF de pequenas dimensões com diferentes concentrações de dopante objetivando investigar o comportamento da fusão, a estrutura cristalina e características laser. As técnicas empregadas no crescimento foram o crescimento Czochralski (para concentrações de dopante de 0 a 0,6 mol% de CrF₃) e fusão por zona (0,8 e 1,0 mol% de CrF₃), partindo também de reagentes industrializados de alto grau de pureza tratados em atmosfera de HF. Na fusão por zona, a velocidade de deslocamento da zona de fusão foi de 3 mm/h e no Czochralski utilizaram-se taxas de puxamento de 1 mm/h e de rotação de 15 rpm, estando a semente orientada ao longo do eixo a. Tanto a fusão por zona como o puxamento Czochralski se deram em atmosfera de Argônio. As amostras crescidas pelo método Czochralski apresentaram melhor qualidade óptica, porém ainda assim foram observados centros de espalhamento e inclusões.

No trabalho de Schaffers e Kezslér^[114] foram crescidos cristais de LiSAF também por fusão por zona horizontal, em atmosfera de Argônio, a uma temperatura de 780°C e a uma velocidade de 2,6 mm/h. A amostra havia sido previamente tratada por hidrofluorinação a uma temperatura de 540°C por 3 horas para reduzir a presença de Oxigênio. Também os reagentes utilizados eram comerciais e de alto grau de pureza. Os autores empregaram um excesso de 10% de LiF e AlF₃ para compensar perdas por volatilização durante o processo de crescimento.

Utilizando o método de crescimento Czochralski, Klimm *et alii*^[131] obtiveram cristais puros e dopados com CrF₃ a partir de materiais de alta pureza misturados em atmosfera de Nitrogênio seco para evitar hidrólise. Na câmara de puxamento também foi empregado fluxo de Nitrogênio. Os autores relatam a presença de centros de espalhamento, embora seu número seja inferior ao observado em cristais de LiCAF crescidos sob idênticas condições (no caso do LiCAF, que tem temperatura de fusão mais alta, o resultado é atribuído ao desvio da estequiometria do material na fusão devido à evaporação de AlF₃ e LiF provavelmente como LiAlF₄). Segundo os autores, a perda luminosa por espalhamento nos cristais de Cr:LiSAF ficou abaixo de 0,2%/cm.

Observa-se que a maior parte dos estudos emprega materiais com alto grau de pureza e que, de um modo geral, os autores associam os defeitos cristalinos a dois fatores principais: a mudança na composição do fundente pela evaporação de constituintes, e a contaminação pela hidrólise, sobretudo do CrF₃. Conclui-se, portanto que o estudo dos processos de síntese é tão importante quanto o estudo do processo de crescimento destes cristais^[132, 133, 134].

II.3.3. O Cr:LiSAF COMO MEIO DE GANHO SOB BOMBEAMENTO POR LÂMPADA

A ação laser no Cr:LiSAF foi demonstrada para vários esquemas de bombeamento que incluem lasers de íons, lâmpadas e lasers de diodo^[119, 135, 136, 137], demonstrando emissão em regimes CW^[138] e pulsados. Pulsos com durações variando de centenas de microssegundos, sob excitação pulsada, até nanossegundos em regime de chaveamento-Q e poucos femtossegundos em travamento de modos^[46] foram obtidos. Na Tabela II-8 são mostrados alguns marcos no desenvolvimento de lasers de Cr:LiSAF.

Ano e marco	Bombeamento	Meio de ganho	saída	f(Hz)
1989 - 1º laser de Cr:LiSAF ^[119]	Laser de Kr 300 mW, 1ms (modulado)	1% Cr Ø5 × 2,73 mm ³	1 ms	52
1991 - 1º laser bombeado por lâmpada ^[135]	Lâmpada de Xe 100 J, 120 µs	4% Cr Ø6,35 × 100 mm ³	120 µs	1
1991 - 1º laser bombeado por diodo ^[136]	Diodo 265 mW, 100 µs	2% Cr 3 mm	220 µW	10
1992 - 1º travamento de modos ^[139]	Laser de Kr 3 W, CW	0,8% Cr □6 × 15 mm ³	150 fs	82·10 ⁶
1993 - Maior taxa de repetição ^[120] , apenas meio de ganho	2 × Lâmpada Xe 40 J, 60 µs	2% Cr Ø6,35 × 76 mm ³		18
1994 - Maior taxa de repetição e potência ^[140]	Lâmpada Xe		4,5W	12
1997 - KLM bombeado por diodo ^[69]	4 × Diodo em 675nm 1200 mW	1,7% Cr Ø3 × 8 mm ³	27 fs 100 fs	
2002 - Maior energia, Slab ^[141]	2 × Lâmpada Xe 600 J, 80 µs	5,5% Cr 1,5 × 152,4	40 µs 8,8 J, 44 W	5
2002 - travamento de modos alimentado por 6 pilhas AA ^[50]	diodo@660nm+ diodo@685nm	5,5% Cr 3 mm	130 fs 14 mW	470·10 ⁶

Tabela II-8 – Marcos no desenvolvimento de lasers de Cr:LiSAF. Na segunda coluna é mostrado o tipo de bombeamento, e na terceira coluna a dopagem de Cr e as dimensões do meio de ganho. As características da saída, e sua taxa de repetição estão na quarta e quinta colunas, respectivamente.

Lasers de Cr:LiSAF sintonizáveis bombeados por lâmpada^[75, 135, 140, 141] foram desenvolvidos, atingindo energias de até 8,8 J por pulso, e amplificadores de pulsos, também bombeados por lâmpadas^[74, 75, 142, 143], atingiram potências de pico de até 8,5 TW. Na Tabela II-9 são mostrados alguns amplificadores de Cr:LiSAF, quase todos em sistemas híbridos (com osciladores principais de Ti:Safira). Devido às pobres propriedades térmicas do LiSAF^[121], a taxa de repetição destes lasers/amplificadores sempre esteve confinada aos regimes de pulso único ou de no máximo 12 Hz^[140]. A baixa condutividade térmica conduz à quebra do cristal devido a tensões termicamente induzidas, e no caso de meios de ganho no formato de bastões, a fratura foi observada em 18 Hz^[120]. Aliada à baixa condutividade, a dependência do tempo de vida com a temperatura (Figura II-19) faz com que, se a temperatura do cristal sob bombeamento subir acima de ~30°C, intensifique-se o processo de decaimento não-radiativo (supressão da luminescência). Por sua vez, esta intensificação gera mais calor, encurtando o tempo de vida, num processo catastrófico que reduz a capacidade de armazenamento de energia do cristal e pode levar à sua quebra. Este processo é mais suscetível de ocorrer sob bombeamento por lâmpada, no qual há muita transferência de calor da lâmpada para o cristal.

Ano	Bombeamento	Meio de ganho	Alargamento e compressão	saída	f(Hz)	ganho /passo
1992 - Regenerativo 1º amplificador ^[70]	2 × Lâmpada Xe 150 µs, 42 J	2% Cr Ø4×65mm ³	110fs→400ps→135fs	12 mJ 85 GW	10	3,1
1993 - Multipasso ^[144] 2 passos	4 × Lâmpada Xe 140 µs, 600 J	0,8% Cr Ø9,5×115mm ³				7,5
1993 - Multipasso ^[144] 1 passo	2 × Lâmpada Xe 200 µs, 360 J	0,8% Cr Ø9,5×115mm ³		150 mJ 1 TW	0,5	3
1995 - Multipasso ^[74] 1 passo	8 × Lâmpada Xe 160 µs, 3000 J	0,8% Cr Ø19×110mm ³	400ps→125 fs	1,05 J 8,4 TW	0,05 (20s)	5
1992 - Multipasso 1 passo ^[145]	2 × Lâmpada Xe 130 µs, 50 J	1,4% Cr Ø4×65 mm ³			6	3
1992 - Multipasso 2 passos ^[142]	2 × Lâmpada Xe 200 µs, 300 J	0,8% Cr Ø9,54×120mm ³	440 ps→120 fs	150 mJ 1,25 TW	1	3,3
1993 - Regenerativo ^[71] 1º bombeado por Kr	2 × Lâmpada Xe 130 µs, 50 J	1,4% Cr Ø7×101,6mm ³	85fs→170ps→95fs	2,5 mJ 25 GW	6	
1993 - Multipasso ^[146] 2 passos	2 × Lâmpada Xe 180 µs, 300 J	1,4% Cr Ø4×65mm ³		120 mJ 1,26 TW	1	
1993 - Multipasso ^[143] 2 passos	8 × Lâmpada Xe 300 µs, 5000 J	0,6% Cr Ø25×200mm ³		750 mJ 8 TW	1	2,5
1993 - Regenerativo ^[147] 1º bombeado por Kr	Laser de Kr	0,8% Cr 15mm	110fs→10ps→170fs	3,6 µJ 21 MW	5 k	
1994 - Multipasso ^[148] 1 passo	8 × Lâmpada Xe 60 J	1,5% Cr Ø4×50mm ³	500ps→140fs	15 mJ	1	2,8
1994 - Multipasso ^[148] 1 passo	4 × Lâmpada Xe 140 µs, 600 J	0,8% Cr Ø9,5×115mm ³		280 mJ 2 TW	1	7,5
1995 - 1º Regenerativo bombeado por diodo ^[149]	Diodo 750 mW	3% Cr 4 mm	80fs→300ps→190fs	0,5 µJ 2,6 MW	16 k	
1995 - Regenerativo - oscilador de Cr:LiSAF ^[150]	4 x diodo@670nm	3% Cr	110fs→300ps→197fs	1 µJ 5 MW	25 k	
1997 - Multipasso ^[73] 1 passo	4 × Lâmpada Xe 120 µs, 220 J	0,8% Cr Ø9,5×101,6mm ³	200ps→180fs	90 mJ 0,5 TW	0,5	3,5

Tabela II-9 – Amplificadores de Cr:LiSAF em sistemas CPA. Todos os sistemas mostrados são híbridos (oscilador principal de Ti:Safira e amplificador de Cr:LiSAF), exceto o penúltimo, com oscilador principal de Cr:LiSAF.

Visando evitar a supressão da luminescência e a fratura do cristal devido ao calor acumulado, osciladores de Cr:LiSAF foram mantidos em operação a baixas taxas de repetição. Shimada *et alii*^[140] reportaram 4,5 W em 12 Hz como a maior taxa de repetição e potência num laser de Cr:LiSAF, e Perry *et alii*^[70] relataram 10 Hz como a maior taxa de

repetição num amplificador de Cr:LiSAF. Alternativamente, lasers de bloco (*slab*)^[141] requerem pequenas espessuras do meio de ganho, o que permite uma melhor extração de calor e conseqüentemente menores tensões. Nesta geometria energias de até 8,8 J por pulso foram obtidas, porém numa taxa de repetição máxima de 5 Hz.

O tempo de vida do nível laser superior do Cr:LiSAF, 67 μ s, resulta numa grande capacidade de armazenamento de energia (5 J/cm²) quando comparado a outros meios de ganho^[151] para pulsos ultracurtos. No entanto este tempo não é suficientemente longo para que seja armazenada uma quantidade significativa de energia quando o bombeamento é feito com os lasers de diodo disponíveis, com potências CW até 100 W. Isto pode ser visto nos amplificadores bombeados por diodo mostrados na Tabela II-9, os quais são regenerativos (menor ganho), e resultam em energias menores quando comparados aos amplificadores multipasso de Cr:LiSAF. Por outro lado, o tempo de vida do Cr:LiSAF é adequado para bombeamento por lâmpada flash, fornecendo uma alternativa barata aos amplificadores de Ti:Safira que devem ser bombeados por lasers em regime de chaveamento-Q emitindo no verde. O bombeamento por lâmpada facilmente fornece ganhos por passagem superiores a 3, o que pode ser visto na Tabela II-9.

Outra vantagem do Cr:LiSAF em relação ao Ti:Safira no regime de pulsos curtos é o fato de que em geral, fluoretos possuem índices de refração (lineares e não-lineares) e dispersões inferiores aos de óxidos. Na Tabela II-3 apreciamos esta propriedade para os índices de refração, e na Tabela II-10 para as dispersões de 2^a, 3^a e 4^a ordens em comprimentos de onda de interesse, onde nota-se que as dispersões do fluoreto são sempre menores, em módulo, do que as correspondentes dispersões no óxido.

Material	λ (nm)	dispersão de 2 ^a ordem (fs ² /mm)	dispersão de 3 ^a ordem (fs ⁴ /mm)	dispersão de 4 ^a ordem (fs ⁴ /mm)
Ti:Safira	780	60,5526	41,2248	-13,0938
Cr:LiSAF	780	15,4281	29,6961	12,4413
Ti:Safira	850	52,0334	44,7047	-22,6799
Cr:LiSAF	850	9,6763	28,5591	-1,2411

Tabela II-10 – Dispersões dos cristais de Ti:Safira e Cr:LiSAF^[152].

II.4. LASER (RESSONADOR) DE Cr:LiSAF

Antes de operar a cavidade bombeadora de Cr:LiSAF como amplificador de pulsos, será desenvolvido um ressonador laser para determinação do ganho e das perdas do bastão sob bombeamento. Neste ressonador também serão estudados os parâmetros de operação da cavidade, e a carga térmica gerada no bastão. O desenvolvimento deste ressonador é apresentado abaixo, sempre presumindo que em seu interior existe apenas um feixe gaussiano no modo TEM₀₀^[153].

II.4.1. MODO DO FEIXE NO RESSONADOR

O meio de ganho a ser utilizado no laser de Cr:LiSAF é um bastão com faces em ângulo de Brewster^[7] $\theta_B \approx 54^\circ$, e a escolha do ressonador baseou-se na sua simplicidade, levando-nos a optar por uma configuração plano-côncava, esquematizada na Figura II-20.

A refração sofrida pelo modo do ressonador na interface cristal-ar, devida ao ângulo de Brewster, altera a largura do feixe contida no plano de incidência*. A outra

* O plano de incidência é aquele que contém os raios (geométricos) dos feixes incidente, refletido e refratado.

largura do feixe, contida no plano ortogonal ao de incidência, não é alterada pela refração. Os cálculos apresentados a seguir tratarão apenas desta largura, como se o feixe possuísse seção transversal circular, dentro e fora do meio de ganho. Esta aproximação para o cálculo da estabilidade do ressonador é válida desde que o valor do critério de estabilidade, a ser definido, não esteja muito próximo de seus limites.

Figura II-20 – Esquema do ressonador de Cr:LiSAF mostrando os elementos ópticos e as distâncias. O comprimento do bastão e as distâncias de suas faces ao espelho de saída e ao espelho de fundo são designadas por ℓ_C , ℓ_1 e ℓ_2 , respectivamente.

Para o cálculo das distâncias do ressonador e das dimensões dos modos do feixe será utilizado o formalismo do parâmetro complexo do feixe laser^[154], $q(z)$, definido por:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi n w(z)^2} \quad (\text{II-40})$$

onde $R(z)$ e $w(z)$ são a curvatura da frente de onda e o raio do feixe, respectivamente, definidos por:

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (\text{II-41})$$

$$w(z) = w_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{II-42})$$

onde o parâmetro confocal do feixe, z_0 , é dado por:

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda M^2} \quad (\text{II-43})$$

sendo λ o comprimento de onda do feixe, w_0 sua cintura (*raio* mínimo do feixe), e M^2 seu fator de qualidade^[155].

O parâmetro $q(z)$ modifica-se segundo:

$$q(z_2) = \frac{Aq(z_1) + B}{Cq(z_1) + D} \quad (\text{II-44})$$

onde A , B , C e D são os elementos da matriz ABCD de propagação de raios^[154] de z_1 até z_2 . A matriz do ressonador é dada pelo produto das matrizes de propagação, $\mathbf{M}_d$, através das distâncias ℓ_1 , ℓ_C e ℓ_2 pelas matrizes $\mathbf{M}_i$ das interfaces cristal-ar:

$$\mathbf{M}_d = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II-45})$$

$$\mathbf{M}_i = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (\text{II-46})$$

onde d é a distância de propagação e n_1 e n_2 são os índices de refração dos meios *do qual* para *o qual* o raio se propaga, respectivamente.

Por conveniência, a origem é colocada no espelho plano (de saída), onde o raio de curvatura da frente de onda é infinito. Neste espelho, o parâmetro q é dado por:

$$q_1(\mathfrak{z} = 0) = i \frac{\pi w_1^2(\mathfrak{z} = 0)}{\lambda} = i\mathfrak{z}_{01} \quad (\text{II-47})$$

onde w_1 é o raio do feixe no espelho de saída e $\mathfrak{z}_{01}$ é definido como o parâmetro confocal do ressonador. Utilizando a matriz definida em (II-45) com $d = \ell_1$, calcula-se o parâmetro q na superfície de entrada do cristal, e por meio da expressão (II-40) obtém-se o raio de curvatura da frente de onda e o raio do feixe nesta superfície:

$$R(\mathfrak{z} = \ell_1) = \ell_1 \left[1 + \left(\frac{\mathfrak{z}_{01}}{\ell_1} \right)^2 \right] \quad (\text{II-48})$$

$$w^2(\mathfrak{z} = \ell_1) = w_1^2 \left[1 + \left(\frac{\ell_1}{\mathfrak{z}_{01}} \right)^2 \right] \quad (\text{II-49})$$

Utilizando agora a matriz (II-46) calcula-se a alteração que o feixe sofre na interface e novamente por meio da matriz (II-45) obtém-se o parâmetro q do feixe na segunda superfície do cristal, e deste resultam:

$$R(\mathfrak{z} = \ell_1 + \ell_C) = \frac{n_C \ell_1 + \ell_C}{n_C} \left[1 + \left(\frac{n_C \mathfrak{z}_{01}}{n_C \ell_1 + \ell_C} \right)^2 \right] \quad (\text{II-50})$$

$$w^2(\mathfrak{z} = \ell_1 + \ell_C) = w_1^2 \left[1 + \left(\frac{n_C \ell_1 + \ell_C}{n_C \mathfrak{z}_{01}} \right)^2 \right] \quad (\text{II-51})$$

Analogamente obtém-se os parâmetros do feixe no espelho de fundo do ressonador:

$$R(\mathfrak{z} = \ell_1 + \ell_C + \ell_2) = R_2 = \frac{n_C \ell_1 + \ell_C + n_C \ell_2}{n_C} \left[1 + \left(\frac{n_C \mathfrak{z}_{01}}{n_C \ell_1 + \ell_C + n_C \ell_2} \right)^2 \right] \quad (\text{II-52})$$

$$w^2(\mathfrak{z} = \ell_1 + \ell_C + \ell_2) = w_2^2 = w_1^2 \left[1 + \left(\frac{n_C \ell_1 + \ell_C + n_C \ell_2}{n_C \mathfrak{z}_{01}} \right)^2 \right] \quad (\text{II-53})$$

As expressões aqui deduzidas serão utilizadas para calcular o ressonador.

II.4.2. ESTABILIDADE DO RESSONADOR

Um ressonador diz-se estável quando um raio de luz (geométrico) fica confinado em seu interior, ou seja, sua distância ao eixo óptico não aumenta com o número de voltas pelo ressonador, eventualmente ficando maior que o diâmetro dos espelhos. A análise apresentada a seguir, sobre a estabilidade de um ressonador passivo, i.e., composto apenas por dois espelhos sem um meio de ganho, refere-se ao diagrama mostrado na Figura II-21.

Figura II-21 – Esquema do feixe no interior de um ressonador *passivo* (sem meio de ganho), para cálculo de sua estabilidade

O critério de estabilidade do ressonador é obtido do critério de estabilidade de um sistema de lentes biperiódico^[154], no qual a distância de um raio geométrico ao eixo óptico não diverge com a propagação entre lentes de focos f_1 e f_2 com período espacial d :

$$0 \leq \left(1 - \frac{d}{2f_1}\right) \left(1 - \frac{d}{2f_2}\right) \leq 1 \quad (\text{II-54})$$

Substituindo $f_1 = R_1/2$ e $f_2 = R_2/2$ e $d = L$ na expressão (II-54) obtém-se o critério de estabilidade para o ressonador:

$$0 \leq \left(1 - \frac{L}{R_1}\right) \left(1 - \frac{L}{R_2}\right) \leq 1 \quad (\text{II-55})$$

$$0 \leq g_1 g_2 \leq 1$$

onde definiu-se os parâmetros de estabilidade do ressonador $g_{1,2} = (1 - L/R_{1,2})$. Esta condição é mostrada graficamente como a região sombreada na Figura II-22, onde se pode ver que se o produto $g_1 g_2$ estiver muito próximo de 0 ou de 1, a estabilidade do ressonador será prejudicada.

Figura II-22 – Diagrama de estabilidade para o ressonador passivo em função dos parâmetros de estabilidade g_1 e g_2 .

O ressonador a ser construído possui o espelho de saída plano, com $R_2 \rightarrow \infty$, de modo que $g_2 = 1$, restando a seguinte condição de estabilidade:

$$0 \leq g_1 \leq 1 \quad (\text{II-56})$$

Quando um meio de ganho é introduzido entre os espelhos, constitui-se um ressonador ativo. A inserção do meio de ganho resulta em alterações no modo do ressonador: inicialmente o caminho óptico entre os espelhos é aumentado, alterando os valores de g_1 e g_2 devido ao aumento da distância de propagação do feixe entre os espelhos (L); se o valor da condição de estabilidade estiver muito próximo de 0 ou de 1, o acréscimo de caminho óptico pode tirar o ressonador da região estável. Adicionalmente, se o meio de ganho exibir comportamento de lente térmica a forma da condição de estabilidade é alterada^[38]. Como temos a intenção de minimizar a carga térmica sobre o bastão, a aproximação de ressonador passivo é suficiente para os propósitos deste trabalho.

II.4.3. CONDIÇÃO DE LIMIAR

A condição de limiar de ação laser pode ser deduzida, no equilíbrio CW, a partir da Figura II-23. A intensidade I_1 é a que entra no meio de ganho, onde, após atravessá-lo emerge como $I_2 = I_1 \exp[(g-\alpha)\ell_c]$, sendo $g = \sigma_e N_2$ o ganho de pequeno sinal (*small signal gain*) e α a perda do bastão por unidade de comprimento, onde σ_e é a seção de choque de emissão e N_2 a população invertida no meio de ganho por unidade de volume. Após a reflexão no espelho de fundo, $I_3 = R_{EM} I_2$ passa novamente pelo meio de ganho emergindo como $I_4 = I_3 \exp[(g-\alpha)\ell_c]$, que ao ser refletida no espelho de saída produz a saída útil do laser e retorna como $I_5 = R_{OC} I_4 = R_{OC} R_{EM} \exp[2(g-\alpha)\ell_c] I_1$. Existem três relações possíveis entre as intensidades I_5 e I_1 :

1. $I_5 > I_1$. Neste caso a intensidade cresce exponencialmente até depletar o meio de ganho e extinguir a ação laser como ocorre no regime de Chaveamento-Q;
2. $I_5 < I_1$. não há saída útil na forma de radiação laser, pois o ganho é insuficiente para compensar, por emissão estimulada, as perdas do ressonador;
3. $I_5 = I_1$. Esta condição é alcançada a partir da condição anterior ($I_5 < I_1$) através do aumento do ganho por aumento da inversão de população decorrente de um incremento do bombeamento, e quando é atingida diz-se que o ressonador está na condição de limiar de ação laser.

Figura II-23 – Esquema do ressonador para dedução da condição de limiar de ação laser. As refletividades dos espelhos de fundo e de saída são R_{EM} e R_{OC} , respectivamente.

Na condição de limiar, na qual definimos o ganho de limiar g_l , estabelece-se um equilíbrio no qual toda a energia perdida em uma volta no ressonador é reposta pelo meio de ganho, e matematicamente isto é descrito por:

$$1 = R_{OC} R_{EM} e^{2(g_l - \alpha)\ell_c} \quad (\text{II-57})$$

À medida que se aumenta o bombeamento do meio de ganho, e consequentemente a potência instantânea da saída útil do laser, o ganho permanece fixo em g , não variando sempre que o ressoando estiver em equilíbrio.

II.4.4. PERDAS DO RESSONADOR

No ressonador, além das perdas no bastão e da perda útil, quantificadas em α e em R_{OC} , existem perdas por difração e reflexão nas várias interfaces intracavidade, e perdas por absorção pelos materiais dos componentes ópticos. Estas perdas mistas podem ser inseridas dentro de uma refletividade efetiva do espelho de fundo, R_{EM_f} , definida por:

$$R_{EM_f} = (R_{EM} - 2p_m) \quad (\text{II-58})$$

onde p_m representa as perdas mistas do ressonador, por passagem.

Substituindo, na expressão (II-57), a refletividade do espelho de fundo por sua refletividade efetiva definida em (II-58), e calculando o logaritmo neperiano dos dois lados das equação resultante, obtemos:

$$0 = \ln(R_{OC}) + \ln(R_{EM} - 2p_m) + 2(g_t - \alpha)\ell_c \quad (\text{II-59})$$

Uma vez que a refletividade do espelho de fundo é idealmente igual a 1, e considerando que as perdas p_m são pequenas, o segundo termo do lado direito de (II-59) pode ser reescrito como:

$$\ln(R_{EM} - 2p_m) \cong -2p_m \quad (\text{II-60})$$

A substituição de (II-60) em (II-59) leva a:

$$-\ln(R_{OC}) = 2G_t - p \quad (\text{II-61})$$

onde definiu-se o ganho de limiar $G_t = g_t\ell_c$, e as perdas totais do ressonador por duplo passo:

$$p = 2(p_m + \alpha\ell_c) \quad (\text{II-62})$$

Sistema de quatro níveis no limiar de ação laser

Para um sistema laser de quatro níveis, como o Cr:LiSAF, as equações que descrevem a dinâmica das populações e o fluxo de fótons são a equação de taxa*:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_0\sigma_a I_b - \frac{N_2}{\tau} - N_2\sigma_e I_e \quad (\text{II-63a})$$

e a condição de invariância da população total:

$$N_T = N_2 + N_0 \quad (\text{II-63b})$$

onde σ_a é a seção de choque de absorção, I_b a intensidade de bombeamento, I_e a intensidade da emissão laser intracavidade e N_T a população total por unidade de volume. No *limiar de oscilação laser* a população do estado excitado, N_2 , é constante, e $I_e = 0$, pois ainda não há ação laser, e as populações relacionam-se por:

*Neste capítulo, normalizamos as intensidades pela energia de fóton ($\hbar\omega$). Com esta normalização, as intensidades I_b e I_e nas equações de taxa são expressas em número de fótons por unidade de área por unidade de tempo ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$).

$$N_2 = N_0 \sigma_a I_b \tau \quad (\text{II-64})$$

Multiplicando os dois lados da expressão acima pela seção de choque de emissão obtém-se:

$$g_t = \sigma_e N_0 \sigma_a I_b \tau \quad (\text{II-65})$$

Pode-se demonstrar^[38] que a taxa de bombeamento $N_0 \sigma_a I_b$ é proporcional à potência absorvida pelo cristal, que por sua vez cresce linearmente com a energia de bombeamento, $\mathcal{E}_b$, permitindo que se escreva:

$$g_t = k \mathcal{E}_t \quad (\text{II-66})$$

Relacionando o ganho de limiar com a energia de bombeamento no limiar de ação laser, $\mathcal{E}_r$,

Substituindo a expressão (II-66) em (II-61) chega-se à :

$$-\ln(R_{OC}) = k' \mathcal{E}_t - p \quad (\text{II-67})$$

Determinação das perdas e ganho do ressonador

Para determinar as perdas do ressonador em regime pulsado utiliza-se o método de Findlay-Clay^[156]. Este método consiste em plotar o valor negativo do logaritmo neperiano da refletividade do espelho de saída do laser, para várias refletividades, em função da energia de bombeamento do limiar de ação laser para cada refletividade. Em seguida procede-se a um ajuste da função (II-67) a estes dados. O coeficiente linear da reta ajustada fornece as perdas p do ressonador.

Uma vez determinadas as perdas do ressonador, a determinação do ganho de limiar segue de seu isolamento da equação (II-61):

$$G_t = g_t \ell_C = \frac{1}{2} [p - \ln(R_{OC})] \quad (\text{II-68})$$

Na Figura II-24 é mostrada a dependência do ganho de limiar de ação laser com a refletividade do espelho de saída do ressonador, para várias perdas. Pode-se ver que para um sistema ideal, com perdas nulas e espelho de saída com refletividade unitária, um ganho zero garante ação laser.

Figura II-24 – Ganho de limiar em função da refletividade do espelho de saída. As curvas representam o ganho de limiar para várias perdas.

II.5. AMPLIFICADOR DE Cr:LiSAF

O desenvolvimento do amplificador de Cr:LiSAF baseia-se numa cavidade bombeadora que minimiza a carga térmica sobre o meio de ganho. Esta minimização visa a obtenção da operação do amplificador com taxas de repetição superiores a 10 Hz. A seguir, desenvolvemos o cálculo do ganho do cristal sob bombeamento e de sua carga térmica.

II.5.1. MINIMIZAÇÃO DA CARGA TÉRMICA NO CRISTAL DE Cr:LiSAF

A maior dificuldade no desenvolvimento de um amplificador pulsos ultracurtos de Cr:LiSAF bombeado por lâmpada, para operação em altas taxas de repetição, é a baixa condutividade térmica do cristal de LiSAF (Tabela II-4). Esta baixa condutividade resulta na dificuldade da retirada do excesso de calor acumulado em função de um aumento da taxa de repetição do bombeamento, que leva a um aumento da temperatura e do gradiente térmico no meio de bastão. O primeiro efeito do aumento de temperatura é a ocorrência da supressão da luminescência (*quenching*) do tempo de vida da população do estado excitado^[124], que leva à diminuição de sua população e finalmente à uma menor capacidade de armazenar energia. Finalmente, o gradiente térmico pode levar à quebra do cristal.

A carga térmica de um meio laser sob bombeamento é determinada pela quantidade de energia que este meio absorve, a fração desta energia que não é convertida em emissão luminosa (espontânea ou estimulada), e como este excesso de energia é removido. A fonte majoritária de calor num bastão de Cr:LiSAF sob bombeamento é o deslocamento Stokes (*Stokes Shift*) das três bandas de absorção centradas em 290 nm, 430 nm e 650 nm para a banda de emissão centrada em 830 nm, como esquematizado no diagrama de níveis mostrado na Figura II-25. A fração da energia do fóton convertida em calor é dada por:

$$\frac{\mathcal{E}_{abs} - \mathcal{E}_{830}}{\mathcal{E}_{abs}} = \frac{hc/\lambda_{abs} - hc/\lambda_{830}}{hc/\lambda_{abs}} = 1 - \frac{\lambda_{abs}(nm)}{830} \quad (II-69)$$

onde $\mathcal{E}_{abs}$ e $\mathcal{E}_{830}$ são as energias dos fótons absorvido e emitido em 830 nm (centro da emissão laser do Cr:LiSAF), h é a constante de Planck, e λ_{abs} é o comprimento de onda do fóton absorvido. Por meio da expressão (II-69) pode-se calcular que, para fótons absorvidos nos centros das bandas centradas em 650 nm, 430 nm e 290 nm, as frações da energia convertidas em calor são 22%, 48% e 65%. Levando ainda em conta que as energias de fótons são inversamente proporcionais ao comprimento de onda, para cada unidade de calor gerada por um fóton absorvido em 650 nm, fótons absorvidos em 430 nm e 290 nm geram 3,3 e 6,6 unidades de calor, respectivamente. Isso leva à conclusão que restringir o bombeamento de cristais de Cr:LiSAF à banda de 650 nm minimiza o calor gerado internamente. Esta restrição é feita com filtros intracavidade posicionados entre as lâmpadas e o bastão, que absorvem toda a energia luminosa para comprimentos de onda inferiores a 600 nm e superiores a 700 nm.

Para homogeneizar^[73] o perfil de ganho transversal do cristal, optamos por bombeá-lo com duas lâmpadas.

Figura II-25 – Esquema simplificado de níveis de energia do Cr:LiSAF exibindo-o como um sistema laser de quatro níveis, com bandas de absorção em 650 nm, 430 nm e 290 nm. O calor gerado por deslocamento Stokes provém dos decaimentos não-radiativos intrabanda e interbanda, estes indicados pelos processos ① e ②.

Quando um meio de ganho encontra-se sob bombeamento, se o tempo deste não for muito inferior ao tempo de vida do meio de ganho, a emissão espontânea passa a competir com o bombeamento, depopulando o meio de ganho. Esta depopulação diminui a energia armazenada no meio de ganho e, no caso do Cr:LiSAF, aquece-o, podendo levar à supressão da luminescência durante o bombeamento. Para minimizar estes efeitos, optamos por casar o tempo de bombeamento com o tempo de vida do Cr:LiSAF.

II.5.2. AMPLIFICAÇÃO DE UM PULSO

Para os cálculos da amplificação de um pulso foram feitas as seguintes aproximações:

1. A população é homoganeamente invertida em todo o volume do bastão;
2. O ganho permanece constante em todas as passagens, pois a emissão espontânea não altera significativamente a população invertida;
3. O aumento da energia do pulso ao longo de sua propagação no bastão é desconsiderado: em cada unidade de volume há a mesma emissão estimulada;

Considerando que o pulso final obtido deve ter uma duração temporal de aproximadamente 50 fs, que o compressor de pulsos causa uma perda de ~40% da energia incidente, e o pulso a ser amplificado no Cr:LiSAF possui uma energia inicial de 1 mJ, é necessário que o amplificador de Cr:LiSAF aumente a energia do pulso por um fator 100.

A dinâmica das populações do sistema de Cr:LiSAF sob bombeamento é descrita pela equação de taxa dada em (II-63a). Quando o sistema funciona como amplificador, já existe uma população inicial N_{20} no estado excitado, por unidade de volume, no momento em que o pulso entra no meio de ganho. Uma vez que o pulso a ser amplificado é muito mais curto (~20 ps) que o tempo de vida do Cr:LiSAF e o tempo de bombeamento (~65 μ s), a equação de taxa (II-63a) fica reduzida a:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = -N_{20}\sigma_e I_e \quad (\text{II-70})$$

A solução desta equação de taxa na operação como amplificador é:

$$\ln\left(\frac{N_{2F}}{N_{20}}\right) = -\sigma_e \int_{-\infty}^{\infty} I_e(t) dt \quad (\text{II-71})$$

onde N_{2F} é a população do estado excitado após a passagem do pulso.

A integral em (II-71) fornece o número total de fótons, Φ , no pulso a ser amplificado. O total de fótons emitidos pelo meio de ganho por unidade de volume, Φ_T , é dado pela diferença entre as populações invertidas inicial e final, $N_{20} - N_{2F}$:

$$\Phi_T = N_{20} \left[1 - \exp\left\{-\frac{\sigma_e \Phi}{\pi r^2}\right\} \right] \quad (\text{II-72})$$

onde r é o raio do feixe a ser amplificado.

O número total de fótons emitidos pelo meio de ganho é o produto do número de fótons emitidos por unidade de volume pelo volume no qual o feixe promove emissão estimulada, V_{estim} :

$$V_{estim} = \pi r^2 \ell_{ilum} \quad (\text{II-73})$$

onde ℓ_{ilum} é o comprimento iluminado do bastão, ou seja, o comprimento sob bombeamento. Devido a fatores geométricos da cavidade bombeadora, aproximadamente 9 cm do bastão são iluminados. Apesar de toda a seção transversal do bastão neste comprimento ter sua população invertida, a emissão estimulada ocorre apenas na área πr^2 , onde há feixe promovendo-a.

Deve-se notar que o número total de fótons emitidos por unidade de volume independe da largura temporal do pulso a ser amplificado, sendo uma função apenas do número de fótons inicial (energia do pulso). A energia final de um pulso que passa por um meio de ganho, desconsiderando as perdas, é dada pelo produto da energia de fóton pela soma do número de fótons inicial com o número de fótons emitidos:

$$\mathcal{E}_f = \mathcal{E}_{830}(\Phi + \Phi_T) = \mathcal{E}_{830} \left(\Phi + N_{20} \left[1 - \exp\left\{-\frac{\sigma_e \Phi}{\pi r^2}\right\} \right] V_{estim} \right) \quad (\text{II-74})$$

onde $\mathcal{E}_{830} = hc/\lambda = 2,39 \cdot 10^{-19}$ J é a energia de um fóton de 830 nm. A amplificação do pulso em uma passagem pelo meio de ganho, $\mathcal{A}$, é dada pela razão entre as energias final e inicial do pulso:

$$\mathcal{A} = \frac{\mathcal{E}_{830}(\Phi + \Phi_T)}{\mathcal{E}_{830}\Phi} = 1 + \frac{N_{20}V_{estim}}{\Phi} \left[1 - \exp\left\{-\frac{\sigma_e \Phi}{\pi r^2}\right\} \right] \quad (\text{II-75})$$

Nos cálculos apresentados a seguir consideraremos um pulso de 1 mJ centrado em 830 nm, constituído por $\Phi = 4,18 \cdot 10^{15}$ fótons, sendo amplificado para 100 mJ de energia, ou seja, uma amplificação total $\mathcal{A}_T = 100$. Consideradas as perdas no compressor de pulsos e na óptica de direcionamento, esta energia final é suficiente para a obtenção de 1 TW de potência de pico após compressão para aproximadamente 60 fs. Segundo a aproximação que o ganho é o mesmo para qualquer energia de pulso, o número de

passagens pelo meio de ganho, m , necessário para atingir a amplificação total almejada $\mathcal{A}_T=100$ é dado por:

$$m = \frac{\log(\mathcal{A}_T)}{\log(\mathcal{A})} = \log_{\mathcal{A}} \mathcal{A}_T \quad (\text{II-76})$$

O pulso a ser amplificado tem uma largura temporal (FWHM) de ~ 20 ps (ver resultados experimentais, seção IV.1, página 78), na qual o limiar de dano medido^{[123]*} para o Cr:LiSAF é de 160 GW/cm^2 . Uma vez que a intensidade de pico de um pulso é 2,71 vezes maior que sua intensidade, para não danificar o cristal, consideramos uma intensidade de limiar 5 vezes menor. Para que não ocorra dano ao bastão quando o feixe possuir sua energia final igual a 100 mJ, o raio do feixe no bastão não deve ser inferior a 2 mm.

O bastão utilizado possui uma concentração de 1,5mol% de íons Cr^{3+} , correspondendo a $N_0=1,32 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Para uma inversão de população inicial de 1%, igual a $N_{20}=1,32 \cdot 10^{18}$ íons de Cr^{3+} por cm^3 , a amplificação, dada por (II-75), é $\mathcal{A}=1,36$. Para esta amplificação, o número de passagens necessário para atingir 100 mJ, dado pela expressão (II-76), é 15. Na Figura II-26 são mostrados o ganho por passagem e o número de passagens necessário para atingir a amplificação total, em função da inversão de população, para perdas nulas, de 10% e 20% por passagem. Na prática, por tratar-se de um meio de ganho em formato de bastão, é conveniente minimizar o número de passagens do pulso pelo cristal de Cr:LiSAF. Na Figura II-26b vê-se que, obtendo uma inversão de população entre 5% e 6%, quatro passagens são necessárias para extrair a energia desejada.

Figura II-26 – a) Ganho por passagem em função da inversão de população; b) Número de passagens pelo meio de ganho necessárias para obter um pulso com 100 mJ, em função da inversão de população dos íons de Cr. O número de passagens foi arredondado inteiro mais próximo.

Na Figura II-27 é mostrada a energia total extraída do bastão em função do raio do feixe, dada pelo produto das expressões (II-72) e (II-73). Partindo de um raio nulo, para o qual não há emissão estimulada, à medida que este aumenta, cresce o número de íons de Cr^{3+} iluminados, aumentando a emissão estimulada; a partir de um raio crítico, no caso aproximadamente 0,4 mm, este aumento de iluminação passa a competir com a queda de intensidade que resulta numa diminuição da emissão estimulada, e a energia que pode ser extraída do bastão satura. Assim, para maximizar a extração da energia do bastão, o feixe deve ter um raio maior que 0,4 mm.

* Este valor foi confirmado por medidas efetuadas por nós, mostradas na seção IV.1, página 78.

Figura II-27 – Energia total extraída do bastão por um pulso de 1 mJ de energia, em função do raio do feixe, para várias inversões de população.

II.5.3. BOMBEAMENTO DO BASTÃO E INVERSÃO DE POPULAÇÃO

No cálculo da inversão de população, foram utilizadas as seguintes aproximações:

1. o bombeamento é feito exclusivamente por fótons de 650 nm;
2. sendo o bombeamento não-polarizado, a seção de choque de absorção em 650 nm será aproximada para $4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^2$, que é a média das seções de choque dependentes da polarização do Cr:LiSAF, mostradas nos espectros da Figura II-17;

Para calcular a inversão de população do bastão sob bombeamento, por unidade de volume, parte-se da equação de taxa (II-63a) sem o termo de emissão estimulada:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_0 \sigma_a I_b - \frac{N_2}{\tau} \quad (\text{II-77})$$

A intensidade de bombeamento, I_b , é a energia emitida pela lâmpada por unidade de tempo por unidade de comprimento, dividida pela área da superfície do bastão por unidade de comprimento, $2\pi r_c l = 1,99 \text{ cm}^2$ ($l = 1 \text{ cm}$, $r_c = 0,3175 \text{ cm}$ – página 60). Para cada Joule que chega ao bastão por unidade de comprimento, correspondendo a $3,27 \cdot 10^{18}$ fótons, em um pulso de excitação do tipo $I_b(t) = \text{sen}^2(\beta t)$ com duração (FWHM) de $67 \mu\text{s}$, a solução numérica da equação (II-77) produz uma inversão de população máxima igual a $7,07 \cdot 10^{18}$ íons por cm^3 , como mostrado na Figura II-28. Esta densidade corresponde a 5,3% de inversão de população (máxima) por cm^3 , e está no intervalo de inversão necessária para atingir a amplificação para 100 mJ com 4 passagens pelo meio de ganho.

Figura II-28 – Fluxo de fótons ϕ para 1 J de energia em um pulso do tipo $\text{sen}(\beta t)^2$, utilizado para integrar numericamente a equação (II-77), e solução numérica para a inversão de população, N_2 , para o tempo de vida do nível superior da transição laser $\tau=67 \mu\text{s}$.

O resultado da simulação apresentado na Figura II-28 foi calculado admitindo que não ocorre aquecimento do cristal e subsequente supressão da luminescência, sendo o tempo de vida do nível superior da transição laser mantido em $67 \mu\text{s}$. Na Figura II-29 são mostradas simulações que mantêm todas as condições da simulação apresentada na Figura II-28, exceto o tempo de vida da transição laser. Na figura são mostradas as razões entre as densidades de energia armazenada na inversão de população para cada tempo de vida e a energia armazenada para $67 \mu\text{s}$. Nota-se que, à medida que o tempo de vida decresce em razão de aquecimento do cristal, o armazenamento de energia perde eficiência. Também se pode ver claramente nesta figura que o decréscimo do tempo de vida aproxima o tempo de armazenamento máximo de energia do pico do pulso de excitação.

Figura II-29 – Inversão de população (escala à direita) para um pulso de excitação do tipo $\text{sen}^2(\beta t)$ (sombreado), com $67 \mu\text{s}$ de duração, que entrega 1 J por cm de comprimento do bastão, para vários tempos de vida do nível superior da transição laser. A escala à esquerda indica o fluxo de fótons. O tempo de vida considerado para cada curva, τ , é indicado no gráfico, juntamente com a energia armazenada na inversão de população, normalizadas pela energia armazenada para $\tau=67 \mu\text{s}$.

A energia $\mathcal{E}$ que chega ao bastão, por unidade de comprimento, é dada por:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{elétrica} \eta_{lâmp} \eta_{cav} \eta_{filtros} \quad (II-78)$$

onde $\mathcal{E}_{elétrica}$ é a energia elétrica entregue às lâmpadas, $\eta_{lâmp}$ é a eficiência das lâmpadas de conversão de energia elétrica em luminosa, η_{cav} é a eficiência da cavidade bombeadora de transferência de energia das lâmpadas ao bastão e $\eta_{filtros}$ é a fração da energia das lâmpadas transmitida pelos filtros. Valores típicos para as duas primeiras eficiências são $\eta_{lâmp} \approx 0,5$ e $\eta_{cav} \approx 0,5$ ^[38].

Para estimar o valor de $\eta_{filtros}$ deve-se inicialmente conhecer o espectro de emissão das lâmpadas. Na construção de uma cavidade bombeadora, a eficiência de transmissão de energia de uma lâmpada a um bastão é otimizada quando suas dimensões são similares^[38], levando-nos a optar por lâmpadas de Xenônio com diâmetro interno de 7 mm e comprimento de arco de 4". Simulações numéricas mostram que, para energias elétricas de excitação superiores a 20 J em pulsos de 67 μs , estas lâmpadas emitem um espectro predominantemente de corpo negro, a uma temperatura de aproximadamente 7900 K. Na Figura II-30 é mostrado o espectro de emissão de um corpo negro a 7900 K, e a região sombreada indica o intervalo 600 nm-700 nm, que nesta temperatura contém 9,5% da energia emitida, calculada através de:

$$\eta_{BB} = \frac{\int_{\lambda_{ini}}^{\lambda_{fin}} \rho_{\lambda} d\lambda}{\int_0^{\infty} \rho_{\lambda} d\lambda} \quad (II-79)$$

onde ρ_{λ} é a densidade de potência emitida por um corpo negro (em nanômetros) e η_{BB} é a fração da energia contida no intervalo que vai de λ_{ini} a λ_{fin} . Admitindo para os filtros uma banda de transmissão quadrada de transmissão unitária, optamos por adotar $\eta_{filtros} = \eta_{BB} = 0,1$.

Figura II-30 – Espectro de corpo negro de um corpo a 7900 K, ressaltando a fração da energia emitida contida no intervalo 600 nm-700 nm.

Estimados os valores das eficiências, utilizando a expressão (II-78), calcula-se que para entregar 1 J de energia ao bastão, por unidade de comprimento, devem ser entregues 40 J por unidade de comprimento das lâmpadas. Como o comprimento de cada uma das duas lâmpadas é de aproximadamente 10 cm, cada lâmpada deve receber uma energia máxima de 200 J.

II.5.4. CARGA TÉRMICA SOBRE O BASTÃO

Para calcular o aquecimento do bastão de Cr:LiSAF, consideramos aqui o caso de um cilindro infinito cuja superfície está em contato com um reservatório térmico de temperatura constante, no qual o calor é gerado uniformemente no seu interior. A aproximação da geração uniforme de calor corresponde a um bombeamento contínuo, que é o caso limite do bombeamento pulsado para uma potência média de bombeamento constante. O resultado de equilíbrio para um bombeamento contínuo resulta no maior gradiente térmico para uma potência média fixa. A aproximação do cilindro infinito faz com que o fluxo de calor seja puramente radial, e o reservatório térmico é conseguido através de um fluxo de líquido refrigerante.

O perfil radial da temperatura T de um cilindro infinito com condutividade térmica k , no qual o calor é uniformemente gerado a uma taxa $\mathcal{Q}$ por unidade de volume, é descrito, em coordenadas cilíndricas, pela equação unidimensional de condutividade térmica^[38, 157]:

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} + \frac{\mathcal{Q}}{k} = 0 \quad (\text{II-80})$$

onde r é a coordenada radial, com origem no centro do bastão.

A solução desta equação diferencial fornece o perfil radial de temperatura do bastão no equilíbrio. Utilizando as condições de contorno $T'(r=0)=0$ e $T(r_c)=T_c$, onde T_c é a temperatura da superfície do bastão, a solução da equação diferencial é:

$$T(r) = T_c + \frac{\mathcal{Q}}{4k}(r_c^2 - r^2) \quad (\text{II-81})$$

Desta equação vê-se que o gradiente de temperatura é parabólico, com a máxima temperatura no centro do bastão, e independe da temperatura da superfície do bastão.

Para um bombeamento que entrega 1 J por centímetro de comprimento do bastão, em fótons de 650 nm (que já se demonstrou ser o necessário para obter uma inversão de população de 5,3%), no limite em que todos os fótons são absorvidos, o calor por unidade de volume é gerado a uma taxa

$$\mathcal{Q} = \frac{1 \cdot 0,22 \cdot f}{\pi r_c^2} = 0,695 \cdot f \frac{J}{cm^3 s} \quad (\text{II-82})$$

onde 0,22 é o calor gerado pelo deslocamento Stokes de fótons de 650 nm, calculado por meio da expressão (II-69), e f é a taxa de repetição do bombeamento.

Na Figura II-31 é mostrado o gradiente de temperatura no interior do bastão, em relação à temperatura de sua superfície, para uma taxa de repetição de 30 Hz e $k=3 \cdot 10^{-2} \text{ J}/(\text{K} \cdot \text{cm} \cdot \text{s})$, que é a menor das condutividades térmicas reportadas do Cr:LiSAF (ver Tabela II-4). O gradiente térmico no cristal será inferior a este, pois o bombeamento não é contínuo, e apenas uma fração dos fótons de bombeamento é absorvida e tem sua energia convertida em calor. Neste caso limite, o gradiente de $\sim 17,5 \text{ K}$ não é suficiente para induzir tensões que danifiquem o cristal, e se a temperatura da superfície do cristal for mantida a 10°C , seu centro sofrerá uma mínima supressão da luminescência, apresentando um tempo de vida de $\sim 65 \mu\text{s}$ (ver Figura II-19).

Figura II-31 – Gradiente de temperatura no interior do bastão, em relação à temperatura da superfície.

II.6. DETERMINAÇÃO DO LIMIAR DE ABLAÇÃO POR PULSOS ULTRACURTOS

A ablação de sólidos por pulsos ultracurtos decorre da ruptura induzida por avalanche de elétrons^[158, 159] que ocorre quando elétrons livres iniciais (*seed electrons*) são acelerados no campo elétrico do pulso, produzindo outros elétrons livres por colisão. A ruptura ocorre quando o plasma originado pela avalanche de elétrons atinge uma densidade crítica e transfere energia para os íons da rede (quebrando suas ligações com a matriz sólida), que se expandem para longe da superfície após o pulso ter passado. Em metais os elétrons livre iniciais são os próprios elétrons da banda de condução, ao passo que em isolantes e semicondutores, os elétrons livres iniciais são criados ou por ionização multifotônica dos elétrons da banda de valência pela borda dianteira (*leading edge*) do pulso^[158, 160, 161, 162], ou por tunelamento induzido pelo campo do laser^[163, 164], dependendo da magnitude do campo elétrico local^[165]. Após os elétrons livres iniciais estarem presentes (metalização do material) a avalanche ocorre deterministicamente^[159, 166, 167, 168] da mesma maneira em todos os sólidos (isolantes, semicondutores e metais) que passam a se comportar como se fossem metais^[169, 170]. Devido a este caráter não-seletivo da ablação por pulsos curtos, o único parâmetro do material que deve ser conhecido para usiná-lo é o seu limiar de ablação.

Costumeiramente, a determinação do limiar de ablação (dano de superfície) é feita com um feixe Gaussiano no modo TEM_{00} ^[153]. O método aceito requer o conhecimento de todos os parâmetros geométricos experimentais (foco da lente, posição da amostra e lei de propagação do feixe laser), a energia de pulso, além de uma série de medidas para determinar o valor do limiar de ablação^[171], e é amplamente utilizado para pulsos com duração inferior a dezenas de picossegundos, para os quais não há difusão lateral de calor significativa. Se ocorrer aquecimento da matriz sólida, as dimensões da região ablacionada dependerão das propriedades térmicas do material e este método não pode mais ser utilizado. Esta técnica de “ablação de diâmetro nulo” também pode ser utilizada para investigação de efeitos de incubação^[172, 173], uma vez que é válida para poucos pulsos assim como para pulso único.

A seguir é introduzida uma técnica alternativa, simples, para determinação do limiar de ablação por pulso ultracurtos com apenas uma medida, desenvolvida por nós. O formalismo apresentado também pode ser utilizado para configurar feixes de pulsos ultracurtos para usinar, em superfícies, estruturas com dimensões submicrométricas^[163].

II.6.1. DESCRIÇÃO DO PERFIL DE ABLAÇÃO

O objetivo desta seção é descrever a geometria de uma ablação dependente da intensidade gravada na superfície de uma amostra por pulsos de um feixe Gaussiano^[153]. Para este propósito, consideramos inicialmente uma amostra posicionada com sua superfície ortogonal ao feixe Gaussiano, numa posição na qual há ablação. A distribuição radial de intensidade (densidade de potência) de um feixe Gaussiano, em coordenadas cilíndricas, é dada por^[155]:

$$I(r, \xi) = \frac{2P_0}{\pi w(\xi)^2} e^{-2\frac{r^2}{w(\xi)^2}}, \quad \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^\infty r dr I(r, \xi) = P_0 \quad (\text{II-83})$$

onde P_0 é a potência do pulso, r e ξ são as coordenadas radial e longitudinal, e $w(\xi)$ é o raio do feixe para o qual a intensidade cai para $1/e^2$ do seu valor de pico, definido em (II-42). A cintura do feixe, w_0 , está em $\xi = 0$, e $w(\xi)$ é uma função par. Com a definição dada em (II-83), a densidade de potência de pico é $I(r=0) = 2\langle I \rangle$, onde $\langle I \rangle$ é a intensidade usual definida por:

$$\langle I \rangle = \frac{P_0}{\pi w^2} \quad (\text{II-84})$$

que é uma média espacial.

Para a amostra na posição ξ , dada a distribuição radial de intensidade $I(r)$ e a intensidade de limiar de ablação I_t , a intensidade do feixe atingirá este valor de limiar em um *raio de dano* $\rho(\xi)$ tal que:

$$I_t = \frac{2P_0}{\pi w(\xi)^2} e^{-2\frac{\rho(\xi)^2}{w(\xi)^2}} \quad (\text{II-85})$$

Para áreas πr^2 nas quais $0 \leq r \leq \rho$, a intensidade local do feixe é superior a I_t e há ablação; para raios maiores que o raio de dano, i.e., $r > \rho$, não ocorre ablação. O raio da área ablacionada é uma função da posição da amostra no feixe, e para determinar sua dependência com a coordenada longitudinal ξ , basta isolar $\rho(\xi)$ da expressão (II-85):

$$\rho(\xi) = \sqrt{\frac{w(\xi)^2}{2} \ln \left[\frac{2}{\pi w(\xi)^2} \frac{P_0}{I_t} \right]} \quad (\text{II-86})$$

Na Figura II-32 a expressão (II-86) é plotada juntamente com $w(\xi)$ ao longo da direção longitudinal, para $P_0 = 6P_{crit}$ sendo a potência crítica P_{crit} definida por:

$$P_{crit} = \frac{1}{2} e \pi w_0^2 I_t \quad (\text{II-87})$$

Pode-se demonstrar facilmente que o raio de ablação é o mesmo que o raio óptico em apenas duas posições simétricas nas quais a intensidade (média) do feixe é:

$$\langle I \rangle = \frac{1}{2} e^2 I_t \approx 3,7 I_t \quad (\text{II-88})$$

A curva definida pela expressão (II-86) é simétrica em torno da origem, e para a potência $P_0 = 6P_{crit}$, possui dois máximos evidenciados (lobos). Quando pulsos ultracurtos são utilizados, o raio de ablação varia com ξ de acordo com a expressão (II-86). Entende-se por pulsos ultracurtos aqueles pulsos que não transferem calor para a rede, inferiores a dezenas de picossegundos (dependendo do material). Se houver

transferência de calor do pulso para o material, o perfil de ablação $\rho(z)$ não estará mais limitado por I_r

Figura II-32 – Plotagem para $P_0=3e\pi w_0^2 I_r=6P_{crit}$. As linhas cinzas $(+w(z)$ e $-w(z))$, representam o raio do feixe para $1/e^2$ da intensidade de pico; as linhas pretas representam o raio da região ablacionada, $\rho(z)$, para o qual $I(\rho)=I_r$; na região sombreada, na qual $I(r)>I_r$, ocorre ablação. O eixo longitudinal z está normalizado por z_0 , e o eixo radial está normalizado por w_0 .

A ablação do material começa a acontecer quando a intensidade de pico do feixe alcança I_r , nas posições longitudinais $z = \pm\zeta$ onde $\rho(\pm\zeta) = 0$. Resolvendo esta equação obtém-se:

$$\zeta = z_0 \sqrt{\frac{2}{\pi w_0^2} \frac{P_0}{I_r} - 1} \quad (\text{II-89})$$

Se a amostra está numa posição z tal que $-\zeta < z < +\zeta$, há ablação.

Para determinar os máximos e o mínimo de $\rho(z)$, e as suas posições, basta derivar a expressão (II-86) e determinar os seus zeros. Devido à simetria de $w(z)$ o mínimo ocorre em $z=0$, e os máximos em $z = \pm\chi$, onde:

$$\chi = z_0 \sqrt{\frac{2}{e\pi w_0^2} \frac{P_0}{I_r} - 1} \quad (\text{II-90})$$

Substituindo estes valores na expressão de $r(z)$, facilmente demonstra-se que os raios mínimo, ρ_{min} , e máximo, ρ_{max} , da ablação são:

$$\rho_{min} = \rho(z=0) = w_0 \sqrt{\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2}{\pi w_0^2} \frac{P_0}{I_r} \right)} \quad (\text{II-91})$$

e

$$\rho_{max} = \rho(z = \pm\chi) = \sqrt{\frac{1}{e\pi} \frac{P_0}{I_r}} \approx 0,342 \sqrt{\frac{P_0}{I_r}} \quad (\text{II-92})$$

Isolando o limiar de dano da expressão (II-92) obtém-se:

$$I_r = \frac{P_0}{e\pi \rho_{max}^2} \approx 0,117 \frac{P_0}{\rho_{max}^2} \quad (\text{II-93})$$

Esta última expressão para o limiar de dano I_l é simples, dependendo apenas de dois parâmetros: o raio máximo de ablação, ρ_{max} , e a potência do laser, de fácil determinação. Movendo a amostra longitudinalmente através da cintura do feixe, partindo de uma posição $-\zeta$ na qual não há ablação para uma posição $+\zeta$ após cessar a ablação, o raio da área ablacionada será ρ_{max} , e pode ser medido. Não há necessidade de se conhecer nenhum outro parâmetro geométrico do feixe laser (w_0 , posição do feixe), a posição da amostra no feixe, ou foco da lente. O máximo ocorre sempre para uma intensidade (média) $I_p = P_0/(\pi w_p^2)$ definida para um raio óptico $w_p = w(\pm\chi)$. Enquanto a potência do feixe for mantida em P_0 , a focalização do feixe pode ser alterada, modificando w_0 , z_0 , a intensidade do feixe e as posições nas quais os máximos de ablação localiza-se ($\pm\chi$), sem no entanto modificar o valor dos máximos, mantidos em ρ_{max} . Isto torna muito fácil a determinação da intensidade e fluência de limiar.

Para determinar o limiar de ablação pelo método aqui apresentado, é necessário apenas medir o máximo raio de ablação. No método tradicional introduzido por Liu^[171], o limiar é determinado pela extrapolação para a “ablação de diâmetro nulo”, o que resulta em incertezas na determinação de pequenos diâmetros para ablações ligeiramente acima da fluência de limiar de dano.

Para investigar o comportamento dos máximos e do mínimo em função da potência do laser, pode-se escrever $P_0 = \delta P_{crit}$ onde P_{crit} é a potência crítica definida pela expressão (II-87). Partindo de $\delta > 1$, vê-se facilmente nas expressões (II-89)-(II-92) que, para uma cintura de feixe fixa, à medida que a potência do laser (δ) é reduzida, os raios máximo, ρ_{max} e mínimo, ρ_{min} , as posições dos máximos, χ , e os limites longitudinais do dano, ζ , diminuem. Para $\delta = 1$ a potência do laser é P_{crit} e $\chi = 0$, e os dois máximos e o mínimo degeneram-se para um único máximo, com valor $w_0/\sqrt{2}$, e o perfil de ablação colapsa para a forma de um charuto, como mostrado na Figura II-33.

Figura II-33 – Plotagem para $P_0 = P_{crit}$. Para potências iguais e inferiores a P_{crit} , os dois máximos laterais degeneram-se para um único máximo em $z=0$. Os eixos estão normalizados da mesma forma que na Figura II-32.

Para $\delta < 1$, significando potências inferiores a P_{crit} , pode-se escrever:

$$\rho_{max}(\delta < 1) = \rho(\chi = 0) = w_0 \sqrt{\frac{\ln(\delta e)}{2}} \quad (II-94)$$

e

$$\zeta(\delta < 1) = z_0 \sqrt{\delta e - 1} \quad (II-95)$$

Na equação (II-94) vê-se que para potências inferiores a P_{crit} raio máximo de ablação depende da cintura do feixe w_0 (lente utilizada), e se $\delta = e^{-1}$, ambos ζ e ρ_{max} igualam-se a zero e não ocorre ablação. Para esta potência $P_0 = e^{-1}P_{crit}$ a intensidade $\langle I \rangle$ na posição da cintura ($z=0$) é $\frac{1}{2}I_l$, significando que para intensidades (médias) inferiores à metade da intensidade de limiar de ablação I_l não ocorre remoção de material

II.6.2. MEDIDA DO LIMIAR DE ABLAÇÃO

Na escala temporal definida por pulsos ultracurtos, a matriz sólida encontra-se “congelada”, e não há troca de calor. A intensidade usual, dada em (II-84) (que é uma média), não é mais adequada para descrever fenômenos nestas escalas temporais, e a densidade de potência (local) $I(r)$ passa a ser responsável pelos efeitos de interação. Esta diferença resulta em não haver dano para intensidades (definidas da forma usual) abaixo de *metade* do limiar de intensidade, como concluído após a expressão (II-95).

O formalismo apresentado pode ser utilizado para medir o limiar de ablação da forma já descrita (translação longitudinal da amostra através da cintura do feixe). A desvantagem deste método é que deve haver o conhecimento prévio de que a potência do laser é superior à potência crítica do material, de forma que o raio da área ablacionada seja ρ_{max} ; se a potência do laser estiver abaixo de P_{crit} o raio da área ablacionada dependerá de w_0 e da lente utilizada, como pode ser visto em (II-94), e a geometria da experiência deveser levada em consideração. Para remover esta ambigüidade, descrevemos uma modificação que mostra o regime ($P_0 > P_{crit}$ ou $P_0 < P_{crit}$) no qual a experiência ocorreu. Neste procedimento a amostra é colocada numa posição $-z$ (ou $+z$) na qual não ocorre ablação, como no método anterior. A amostra é então deslocada, *simultaneamente*, transversalmente ao feixe na direção $+y$ (vide Figura II-34) e longitudinalmente na direção $+z$ (ou $-z$), num movimento diagonal ao feixe, parando depois que a ablação cessa. Desta maneira, uma trilha será marcada na superfície da amostra e dois lobos devem ser observados (regime $P_0 > P_{crit}$). Se apenas um máximo for observado, o experimento foi conduzido abaixo da potência crítica, e deve ser repetido com uma potência maior ou com uma lente de foco mais curto. Medindo o raio máximo de um lobo, o valor de I_l é determinado utilizando a equação (II-93). Além disso, o valor obtido para I_l pode ser corroborado por outras duas medidas: a extensão total do dano, 2ζ , e o raio mínimo de ablação, ρ_{min} , na posição da cintura do feixe. Para a medida destas duas quantidades há de se tomar cuidado para que a velocidade de translação transversal seja suficientemente alta para evitar superposição espacial das áreas ablacionadas pelos pulsos, o que pode levar a erros nos valores medidos de 2ζ e ρ_{min} .

Figura II-34 – Determinação do limiar de ablação. A amostra é movida nas direções $+z$ e $+y$, simultaneamente. A região preta na superfície da amostra é o perfil de ablação.

O regime de $P_0 < P_{crit}$ é adequado à produção de microestruturas superficiais, até dimensões nulas, uma vez que danos com dimensões transversais inferiores a w_0 podem ser produzidos, como mostrado por (II-94) e já demonstrado experimentalmente^[164, 172]. Para a determinação do limiar de intensidade, é mais conveniente trabalhar acima de P_{crit} de forma que o perfil de ablação com dois lobos é gravado na superfície, ρ_{max} é medido e a equação (II-93) é então utilizada.

III. Parte Experimental

III.1. INSTALAÇÃO DOS MÓDULOS DO CPA

No desenvolvimento do laser de TW, optamos por não construir todo o sistema. Decidimos utilizar um sistema CPA modificado do qual os pulsos amplificados e não-comprimidos são extraídos, retirando energia no amplificador desenvolvido por nós, e são finalmente comprimidos num compressor para pulsos de altas energias. Similarmente, foram adquiridos vários dispositivos de caracterização dos pulsos e feixes produzidos, sendo estes instalados para medição dos pulsos em vários estágios.

III.1.1. COMPONENTES DO SISTEMA CPA DE 1 TW

Após a análise de vários sistemas disponíveis no mercado, optamos por um laser *Mira-Seed-R* da Coherent^[174] como oscilador principal, injetando pulsos em um sistema CPA *Odin* da Quantronix^[175], ambos baseados em cristais de Ti:Safira. Para a compressão temporal final foi adquirido um compressor de pulsos de alta energia (modelo *Pulsar*, Amplitude Technologies^[176]), sendo casado com o alargador temporal do *Odin*. Com a inserção do amplificador de Cr:LiSAF desenvolvido por nós configura-se um sistema CPA híbrido cujo esquema é apresentado na Figura III-1.

Figura III-1 – Esquema do sistema de alta potência. O amplificador de Cr:LiSAF desenvolvido por nós está em destaque.

O oscilador principal é bombeado por um laser *Verdi V-5* da Coherent. O *Verdi* consiste de dois lasers de diodo, que através de fibras ópticas bombeiam continuamente um cristal de Nd:YVO₄, que tem sua emissão dobrada, produzindo um feixe CW de até 5 W em 532 nm (feixe ① na Figura III-1). Sob este bombeamento, o oscilador principal gera pulsos do tipo $\text{sech}^2(t)$ não limitados por transformada, com duração (FWHM) inferior a 65 fs e potência média de aproximadamente 300 mW (feixe ②). Por meio de um filtro birrefringente, o oscilador principal é sintonizável no intervalo de 780 nm a 850 nm, produzindo pulsos com largura de banda (FWHM) de aproximadamente 20 nm. O comprimento do ressonador define a taxa de repetição em 78 MHz e pulsos com cerca de 4 nJ de energia. Um detector rápido observando este trem de pulsos gera um sinal que é utilizado para sincronizar todos os bombeamentos e células de Pockels no restante do sistema, assim como os dispositivos de caracterização.

O amplificador *Odin* é bombeado por um laser de Nd:YLF modelo *Falcon*, da Quantronix. O meio de ganho deste laser encontra-se sob bombeamento contínuo por uma lâmpada de xenônio, e opera em regime de Chaveamento-Q ativo controlado por um modulador acustóptico. O ressonador para a emissão fundamental do Nd:YLF, em 1053 nm, é definido por dois espelhos de alta refletividade, sendo acoplado a um segundo ressonador por meio de um cristal gerador de segundo harmônico (LBO), que gera a saída útil. Esta saída útil produz pulsos em 527 nm, com largura temporal inferior a 150 ns a uma taxa de repetição de 1 kHz e energia de até 17 mJ por pulso (feixe ③).

Os pulsos provenientes do oscilador principal são injetados no *Odin*, que foi alterado de sua configuração padrão centrada em 800 nm, para operar em torno de 830 nm (pico de ganho do Cr:LiSAF). No interior do *Odin* os pulsos são alargados temporalmente para aproximadamente 20 ps num alargador com razão nominal de alargamento igual a 0,96 ps/nm. Esta razão de alargamento foi confirmada por medidas feitas em um autocorrelador de absorção de dois fótons, desenvolvido e construído no *Centro de Lasers e Aplicações*^[177] do IPEN, fornecendo o valor $(0,96 \pm 0,03) \text{ ps/nm}$. Na Figura III-2 são apresentados o espectro e a autocorrelação de pulsos alargados no *Odin*.

Figura III-2 – a) Espectro e b) Traço de autocorrelação de pulsos alargados no Odin. A autocorrelação foi medida em um autocorrelador desenvolvido no *Centro de Lasers e Aplicações*, com eixo das abscissas representando o deslocamento da linha de atraso. A largura de 3,4 mm (FWHM, passagem única pela linha de atraso) corresponde a uma duração de 22,7 ps para o traço de autocorrelação e, portanto 14,7 ps para um pulso do tipo $\text{sech}^2(\beta t)$.

Após o alargamento temporal, o trem de pulsos passa através de uma célula de Pockels que reduz sua taxa de repetição de 78 MHz para 1 kHz. Os pulsos alargados são então injetados num amplificador multipasso de 8 passagens pelo meio de ganho, que está sob bombeamento pelo laser *Falcon*, e são amplificados por um fator 10^6 para mais de 1 mJ de energia. No sistema comercial padrão, ao sair do amplificador, os pulsos são injetados num compressor casado com o alargador, com distância variável entre as

grades, o que permite obter pulsos com duração temporal inferior a 50 fs e potências superiores a 20 GW. Sob nossas especificações, esta saída foi preservada no sistema (feixe ④ na Figura III-1), sendo incluída uma segunda célula de Pockels após o amplificador, que operando a 1 kHz aumenta o contraste do feixe em relação ao seu pedestal. Também solicitamos que o sistema fosse modificado para permitir a extração dos pulsos amplificados, porém não comprimidos, com duração de ~ 20 ps e potência pico de ~ 50 MW (feixe ⑤). Posteriormente modificamos a sincronia do sistema, como será detalhado, para que a segunda célula de Pockels reduzisse a taxa de repetição do sistema para frequências desde pulso único até dezenas de Hertz, para injetar pulsos amplificados e não-comprimidos no amplificador de Cr:LiSAF.

Os pulsos amplificados pelo cristal de Cr:LiSAF (feixe ⑥) são injetados no compressor *Pulsar*, que conta com grades de difração de 10×6 cm² e é construído em configuração de “telhado”(roof). O *Pulsar* também tem distância variável entre as grades de difração, permitindo que os pulsos sejam comprimidos para uma duração inferior (feixe ⑦) à sua duração ao deixar o oscilador principal. Na Figura III-3 é mostrado uma representação do sistema completo, incluindo as partes comerciais e o amplificador de Cr:LiSAF e na Figura III-4 são mostradas fotografias do sistema e de suas componentes.

Figura III-3 – Representação do sistema completo, com os feixes de bombeamento (verde) e o feixe infravermelho esquematizados.

Figura III-4 – Sistema CPA sob fluxo laminar. a) Sistema completo com *Verdi*, *Mira*, *Falcon* e *Odin* ao fundo, o amplificador de Cr:LiSAF no primeiro plano à esquerda e o compressor de pulsos *Pulsar* no primeiro plano à direita. b) *Odin*, *Falcon*, *Mira* e *Verdi* com o *Odin* aberto.

III.1.2. DISPOSITIVOS DE CARACTERIZAÇÃO

Dispomos de equipamentos para caracterização energética, espacial, temporal e espectral dos feixes gerados no sistema CPA. Destes, decidiu-se agrupar um autocorrelador de pulso único (modelo *SSA*, Positive Light, atual Coherent^[174]), um FROG (Positive Light), um espectrofotômetro de pulsos ultracurtos (*ULS*, Positive Light) e um perfilômetro de feixe (*M²-200*, Spiricon^[178]) de maneira a centralizar as caracterizações e otimizar o espaço na mesa óptica. Para tal, foi desenhada e construída uma torre na qual os equipamentos foram instalados.

Figura III-5 – Torre com equipamentos de caracterização de pulsos.

Caracterização do Sistema

Os feixes do *Mira-Seed-R* e do *Odin* foram caracterizados espacial, temporal e espectralmente com os equipamentos instalados na torre de medidas, nos regimes de pulsos de 50 fs e 20 ps. O motivo destas caracterizações deve-se à necessidade de conhecer o feixe que será amplificado no cristal de Cr:LiSAF. Os resultados são apresentados a seguir.

Figura III-6 – Características do oscilador principal: a) Traço de autocorrelação medido no Autocorrelador caseiro; b) Espectro medido no ULS – comprimento de onda central 830 nm (conversão 1 ms=4,43 nm) A largura de banda dos pulsos gerados foi superior a 20 nm, fornecendo um produto de largura de banda por largura temporal igual a 0,57, 1,8 vezes o produto 0,315 para um pulso do tipo $\text{sech}^2(\beta t)$ limitado por transformada.

Figura III-7 – Caracterização espacial do feixe do *Mira-Seed-R*. Os valores de M^2 são muito próximos da unidade, atestando a excelente qualidade do feixe.

Figura III-8 – Caracterização espacial do feixe do *Odin*. O valor obtido de M^2 está abaixo do especificado pelo fabricante ($M^2=1.4$).

III.2. DESENVOLVIMENTO E CONSTRUÇÃO DA CAVIDADE BOMBEADORA

Em um laser (ou amplificador) bombeado por lâmpada, a cavidade bombeadora é o invólucro no qual ficam o meio de ganho e as lâmpadas, sendo responsável pela transferência de energia, na forma de luz, das lâmpadas ao meio ativo. A cavidade também é responsável pela retirada de calor do meio de ganho e das lâmpadas, assim como deve ter características compatíveis com as necessidades elétricas destas. A construção da cavidade bombeadora aqui descrita inclui, além do desenvolvimento das características de acoplamento entre lâmpadas e meio de ganho, também a construção das partes elétrica, eletrônica e hidráulica. Este trabalho se deu com a colaboração do Dr. Gesse Eduardo C. Nogueira (Eng. Eletricista), do Técnico em Eletrônica José Tort Vidal e os Técnicos Mecânicos Marco Antônio Andrade e Paulo César da Silva.

III.2.1. CAVIDADE BOMBEADORA

Nosso objetivo consiste em construir uma cavidade bombeadora que minimize a carga térmica sobre o bastão, de modo que altas taxas de repetição possam ser obtidas na operação do amplificador.

A cavidade bombeadora foi desenvolvida para acomodar um meio de ganho de Cr:LiSAF na forma de um bastão de 10,4 cm de comprimento total e 6,35 mm de diâmetro (VLOC^[179]). O bastão, mostrado na Figura III-9, possui dopagem de 1,5 mol% de cromo, correspondendo a $1,32 \cdot 10^{20}$ íons de Cr^{3+} por cm^3 , faces em ângulo de Brewster ($\sim 54^\circ$), e o eixo c no plano de incidência destas faces. Devido às faces em ângulo de Brewster, é necessário que o bastão fique 19° inclinado em relação à direção do feixe (Figura II-20). Optamos por um bastão de pequeno diâmetro, pois a eficiência de retirada de calor cresce com o aumento da razão área/volume do bastão.

A cavidade bombeadora foi desenvolvida para conter duas lâmpadas flash de xenônio a 450 torr de pressão, com 7 mm de diâmetro interno (*bore diameter*), e arco de plasma de 4". As lâmpadas utilizadas possuem terminais flexíveis, com eletrodos não imersos no fluido refrigerante.

A cavidade, de desenho nosso, é do tipo de acoplamento próximo (*closed-coupled*), com refletor cerâmico, como mostrado na Figura III-10. As lâmpadas e o bastão são fixados em suas posições por *o'rings*.

Figura III-9 – Bastão de Cr:LiSAF utilizado como meio de ganho, e orientação do eixo c.

Figura III-10 – Vista frontal da cavidade bombeadora onde se pode ver o bastão de Cr:LiSAF, as lâmpadas o refletor difuso cerâmico e os filtros intracavidade. O refletor encontra-se dentro de um invólucro metálico.

Com o propósito de diminuir a carga térmica no bastão, a cavidade comporta filtros ópticos, cujos espectros de transmissão são mostrados na Figura III-11, entre cada lâmpada e o bastão, absorvendo a luz abaixo de 600 nm e acima de 700 nm. Desta forma, apenas a banda de 650 nm é excitada, restringindo o calor gerado pelo deslocamento Stokes (*Stokes Shift*) para aproximadamente 25% da potência absorvida. Além disso, os filtros também bloqueiam o componente infravermelho irradiado das lâmpadas. A cavidade bombeadora foi desenhada de forma que os filtros a dividem em três compartimentos, isolando o bastão das lâmpadas, permitindo que o fluido refrigerante circule independentemente a redor de cada componente. O refrigerante flui ao redor do bastão, deixa a cavidade e retorna a ela para refrigerar as lâmpadas. Deste modo, a transferência de calor das lâmpadas ao bastão, por condução e convecção através do refrigerante, é minimizada. Uma vez definidas as dimensões dos bastões e lâmpadas, assim como as características elétricas, a cavidade foi construída pela empresa Kentek^[180]. Um esquema da cavidade bombeadora é mostrado na Figura III-12. O conjunto da cavidade bombeadora também conta com um suporte metálico para fixação da cavidade a uma superfície horizontal, e uma peça plástica entre este suporte e a cavidade, que além de sustentar os conectores hidráulicos, isola a cavidade da mesa óptica e do aterramento do sistema, pois altas tensões são necessárias para acender as lâmpadas.

Figura III-11 – Espectro de transmissão dos filtros intracavidade. Os espectros dos dois filtros utilizados estão indicados em azul e vermelho. O espectro preto é a convolução destes, e indica a porção da luz que efetivamente chega ao bastão de Cr:LiSAF. A região sombreada é o espectro de absorção do Cr:LiSAF para a polarização paralela ao eixo c.

Figura III-12 – Esquemas da cavidade bombeadora. À esquerda, cavidade fechada, com entradas e saídas do refrigerante independentes para o bastão e as lâmpadas. À direita, cavidade sem um dos retentores metálicos, mostrando a disposição interna do refletor cerâmico, lâmpadas, bastão e filtros (sombreados) que definem três câmaras isoladas.

Figura III-13 – Cavidade bombeadora montada em seu suporte por meio de um isolante plástico (sombreado), com as conexões elétricas das lâmpadas esquematizadas. As setas indicam o sentido da água de refrigeração. Dentro do isolante plástico há uma bifurcação para que a única entrada de água para as lâmpadas alimente as duas lâmpadas, conforme indicado na Figura III-12. Para a saída de água das lâmpadas existe outra bifurcação.

Foi desenvolvida e construída no Centro de Lasers e Aplicações do *IPEN* uma base protetora de acrílico para a cavidade bombeadora, com duas finalidades, sendo a primeira delas prover o operador de proteção contra as tensões mortais que existem na cavidade durante sua operação. Adicionalmente esta montagem fixa as alimentações elétrica e hidráulica à cavidade bombeadora, e provê uma base para a cavidade ser fixada à mesa óptica. Em função das faces do cristal em ângulo de Brewster, esta base permite que a cavidade seja fixada à mesa óptica formando um ângulo de 19° com suas arestas, facilitando o alinhamento dos componentes ópticos do oscilador e do amplificador. Esta base é mostrada na Figura III-14.

Figura III-14 – Base protetora da cavidade bombeadora em acrílico. a) Visão dianteira; b) Visão traseira.

III.2.2. LÂMPADAS E FONTES DE POTÊNCIA

Na seção II.5.3 calculamos que, com os filtros intracavidade instalados, seriam necessários aproximadamente 400 J de energia elétrica de bombeamento para obter a inversão de população desejada ($\sim 5\%$). Optamos por utilizar duas lâmpadas, significando que cada uma deveria receber 200 J de energia elétrica. Além do gás utilizado, sua pressão, a função de trabalho dos eletrodos e os materiais dos quais é feita, dentre outros parâmetros, as características de operação de uma lâmpada de gás também são determinadas por suas dimensões^[38]. Destas, as mais importantes são o diâmetro interno da lâmpada e a distância entre seus eletrodos, e quando estes são similares às dimensões do bastão a ser bombeado, o acoplamento entre a lâmpada e o meio de ganho é otimizado. Isto define as dimensões da lâmpada. As dimensões da lâmpada, juntamente com o gás que a preenche e sua pressão, definem suas características elétricas (impedância) e de emissão, como temperatura e espectro de corpo negro.

Na definição da lâmpada também deve ser levada em conta a potência elétrica média à qual esta será submetida. Temos como objetivo obter taxas de repetição elevadas para a operação da cavidade, que nos levaram a especificar fontes capazes de operar em até 50 Hz. Especificando fontes de tensão para 200 J e 50 Hz, a potência média entregue às lâmpadas seria de 10 kW, acima do que uma lâmpada com as dimensões que utilizaremos são capazes de suportar. Além desta potência média, outro empecilho à entrega destas energias às lâmpadas é o deslocamento de seus espectros de corpo negro para a região UV do espectro, o que diminui a porcentagem da energia no intervalo de 600 nm a 700 nm (ver Figura II-30), além de acelerar a degradação dos elementos intracavidade e causar solarização (fotodegradação).

Pelos motivos expostos, optamos por utilizar uma combinação lâmpada/fonte na qual a fonte pode entregar até 50 J em aproximadamente 65 μs , resultando numa emissão de corpo negro em aproximadamente 7900 K, a taxa de repetição máxima de 50 Hz. Nestas condições, a lâmpada escolhida, dentre as disponíveis comercialmente, opera próxima de seu limite. Se nestas condições, o bastão apresentar ganho inferior ao desejado, podemos utilizar outros filtros intracavidade e aumentar o bombeamento sobre o cristal.

Cada lâmpada é individualmente alimentada por uma fonte de tensão, como esquematizado na Figura III-16. Cada fonte é alimentada por tensão monofásica de 220 V e contém um circuito de disparo (*trigger*) que cria o plasma inicial na lâmpada, uma fonte auxiliar (*simmer*) que sustenta o plasma entre pulsos, uma fonte principal que fornece carga a capacitores de armazenagem de energia e uma rede de formação de pulsos, além de possuir entradas e saídas de sincronia e entradas para *interlocks*.

Cada fonte produz pulsos de disparo (*trigger*) da lâmpada que, por meio de uma bobina escolhida por nós, resultam em pulsos de tensão negativa de aproximadamente 4 kV e 100 μ s, que acendem a lâmpada criando plasma no seu interior por ionização do xenônio.

Uma vez que as lâmpadas encontram-se acesas, i.e., há plasma em seu interior, o módulo de corrente auxiliar (*simmer*) entra em operação mantendo no interior da lâmpada uma corrente de 140 mA numa diferença de potencial de aproximadamente 130 V, evitando que a lâmpada apague e que seja necessário outro pulso de *trigger*. Uma vez que existe a corrente de *simmer*, a energia armazenada no capacitor pode ser entregue à lâmpada. O processo de descarga é controlado por uma chave de estado sólido, cujo disparo é efetuado por outro sinal elétrico, aqui denominado sincronismo externo. Quando ocorre o disparo externo, a energia armazenada no capacitor é descarregada na lâmpada via uma rede de formação de pulsos. A rede de formação de pulsos tem a função de maximizar a transferência de energia do capacitor de armazenagem para a lâmpada, e controlar a corrente de descarga, possibilitando deslocar o espectro de emissão da lâmpada visando otimizar o processo de excitação. A rede de formação de pulsos fornece até 50 J de energia, e a corrente de descarga gerada é aproximadamente senoidal (somente o semiciclo positivo), com duração de aproximadamente 65 μ s (FWHM).

Cada fonte pode operar com taxa de repetição variando desde pulso único até um limite superior de 50 Hz, numa potência elétrica máxima entregue à lâmpada de 2500 W. As fontes foram construídas, sob nossa especificação, pela empresa Analog Modules^[181]. No laboratório de eletrônica do Centro de Lasers e Aplicações foram desenvolvidos e construídos circuitos supressores de transientes de tensão para proteção de cada fonte, visando evitar que estas fontes sejam danificadas na eventualidade da ruptura dielétrica de isolantes (abertura de arco) na cavidade bombeadora durante a ignição das lâmpadas, estas fontes sejam danificadas. As fontes de tensão foram montadas num rack, mostrado na Figura III-15.

Figura III-15 – Fontes de potência das lâmpadas flash, montadas no rack.

III.2.3. SINCRONISMO

Cada fonte de potência possui uma entrada de sincronia para sinais do tipo TTL, com alta impedância (1 M Ω) e 25 μ s de duração mínima. Optamos por sincronizar as

fontes utilizando um gerador de atraso (*delay generator DG535*, Stanford Research Systems^[182]). Este dispositivo pode gerar sinais de sincronia a partir de uma base de tempo interna, ou com base num sinal externo, que é útil na operação como amplificador, quando os pulsos das lâmpadas deverão estar sincronizados com o pulso a ser amplificado ao passar no bastão.

Este gerador de atraso possui 5 saídas de sinais de sincronia independentes, mais quatro saídas dependentes das anteriores, e é utilizado para sincronizar várias partes do sistema CPA, assim como os equipamentos de caracterização de pulsos (espectrômetro, autocorrelador, FROG e perfilômetro de feixe). As conexões deste gerador de atraso com o sistema estão representadas na Figura III-16.

Figura III-16 – Esquema dos circuitos elétrico e hidráulico construídos para alimentar a cavidade bombeadora.

III.2.4. CIRCUITO HIDRÁULICO DE REFRIGERAÇÃO

Optamos por utilizar água deionizada gelada como refrigerante dos elementos intracavidade. A água usada no circuito de refrigeração tem $\text{pH} \approx 5,4$. Devido à solubilidade do LiSAF em água (Tabela II-6 e Tabela II-7) decidimos manter a temperatura baixa.

Apesar de as lâmpadas e o bastão possuírem refrigerações independentes, há apenas um circuito para a água, esquematizado na Figura III-16, no qual a água passa primeiramente pelo bastão e em seguida pelas lâmpadas. O refrigerador de água utilizado (*UMAG-GA8*, Mecalor^[183]) possui capacidade de remoção térmica de 8000 kcal/h (9300 W), e fica ao ar livre (Figura III-17a). Esta unidade é utilizada como refrigerador primário da cavidade bombeadora, i.e., refrigera a água que entra em contato direto com os elementos intracavidade. Esta água deve ser deionizada para não conduzir eletricidade dentro da cavidade, o que diminuiria a diferença de potencial entre as lâmpadas e as paredes da cavidade, inutilizando o disparo de *trigger* que acende as lâmpadas. Dada a necessidade de operar com água deionizada, a UMAG foi modificada, para que todos os componentes por onde a água passa sejam de aço inoxidável. Para manter um baixo nível de cargas na água, foi incluído no circuito de refrigeração um deionizador com resina catiônica/aniônica em paralelo à cavidade (Figura III-17b). Na saída do refrigerador, adicionamos um by-pass de aço inoxidável para que pudéssemos controlar a pressão de água na cavidade sem prejudicar sua capacidade de refrigeração.

Figura III-17 – Sistema hidráulico de refrigeração da cavidade bombeadora de Cr:LiSAF.

a) Refrigerador de água UMAG, no exterior do prédio; b) Circuito de distribuição de água montado no rack que contém as fontes de potência. A água gelada vem pela mangueira plástica superior à esquerda, sendo bifurcada para o deionizador antes da válvula de admissão da cavidade. O tubo de acrílico (inclinado) contém a resina deionizadora mista (laranja escuro). Os manômetros medem as pressões da água que ingressa na cavidade (direito) e da água que segue para o deionizador (esquerdo). Há um fluxômetro na saída do deionizador para averiguar se a pressão é suficiente para a água fluir por seu interior.

A UMAG também foi modificada para que tivesse duas alimentações elétricas independentes: a primeira, 220 V trifásica ligada à rede elétrica, aciona o compressor e o sistema de refrigeração; a segunda, 220 V monofásica, alimenta apenas a bomba circuladora de água, e está ligada a um nobreak. Em caso de queda de energia, a água continua circulando na cavidade, evitando que a água quente pare ao redor do bastão e esse quebre por não ter calor removido. A UMAG padrão utiliza um termômetro em sua saída, antes do by-pass, para monitorar a temperatura da água e controlá-la. Como a UMAG possui cerca de 6 m de dutos até a cavidade bombeadora, ela foi modificada para incluir um controle remoto que fica dentro do laboratório. Este controle remoto recebe um sinal de entrada vindo de um termômetro que mede a temperatura da água logo antes de entrar na cavidade, e utiliza esta temperatura, e não mais a de saída da UMAG, como referência para o controle do ciclo de refrigeração. A temperatura da água é mantida entre 9,5°C e 11,5°C para que a temperatura do bastão não ultrapasse os 20°C, o que causaria a supressão (*quenching*) térmica do nível superior da transição laser. Foi determinada a dependência da temperatura de condensação de água sobre a cavidade em função da umidade do ar, mostrada na Figura III-18. Em função destas baixas temperaturas, a umidade do laboratório deve ser mantida abaixo de 46% para que não haja condensação da umidade do ar nas faces expostas do bastão, o que impediria a ação laser devido ao aumento das perdas, e poderia levar a danos nestas faces quando em operação como amplificador. Como medida de segurança, há um manômetro logo antes da entrada da água na cavidade, enviando um sinal para os *interlocks* das fontes de potência, de forma que, se não há pressão no circuito hidráulico (circulação de água), as fontes não podem ser acionadas. O circuito hidráulico foi montado na lateral do rack que contém as fontes de potência.

Na Figura III-19 são mostradas fotos da cavidade bombeadora montada em sua base, já com todas as conexões elétricas e hidráulicas.

Figura III-18 - Temperatura de condensação de água nas superfícies da cavidade bombeadora. O *set-point* é a temperatura marcada na UMAG. Devido ao ciclo de refrigeração, a temperatura da água varia entre 0,5°C acima do *set-point* e a temperatura mínima marcada no gráfico.

Figura III-19 – Cavidade Bombeadora montada em sua base, com todas as ligações elétricas e hidráulicas. a) Vista frontal da cavidade; b) Vista traseira.

III.3. DESENHO E MONTAGEM DO RESSONADOR LASER

Para a construção do ressonador óptico plano-côncavo que será utilizado na determinação dos parâmetros de operação da cavidade bombeadora, utiliza-se as equações (II-52), (II-53) e (II-56), juntamente com as seguintes condições de contorno:

1. A cintura do feixe no interior do cristal não pode ser maior que o raio do cristal ($r_c=3,175$ mm), nem tão pequena que a intensidade do feixe supere o limiar de dano do cristal.
2. $R(\tilde{z}=\ell_1+\ell_c+\ell_2)\approx 1$ m; um espelho côncavo com raio pequeno, de poucos centímetros, define um ressonador curto, com um modo de pequeno diâmetro no espelho plano, podendo danificá-lo.

3. $\ell_1 + \ell_C + \ell_2 \approx 50$ cm; um ressonador plano-côncavo com este comprimento e um espelho com raio de 1 m, resulta num produto de estabilidade de aproximadamente 0,5.

Quanto à primeira condição de contorno, devemos desenhar um ressonador no qual o diâmetro do modo é inferior ao do bastão. O limite inferior para a dimensão transversal do modo é dado pelo limiar de dano do espelho plano, pois no ressonador serão utilizados espelhos dielétricos multicamada, cujo limiar de dano é inferior ao de uma superfície cristalina bem polida. Assim, se o modo transversal do ressonador for muito pequeno, o espelho é danificado antes da superfície do bastão, cessando a ação laser, funcionando com um fusível que preserva a integridade do bastão.

A base de acrílico limita a distância mínima de um espelho à face do bastão em 10 cm, de modo que fixamos a distância do bastão ao espelho de plano em $\ell_1 = 12$ cm. O comprimento do bastão, ℓ_C , é 10,4 cm. Para determinar o comprimento total do ressonador e o raio de curvatura da frente de onda e o tamanho do feixe no espelho de fundo, resta variar a distância deste espelho ao bastão, ℓ_2 . A partir dos gráficos de curva de nível mostrados na Figura III-20, onde estão representadas a curvatura da frente de onda, o raio do feixe e o parâmetro de estabilidade em função da distância do espelho curvo à face do bastão e da cintura do feixe no espelho plano, pudemos escolher o raio de curvatura, R , do espelho e sua distância ao bastão. Analisando estes gráficos, percebemos que utilizando um espelho com $R=1$ m a 10 cm da face do bastão, obtemos um ressonador com estabilidade $g_1 \cdot g_2 \approx 0,7$. Para este espelho, a maior estabilidade ($g_1 \cdot g_2 \approx 0,5$) ocorre para $\ell_2 \approx 25$ cm, distância na qual o modo de maior diâmetro também é obtido. Optamos por construir o ressonador com $\ell_2 = 21$ cm, resultando num arranjo um pouco mais compacto, ainda com uma boa estabilidade dada por $g_1 \cdot g_2 \approx 0,57$ (para um ressonador passivo) e um modo cujo diâmetro satisfaz a primeira condição de contorno.

Figura III-20 – Curvas de nível em função da distância do espelho curvo à face do bastão (abscissas) e da cintura do feixe no espelho plano (ordenadas), para: curvatura da frente de onda (gráfico à esquerda); cintura do feixe no espelho curvo (gráfico central); parâmetro de estabilidade do ressonador (gráfico à direita).

Na Figura III-21 a curvatura da frente de onda do feixe no ressonador é mostrada em função da distância. O espelho plano está na origem, o bastão na posição 12 cm, e o espelho curvo a 21 cm da face do bastão, na posição 43,4 cm. As discontinuidades exibidas no gráfico decorrem da mudança da curvatura da frente de onda nas interfaces bastão-ar. Na Figura III-22 o tamanho do modo dentro do ressonador é mostrado, nas mesmas coordenadas da Figura III-21. A porção central deste gráfico representa o feixe no interior do bastão. Como já explicado na seção II.4.1

(página 34), nestes gráficos não é considerada a refração do feixe devido à interface em ângulo de Brewster.

Figura III-21 – Curvatura da frente de onda do modo do ressonador com o espelho plano na origem. As descontinuidades ocorrem nas superfícies do bastão.

Figura III-22 – Dimensão transversal do modo do ressonador com o espelho plano na origem.

Optamos por utilizar o espelho curvo como o espelho de fundo altamente refletor, e o espelho plano como o espelho de saída, produzindo um feixe com uma frente de onda inicialmente plana. Esta escolha deve-se à necessidade de dispor de várias refletividades do espelho de saída para avaliar o desempenho do laser e determinar as perdas do ressonador por meio do método de Findlay-Clay. Os espelhos são filmes multicamada de sulfeto de zinco (ZnS) e fluoreto de magnésio (MgF_2) depositados no *Laboratório de Filmes Finos do Centro de Lasers e Aplicações* pela Dr. Izilda Márcia Ranieri e a Técnica Solange Eiko Mitani, sobre substratos de BK7 fabricados na *Oficina de Óptica do Instituto de Física da USP de São Carlos*. Foi depositado um filme com refletividade de 99,95% centrado em 830 nm, sobre um substrato com raio de curvatura de 1 m, e filmes com refletividade variando de 55% a 96% sobre substratos planos. As refletividades medidas em 830 nm para cada espelho são mostradas na Tabela III-1. As refletividades foram determinadas utilizando o oscilador principal centrado em $\lambda=830$ nm, com potência média de aproximadamente 250 mW, e medindo a potência incidente em cada espelho e refletida por este.

Espelho	Refletividade medida - R_{OC} (%)
#425-3	$95,9 \pm 1,0$
#9001	$89,3 \pm 0,4$
#8501	$84,9 \pm 0,6$
#8002	$82,4 \pm 0,5$
#7502	$74,7 \pm 0,6$
#7003	$71,5 \pm 0,5$
#6001	$68,6 \pm 0,5$
#5001	$55,2 \pm 0,5$

Tabela III-1 – Refletividades dos espelhos utilizados no ressonador de Cr:LiSAF

Na Figura III-23 o ressonador laser é mostrado.

Figura III-23 – Ressonador laser. a) Vista superior na qual pode-se ver o espelho curvo de fundo à esquerda e o espelho plano de saída à direita, nos seus suportes ópticos; b) Vista em perspectiva com os *simmers* das lâmpadas ligados.

III.4. DESENVOLVIMENTO E MONTAGEM DO AMPLIFICADOR MULTIPASSO

A seguir será descrita a concepção da geometria do amplificador multipasso, e sua sincronia ao restante do sistema CPA.

III.4.1. GEOMETRIA DO AMPLIFICADOR

A partir dos resultados mostrados na Figura II-26, optamos por construir um amplificador multipasso com 4 passagens pelo meio de ganho, como exemplificado na Figura II-12. Nesta geometria de “gravata borboleta”, a primeira e a segunda passagens pelo meio de ganho definem a máxima separação s entre os espelhos M_1 e M_2 e o máximo ângulo de abertura θ_{max} entre os feixes. As passagens posteriores são feitas por entre estes espelhos, com ângulos inferiores a θ_{max} . Almeja-se maximizar s para que outras passagens caibam entre os espelhos. Na Figura III-24, onde uma aproximação de óptica geométrica é feita, pode-se ver que a separação s entre os espelhos, depende dos diâmetros do feixe ($\varnothing_f$) e do meio de ganho ($\varnothing_b$), do comprimento deste meio de ganho, e da distância aos espelhos. À medida que a razão $\varnothing_f/\varnothing_b$ aproxima-se da unidade, θ_{max} decresce, e a distância dos espelhos ao meio de ganho deve aumentar muito para que a separação entre os espelhos permita incrementar o número de passagens.

Outro fator geométrico que influencia a separação entre os espelhos é o ponto de cruzamento dos feixes dentro do meio de ganho. Na Figura III-24 este ponto encontra-

se no meio do bastão, e pode-se ver que esta posição maximiza θ_{max} . Contudo, se este ponto estiver sobre uma das faces, e esta face for espelhada, o ângulo θ_{max} é reduzido à metade*, e a distância para obter a mesma separação s dobra, sem no entanto alterar o comprimento total do amplificador, como mostrado na Figura III-25. Esta configuração em “triângulo” apresenta como vantagem um menor número de espelhos, reduzindo as perdas por reflexão e facilitando o alinhamento do amplificador, o que nos levou a optar por esta geometria em detrimento à de “gravata borboleta”. Na prática, não utilizamos um bastão com uma face espelhada, e sim um espelho retrorrefletor posicionado o mais próximo possível desta face (quanto mais distante este espelho estiver, menor será θ_{max}).

Figura III-24 – Ângulo entre os feixes do amplificador multipasso.

Figura III-25 – Amplificadores multipasso: a) Configuração em “gravata borboleta”; b) Configuração em “triângulo”; ambas as configurações resultam no mesmo número de passagens pelo meio de ganho, porém a segunda destas possui um comprimento total menor e é implementada com menos espelhos.

O bastão utilizado possui faces em ângulo de Brewster (θ_B), e inicialmente seguimos a concepção padrão de amplificadores multipasso, fazendo com que os feixes de todas as passagens ficassem contidos no plano de incidência definido pelo ângulo de Brewster, na horizontal. Isto criou uma dificuldade adicional, mostrada na Figura III-26. A incidência não-normal na face do bastão, aumenta o diâmetro do feixe em seu interior por um fator $\tan(\theta_B)$, que no presente caso é de aproximadamente 1,4, contribuindo para diminuir o ângulo θ_{max} , o que leva ao aumento da distância entre o bastão e os espelhos.

* Rigorosamente, o seno deste ângulo é reduzido à metade, porém na aproximação de pequenos ângulos, $\sin(\theta) \cong \theta$.

No nosso caso, dadas as dimensões do bastão e do feixe, esta distância é maior que o comprimento total da mesa óptica.

Figura III-26 – Aumento do diâmetro do feixe devido ao ângulo de Brewster.

Como solução, optamos por rodar os feixes de 90° em torno do eixo longitudinal do bastão, *sem girar o bastão*, deixando-os contidos no plano vertical. Na Figura III-27 é mostrado um esquema deste arranjo. Na Figura III-28 o projeto óptico do amplificador, com dimensões próximas das finais, é mostrado. As dimensões foram calculadas visando obter uma separação vertical de aproximadamente 5 mm entre os espelhos de dobra. Conseguimos implementar 4 passagens pelo meio de ganho, com o espelho retrorrefletor distando 9 cm de uma face do bastão, e os espelhos de dobra a 90 cm da outra face. A separação vertical entre os espelhos de dobra é de 4 mm.

O feixe com pulsos de 20 ps e polarização vertical proveniente do *Odin* passa inicialmente por uma placa de $\lambda/4$, que roda a polarização de 90° para o plano horizontal, adequando-a ao ângulo de Brewster do bastão de Cr:LiSAF. Em seguida o feixe atravessa um telescópio com magnificação 1/2,67, e por meio de dois espelhos de ouro a primeira passagem é alinhada através do bastão de Cr:LiSAF. O espelho retrorrefletor, dielétrico, dirige o feixe aos espelhos de dobra (2ª passagem), feitos de ouro, que o enviam novamente ao retrorrefletor (3ª passagem) que reinjeta-o no cristal definindo a 4ª passagem no bastão. Ao sair do bastão este feixe passa entre os espelhos de dobra, atingindo dois espelhos dielétricos, altamente refletivos para a polarização *p*, que injetam os pulsos no compressor temporal para pulsos de altas energias. Na Figura III-29 o caminho do feixe é esquematizado, e na Figura III-30 é mostrada uma ampliação dos espelhos de dobra e de injeção no compressor, com o compressor ao fundo. Na Figura III-31 o compressor de pulsos é mostrado, com o caminho do feixe esquematizado.

Figura III-27 – Geometria simplificada do amplificador. As passagens pelo bastão estão no plano vertical, a 90° do plano de incidência do ângulo de Brewster.

Figura III-28 – Vista do amplificador com dimensões próximas às reais.

Figura III-29 – Amplificador multipasso com compressor de pulsos ao fundo.

Figura III-30 – Espelhos de dobra do amplificador, com espelhos de injeção no compressor de pulsos de alta energia.

Figura III-31 – Compressor de pulsos. M_1 e M_2 são espelhos, G_1 e G_2 grades de difração, R os espelhos em configuração de *Roof* e L_2 uma lente.

III.4.2. SINCRONIA DO AMPLIFICADOR

A taxa de repetição de saída do *Odin* é determinada pelo laser de bombeamento, *Falcon*, cujo ponto quiescente está em 1 kHz. Este valor decorre do tempo de vida do Nd:YLF, de aproximadamente 500 μ s, que resulta em diminuição da energia de pulso por aumento das perdas por emissão espontânea para taxas de repetição inferiores a 1 kHz. Para injeção dos pulsos no amplificador de Cr:LiSAF, a taxa de repetição da saída do *Odin* deve ser reduzida para poucos hertz, levando-nos a optar por manter o laser de bombeamento operando a 1 kHz, e reduzir a taxa de repetição dos pulsos por meio de uma segunda célula de Pockels. Neste modo de operação, ainda ocorre amplificação de pulsos a 1 kHz, porém apenas poucos destes são direcionados à saída útil pela célula de Pockels.

Para implementar esta sincronia foram utilizados os controladores (*drivers*) das duas células de Pockels e o gerador de atraso já descrito na seção III.2.3 (utilizado para sincronia e disparo das lâmpadas da cavidade bombeadora em modo de operação como laser). No modo de operação como amplificador, a sincronia entre os bombeamentos e as células de Pockels, assim como das lâmpadas de bombeamento do Cr:LiSAF, esquematizada na Figura III-32, funciona da seguinte forma:

- a) O oscilador principal (*Mira*), operando em regime de travamento de modos, gera um trem de pulsos separados por ~ 13 ns, correspondendo a uma taxa de repetição de 78 MHz; estes pulsos passam por um divisor de feixe (*beam-splitter*) que dirige uma fração da energia para um detector rápido (< 1 ns), gerando um sinal elétrico nesta taxa de repetição.
- b) O sinal elétrico a 78 MHz é injetado no controlador da 1ª célula de Pockels, que o divide por 78.000, gerando um sinal de disparo a 1 kHz que é enviado ao laser de bombeamento (*Falcon*) do amplificador, que emite um pulso; o controlador também provê alta tensão (contínua) e gera dois sinais de disparo a 1 kHz para a célula de Pockels; o primeiro destes sinais está atrasado de δ_1 em relação ao sinal enviado ao bombeamento, e estabelece a alta tensão (HV) no cristal da célula*; o segundo sinal, atrasado de $\delta_1 + \delta_2$ retira a tensão do cristal, bloqueando a transmissão dos pulsos. Assim, a janela de transmissão fica aberta por um tempo δ_2 , que deve selecionar apenas um pulso. O atraso δ_1 compensa todos os atrasos eletrônicos, a formação do pulso no laser de bombeamento e os tempos de vôo do pulso de bombeamento e do pulso a ser amplificado, de forma a garantir a sobreposição temporal destes pulsos no meio de ganho do *Odin*.
- c) O sinal de 1 kHz enviado ao laser de bombeamento também é enviado ao gerador de atraso, que o divide por m , produzindo um sinal em uma taxa de repetição $f = (1000/m)$ Hz, que pode ser enviado como sincronia para algum equipamento de caracterização; são gerados mais quatro sinais de sincronia na taxa de repetição f , com atrasos independentes em relação a este primeiro sinal:
 1. Sinal atrasado de δ_A : aplicação da alta tensão na segunda célula de Pockels; o controlador desta 2ª célula de Pockels fornece apenas alta tensão e não sinais de sincronia;

*A mudança do estado do campo elétrico aplicado ao cristal da célula de Pockels não é instantânea, demorando alguns nanossegundos. Este tempo de chaveamento deve ser levado em consideração pelos sinais de disparo.

2. Sinal atrasado de $\delta_A + \delta_B$: retirada da alta tensão da segunda célula de Pockels; esta segunda célula de Pockels reduz a taxa de repetição do trem de pulsos para f Hz; a janela de transmissão desta segunda célula de Pockels fica aberta durante o tempo δ_B .
3. Sinais atrasados de δ_C e δ_D : disparos da primeira e segunda lâmpadas bombeadoras do bastão de Cr:LiSAF, respectivamente; devem ser tais que proporcionem a máxima inversão de população no cristal de Cr:LiSAF quando da passagem do pulso proveniente da segunda célula de Pockels.

A determinação e o ajuste fino dos atrasos descritos otimizam a operação do sistema CPA.

Figura III-32 – Esquema da sincronia do sistema CPA com dois amplificadores.

III.5. MEDIDA DO LIMAR DE DANO DO Cr:LiSAF EM REGIME DE 20 PS

Uma vez que os pulsos provenientes do *Odin* com duração de aproximadamente 20 ps são amplificados por um bastão de Cr:LiSAF, é importante a determinação do limiar de dano destes cristais neste regime temporal.

Foram utilizadas 4 amostras para a determinação do limiar de dano, sendo suas características listadas na Tabela III-2. As amostras 1, 2 e 3 foram crescidas pelo método Czochralski no *Laboratório de Crescimento de Cristais* do *Centro de Lasers e Aplicações* do IPEN pela Dra. Sonia L. Baldochi, e a amostra 4 proveio da extremidade de um bastão de Cr:LiSAF quebrado. Todas as determinações foram feitas em superfícies polidas das amostras.

Amostra	Descrição	Dopagem de Cr ³⁺ (mol%)	Procedência
1	LiSAF Puro	0	IPEN
2	CrLiSAF	1	IPEN
3	CrLiSAF	1	IPEN
4	CrLiSAF	1,5	VLOC

Tabela III-2 – Amostras utilizadas para a determinação do limiar de dano do Cr:LiSAF para pulsos de ~20 ps.

A determinação foi feita utilizando o método descrito na seção II.6.2, página 53. Para implementar o método, foi utilizado o feixe temporalmente alargado do *Odin*, a uma taxa de repetição de 1 kHz, focalizado por uma lente plano-convexa com 20 cm de

distância focal. A duração dos pulsos utilizados foi determinada pela medida de seu espectro e o uso da razão de alargamento do alargador de pulsos. Para movimentar a amostra sob estudo foi utilizada uma mesa transladora controlada por computador, com movimentos independentes nas direções y (transversal ao feixe) e z (longitudinal). As amostras estudadas foram posicionadas após a cintura do feixe, onde não ocorria ablação, e então deslocadas diagonalmente ao feixe por $y=10$ mm e $z=60$ mm, passando por sua cintura, com velocidades constantes $v_y=1$ mm/s e $v_z=6$ mm/s. Na Figura III-33 é mostrada a mesa transladora e um cristal de Cr:LiSAF no qual o limiar de dano foi medido. Em cada amostra foram gravados vários perfis de dano, separados verticalmente por 0,5 mm, para energias diferentes.

Figura III-33 – Arranjo experimental para a determinação do limiar de dano do Cr:LiSAF no regime de ~ 20 ps, com o feixe laser esquematizado, incidindo sobre a amostra à esquerda.

Figura III-34 – Amostra de Cr:LiSAF com vários perfis de dano gravados em sua superfície, fracamente visíveis à direita. A separação vertical entre os perfis é de 500 μm .

Após a gravação dos perfis de dano nas superfícies das amostras, estas foram observadas e fotografadas em um microscópio óptico. Nestas fotografias, tomando como escala a separação de 0,5 mm entre os perfis gravados, as máximas dimensões transversais dos perfis de dano foram medidas, e os limiares de dano determinados pela utilização da equação (II-93).

IV. Resultados

IV.1. DETERMINAÇÃO DO LIMIAR DE DANO DE CRISTAIS DE Cr:LiSAF

Na Figura IV-1 é mostrado o espectro dos pulsos utilizados para a determinação do limiar de dano de cristais de Cr:LiSAF, juntamente com o ajuste feito por uma função do tipo $\text{sech}^2(\lambda)$, do qual obteve-se a largura (FWHM) $\Delta\lambda=(19,7\pm0,1)$ nm. Utilizando a razão de alargamento do alargador de pulsos (página 56), obtém-se para os pulsos uma duração temporal $\tau_p=(18,9\pm0,6)$ ps.

Figura IV-1 – Espectro dos pulsos utilizados para a determinação do limiar de dano dos cristais de Cr:LiSAF. A largura $\Delta\lambda=19,7$ nm (FWHM) obtida de um ajuste por uma $\text{sech}^2(\lambda)$ corresponde a um pulso alargado com duração de 18,9 ps.

Na Figura IV-2 são mostradas fotografias no microscópio óptico de duas amostras analisadas, sendo a primeira o cristal de LiSAF puro crescido no *IPEN* e a segunda um cristal de Cr:LiSAF com dopagem de 1mol% de Cr, também crescido no *IPEN*. Nestas fotografias vê-se claramente que a ablação segue o perfil com dois lobos calculado teoricamente e mostrado na Figura II-32, evidenciando que gravação dos perfis foi feita acima da potência crítica P_{crit} .

A parte mais estreita dos perfis de dano indica a posição da cintura do feixe. As amostras foram movimentadas de tal forma que, a porção do perfil à direita desta parte foi gravada com a amostra *após* a cintura do feixe. Creditamos a assimetria observada nos perfis ao fato de, na cintura do feixe, a alta intensidade maximizar efeitos não-lineares, que deformam o feixe após a cintura, alterando a porção direita dos perfis de dano.

Figura IV-2 – Fotografias tiradas no microscópio óptico para determinação do limiar de dano de: a) Amostra 1: cristal de LiSAF puro crescido no *IPEN*; b) Amostra 3: cristal de Cr:LiSAF crescido no *IPEN*. Os perfis de dano gravados são separados, verticalmente, por 500 μm .

Para medir a dimensão transversal máxima de cada perfil de dano utilizou-se o fato de estes estarem separados verticalmente por 500 μm . Na Tabela IV-1 estão mostradas, para cada perfil de dano da amostra de LiSAF puro da Figura IV-2a, metade da dimensão transversal máxima do perfil de dano ($\rho_{\max}$ – segunda coluna), energias de pulso (terceira coluna), potência dos pulso (quarta coluna), intensidade de limiar de ablação (I_t – quinta coluna) e fluência de limiar de ablação (F_t – sexta coluna). Na última linha da tabela são mostradas as médias ponderadas da intensidade e da fluência de limiar de ablação. Na Figura IV-3 estes valores médios são representados graficamente.

Perfil	$\rho_{\max}$ (μm)	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	P (MW)	I_t (GW/cm ²)	F_t (J/cm ²)
1	$79,8 \pm 4,9$	814 ± 9	$43,4 \pm 0,5$	$79,7 \pm 9,8$	$1,50 \pm 0,18$
2	$73,1 \pm 4,8$	723 ± 11	$38,5 \pm 0,6$	$84,2 \pm 11,1$	$1,58 \pm 0,21$
3	$64,3 \pm 4,7$	587 ± 8	$31,2 \pm 0,4$	$88,5 \pm 13,1$	$1,66 \pm 0,25$
4	$55,4 \pm 4,6$	447 ± 8	$23,8 \pm 0,4$	$90,7 \pm 15,3$	$1,71 \pm 0,29$
5	$42,1 \pm 4,6$	279 ± 6	$14,8 \pm 0,3$	$98,0 \pm 21,3$	$1,84 \pm 0,11$
			Médias	$85,4 \pm 5,7$	$1,61 \pm 0,11$

Tabela IV-1 – Limiares de dano medidos para a amostra 1, LiSAF puro, para várias energias de pulso.

Figura IV-3 – Representação gráfica dos valores determinados para as intensidades e fluências de limiar, para cada perfil de dano gravado na amostra de LiSAF puro. Em cada gráfico a linha pontilhada indica a média ponderada dos valores individuais, e a região sombreada ao seu redor, o desvio padrão.

Nas Tabelas IV-2, IV-3 e IV-4 são apresentados os limiares de dano medidos para as outras amostras, e nas Figuras IV-4, IV-5 e IV-6, estes valores são mostrados graficamente.

Perfil	$\rho_{\max}$ (μm)	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	P (MW)	I_t (GW/cm ²)	F_t (J/cm ²)
1	80,5 ± 9,2	692 ± 13	36,8 ± 0,7	66,5 ± 15,4	1,25 ± 0,29
2	71,6 ± 4,8	584 ± 11	31,1 ± 0,6	71,0 ± 9,7	1,33 ± 0,18
3	62,4 ± 4,8	484 ± 11	25,7 ± 0,6	76,8 ± 11,8	1,44 ± 0,22
4	55,9 ± 4,7	344 ± 9	18,3 ± 0,5	68,5 ± 11,6	1,29 ± 0,22
5	44,7 ± 4,6	225 ± 5	12,0 ± 0,3	70,0 ± 14,5	1,32 ± 0,27
Médias				71,0 ± 5,4	1,33 ± 0,10

Tabela IV-2 – Limiares de dano medidos para a amostra 2, Cr:LiSAF 1mol%, crescida no IPEN, para várias energias de pulso.

Figura IV-4 – Intensidades e fluências de limiar para a amostra 2.

Perfil	$\rho_{\max}$ (μm)	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	P (MW)	I_t (GW/cm ²)	F_t (J/cm ²)
1	86,0 ± 4,9	749 ± 12	39,8 ± 0,6	63,1 ± 7,3	1,19 ± 0,14
2	70,6 ± 4,8	661 ± 11	35,2 ± 0,6	82,7 ± 11,2	1,55 ± 0,21
3	63,9 ± 4,7	561 ± 10	29,8 ± 0,5	85,5 ± 12,6	1,61 ± 0,24
4	59,5 ± 4,7	406 ± 9	21,6 ± 0,5	71,35 ± 11,3	1,34 ± 0,21
5	46,3 ± 4,6	283 ± 5	15,1 ± 0,3	82,2 ± 16,3	1,55 ± 0,31
Médias				72,8 ± 4,7	1,37 ± 0,09

Tabela IV-3 – Limiares de dano medidos para a amostra 3, Cr:LiSAF 1mol%, crescida no IPEN, para várias energias de pulso.

Figura IV-5 – Intensidades e fluências de limiar para a amostra 3.

Perfil	$\rho_{\max}$ (μm)	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	P (MW)	I_t (GW/cm ²)	F_t (J/cm ²)
1	77,5 ± 9,0	833 ± 10	44,3 ± 0,5	86,3 ± 20,0	1,62 ± 0,38
2	68,7 ± 8,9	733 ± 11	39,0 ± 0,6	96,8 ± 25,4	1,82 ± 0,47
3	66,5 ± 8,9	619 ± 8	32,9 ± 0,4	87,3 ± 23,5	1,64 ± 0,44
4	57,6 ± 4,5	451 ± 8	24,0 ± 0,4	84,7 ± 13,4	1,59 ± 0,25
5	55,4 ± 4,5	373 ± 6	19,8 ± 0,3	75,7 ± 12,5	1,42 ± 0,23
6	48,7 ± 4,5	289 ± 6	15,4 ± 0,3	75,8 ± 14,1	1,42 ± 0,27
Médias				81,4 ± 6,6	1,53 ± 0,12

Tabela IV-4 – Limiares de dano medidos para a amostra 4, Cr:LiSAF 1,5mol%, crescida pela VLOC, para várias energias de pulso.

Figura IV-6 – Intensidades e fluências de limiar para a amostra 4.

Na Tabela IV-5 são mostradas as fluências de limiar de ablação medidas para cada amostra, e na Figura IV-7 estas fluências são plotadas em função da concentração de Cr^{3+} nos cristais de LiSAF. Pode-se ver que as amostras dopadas apresentam limiar de dano inferior ao da amostra de LiSAF pura. Este é um resultado que não surpreende, pois a inserção de um dopante na matriz cristalina introduz absorções ópticas. Mesmo que estas absorções sejam residuais no comprimento de onda do laser, neste regime de pulsos ultracurtos são suficientes para diminuir o valor do limiar de dano pelos mecanismos já descritos na seção II.6 (página 49). Além disso, a introdução de dopantes deforma a matriz cristalina, afastando-a do arranjo perfeito, e introduzindo distorções e tensões locais que costumam prejudicar suas propriedades. O que não é esperado é que a amostra de maior dopagem (1,5 mol%) possua um limiar de dano superior ao das amostras de menor dopagem (1 mol%). No entanto isto pode ser explicado pelo fato de as amostras crescidas no *Laboratório de Crescimento de Cristais* do IPEN não terem passado por um tratamento térmico (*annealing*) após seu crescimento, o que reduz tensões residuais do crescimento e melhora suas qualidades mecânicas^[184]. A amostra da VLOC provavelmente passou pelo tratamento térmico, teve suas tensões reduzidas, aumentando

(em módulo) a energia de ligação de seus átomos à rede cristalina. Este aumento da energia de ligação torna mais difícil a remoção de seus átomos, resultando diretamente num aumento de seu limiar de ablação. Espera-se que, após passarem por tratamento térmico, os cristais crescidos no *IPEN* apresentem aumento em seus limiares de dano.

Amostra	Dopagem de Cr ³⁺ (mol%)	I_t (GW/cm ²)	F_t (J/cm ²)
1	0	85,4 ± 5,7	1,61 ± 0,11
2	1	71,0 ± 5,4	1,33 ± 0,10
3	1	72,8 ± 4,7	1,37 ± 0,09
4	1,5	81,4 ± 6,6	1,53 ± 0,12

Tabela IV-5 – Limiares de dano para as amostras estudadas.

Figura IV-7 – Limiares de danos medidos para as amostras de Cr:LiSAF.

Considerando uma fluência de limiar de dano igual a 1,4 J/cm², e uma energia de pulso de 100 mJ que pretendemos extrair do bastão, calculamos o raio mínimo do feixe para que não haja dano na superfície do cristal por meio de:

$$r = \sqrt{\frac{E}{F_t \pi}} \quad (\text{IV-1})$$

obtendo $r=1,5$ mm.

IV.2. LASER DE CR:LiSAF

Os resultados obtidos para o funcionamento e desempenho da cavidade bombeadora e do ressonador descritos nas seções III.2 e III.3 são apresentados a seguir.

IV.2.1. DESEMPENHO DO LASER DE CR:LiSAF

Caracterização das lâmpadas

O primeiro passo necessário à operação do laser de Cr:LiSAF é a ignição das lâmpadas. Na Figura IV-8 mostramos a tensão aplicada pelo *trigger* às lâmpadas para seu acendimento, para duas bobinas diferentes. A bobina pequena, apesar de fornecer uma tensão inferior à da bobina grande, o faz num tempo mais curto ($\sim 20 \mu\text{s}$), sendo

suficiente para o acendimento das lâmpadas e resultando num arranjo mais compacto. No entanto, verificamos que esta bobina não consegue acender algumas lâmpadas em sua primeira utilização. Neste caso, é necessário utilizar a bobina grande, que apesar de fornecer um pulso menos intenso, entrega mais energia, aumentando a ionização do gás xenônio. Após este primeiro acendimento, podemos reinstalar a bobina pequena para as futuras ignições da lâmpada.

A caracterização temporal dos pulsos das lâmpadas é mostrada na Figura IV-9. A emissão das lâmpadas foi medida com um detector rápido e um osciloscópio digital (Tektronix TDS3032B) em modo de média, e a duração do pulso (FWHM) calculada em tempo real pelo osciloscópio. No gráfico estão mostradas as durações temporais medidas para pulsos de uma lâmpada, τ_l (FWHM), em função da energia elétrica de bombeamento. Vê-se claramente que a duração do pulso depende da energia de bombeamento, decrescendo com o aumento desta, e atingindo um valor constante para energias de bombeamento superiores a 20 J.

O laser de Cr:LiSAF é operado em modo pulsado, com taxa de repetição definida pelo gerador de atraso. Verificamos experimentalmente que os atrasos eletrônicos internos das fontes das lâmpadas são iguais, ou seja, para sinais de disparo coincidentes no tempo, as fontes disparam simultaneamente (dentro de poucos microssegundos), não havendo necessidade de atraso relativo entre os disparos.

Figura IV-8 – Voltagem de *trigger* entregue às lâmpadas para seu acendimento, para as duas bobinas testadas.

Figura IV-9 – Duração dos pulsos de bombeamento de uma lâmpada em função de sua energia elétrica, juntamente com a função ajustada.

Caracterização do Laser de Cr:LiSAF

A energia medida dos pulsos de saída do laser ($\mathcal{E}_p$) em função da energia elétrica total de bombeamento ($\mathcal{E}_b$) por pulso das duas lâmpadas, para oito diferentes refletividades do espelho de saída (R_{OC}), é mostrada na Figura IV-10, juntamente com uma função linear ajustada para os dados de cada espelho. Os dados para o espelho de maior refletividade ($R_{OC}=95,9\%$) estão limitados a energias de bombeamento inferiores a 28 J, pois este espelho foi danificado nesta energia devido à sua absorção residual. Para este espelho, obtivemos a menor eficiência do laser ($\mathcal{E}_p/\mathcal{E}_b$) e a menor inclinação para a função linear ajustada. Isto decorre da alta refletividade deste espelho que, se por um lado resulta em um baixo limiar de ação laser, permite que apenas uma pequena fração da energia armazenada intracavidade seja transformada em saída (perda) útil do laser. Assim, configura-se um sistema com grande capacidade de armazenamento de energia intracavidade, o que levou ao dano, porém com baixa eficiência. Na Tabela IV-6 estão mostradas as energias de limiar de ação laser ($\mathcal{E}_l$, terceira coluna) e as inclinações das retas ($\partial\mathcal{E}_p/\partial\mathcal{E}_b$, quarta coluna) obtidas pelos ajustes mostrados na Figura IV-10, para cada espelho de saída. A máxima eficiência medida ($\mathcal{E}_p/\mathcal{E}_b$) é 0,65% para $R_{OC}=89,3\%$ e 100 J de energia elétrica de bombeamento. Na Figura IV-11 mostramos espectros de emissão do laser de Cr:LiSAF, para vários espelhos de saída e várias energias de bombeamento. Nestes espectros nota-se que o comprimento de onda de emissão não depende da energia de bombeamento, sendo fixo para cada espelho. A dependência do comprimento de onda central de emissão com o espelho, provavelmente deve-se a deslocamentos no comprimento de onda de maior refletividade de cada espelho. Na Figura IV-12 é mostrado o espectro de emissão do laser operando com o espelho de saída com $R_{OC}=89,3\%$, e ajustado por uma gaussiana. Do ajuste resulta que a emissão está centrada em 851 nm e possui uma largura de banda (FWHM) de 6,4 nm.

Figura IV-10 – Energia dos pulsos do laser de Cr:LiSAF em função da energia elétrica total de bombeamento das duas lâmpadas, para várias refletividades do espelho de saída (R_{OC}). Também são mostrados os ajustes lineares para cada conjuntos de dados referente a um R_{OC} , nos quais os dois ou três pontos de menor energia foram desconsiderados devido à instabilidade da oscilação laser próxima do limiar. Barras de erro foram levadas em conta em cada ajuste, porém não são mostradas no gráfico por serem menores que os símbolos utilizados.

$R_{OC}(\%)$	$-\ln(R_{OC})$	$\mathcal{E}_t(\text{J})$	$\partial\mathcal{E}_p/\partial\mathcal{E}_b$	$g\ell_C$	$\exp\{g\ell_C\}$
$95,9 \pm 1,0$	$0,042 \pm 0,010$	$8,68 \pm 0,28$	$0,072 \pm 0,001$	$0,045 \pm 0,006$	$1,046 \pm 0,006$
$89,3 \pm 0,4$	$0,113 \pm 0,004$	$16,96 \pm 0,24$	$0,818 \pm 0,004$	$0,081 \pm 0,005$	$1,084 \pm 0,005$
$84,9 \pm 0,6$	$0,164 \pm 0,007$	$22,28 \pm 0,22$	$0,792 \pm 0,004$	$0,106 \pm 0,006$	$1,112 \pm 0,007$
$82,4 \pm 0,5$	$0,193 \pm 0,006$	$26,86 \pm 0,22$	$0,848 \pm 0,003$	$0,121 \pm 0,005$	$1,129 \pm 0,006$
$74,7 \pm 0,6$	$0,292 \pm 0,008$	$34,80 \pm 0,24$	$0,865 \pm 0,003$	$0,170 \pm 0,006$	$1,185 \pm 0,007$
$71,5 \pm 0,5$	$0,335 \pm 0,007$	$40,68 \pm 0,34$	$0,799 \pm 0,004$	$0,192 \pm 0,006$	$1,212 \pm 0,007$
$68,6 \pm 0,5$	$0,377 \pm 0,007$	$45,64 \pm 0,46$	$0,810 \pm 0,005$	$0,212 \pm 0,006$	$1,236 \pm 0,007$
$55,2 \pm 0,5$	$0,594 \pm 0,009$	$64,7 \pm 2,0$	$0,66 \pm 0,01$	$0,321 \pm 0,006$	$1,379 \pm 0,008$

Tabela IV-6 – Valores obtidos dos ajustes de função mostrados na Figura IV-10, para cada espelho de saída.

Na Figura IV-13 são mostradas as evoluções temporais dos pulsos de saída para várias energias de bombeamento, com $R_{OC}=89,3\%$. Neste gráfico pode-se ver que oscilações de relaxação ocorrem para todas as energias de bombeamento, porém para baixas energias podem até extinguir a ação laser. Isto ocorre por que a taxa de bombeamento é pequena perante à emissão estimulada, não conseguindo repor a população dentro do tempo destas oscilações de relaxação. Na Figura IV-14 é mostrada a evolução temporal de um pulso do laser para a maior energia de bombeamento, com o mesmo espelho de saída. Da média destes pulsos podemos medir sua duração temporal, obtendo aproximadamente $65 \mu\text{s}$.

Figura IV-11 – Espectros de emissão para várias energias de bombeamento e alguns dos espelhos de saída. Os picos observados devem-se a imperfeições do espectrômetro.

Figura IV-12 – Espectro de emissão do laser de Cr:LiSAF para $R_{OC}=89,3\%$, medido com 10 Hz de taxa de repetição e 80 J de bombeamento, e função do tipo $\text{sech}(\lambda)^2$ ajustada. Os picos observados em 847,5nm, 849 nm, 851 nm e 858 nm são devidos a imperfeições do espectrômetro.

Figura IV-13 – Evolução temporal do pulso laser para várias energias de bombeamento para o espelho de saída com $R_{OC}=89,3\%$.

Figura IV-14 – Evolução temporal dos pulsos laser para 100 J de bombeamento e $R_{OC}=89,3\%$. A linha fina é a medida de um único pulso, e a linha grossa é a média de 1000 medidas. A largura temporal (FWHM) está indicada para a curva média. O eixo temporal começa em 900 μs devido ao atraso relativo entre os sinais de trigger e do detector.

As perdas do ressonador foram determinadas pelo método de Findlay-Clay^[156], descrito na página 40, aplicado aos dados das segunda e terceira colunas da Tabela IV-6. Os dados e a reta ajustada são mostrados na Figura IV-15, fornecendo perdas totais do ressonador por duplo passo p , com valor $p=(4,8\pm0,9)\%$. De posse das perdas, é possível calcular o ganho de limiar do ressonador, dado pela expressão (II-68), para cada espelho de saída. Os valores calculados para o ganho, g_{ℓ_C} , são apresentados na quinta coluna da Tabela IV-6, e o ganho por passagem, $\exp\{g_{\ell_C}\}$, na sexta coluna. Na Figura IV-16 é mostrado o ganho por passagem em função da energia de bombeamento, juntamente com um ajuste por função linear. Esta função nos permite extrapolar o ganho por passagem para 100 J de bombeamento, fornecendo o valor $(1,54\pm0,03)$.

Figura IV-15 – Análise de Findlay-Clay aplicada ao laser de Cr:LiSAF. A reta ajustada corta o eixo das ordenadas em -0,048, fornecendo as perdas do ressonador.

Figura IV-16 – Ganho por passo em função da energia de bombeamento de limiar e função linear ajustada.

O gráfico apresentado na Figura IV-17 mostra como a energia de pulso depende da taxa de repetição. Nota-se que a 60 J de bombeamento, a energia de pulso praticamente independe da taxa de repetição, flutuando cerca de 3% ao redor de seu valor médio. Em energias de bombeamento maiores, observa-se um decréscimo da energia de pulso com o aumento da taxa de repetição. Em 100 J e 30 Hz, esta queda de energia é de 8% de seu valor a 1 Hz. A máxima energia de pulso medida a 30 Hz é

(660,4±9,4) mJ, resultando em pulsos com potência de pico superior a 10 kW e potência média de 19,8 W. As máximas potência e taxa de repetição reportadas na literatura para um laser de bastão de Cr:LiSAF são de 4,5 W em 12 Hz^[140], além da fratura do bastão ter sido observada quando sob bombeamento a 18 Hz^[120]. O resultado aqui apresentado comprova a eficácia do esquema proposto para redução da carga térmica sobre o bastão de Cr:LiSAF dado que obtivemos mais de quatro vezes a maior potência e quase três vezes a maior taxa de repetição já reportadas, sem fratura no bastão.

Figura IV-17 – Dependência da energia de pulso do laser em função da taxa de repetição, para diferentes energias de bombeamento. A refletividade do espelho de saída é $R_{OC}=89,3\%$.

Para investigar se esta queda de energia em altas taxas de repetição é devida a um encurtamento do tempo de vida do nível superior da transição laser, decorrente de um aquecimento do bastão e conseqüente supressão térmica da emissão, as evoluções temporais do pulso das lâmpadas e da emissão espontânea do bastão foram medidas com detectores rápidos e um osciloscópio (Lecroy WaveRunner 6051) em modo de média, para várias taxas de repetição, na maior energia de bombeamento (100 J). Para estas medidas, a ação laser foi impedida pela retirada do espelho de fundo, e foram utilizados dois detectores rápidos. O primeiro destes detectores mediu apenas emissão das lâmpadas (com um anteparo bloqueando a emissão do bastão), e o segundo mediu a emissão espontânea na outra extremidade do bastão (não foi preciso um anteparo bloqueando a observação das lâmpadas porque o sinal de emissão espontânea é cerca de 20 vezes mais intenso). O gerador de atraso gerava dois sinais de disparo simultâneos para as fontes das lâmpadas, e um terceiro sinal de disparo para o osciloscópio. Uma função empírica foi ajustada à emissão das lâmpadas, e esta função foi usada como o termo de bombeamento, $I_b(t)$, para resolver numericamente a equação de taxa do sistema (II-63a) sem o termo de emissão estimulada:

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = N_0 \sigma_a I_b - \frac{N_2}{\tau} \quad (\text{IV-2})$$

onde N_0 e N_2 são as densidades de população de íons Cr^{3+} nos estados fundamental e excitado, respectivamente. Como a emissão espontânea é proporcional à população do estado excitado, $N_2(t)$, a solução numérica obtida fornece a dependência temporal da emissão do bastão, a menos de um fator de escala. O tempo de vida do estado excitado, τ , foi considerado um parâmetro livre, sendo ajustado para resultar na melhor sobreposição entre a emissão espontânea medida e a curva de $N_2(t)$ resultante da

integração numérica de (IV-2). Este procedimento foi utilizado para a maior energia de bombeamento, 100 J, e taxas de repetição variando de 1 Hz a 30 Hz. Para todas as taxas de repetição, a melhor concordância entre as emissões espontâneas experimental e numérica do Cr:LiSAF ocorre sempre para $\tau=64\text{ }\mu\text{s}$ embora a duração dos pulsos das lâmpadas aumente quase 5% neste intervalo de frequências. Na Figura IV-18, medidas experimentais da emissão das lâmpadas e da emissão espontânea do bastão são mostradas, juntamente com a função empírica ajustada à emissão das lâmpadas e a solução numérica de (IV-2) para as taxas de repetição de 4 Hz, 10 Hz, 20 Hz e 30 Hz. O critério para verificar a concordância entre os dados experimentais e a solução numérica foi a posição do pico de emissão espontânea. O decaimento da emissão espontânea não foi escolhido porque o tempo de descida da função ajustada à emissão das lâmpadas é maior que o dos dados experimentais, e como consequência a solução numérica da emissão espontânea também decresce mais vagarosamente. O fato de o mesmo tempo de vida ($64\text{ }\mu\text{s}$) resultar na melhor concordância para todas as taxas de repetição variando de 1 Hz a 30 Hz indica que não ocorre supressão da luminescência devido a aumento de carga térmica no cristal à medida que a taxa de repetição cresce. A queda de energia mostrada na Figura IV-17 deve-se (provavelmente) a pequenas mudanças no comportamento e na eficiência das lâmpadas e das fontes à medida que a taxa de repetição cresce, o que é indicado pelo aumento da duração dos pulsos das lâmpadas. Este comportamento pode ser visto com mais clareza na Figura IV-19, onde são mostradas as emissões medidas para as lâmpadas em quatro diferentes taxas de repetição, e suas áreas (energias) obtidas por integração numérica. Na Tabela IV-7 estão mostradas, para todas as taxas de repetição utilizadas, as áreas medidas das emissões das lâmpadas, juntamente com suas durações (FWHM) obtidas das funções empíricas ajustadas. A última coluna desta tabela mostra a área sob a curva normalizada pela área sob a curva em 2 Hz. Estes dados mostram que, além de a energia emitida pelas lâmpadas diminuir com o aumento da taxa de repetição, há um alargamento temporal da emissão. Estes variações contribuem para que, no intervalo medido (2 Hz a 30 Hz), a intensidade das lâmpadas diminua em aproximadamente 10%. Como é a *intensidade* de bombeamento que promove população ao estado excitado, espera-se que a eficiência do laser seja reduzida por aproximadamente este valor para 30 Hz de taxa de repetição, como observado na Figura IV-17 sob bombeamento por 100 J. Com base neste resultado, afirmamos que a diminuição da energia de pulso do laser com o aumento da taxa de repetição não resulta de aumento da carga térmica no bastão, e sim da queda do desempenho do conjunto de lâmpadas e fontes de tensão.

Embora o valor absoluto obtido para o tempo de vida do Cr:LiSAF difira do valor aceito^[119] de $(67\pm5)\text{ }\mu\text{s}$, ele está dentro da incerteza deste. Todavia, esse valor concorda com aquele medido^[124] a 77 K que se prevê ser o mesmo que à temperatura ambiente.

Figura IV-18 – Medidas experimentais da emissão das lâmpadas a 100 J de bombeamento (quadrados abertos) e da emissão espontânea do Cr:LiSAF (círculos abertos), com a função empírica ajustada à emissão das lâmpadas (linha azul) e a solução numérica para a equação de taxa do Cr:LiSAF com $\tau=64\mu\text{s}$ (linha vermelha), todas normalizadas para (amplitude de pico)=1. Nas curvas para a) 4 Hz, b) 10 Hz, c) 20 Hz e d) 30 Hz a duração temporal dos pulsos das lâmpadas é indicada. O eixo temporal inicia em 850 μs devido ao atraso relativo entre os sinais de disparo e dos detectores.

Figura IV-19 – Medidas experimentais dos pulsos das lâmpadas a 100 J de bombeamento, para taxas de repetição variando de 2 Hz a 30 Hz.

Taxa de repetição (Hz)	τ_i (μ s)	Área (10^{-6} V.s)	Área normalizada
2	66,85	1,283	1,000
4	66,74	1,261	0,983
6	67,07	1,260	0,982
8	67,52	1,259	0,981
10	68,05	1,264	0,985
12	68,21	1,252	0,976
14	68,54	1,255	0,978
16	68,68	1,246	0,971
18	68,95	1,260	0,982
20	69,30	1,257	0,980
22	69,51	1,260	0,982
24	69,82	1,248	0,973
26	70,10	1,239	0,966
28	70,42	1,242	0,968
30	70,74	1,233	0,961

Tabela IV-7 – Duração dos pulsos das lâmpadas e energias totais (integração das curvas mostradas na Figura IV-19) para várias taxas de repetição. Na última coluna a energia da emissão está normalizada pela energia da emissão a 2 Hz.

Figura IV-20 - Duração dos pulsos das lâmpadas e área sob a curva.

Operação sem filtros intracavidade

O ganho por passagem igual a $(1,54 \pm 0,03)$ extrapolado para 100 J a partir dos dados mostrados na Figura IV-16 é adequado para um amplificador regenerativo, porém é pequeno para um amplificador multipasso, como aquele que é objetivo deste trabalho. Neste tipo de amplificador, ganhos por passagem acima de 3 são esperados. Para aumentar o ganho do cristal sob bombeamento optamos por substituir os filtros intracavidade por lâminas de vidro. O vidro comum possui um corte para comprimentos de onda inferiores a ~ 300 nm, bloqueando a região ultravioleta do espectro. Na Figura IV-21 é mostrado o espectro de transmissão das lâminas de vidro utilizadas, cortadas e polidas pela *Oficina de Óptica do Instituto de Física da USP de São Carlos*.

Figura IV-21 - Espectro de transmissão das lâminas de vidro utilizadas como filtros intracavidade. A região sombreada é o espectro de absorção do Cr:LiSAF para a polarização paralela ao eixo c (comparar com Figura III-11, página 61).

Com estas lâminas substituindo os filtros, as bandas de 650 nm e 450 nm são bombeadas, juntamente com a asa de menor energia da banda de 290 nm. Com isto espera-se que ocorra um aumento do ganho, ao custo do aumento da carga térmica sobre o bastão e da diminuição da taxa de repetição do bombeamento.

Para esta configuração, na Figura IV-22 estão mostradas as energias de saída medidas em função da energia elétrica de bombeamento para os mesmos espelhos de saída da Figura IV-10 (exceto para o espelho com $R_{oc}=95,9\%$ que foi danificado). A máxima energia de pulso medida foi $(2,80 \pm 0,01)$ J sob 100 J de bombeamento, para o espelho com $R_{oc}=74,7\%$, e a máxima eficiência medida foi 2,81% sob 88 J de bombeamento para o espelho com $R_{oc}=82,4\%$. A maior potência média obtida foi 18 W em 8 Hz de taxa de repetição para o espelho de $R_{oc}=74,7\%$, sob 100 J de bombeamento. Seguindo os mesmos procedimentos já apresentados, na Tabela IV-8 são mostrados, para cada espelho de saída, os valores obtidos para energias de limiar de ação laser ($\mathcal{E}_l$, terceira coluna), a inclinação da reta ($\partial \mathcal{E}_p / \partial \mathcal{E}_b$, quarta coluna) obtidas pelos ajustes, ganho de limiar (quinta coluna) e ganho por passagem (sexta coluna). Os ganhos foram obtidos pela utilização da expressão (II-68) após a determinação das perdas, iguais a $(16,4 \pm 2,9)\%$, por uma análise de Findlay-Clay, mostrada na Figura IV-23. Na Figura IV-24 o ganho por passagem medido em função da energia de bombeamento é mostrado, juntamente com o ajuste por uma função linear. A extrapolação desta função para 100 J de energia de bombeamento fornece um ganho por passagem igual a $(3,04 \pm 0,17)$, adequado a um amplificador multipasso.

Figura IV-22 – Energia de pulso em função da energia elétrica de bombeamento do laser de Cr:LiSAF com as lâminas de vidro substituindo os filtros intracavidade, para várias refletividades do espelho de saída.

$R_{OC} (\%)$	$-\ln(R_{OC})$	$\mathcal{E}_t (J)$	$\partial \mathcal{E}_p / \partial \mathcal{E}_b$	$g \ell_C$	$\exp\{g \ell_C\}$
$89,3 \pm 0,4$	$0,042 \pm 0,010$	$7,84 \pm 0,34$	$2,79 \pm 0,02$	$0,138 \pm 0,088$	$1,15 \pm 0,10$
$84,9 \pm 0,6$	$0,113 \pm 0,004$	$9,96 \pm 0,28$	$3,10 \pm 0,02$	$0,164 \pm 0,088$	$1,18 \pm 0,10$
$82,4 \pm 0,5$	$0,164 \pm 0,007$	$11,36 \pm 0,26$	$3,26 \pm 0,02$	$0,178 \pm 0,088$	$1,20 \pm 0,11$
$74,7 \pm 0,6$	$0,193 \pm 0,006$	$13,86 \pm 0,22$	$3,33 \pm 0,02$	$0,228 \pm 0,088$	$1,26 \pm 0,11$
$71,5 \pm 0,5$	$0,292 \pm 0,008$	$15,46 \pm 0,24$	$3,34 \pm 0,02$	$0,250 \pm 0,088$	$1,28 \pm 0,11$
$68,6 \pm 0,5$	$0,335 \pm 0,007$	$17,20 \pm 0,22$	$3,39 \pm 0,02$	$0,270 \pm 0,088$	$1,31 \pm 0,12$
$55,2 \pm 0,5$	$0,377 \pm 0,007$	$21,92 \pm 0,38$	$3,23 \pm 0,02$	$0,379 \pm 0,089$	$1,46 \pm 0,13$

Tabela IV-8 – Valores obtidos a partir dos ajustes de função mostrados na Figura IV-22, para cada espelho de saída.

Figura IV-23 – Análise de Findlay-Clay para o laser com as lâminas de vidro substituindo os filtros intracavidade.

Figura IV-24 – Ganho por passagem em função da energia de bombeamento e função linear ajustada.

Na Figura IV-25a a dependência da energia de pulso com a taxa de repetição é mostrada, para várias energias de bombeamento, de 1 Hz a 10 Hz. Na maior taxa de repetição (8 Hz) obtivemos uma máxima potência média igual a 16 W (2 J por pulso). A maior potência média obtida foi 16,8 W, sob 80 J de bombeamento a 10 Hz. Na Figura IV-25b as energias de pulso são normalizadas pela energia de pulso em 1 Hz, para cada energia de bombeamento. Nestes gráficos nota-se que, para energias de bombeamento até 40 J a energia de pulso é constante com a taxa de repetição. Para energias de bombeamento maiores, ocorre uma diminuição da energia de pulso com o aumento da taxa de repetição. Na maior energia de bombeamento (100 J), a queda de energia em 8 Hz é de quase 20% do valor em 1 Hz. Para verificar se esta atenuação deve-se à supressão da luminescência causada pelo aumento da carga térmica em maiores taxas de repetição, utilizamos o método já descrito e medimos, simultaneamente e para várias energias e taxas de repetição, a emissão das lâmpadas e a emissão espontânea do bastão de Cr:LiSAF. À emissão das lâmpadas foi ajustada uma função empírica, que serviu como o termo de bombeamento $I_b(t)$ na equação (IV-2), que foi resolvida numericamente com o tempo de vida da transição laser deixado como parâmetro ajustável. Os resultados estão mostrados na Figura IV-26. Nestes gráficos vê-se que, para uma energia de bombeamento fixa, o aumento da taxa de repetição não muda substancialmente o tempo de vida da transição laser, apesar de este depender fortemente da energia de bombeamento. Esta dependência fica evidente na Figura IV-27, onde o tempo de vida ajustado é mostrado em função da energia de bombeamento, para três taxas de repetição (1 Hz, 4 Hz e 8 Hz). Isto demonstra que a queda de energia observada com o aumento da taxa de repetição não deve-se à supressão térmica da luminescência do Cr:LiSAF, e provavelmente origina-se na queda de eficiência das lâmpadas e fontes de bombeamento mostrada na Figura IV-20 associada a um efeito de lente térmica, que foi fracamente observado. A medida do decréscimo do tempo de vida com o aumento da energia de bombeamento é certamente resultado de um aquecimento local devido ao deslocamento Stokes, que é instantâneo (dezenas de picossegundos) e ocorre ao redor dos centros de absorção (íons de Cr^{3+}). Nas taxas de repetição utilizadas, este calor é removido pelo sistema de refrigeração, minimizando seu acúmulo entre pulsos, restando calor suficiente para criar um pequeno efeito de lente térmica, porém não para suprimir a luminescência. Adicionalmente, nos gráficos c e d da Figura IV-26, que mostram a emissão espontânea para a maior energia de bombeamento disponível, vê-se que, para a emissão espontânea, apesar de haver uma boa concordância na posição do pico de emissão entre os dados experimentais e a solução numérica, há uma pequena discrepância na subida e na descida

da emissão. Esta discrepância pode ser entendida observando a Figura II-25. Na subida da emissão, os processos ① da Figura II-25 ocorrem instantaneamente, aquecendo localmente os íons de Cr^{3+} , diminuindo seu tempo de vida, o que é observado na menor emissão espontânea medida em relação à solução numérica. Durante a queda da emissão estimulada, os processos ② dominam, novamente diminuindo o tempo de vida, o que também é observado nos gráficos. Daí conclui-se que, para altas energias de bombeamento, o tempo de vida do nível superior da transição laser é dinâmico, variando durante a emissão estimulada de acordo com o calor gerado por esta por deslocamento Stokes.

Figura IV-25 – Dependência da energia de pulso com a taxa de repetição do bombeamento, para diferentes energias de bombeamento, com lâminas de vidro substituindo os filtros intracavidade, para $R_{OC}=89,3\%$. a) energias de pulso medidas; b) energias de pulso normalizadas pela energia de pulso a 1 Hz.

Figura IV-26 - Medidas experimentais da emissão das lâmpadas de bombeamento (quadrados abertos) e da emissão espontânea do Cr:LiSAF (círculos abertos), com a função empírica ajustada à emissão das lâmpadas e a solução numérica para a equação de taxa do Cr:LiSAF com o tempo de vida que resultou no melhor ajuste indicado. a) 20 J de bombeamento e 1 Hz de taxa de repetição; b) 20 J e 8 Hz; c) 100 J e 1 Hz; d) 100 J e 8 Hz. O eixo temporal inicia em 850 μs devido ao atraso relativo entre os sinais de disparo e dos detectores.

Figura IV-27 – Tempo de vida do nível superior da transição laser que resulta no melhor ajuste entre a emissão espontânea medida e a solução numérica da equação de taxa, em função da energia de bombeamento, para três taxas de repetição.

IV.3. AMPLIFICADOR DE CR:LISAF

Para utilizar a cavidade bombeadora como amplificador foi necessário sincronizá-la ao resto do sistema CPA. Esta sincronia foi feita para a cavidade operando com os filtros intracavidade, e na configuração com os filtros substituídos por lâminas de vidro. Os resultados obtidos são apresentados a seguir.

IV.3.1. SÍNCRONIA DO SISTEMA

A descrição e os resultados apresentados nesta seção referem-se à Figura III-32, página 76.

Os atrasos δ_1 e δ_2 que controlam o instante de abertura da janela de transmissão da primeira célula de Pockels e sua duração, respectivamente, vêm ajustados de fábrica com valores $\delta_1 \cong 3065 \text{ ns}^*$ e $\delta_2 \cong 15 \text{ ns}$. Se o oscilador principal ou a injeção do pulso no *Odin* são realinhados, estes atrasos devem ser ajustados, dentro de poucos nanossegundos, para garantir a passagem de apenas um pulso pela célula de Pockels. Este pulso deve atravessar o meio de ganho no pico de inversão de população, resultando na maior amplificação possível. A transmissão deste pulso único é monitorada por meio de um detector rápido (Newport 818-BB-21A, $<1 \text{ ns}$), e a otimização da energia extraída é feita por um detector de energia de pulsos (Ophir PE50-SH).

O gerador de atraso utilizado apresenta um erro relativo (*jitter*) entre os sinais de duas saídas que depende do atraso relativo entre estas saídas. Esta dependência está mostrada no gráfico da Figura IV-28, obtido do manual do equipamento. Ao diminuir a taxa de repetição para $f = (1000/m) \text{ Hz}$, tipicamente de dezenas de Hertz ou até pulso único, o gerador de atrasos passa a produzir atrasos de até centenas de milissegundos, ocasionando flutuações (*jitter*) nos sinais de disparo que podem chegar a dezenas de microssegundos. Uma vez que os atrasos eletrônicos superam os poucos nanossegundos que um pulso tarda para ir da 1ª até a 2ª célula de Pockels, inicialmente introduzimos um atraso δ_A superior a 1 ms para abertura desta segunda célula, o que resultou em um *jitter*

*Durante o atraso δ_1 um pulso de luz percorre aproximadamente 1 km, de modo que o pulso que origina o sinal de disparo do laser de bombeamento não é o mesmo pulso que é amplificado.

da ordem de centenas de nanossegundos para a janela da célula de Pockels (Figura IV-29) e da ordem de 50 μ s para as lâmpadas bombeadoras do Cr:LiSAF (Figura IV-30). Posteriormente determinamos experimentalmente que um atraso $\delta_A \cong 3 \mu$ s para a abertura da janela de transmissão da 2ª célula de Pockels é suficiente para transmitir o segundo pulso proveniente da primeira célula de Pockels, indicando que toda a eletrônica envolvida entre a abertura da 1ª e da 2ª células de Pockels introduz um atraso de poucos microssegundos, bastante inferior a 1 ms. Este novo valor de δ_A reduziu o *jitter* da abertura de segunda célula de Pockels para valores inferiores a 1 ns (Figura IV-28). Utilizamos $\delta_B = 40$ ns para a duração desta janela. O ajuste destes atrasos é feito monitorando a transmissão do pulso por meio de um detector rápido. Foi verificado que, se o valor de δ_B for inferior a 40 ns, eventualmente um pulso amplificado não atravessa a 2ª célula de Pockels, evidenciando a existência de um *jitter* da ordem de uma ou duas dezenas de nanossegundos. Referindo-nos à Figura IV-28, vemos que este *jitter* não é causado pelo gerador de atraso, sendo provavelmente originado no controlador da 1ª célula de Pockels.

Figura IV-28 – Erro relativo entre saídas (*jitter*) do gerador de atraso DG535 em função do atraso relativo entre as saídas.

Figura IV-29 – Traços do osciloscópio para o pulso laser (rosa) e sinal de abertura para a segunda célula de Pockels (amarelo) para duas taxas de repetição: a) 500 Hz – o *jitter* da célula de Pockels é de ~ 250 ns; b) 10 Hz – *jitter* ~ 400 ns.

Figura IV-30 – Traço do osciloscópio para a emissão das lâmpadas bombeadoras do cristal de Cr:LiSAF; a linha vertical em $-80 \mu\text{s}$ é o pulso curto sendo amplificado, utilizado como sinal de *trigger* pelo osciloscópio. Observa-se um jitter de $\sim 50 \mu\text{s}$ na emissão das lâmpadas, o que faz com que a energia do pulso amplificado sofra grandes flutuações.

Como já descrito na seção IV.2.1, foi constatado que as fontes das lâmpadas apresentam atrasos internos (elétricos e eletrônicos) iguais, e portanto fazendo $\delta_D = \delta_C$ as lâmpadas disparam simultaneamente e suas emissões são máximas no mesmo instante de tempo (dentro de poucos microssegundos). O valor de δ_C determina a taxa de repetição da segunda célula de Pockels e do amplificador de Cr:LiSAF, sendo esta dada por $f = 1000 / (\text{Int}(\delta_C) + 2)$ Hz, sendo $\text{int}(\delta_C)$ o valor inteiro de δ_C em milissegundos. Esta configuração diminuiu o *jitter* das lâmpadas para no máximo $\sim 10 \mu\text{s}$ em operação a 1 Hz, como mostrado na Figura IV-31, aumentando a estabilidade da energia do pulso amplificado.

Figura IV-31 - Traço do osciloscópio para a emissão das lâmpadas bombeadoras do cristal de Cr:LiSAF; a linha vertical em $-10 \mu\text{s}$ é o pulso curto sendo amplificado, utilizado como sinal de *trigger* pelo osciloscópio. Observa-se um jitter de inferior a $10 \mu\text{s}$ na emissão das lâmpadas.

IV.3.2. AMPLIFICAÇÃO COM OS FILTROS INTRACAVIDADE

Perdas do Amplificador de Cr:LiSAF

Para determinar a amplificação do bastão de Cr:LiSAF em uma passagem foi utilizado o arranjo esquematizado na Figura IV-32.

Figura IV-32 – Vista superior do arranjo utilizado para a determinação da amplificação em uma passagem. As lentes configuram um telescópio com magnificação $1/2,67$.

Para a montagem do telescópio foram utilizadas uma lente convergente com distância focal de 40 cm outra lente divergente com distância focal -15 cm, ambas com filmes antirrefletores em suas duas faces. As lentes, separadas por 25 cm, resultam numa magnificação de $1/2,67$. Medindo a energia de pulso antes e depois do telescópio, determinamos que sua transmissão é de $(96,2 \pm 1,6)\%$. Similarmente foram determinadas a refletividade média dos espelhos de ouro, sendo igual a $(98,4 \pm 1,4)\%$, e a transmissão do bastão, sendo esta de $(93,1 \pm 0,1)\%$. Adicionalmente determinamos as perdas do compressor de altas energias, sendo estas de $(45 \pm 1)\%$.

Amplificação para 1 passagem pelo meio de ganho

O amplificador é constituído pela cavidade bombeadora contendo os filtros e espelhos. As primeiras medidas de amplificação foram efetuadas com apenas uma passagem pelo meio de ganho, utilizando o arranjo esquematizado na Figura IV-32. Para determinar a amplificação líquida do bastão de Cr:LiSAF o medidor de energia de pulsos foi posicionado após o bastão, atrás de uma íris para bloquear a energia proveniente das lâmpadas de bombeamento, e a energia de pulso foi medida sem e com bombeamento sobre o bastão. Os resultados para as energias medidas representam a média de vários pulsos, geralmente mais de 50.

As primeiras medidas foram feitas a 2 Hz, utilizando somente uma lâmpada para bombeamento, e em seguida com as duas lâmpadas simultaneamente. Os resultados estão apresentados na Tabela IV-9. É importante ressaltar que a amplificação medida para 100 J de bombeamento (50 J por lâmpada), igual a $(1,56 \pm 0,05)$ e o ganho de limiar do laser extrapolado para este bombeamento, com valor $(1,54 \pm 0,03)$ (página 87 e Figura IV-16) apresentam uma excelente concordância.

$\mathcal{E}_b/\text{lâmpada}$ (J)	Lâmpada 1		Lâmpada 2		Duas lâmpadas	
	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	$\mathcal{A}$	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	$\mathcal{A}$	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	$\mathcal{A}$
0	616 $\pm$ 12	-	616 $\pm$ 12	-	616 $\pm$ 12	-
10	650 $\pm$ 14	1,055 $\pm$ 0,031	651 $\pm$ 11	1,057 $\pm$ 0,027	668 $\pm$ 12	1,084 $\pm$ 0,029
20	694 $\pm$ 12	1,127 $\pm$ 0,029	693 $\pm$ 11	1,125 $\pm$ 0,028	742 $\pm$ 15	1,205 $\pm$ 0,034
30	728 $\pm$ 14	1,182 $\pm$ 0,032	726 $\pm$ 13	1,179 $\pm$ 0,031	813 $\pm$ 16	1,320 $\pm$ 0,037
40	768 $\pm$ 14	1,247 $\pm$ 0,033	765 $\pm$ 12	1,242 $\pm$ 0,031	875 $\pm$ 21	1,421 $\pm$ 0,044
50	794 $\pm$ 13	1,292 $\pm$ 0,033	793 $\pm$ 13	1,287 $\pm$ 0,033	958 $\pm$ 22	1,555 $\pm$ 0,047

Tabela IV-9 – Energias de bombeamento por lâmpada e amplificação do pulso pelo bastão de Cr:LiSAF. Na primeira coluna estão as energias de bombeamento por lâmpada; na segunda e terceira colunas estão, para apenas uma lâmpada bombeando o bastão, as energias dos pulsos que o atravessaram e a amplificação do pulso, respectivamente. A amplificação em uma determinada energia de bombeamento é a razão entre as energias de pulsos transmitidas pelo meio de ganho, com e sem bombeamento. Os resultados acima estão mostrados na Figura IV-33.

No gráfico da Figura IV-33 estão plotados os valores de amplificação mostrados na Tabela IV-9, juntamente com funções lineares ajustadas. As derivadas destas funções também são mostradas. Vê-se que, sob bombeamento por uma ou duas lâmpadas a amplificação é linear, indicando um regime de baixo ganho. O ganho g é proporcional à população invertida que, por sua vez é proporcional à energia de bombeamento, como constatado na Figura IV-16 e na Figura IV-24. Uma vez que a amplificação (ganho por passo) é dada por $\exp\{g\}$, essa deveria crescer exponencialmente com a energia de bombeamento. A linearização decorre de o ganho g ser pequeno, valendo a aproximação $\exp\{g\} \cong 1+g$. Entretanto, a linearização da amplificação por duas lâmpadas prevê uma amplificação inferior a 1 sem bombeamento, o que é incorreto. O ajuste de uma exponencial (linha grossa no gráfico) aos dados da amplificação por duas lâmpadas esclarece o motivo desta discrepância: a função linear é uma média da exponencial, e a ausência de dados experimentais próximos a zero invalida esta aproximação nesta região.

A não ocorrência de saturação da amplificação confirma que a variação da população invertida devido à emissão estimulada é desprezível perante toda a população invertida. Também se percebe que a variação (derivada) da amplificação com a energia de bombeamento para duas lâmpadas é o dobro da variação para cada uma das lâmpadas, o que também é esperado num regime de baixo ganho.

Figura IV-33 – Amplificação de pulsos de 20 ps pelo bastão de Cr:LiSAF sob bombeamento por cada uma das lâmpadas independentemente, e pelas duas lâmpadas conjuntamente, em 2 Hz. As linhas finas são as funções lineares e a linha tracejada é a exponencial ajustada às duas lâmpadas.

Também foram efetuadas medidas para a amplificação em 1 passagem para uma taxa de repetição de 10 Hz, e os resultados estão apresentados na Tabela IV-10 e na Figura IV-34.

$\mathcal{E}_b/\text{lâmpada (J)}$	$\mathcal{E}_p (\mu\text{J})$	$\mathcal{A}$
0	690 ± 8	-
15	790 ± 15	$1,145 \pm 0,025$
20	828 ± 5	$1,200 \pm 0,016$
25	861 ± 5	$1,248 \pm 0,016$
30	908 ± 8	$1,316 \pm 0,019$
35	942 ± 5	$1,365 \pm 0,017$
40	980 ± 11	$1,420 \pm 0,023$
45	1009 ± 9	$1,462 \pm 0,021$
50	1043 ± 11	$1,512 \pm 0,023$

Tabela IV-10 – Amplificação do bastão de Cr:LiSAF em 10 Hz.

Figura IV-34 – Amplificação de pulsos no bastão de Cr:LiSAF para taxa de repetição de 10 Hz.

A queda observada na amplificação e na sua derivada com a energia de bombeamento quando comparando os resultados de 10 Hz com os de 2 Hz deve-se provavelmente à queda de eficiência do bombeamento já mostrada na Figura IV-19 e na Tabela IV-7 (página 90).

Também foi verificada a dependência da amplificação em função do comprimento de onda no intervalo 815 nm-840 nm, uma vez que vários trabalhos estabelecem o pico de ganho do Cr:LiSAF no intervalo 830 nm-850 nm. Para isto, o oscilador principal foi sintonizado em vários comprimentos de onda, e o procedimento já descrito foi repetido em cada um destes comprimentos de onda. Foi ajustada uma função linear do tipo $a \cdot x + 1$ a cada conjunto de dados de amplificação em função da energia de bombeamento, e o parâmetro a destes ajustes é apresentado na Figura IV-35 em função do comprimento de onda. Nesta figura pode-se ver que, dentro a incerteza, não há dependência da amplificação com o comprimento de onda do pulso no intervalo medido. Em função deste resultado, decidimos manter o comprimento de onda fixo em 830 nm para o restante das medidas.

Figura IV-35 – Variação da amplificação do pulso com a energia de bombeamento em função do comprimento de onda do pulso.

Amplificação para 2 passagens pelo meio de ganho

Para a medida da amplificação para duas passagens pelo meio de ganho o arranjo experimental foi modificado conforme mostrado na Figura IV-36. Os resultados obtidos para 10 Hz de taxa de repetição estão mostrados na Figura IV-37 e na Tabela IV-11.

Figura IV-36 - Vista superior do arranjo utilizado para a determinação da amplificação em duas passagens.

Figura IV-37 – Amplificação de pulsos em passagem dupla pelo bastão de Cr:LiSAF em 10 Hz de taxa de repetição. Os dados da amplificação em uma passagem são mostrados para comparação.

$\mathcal{E}_b/\text{lâmpada (J)}$	$\mathcal{E}_p (\mu\text{J})$	$\mathcal{A}$	$(\mathcal{A}_{1\text{passo}})^2$
0	547 ± 6	-	-
20	715 ± 3	$1,307 \pm 0,015$	1,44
25	773 ± 4	$1,413 \pm 0,017$	1,56
30	833 ± 8	$1,523 \pm 0,022$	1,73
35	884 ± 11	$1,616 \pm 0,027$	1,86
40	928 ± 16	$1,697 \pm 0,035$	2,02
45	986 ± 15	$1,803 \pm 0,034$	2,14
50	1058 ± 16	$1,934 \pm 0,036$	2,29

Tabela IV-11 – Amplificação do bastão de Cr:LiSAF para duas passagens em 10 Hz. Na última coluna da tabela é mostrado o quadrado da amplificação para uma passagem pelo meio de ganho (resultados da Tabela IV-10).

Como esperado, a amplificação em duas passagens é superior à amplificação em passagem única. No entanto, a amplificação de n passagens deveria ser a amplificação de uma passagem elevada à n -ésima potência, o que não ocorre nos resultados mostrados. No caso presente a amplificação deveria crescer quadraticamente com a energia de bombeamento, o que se pode verificar que não acontece ao comparar as duas últimas colunas da Tabela IV-11.

Com o intuito de verificar se esta linearização é decorrente de alguma absorção não-linear, foi realizado um experimento de Z-Scan^[185] sem íris, indicado para determinação de absorções não-lineares. Este experimento consiste em mover uma amostra ao longo de um feixe gaussiano focalizado, passando por sua cintura. A energia de pulso é medida após a amostra, e se houver alguma absorção não-linear (ou saturação da absorção) a energia de pulso em função da posição da amostra apresenta um vale (ou um pico) na posição da cintura do feixe. Na Figura IV-38 é mostrado um esquema deste experimento.

Figura IV-38 – Arranjo de Z-Scan para determinação da absorção não-linear de uma amostra. A amostra é excursionada através da cintura do feixe e se houver absorção não-linear a energia medida pelo detector dependerá da posição da amostra, de forma simétrica ao redor da origem.

Experimentalmente utilizamos o feixe com pulsos de 20 ps a 1 kHz focalizado por uma lente de 20 cm de distância focal, e excursionamos uma amostra de Cr:LiSAF com 1mol% de dopagem de Cr e 2 mm de espessura por 60 mm, passando através da cintura do feixe. Foi realizada uma medida com a amostra sendo movida de $-\xi$ para $+\xi$ e outra no sentido inverso, com o feixe incidindo em diferentes posições na superfície da amostra. Os resultados para a energia de pulso em função da posição da amostra estão apresentados na Figura IV-39. Neste gráfico vê-se que, quando a amostra é deslocada da porção negativa do eixo em direção à cintura (localizada em $\xi=0$), não há evidência de absorção não-linear até o sinal cair abruptamente para zero no instante em que a amostra é danificada pelos pulsos, e passa a espalhar o feixe, que não é mais detectado. Prosseguindo seu movimento longitudinal, quando a amostra chega em $\xi \approx 2$ mm, o sinal começa a crescer, pois o diâmetro do feixe cresce com a posição e o espalhamento diminui, até se tornar desprezível e a transmissão recuperar seu valor original. Os resultados obtidos

quando a amostra é movimentada de $+z$ para $-z$ confirmam a ausência de absorção não-linear.

Em consequência do resultado negativo para a absorção não linear, devemos atribuir a linearização da amplificação em duas passagens novamente ao regime de baixo ganho, no qual $(\exp\{g\})^2 = \exp\{2g\} \cong 1 + 2g$.

Figura IV-39 – Resultados da varredura de Z-Scan para amostra de Cr:LiSAF. A linha preta representa a varredura efetuada de $-z$ para $+z$ e a linha cinza no sentido contrário.

IV.3.3. RESULTADOS PARA CAVIDADE SEM FILTROS

Uma vez que o ganho máximo obtido com os filtros intracavidade, ligeiramente superior a 1,5, não é adequado para amplificadores multipasso, substituímos os filtros por lâminas de vidro. Como já explicado, esta substituição permite que a banda de 450 nm seja bombeada, aumentando o ganho por passagem. A seguir é apresentada a caracterização da cavidade bombeadora neste modo de operação.

Amplificação para 1 passagem pelo meio de ganho

O procedimento utilizado aqui foi o mesmo que para a configuração com filtros intracavidade, esquematizado na Figura IV-32. Os resultados para a amplificação em uma passagem pelo meio de ganho, a 2 Hz, estão apresentados na Tabela IV-12 e na Figura IV-40.

$\mathcal{E}_b$ (J)	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	$\mathcal{A}$
0	455 ± 8	$1,00 \pm 0,02$
20	582 ± 9	$1,28 \pm 0,03$
40	792 ± 10	$1,74 \pm 0,04$
60	1045 ± 15	$2,30 \pm 0,05$
80	1326 ± 23	$2,91 \pm 0,07$
100	1644 ± 27	$3,61 \pm 0,09$

Tabela IV-12 – Energia de bombeamento total e amplificação do pulso em uma passagem pelo bastão de Cr:LiSAF. Resultados para lâminas de vidro substituindo os filtros intracavidade.

Figura IV-40 – Amplificação dos pulsos em uma passagem pelo meio de ganho. Os dados estão ajustados por uma função do tipo exponencial.

Nesta configuração, diferentemente daquela com os filtros intracavidade, a amplificação em função da energia de bombeamento apresenta um comportamento claramente exponencial. A amplificação de $(3,61 \pm 0,09)$ obtida sob 100 J de bombeamento, apresenta uma boa concordância (dentro de 20%) com o ganho de limiar extrapolado para o mesmo bombeamento, igual a $(3,04 \pm 0,17)$, obtido na página 92. A discrepância entre estes valores deve-se provavelmente a extrapolação para 100 J a partir de um conjunto de dados que vai apenas até 22 J, o que aumenta a incerteza.

Amplificação para 2 passagens pelo meio de ganho

Para a obtenção dos dados foi utilizado o mesmo procedimento relatado para os filtros intracavidade, esquematizado na Figura IV-36. Os resultados para a amplificação em duas passagens pelo meio de ganho, a 2 Hz estão apresentados na Tabela IV-13 e na Figura IV-41.

$\mathcal{E}_b$ (J)	$\mathcal{E}_p$ (μ J)	$\mathcal{A}$	$(\mathcal{A}_{1passo})^2$
0	673 ± 8	$1,00 \pm 0,02$	1
20	1088 ± 13	$1,62 \pm 0,03$	1,64
30	1514 ± 14	$2,25 \pm 0,03$	-
40	2040 ± 23	$3,03 \pm 0,05$	3,03
50	2670 ± 26	$3,97 \pm 0,06$	-
60	3430 ± 35	$5,10 \pm 0,08$	5,27
70	4450 ± 46	$6,61 \pm 0,10$	-
80	5950 ± 85	$8,84 \pm 0,16$	8,49
90	8220 ± 150	$12,21 \pm 0,27$	-
100	8990 ± 430	$13,36 \pm 0,66$	13,05

Tabela IV-13 – Amplificação do bastão de Cr:LiSAF para duas passagens em 2 Hz. Na última coluna da tabela é mostrado o quadrado da amplificação para uma passagem pelo meio de ganho (resultados da Tabela IV-12)

Figura IV-41 - Amplificação de pulsos em passagem dupla pelo bastão de Cr:LiSAF em 2 Hz de taxa de repetição. Os quadrados dos dados da amplificação em uma passagem são mostrados para comparação.

Também foi medida a dependência da amplificação com a taxa de repetição, na maior energia de bombeamento (50 J/lâmpada). Os resultados são mostrados na Tabela IV-14 e na Figura IV-42, e neles constatamos uma queda de 10% da amplificação (ganho). Os resultados mostrados na Tabela IV-7 indicam que esta queda deveria ser de apenas 3% ou 4%, levando-nos à conclusão que deve haver algum acúmulo de calor residual que diminui a eficiência de armazenamento de energia no bastão.

f (Hz)	$\mathcal{A}/\mathcal{A}(1\text{Hz})$
1	$1,000 \pm 0,023$
2	$0,990 \pm 0,026$
2,5	$0,987 \pm 0,027$
3,34	$0,985 \pm 0,027$
5	$1,006 \pm 0,025$
6	$0,982 \pm 0,025$
7,05	$0,956 \pm 0,025$
8,01	$0,982 \pm 0,025$
9,02	$0,929 \pm 0,026$
10,01	$0,913 \pm 0,027$

Tabela IV-14 – Amplificação em função da taxa de repetição, a 100 J de bombeamento. Os valores estão normalizados pela amplificação em 1 Hz.

Figura IV-42 – Dependência da amplificação (normalizada pela amplificação em 1 Hz) em duas passagens com a taxa de repetição

Amplificação para 4 passagens – configuração final do amplificador

Para caracterização da amplificação em 4 passagens, foi utilizada a geometria discutida na seção III.4.1 e delineada na Figura III-27. Após a amplificação em quatro passagens pelo meio de ganho, os pulsos foram injetados no compressor de pulsos de altas energia, e da sua saída seguiam para um autocorrelador de pulso único, ou para um medidor de energia, como esquematizado na Figura IV-43. Os resultados para 5 Hz de taxa de repetição são mostrados na Tabela IV-15 e na Figura IV-46.

Figura IV-43 – Vista superior do arranjo para medida da amplificação em 4 passagens. A numeração dos espelhos é a mesma da Figura III-27 e da Figura III-29. Os pulsos provenientes do Odin são injetados no bastão de Cr:LiSAF por meio dos espelhos de ouro M_0 e M_1 ; o espelho M_2 reflete-os para o bastão, fazendo com que passem acima do espelho M_1 , atingindo o espelho M_3 ; este dirige-os verticalmente para o espelho M_4 que os envia novamente para o bastão e o espelho M_2 ; esta segunda reflexão proveniente de M_2 atravessa o bastão, passa entre os espelhos M_3 e M_4 (separados verticalmente por ~ 3 mm) e é dirigida ao compressor de pulsos pelos espelhos M_5 e M_6 . Os pulsos emergentes do compressor são enviados ao autocorrelador de pulso único ou a um medidor de energia.

Para a medida da largura temporal dos pulsos o autocorrelador deve ser inicialmente calibrado. Para isso, pulsos são medidos para várias posições da linha de atraso, usualmente $0\ \mu\text{m}$, $20\ \mu\text{m}$, $40\ \mu\text{m}$, $60\ \mu\text{m}$ e $80\ \mu\text{m}$. Aos dados são ajustadas funções de autocorrelação do tipo mostrado em (II-37), e a conversão dos atrasos

espaciais em tempo fornece a calibração dos dados lidos no osciloscópio. Na Figura IV-44 são apresentados os dados e os ajustes utilizados para a calibração, assim como a largura temporal medida para estes pulsos de calibração. Com esta calibração, foi determinada a largura temporal dos pulsos amplificados, mostrada na quinta coluna da Tabela IV-15. Na Figura IV-45 é mostrado o traço de autocorrelação para os pulsos comprimidos após passarem pelo cristal bombeado por 40 J.

Figura IV-44 – Calibração do autocorrelador de pulso único.

Figura IV-45 – Traço de autocorrelação (normalizado) para o pulso amplificado sob 40 J de bombeamento, e função de autocorrelação (II-37) ajustada. A largura de 78,5 fs da função de autocorrelação corresponde a uma largura temporal (FWHM) de 51 fs.

$\mathcal{E}_b$ (J)	$\mathcal{E}_p$ (μJ)	$\mathcal{A}$	$(\mathcal{A}_{Ipasso})^4$	τ_p (fs)	P (GW)
0	174 ± 7	$1,00 \pm 0,06$	1	$49,9 \pm 0,2$	$3,5 \pm 0,1$
20	465 ± 13	$2,67 \pm 0,13$	2,69	$50,1 \pm 0,2$	$9,3 \pm 0,3$
40	1535 ± 46	$8,82 \pm 0,44$	9,18	$51,0 \pm 0,2$	$30,1 \pm 0,9$
60	4520 ± 151	$26,0 \pm 1,4$	27,8	$53,4 \pm 0,2$	$84,6 \pm 2,8$
80	11430 ± 350	$65,7 \pm 3,3$	72,1	$55,5 \pm 0,2$	$205,9 \pm 6,3$
100	19000 ± 1000	109 ± 7	170,4	$59,8 \pm 2$	318 ± 16
100	29650 ± 3000	$170,4$	170,4	$59,8 \pm 2$	496 ± 57

Tabela IV-15 – Dados para a amplificação de pulsos em 4 passagens pelo bastão de Cr:LiSAF, em 5 Hz. Na segunda coluna da tabela estão as energias medidas após o compressor; na terceira e quarta colunas são mostradas a amplificação obtida e a quarta potência da amplificação em um passo (resultados da Tabela IV-12), respectivamente. A quinta coluna mostra as larguras temporais medidas, com as quais calculamos a potência dos pulsos, mostrada na última coluna.

Figura IV-46 – Amplificação dos pulsos em 4 passagens pelo meio de ganho em 5 Hz e função ajustada (o ajuste não considerou o último ponto). A quarta potência da amplificação medida em 1 passagem é mostrada para comparação.

Figura IV-47 – Duração temporal dos pulsos comprimidos após quatro passagens pelo meio de ganho. O último ponto mostrado foi extrapolado a partir do ajuste dos 5 pontos iniciais.

Na Figura IV-46 e na Tabela IV-15 pode-se ver que a amplificação em 4 passagens e a quarta potência da amplificação em uma passagem apresentam uma boa concordância para os 5 primeiros pontos.

Durante as medidas de amplificação, quando a energia de bombeamento passou de 80 J para 100 J, a energia de pulso começou a cair rapidamente com os pulsos, e constatamos que o espelho retrorrefletor (M_2) e o bastão de Cr:LiSAF haviam sido danificados pelos pulsos amplificados. No bastão o dano manifestou-se na forma de linhas em seu volume (*bulk*) e pontos em sua superfície mais distante do espelho M_2 , indicando que o dano provavelmente ocorreu no final da quarta passagem. O dano no espelho ocorreu em sua superfície e pôde-se ver assimetria e inomogeneidades no feixe, indicando a existência de “pontos-quentes” (*hot-spots*) resultantes de um perfil transversal de baixa qualidade. Fotografias destes danos estão mostradas na Figura IV-48.

Para estimar o limiar de dano do espelho, realinhamos o amplificador utilizando uma parte não danificada do espelho, e aumentamos a energia de bombeamento até que

o espelho fosse novamente danificado. Isto ocorreu para um pulso de aproximadamente 650 μJ de energia entrando no amplificador, sob 60 J de bombeamento e amplificação medida igual a 18,12 (quatro passagens). O dano no espelho ocorre após a terceira passagem no meio de ganho, numa energia de pulso igual de $650 \cdot 10^{-6} \text{ J} \times 18,12^{3/4} = 5,7 \text{ mJ}$. O dano, mostrado na Figura IV-48, possui aproximadamente $1 \times 2 \text{ mm}^2$ de área, resultando numa fluência de limiar de dano de $\sim 0,3 \text{ J/cm}^2$, correspondendo a uma intensidade de limiar de dano igual a 14 GW/cm^2 . Neste regime temporal esperam-se limiares de dano pelo menos uma ordem de grandeza acima deste valor medido^[186], reforçando a hipótese da existência de *hot-spots* no feixe.

Devido à ocorrência dos danos, que aumentavam a cada pulso, não foi possível determinar com precisão a energia dos pulsos sob 100 J de bombeamento, sendo obtidas uma energia média de 19 mJ e uma amplificação de 109 vezes. Admitindo que a amplificação em 4 passagens sob 100 J de bombeamento é igual à quarta potência da amplificação em 1 passagem sob o mesmo bombeamento, e que a duração do pulso segue a função exponencial ajustada na Figura IV-47, infere-se uma energia de 29,65 mJ comprimida para 59,8 fs, resultando em 496 GW (0,5 TW) de potência pico. Estes resultados estão indicados em *italico* na última linha da Tabela IV-15.

Figura IV-48 – Danos causados pelo pulso ultracurto com 0,5 TW de potência de piscos: a) Bastão de Cr:LiSAF e b) Espelho dielétrico. Ambos os danos são observados sob iluminação traseira.

Para a amplificação de 3,6 por passagem obtida para o bombeamento a 100 J, a não-linearidade pode ser quantificada pela integral B, definida em (II-36). Utilizando o índice de refração não-linear do Cr:LiSAF dado na Tabela II-3, uma energia inicial de 174 μJ e um raio estimado de 2 mm para o feixe, o valor da integral após 4 passagens pelo meio de ganho é $B \approx 0,9$. Isto indica que a não-linearidade introduzida não alarga significativamente o feixe comprimido em relação à sua duração inicial.

Caracterização do amplificador após o dano no cristal

Mesmo com o bastão danificado foi possível continuar amplificando os pulsos. Deslocamos o espelho retrorrefletor e repetimos as medidas de amplificação até 80 J de bombeamento, em 5 Hz. Os resultados são apresentados na Tabela IV-16, Figura IV-49 e Figura IV-50.

$\mathcal{E}_b$ (J)	$\mathcal{E}_p$ (μ J)	$\mathcal{A}$	$(\mathcal{A}_{1\text{passo}})^4$	τ_p (fs)	P (GW)
0	237 ± 4	$1,00 \pm 0,02$	1	$48,7 \pm 1,9$	$4,86 \pm 0,21$
20	624 ± 11	$2,63 \pm 0,06$	2,69	$48,4 \pm 1,4$	$12,89 \pm 0,44$
30	1128 ± 16	$4,76 \pm 0,10$	-	$48,1 \pm 1,2$	$23,45 \pm 0,67$
40	1980 ± 40	$8,35 \pm 0,22$	9,18	$49,0 \pm 2,1$	$40,4 \pm 1,9$
50	3180 ± 90	$13,42 \pm 0,44$	-	$49,0 \pm 1,7$	$64,9 \pm 2,9$
60	4270 ± 162	$18,02 \pm 0,75$	27,8	$51,3 \pm 1,5$	$80,4 \pm 3,8$
70	5670 ± 255	$23,9 \pm 1,2$	-	$58,2 \pm 2,3$	$97,4 \pm 5,8$
80	7110 ± 358	$30,0 \pm 1,6$	72,1	$65,4 \pm 1,6$	$108,7 \pm 6,1$
80	7110 ± 358	$23,9 \pm 1,2$	72,1	$53,1 \pm 1,4$	$133,9 \pm 7,6$

Tabela IV-16 – Dados para a amplificação de pulsos em 4 passagens pelo bastão de Cr:LiSAF, em 5 Hz, após o dano no bastão.

Figura IV-49 – Amplificação dos pulsos em 4 passagens pelo meio de ganho, em 5 Hz, após o dano no bastão. O ajuste de função obtido antes do dano (Figura IV-46) é mostrado para comparação.

Na Figura IV-49 pode-se ver que, até 50 J de bombeamento, a amplificação é muito próxima da obtida antes do dano. Em 60 J de bombeamento verificamos que começava a ocorrer dano no espelho retrorrefletor, diminuindo a eficiência do sistema, o que diminui a amplificação.

Na Figura IV-50 nota-se que a duração do pulso cresce exponencialmente com o bombeamento, crescendo mais de 30%. Aumentando a distância entre as grades de difração do compressor, o que introduz dispersão negativa, pudemos reduzir a largura temporal sob 80 J de bombeamento por cerca de 20%, para 53,1 fs. Isto representa um alargamento temporal de aproximadamente 10%, resultante do acúmulo de fase não-linear (integral B), confirmando o valor estimado $B \approx 0,9$ que não resulta num alargamento significativo do pulso comprimido. A correção do perfil transversal do pulso deve melhorar o perfil de fase, permitindo uma melhor compensação da fase e melhor compressão do pulso.

Figura IV-50 – Duração temporal dos pulsos comprimidos após quatro passagens pelo meio de ganho, após o dano no bastão.

Em função do dano no espelho dielétrico sob 60 J de bombeamento, este espelho foi substituído por um espelho de ouro, e as medidas refeitas. Os resultados estão mostrados na Tabela IV-17, na Figura IV-51 e na Figura IV-52. Verifica-se que para energias de bombeamento até 60 J, a amplificação em função do bombeamento é cerca de 20% inferior à obtida antes do dano. Em 80 J observamos que o espelho de ouro apresentou dano.

Com o espelho de ouro, a duração dos pulsos apresentou um maior alargamento em função do bombeamento, crescendo aproximadamente 120% para 80 J de bombeamento, contra 30% quando foi utilizado o espelho dielétrico. A compensação da dispersão levou a duração do pulso para quase 30% acima do valor sem bombeamento, indicando a existência de uma maior fase não-linear introduzida. Não podemos descartar a hipótese de esta maior fase não-linear ser originada em espalhamentos e difrações nos danos internos do bastão. Além disso, é provável que, com a passagem de pulsos pelo bastão, os danos tenham aumentado, intensificando seus efeitos de espalhamento e difração.

E_b (J)	E_p (μ J)	$\mathcal{A}$	$(\mathcal{A}_{1\text{passo}})^4$	τ_p (fs)	P (GW)
0	181 $\pm$ 7	1,00 $\pm$ 0,05	1	53,0 $\pm$ 1,8	3,42 $\pm$ 0,18
20	468 $\pm$ 7	2,58 $\pm$ 0,11	2,69	53,0 $\pm$ 1,8	8,83 $\pm$ 0,32
30	866 $\pm$ 16	4,78 $\pm$ 0,21	-	56,0 $\pm$ 2,1	15,47 $\pm$ 0,64
40	1485 $\pm$ 28	8,20 $\pm$ 0,35	9,18	59,0 $\pm$ 2,6	25,2 $\pm$ 1,2
50	2530 $\pm$ 55	13,98 $\pm$ 0,62	-	65,3 $\pm$ 2,9	38,8 $\pm$ 1,9
60	4050 $\pm$ 90	22,4 $\pm$ 1,0	27,8	75,1 $\pm$ 3,3	53,9 $\pm$ 2,6
70	5820 $\pm$ 135	32,2 $\pm$ 1,5	-	97,9 $\pm$ 2,1	59,5 $\pm$ 1,9
80	8780 $\pm$ 214	48,5 $\pm$ 2,2	72,1	128 $\pm$ 3,5	68,8 $\pm$ 2,5
80	8780 $\pm$ 214	48,5 $\pm$ 2,2	72,1	75,7 $\pm$ 3,0	115,9 $\pm$ 5,4
90	10420 $\pm$ 245	57,6 $\pm$ 2,6	-	69,2 $\pm$ 3,2	150,7 $\pm$ 7,9

Tabela IV-17 – Dados para a amplificação de pulsos em 4 passagens pelo bastão de Cr:LiSAF danificado, em 5 Hz, com espelho retrorrefletor de ouro.

Figura IV-51 – Amplificação dos pulsos em 4 passagens pelo meio de ganho danificado, em 5 Hz, com espelho retrorrefletor de ouro. O ajuste de função obtido antes do dano (Figura IV-46) é mostrado para comparação.

Figura IV-52 – Duração temporal dos pulsos comprimidos após quatro passagens pelo meio de ganho danificado, com espelho retrorrefletor de ouro.

V. *Conclusões*

Foi desenvolvido, construído e operado, no *Laboratório de Lasers Compactos de Altíssima Potência* do *Centro de Lasers e Aplicações* do IPEN, um sistema laser de alta potência, cuja principal contribuição foi um amplificador multipasso de pulsos ultracurtos baseado em um bastão de Cr:LiSAF bombeado por lâmpada. Este amplificador foi integrado a um sistema CPA, sincronizado a este, entregando pulsos ultracurtos amplificados.

A cavidade bombeadora do amplificador foi desenvolvida tendo como objetivo minimizar a carga térmica sobre o meio de ganho pela utilização de filtros intracavidade. Seu desenvolvimento envolveu sua concepção e montagem, juntamente com a concepção e montagem de seu sistema elétrico de bombeamento e sistema hidráulico de refrigeração.

Inicialmente foi desenhado um ressonador laser para esta cavidade bombeadora, objetivando caracterizar o meio de ganho sob bombeamento e os parâmetros de operação. Nestas condições operamos o laser a 30 Hz e 20 W de potência média, taxa de repetição e potência nunca antes reportadas para um meio de ganho de Cr:LiSAF na forma de um bastão. Obtivemos um ganho inferior ao esperado para um amplificador multipasso, porém adequado a um amplificador regenerativo.

Substituindo os filtros intracavidade por lâminas de vidro pudemos aumentar o ganho do bastão em detrimento da taxa de repetição, e nessas condições obtivemos um laser operando a 8 Hz e 16 W de potência média. O ganho obtido, superior a 3,5, é adequado para um amplificador multipasso. A diminuição da taxa de repetição de operação resultou do aumento da carga térmica causado pela utilização de lâminas de vidro. Estas lâminas, ao permitir o bombeamento na asa da banda de 290 nm, incrementaram a carga térmica. Futuramente substituiremos estas lâminas de vidro por filtros que impedem o bombeamento nessa banda de maior energia, o que deve permitir o aumento da taxa de repetição sem grandes prejuízos para o ganho.

A dinâmica da população do estado excitado do Cr:LiSAF sob bombeamento, e a supressão térmica de sua luminescência foram investigadas por meio da observação de sua emissão espontânea. Constatamos que ocorre um aquecimento local em torno dos íons de Cr durante o bombeamento, alterando seu tempo de vida. Contudo, nas energias

de bombeamento e taxas de repetição utilizadas, não existem efeitos cumulativos do calor gerado pelo bombeamento.

O amplificador foi construído com uma geometria de 4 passagens pelo meio de ganho, e integrado a um sistema CPA baseado em cristais de Ti:Safira. Este arranjo demonstrou capacidade de amplificação de pulsos por um fator superior a 150, para 0,5 TW em 5 Hz.

Foi apresentado um novo método de medida de limiar de dano por pulsos ultracurtos, e seu formalismo matemático foi desenvolvido. O método foi utilizado para determinar o limiar de dano de cristais de Cr:LiSAF no regime temporal utilizado para a amplificação dos pulsos, fornecendo resultados coincidentes com os reportados na literatura.

O meio de ganho e espelhos utilizados no amplificador foram danificados no processo de amplificação do pulso. O valor estimado para o limiar de dano do espelho é pelo menos uma ordem de grandeza inferior ao aceito, indicando inomogeneidades no perfil transversal do feixe, que devem ser corrigidas. Estas inomogeneidades, ao causarem focalizações locais no meio de ganho, também foram responsáveis pelos danos na forma de filamentos no meio de ganho.

Uma vez melhorado o perfil espacial do feixe, aproximando-o de um perfil gaussiano, será possível a geração de pulsos de 1 TW de potência de pico sem a necessidade de melhorar significativamente o desempenho do amplificador. O fator 2 que falta para atingir 1 TW pode ser conseguido por meio da otimização dos alinhamentos do amplificador *Odin* e do seu laser de bombeamento, assim como pela substituição dos espelhos de ouro por espelhos dielétricos altamente refletivos, e por meio da diminuição da taxa de repetição do bombeamento.

A obtenção de potências de pico muito superiores a 1 TW não parece ser viável com o atual sistema mantendo a duração temporal dos pulsos produzidos em torno de 50 fs. Para a obtenção de potências maiores existem dois caminhos possíveis. O primeiro consiste na introdução de um novo alargador temporal (*stretcher*) com uma maior razão de alargamento, que resultará em pulsos para os quais o limiar de dano do Cr:LiSAF seja superior aos determinados. Neste caso, o amplificador de Cr:LiSAF é mantido, porém devemos substituir o *Odin*. O segundo caminho consiste no desenvolvimento de uma cavidade bombeadora para bastões de Cr:LiSAF de maior diâmetro, nos quais a intensidade e fluência dos pulsos a serem amplificados é diminuída. Nesta concepção, o alargador temporal e o sistema de amplificação do *Odin* continuariam a ser utilizados, mas provavelmente problemas térmicos causados pelas maiores dimensões transversais do meio de ganho teriam que ser resolvidos. Outra alternativa envolve o encurtamento temporal dos pulsos com o maior alargamento temporal associado.

Uma vez que potências de pico na região de TW e superiores estiverem disponíveis em nossos laboratórios de forma rotineira, almejamos utilizar os pulsos produzidos focalizando-os no interior de uma câmara de experimentos por nós desenvolvida, para a geração de raios-X incoerentes e coerentes, produção de plasmas de altas temperaturas, separação isotópica e aceleração de elétrons e íons no regime de óptica não-linear relativística.

VI. Referências

- 1) T. H. Maiman, "Stimulated Optical Radiation in Ruby", *Nature* **187**(4736), pp. 493-494 (1960).
- 2) J. Hecht, "Beam: The Race to Make the Laser", *Oxford University Press*, (1985).
- 3) R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. G. B. Garrett and W. Kaiser, "Coherence, Narrowing, Directionality, and Relaxation Oscillations in the Light Emission from Ruby", *Phys. Rev. Lett.* **5**, pp. 303-305 (1960).
- 4) F. J. McClung and R. W. Hellwarth, "Giant Optical Pulsations from Ruby", *J. Appl. Phys.* **33**, pp. 828-830 (1962).
- 5) L. E. Hargrove, R. L. Fork and M. A. Pollack, "Locking of He-Ne Laser Modes Induced by Synchronous Intracavity Modulation", *Appl. Phys. Lett.* **5**, pp. 4-5 (1964).
- 6) Y. R. Shen, "The Principles of Nonlinear Optics", *John Wiley & Sons, Inc.*, New York (1984).
- 7) G. R. Fowles, "Introduction to Modern Optics", 2nd Ed, *Dover Publications, Inc.*, New York (1989).
- 8) <http://www-lmj.cea.fr/html/cea.htm>
- 9) <http://lasers.llnl.gov/lasers/>
- 10) <http://www.cclrc.ac.uk/Activity/RAL;>
- 11) http://www.mbi-berlin.de/index_en.html
- 12) <http://www.ile.osaka-u.ac.jp/index-en.html>
- 13) D. Strickland and G. Mourou, "Compression of Amplified Chirped Optical Pulses", *Opt. Commun.* **56**, pp. 219-221 (1985).
- 14) G. Mourou and D. Umstadter, "Extreme Light", *Scientific American*, May 2002, pp. 81-86.
- 15) D. Spence, P. Kean and W. Sibbett, "60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti:Sapphire laser," *Opt. Lett.* **16**, 42-44 (1991)
- 16) T. Brabec, C. Spielmann, P. Curley and F. Krausz, "Kerr lens mode locking," *Opt. Lett.* **17**, 1292-1294 (1992)
- 17) G. Steinmeyer, D. H. Sutter, L. Gallmann, N. Matuschek and U. Keller, "Frontiers in Ultrashort Pulse Generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics", *Science* **286**, pp. 1507-1512 (1999).

-
- 18) U. Keller, "Recent developments in Compact Ultrafast Lasers", *Nature* **424**, pp. 831-838 (2003).
 - 19) M. D. Perry and G. Mourou, "Terawatt to Petawatt Subpicosecond Lasers", *Science* **264**, pp. 917-924 (1994).
 - 20) G. Mourou, C. P. J. Barty and M. D. Perry, "Ultrahigh-Intensity Lasers: Physics of the Extreme on a Tabletop", *Phys. Today*, January 1998, pp. 22-28.
 - 21) <http://www.icuil.org/laser-labs.php?PHPSESSID=695759ce67c983a50cccd71b7c4bce5>
 - 22) <http://www.clf.rl.ac.uk/Facilities/vulcan/index.htm>
 - 23) <http://www.llnl.gov/nif/>
 - 24) T. Tajima And G. Mourou, "Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics", *Phys. Rev. Spec. Top. – Accel. And Beams* **5**, pp. 031301-1 – 031301-9 (2002).
 - 25) A. Maksimchuk, K. Flippo, H. Krause, G. Mourou, K. Nemoto, D. Shultz, D. Umstadter, R. Vane, V. Yu. Bychenkov, G. I. Dudnikova, V. F. Kovalev, K. Mima, V. N. Novikov, Y. Sentoku and S. V. Tolokonnikov, "High-Energy Ion Generation by Short Laser Pulses", *Plasma Phys. Rep.* **30**, pp. 514-540 (2004).
 - 26) N. M. Naumova, J. A. Nees and Gérard A. Mourou, "Relativistic attosecond physics", *Phys. of Plasmas* **12**, pp. 056707-1 - 056707-5 (2005).
 - 27) T. Juhasz, G. Djotyan, F. H. Loesel, R. M. Kurtz, C. Horvath, J. F. Bille and G. Mourou, "Applications of Femtosecond Lasers in Corneal Surgery", *Laser Physics*, **10**(2), pp. 495-500 (2000).
 - 28) A. V. Rode, E. G. Gamaly, B. Luther-Davies, B. T. Taylor, J. Dawes, R. M. Lowe and P. Hannaford, "Subpicosecond laser ablation of dental enamel", *J. Appl. Phys* **92**, pp. 2153-2158 (2002).
 - 29) J. M. Hopkins and W. Sibbett, "Ultrashort-Pulse Lasers: Big Payoffs in a Flash", *Scientific American*, Sept. 2000, pp. 54-61.
 - 30) Straßl M., Kopecek H., Weinrotter M., Bäcker A., Al-Janabi A. H., Wiegner V. and Wintner E., "Novel Applications of Short and Ultra-Short Pulses", *Appl. Surf. Sci.*, **247**, pp. 561-570 (2005).
 - 31) T. Ditmire, J. K. Crane, H. Nguyen, L. B. Da Silva and M. D. Perry, "Energy –Yield and Conversion-Efficiency Measurements of High Order Harmonic Generation", *Phys. Rev. A* **51**(2), pp. R902-R905 (1995).
 - 32) P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, "Nonlinear-Theory of Intense Plasma Interactions", *Phys. Rev Lett.* **64**, pp. 2011-2014 (1990).
 - 33) H. Hamster, A. Sullivan, S. P. Gordon, W. White and R. W. Falcone, in "Physics With Intense Laser Pulses", M. D. Perry and P. B. Corkum, Eds. (*Optical Society of America*, Washington, DC, 1993), Vol. 5.
 - 34) P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting and G. Joyce, "Relativistic Focusing and Beat Wave Phase-Velocity Control in the Plasma Beat Wave Accelerator", *Appl. Phys. Lett.*, **53**(14), pp. 1266-1268 (1988).
 - 35) C. Joshi, "Plasma Accelerators", *Scientific American*, Feb 2006, pp. 22-29.
 - 36) B. A. Remington, R. P. Drake, D. Arnett and H. Takabe, "Proceedings of the Second International Workshop on Laboratory Astrophysics with Intense Lasers – Introduction", *Astrophys. J. Supple. Series*, **127**(2), pp. 211-211 (2000).
 - 37) P. P. Pronko, P. A. VanRompay, Z. Zhang and J. A. Ness, "Isotope Enrichment in Laser-Ablation Plumes and Commensurately Deposited Thin Films", *Phys. Rev. Lett.*, **83**(13), pp. 2596-2599 (1999).
 - 38) W. Koechner, "Solid State Laser Engineering", Springer Series in Optical Sciences Vol. 1, 5th Ed., *Springer-Verlag*, Heidelberg (1999).
 - 39) A. Yariv, "Quantum Electronics", 3rd Ed., *John Wiley & Sons, Inc.*, New York (1989).
 - 40) E. P. Ippen, "Principles of Passive Mode Locking", *Appl. Phys. B* **58**, pp.159-170 (1994).
 - 41) P. N. Butcher and D. Cotter, "The Elements of Nonlinear Optics", Cambridge Studies in Modern Optics: 9, *Cambridge University Press* (1990).
-

-
- 42) J. Nees, S. Biswal, F. Druon, J. Faure, M. Nantel, G. A. Mourou, A. Nishimura, H. Takuma, J. Itatani, J.-C. Chanteloup and C. Hönninger, “Ensuring Compactness, Reliability, and Scalability for the Next Generation of High-Field Lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec.* **4**, pp. 376-384 (1998).
 - 43) P. F. Moulton, “Spectroscopic and Laser Characteristics of Ti:Al₂O₃”, *J. Opt. Soc. Am. B*, **3**(1), pp. 125-133 (1986).
 - 44) M. Bass, Editor, “Handbook of Optics – Volume II / sponsored by the Optical Society of America”, 2nd Ed, *McGraw-Hill, Inc.*, New York (1995).
 - 45) <http://www.redoptronics.com/Ti-Sapphire-crystal.html>
 - 46) S. Uemura and K. Torizuka, “Generation of 12-fs pulses from a diode-pumped Kerr-lens mode-locked Cr:LiSAF laser”, *Opt. Lett.* **24**, pp. 780-782 (1999).
 - 47) E. A. Barbosa and N. D. Vieira Jr, “Kerr-lens mode locking resonator calculation with two nonlinear elements”, *Opt. Commun.* **188**, pp. 205-211 (2001).
 - 48) E. A. Barbosa, “Estudo da ação laser de matrizes de fluoretos (LiSrAlF₆, Lu:YLiF₄) dopadas com Cr e Nd”, *Tese de Doutorado* (2001)
 - 49) U. Keller, K. J. Weingarten, F. X. Kartner; D. Kopf; B. Braun; I.D. Jung; R. Fluck; C. Honninger; N. Matuschek; J and Aus der Au, “Semiconductor saturable absorber mirrors (SESAMs) for femtosecond to nanosecond pulse generation in solid-state lasers”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **2**, pp. 435–453 (1996).
 - 50) B. Agate, B. Stormont, A. J. Kemp, C. T. A. Brown, U. Keller, W. Sibbett, “Simplified cavity designs for efficient and compact femtosecond Cr:LiSAF lasers”, *Opt. Commun.* **205**, pp. 207-213 (2002).
 - 51) M. Born and E. Wolf, “Principles of Optics”, 7th Ed., *Cambridge University Press*, Cambridge (1999).
 - 52) C. Rullière, Editor, “Femtosecond Laser Pulses – Principles and Experiments”, *Springer-Verlag*, Heidelberg (1998).
 - 53) J. B. Marion e M. A. Heald, “Classical Electromagnetic radiation”, 2nd Ed., *Academic Press College*, Orlando (1980)
 - 54) J. D. Jackson, “Classical Electrodynamics”, 3rd Ed., *John Wiley & Sons, Inc.*, New York (1998).
 - 55) F. A. Jenkins e H. E. White, “Fundamentals of Optics, 4th Ed, *McGraw-Hill Book Company* (1981).
 - 56) J. P. Gordon and R. L. Fork, “Optical resonator with negative dispersion”, *Opt. Lett.* **9**, pp. 153-155 (1984).
 - 57) R. L. Fork, O. E. Martinez and J. P. Gordon, “Negative Dispersion Using Pairs of Prisms”, *Opt. Lett.* **9**, pp. 150-152 (1984).
 - 58) E. B. Treacy, “Optical Pulse Compression with Diffraction Gratings“, *IEEE J. Quantum Elec.* **5**, pp. 454-458 (1969).
 - 59) O. E. Martinez, “3000 Times Grating Compressor with Positive Group Velocity Dispersion: Application to Fiber Compensation in 1.3-1.6μm Region”, *IEEE J. Quantum Elec.* **23**, pp. 59-64 (1987).
 - 60) O. E. Martinez, “Design of High-Power Ultrashort Pulse-Amplifiers by Expansion and Recompression”, *IEEE J. Quantum Elec.* **23**, pp. 1385-1387 (1987).
 - 61) M. Pessot, P. Maine and G. Mourou, “1000 times Expansion Compression of Optical Pulses for Chirped Pulse Amplification”, *Opt. Commun.* **62**, pp. 419-421 (1987).
 - 62) R. L. Fork, C. H. B. Cruz, P. C. Becker and C.V. Shank, “Compression of Optical Pulses to 6 Femtoseconds by Using Cubic Phase Compensation”, *Opt. Lett.*, **12**, pp. 483-485 (1987).
 - 63) O. Albert, H. Wang, D. Liu, Z Chang. and G. Mourou, “Generation of Relativistic Intensity Pulses at a kilohertz Repetition Rate”, *Opt. Lett.* **25**, pp. 1125-1127 (2000).
 - 64) C. G. Durfe, S. Backus, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, “Design and Implementation of a TW-Class High-Average Power Laser System”, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec.* **4**, pp. 395-406 (1998).
 - 65) J. Zhou, C. Huang, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, “Amplification of 26-fs, 2-TW pulses near the gain-narrowing limit in Ti:Sapphire”, *Opt. Lett.* **20**, pp. 64-66 (1995).
-

-
- 66) K Yamakawa, M. Aoyama, S. Matsuoka, H. Takuma, D. N. Fittinghoff and C. P. J. Barty, "Ultrahigh-Peak and High-Average Power Chirped-Pulse Amplification of Sub-20-fs Pulses with Ti:Sapphire Amplifiers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec.* **4**, pp. 407-413 (1998).
 - 67) C. Le Blanc, E. Baubeau, F. Salin, J. A. Squier, C. P. J. Barty and C. Spielmann, "Toward a Terawatt-Kilohertz Repetition-Rate Laser", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec.* **4**, pp. 385-394 (1998).
 - 68) J. Faure, J. Itatani, S. Biswal, G. Chériaux, L. R. Bruner., G. C. Templeton and G. Mourou, "A Spatially Dispersive Regenerative Amplifier for Ultrabroadband Pulses", *Opt. Commun.* **159**, pp. 68-73 (1999).
 - 69) R. Mellish, S. C. W. Hyde, N. P. Barry, R. Jones, P. M. W. French, J. R. Taylor, C. J. van der Poel and A. Valster, "All-Solid-State Diode-Pumped Cr:LiSAF Femtosecond Oscillator and Regenerative Amplifier", *Appl. Phys. B* **65**, pp. 221-226 (1997).
 - 70) M. D. Perry, D. Strickland, T. Ditmire and F. G. Patterson, "Cr:LiSrAlF₆ Regenerative Amplifier", *Opt. Lett.* **17**, pp. 604-606 (1992).
 - 71) P. Beaud, E. Miesak, Y-F Chen, B. H. T. Chai and M. C. Richardson, "110 fs Fourier-Transform Limited Gaussian Pulses from a Cr:LiSAF Regenerative Amplifier", *Opt. Commun.* **95**, pp. 46-50 (1993).
 - 72) T. Ditmire, H. Nguyen and M. D. Perry, "Design and Performance of a Multiterawatt Cr:LiSrAlF₆ Laser System", *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, pp. 580-590 (1994).
 - 73) P. A. Beaud, M. Richardson and E. J. Miesak, "Multi-Terawatt Femtosecond Cr:LiSAF Laser", *IEEE J. Quantum Elec.* **31**, pp. 317-325 (1995).
 - 74) T. Ditmire, H. Nguyen and M. D. Perry, "Amplification of Femtosecond Pulses to 1J in Cr:LiSrAlF₆", *Opt. Lett.* **20**, pp. 1142-1144 (1995).
 - 75) H. Takada, K. Miyazaki and K. Torizuka, "Flashlamp-Pumped Cr:LiSAF Laser Amplifier", *IEEE J. Quantum Elec.* **33**, pp. 2282-2285 (1997).
 - 76) M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, M. Schnuerer, I. Will and W. Sandner, "Multi-Terawatt Hybrid Ti:As-Nd:Glass Dual-Beam Laser: a Novel XUV Laser Driver", *Opt. Commun.* **133**, pp. 216-220 (1997).
 - 77) S. Biswal, J. Nees, A. Nishimura, H. Takuma and G. Mourou, "Ytterbium-Doped Glass Regenerative Chirped-Pulse Amplifier", *Opt. Commun.* **160**, pp. 92-97 (1999).
 - 78) P. Maine, D. Strickland, P. Bado, M. Pessot and G. Mourou, "Generation of Ultrahigh Peak Power Pulses by Chirped Pulse Amplification", *IEEE J. Quantum Elec.* **24**, pp. 398-403 (1988).
 - 79) T. M. Jeong, E. C. Kang, B. T. Kim and C. H. Nam, "Nd:Glass Ring Regenerative Amplifier Using Telescopic Geometry for High Output Energy with Good Beam Quality", *Jpn. J. Appl. Phys.* **37**, pp. L583-L586 (1998).
 - 80) R. C. Powell, "Physics of Solid-State Laser Materials", Springer-Verlag, Heidelberg (1998).
 - 81) M. Gifford and K. Weingarten, "Diode-pumped Nd:YLF regenerative amplifier", *Opt. Lett.* **17**, pp. 1788-1790 (1992).
 - 82) W. H. Lowdermilk and J. E. Murray, "The Multipass Amplifier: Theory and Numerical Analysis", *J. Appl. Phys.* **51**, pp. 2436-2444 (1980).
 - 83) R. Szipöcs and A. Kohazi-Kis, "Theory and design of chirped dielectric laser mirrors" *Appl. Physics B* **65**, pp. 115-136 (1997).
 - 84) A.-S. Morlens, P. Balcou, P. Zeitoun, C. Valentin, V. Laude and S. Kazamias, "Compression of attosecond harmonic pulses by extreme-ultraviolet chirped mirrors", *Opt. Lett.* **30**, pp. 1554-1556 (2005).
 - 85) O. E. Martinez, "Matrix Formalism for Pulse Compressors", *IEEE J. Quantum Elec.* **24**, pp. 2530-2536 (1988).
 - 86) C. Spielmann, M. Lenzner, F. Krausz and R. Szipöcs, "Compact, high-throughput expansion-compression scheme for chirped pulse amplification in the 10 fs range", *Opt. Commun.* **120**, pp. 321-324 (1995).
 - 87) M. D. Perry, T. Ditmire and B. C. Stuart, "Self-Phase Modulation in Chirped Pulse Amplification", *Opt. Lett.* **19**, pp. 2149-2151 (1994).
-

-
- 88) M. Maier, W. Kaiser and J. A. Giordmaine, "Intense Light Bursts in the Stimulated Raman Effect", *Phys. Rev. Lett.* **17**, pp. 1275-1277 (1966).
 - 89) J. A. Armstrong, "Measurement of Picosecond Laser Pulse Widths" *Appl. Phys. Lett.* **10**, pp. 16-18 (1967).
 - 90) H. P. Weber, "Method for Pulsewidth Measurement of Ultrashort Light Pulses Generated by Phase-Locked Lasers Using Nonlinear Optics", *J. Appl. Phys.* **38**, pp. 2231-2234 (1967).
 - 91) Y. Takagi, T. Kobayashi and K. Yoshihara, "Multiple- and Single-Shot Autocorrelator Based on Two-Photon Conductivity in Semiconductors", *Opt. Lett.* **17**, pp. 658-660 (1992).
 - 92) T. Kurobori, Y. Cho and Y. Matsuo, "An Intensity Phase Autocorrelator for the use of Ultrashort Optical Pulse Measurements", *Opt. Commun.* **40**, pp. 156-160 (1981).
 - 93) J. C. M. Diels, J. J. Fontaine, I. C. McMichael and F. Simoni, "Control and Measurement of Ultrashort Pulse Shapes (in Amplitude and Phase) With Femtosecond Accuracy", *Appl. Opt.* **24**, pp. 1270-1282 (1985).
 - 94) E. I. Blount and J. R. Klauder, "Recovery of Laser Intensity from Correlation Data", *J. Appl. Phys.* **40**, pp. 2874-2875 (1969).
 - 95) D. H. Auston, "Measurement of Picosecond Pulse Shape and Background Level", *Appl. Phys. Lett.* **18**, pp. 249-251 (1971).
 - 96) P. Langlois and E. P. Ippen, "Measurement of Pulse Asymmetry by Tree-Photon-Absorption Autocorrelation in a GaAsP Photodiode", *Opt. Lett.* **24**, pp. 1868-1870 (1999).
 - 97) A. M. Streltsov, K. D. Moll, A. L. Gaeta, P. Kung, D. Walker and M. Razeghi, "Pulse Autocorrelation Measurements Based on Two- and Three-Photon Conductivity in a GaN Photodiode", *Appl. Phys. Lett.* **75**, pp. 3778-3780 (1999).
 - 98) D. J. Kane and R. Trebino, "Single-Shot Measurement of the Intensity and Phase of an Arbitrary Ultrashort Pulse by Using Frequency-Resolved Optical Gating", *Opt. Lett.* **18**, pp. 823-825 (1993).
 - 99) R. Trebino, "Frequency-Resolved Optical Gating: The Measurement of Ultrashort Laser Pulses", *Kluwer Academic Publishers*, Boston (2000).
 - 100) K. Naganuma, K. Mogi and H. Yamada, "General-Method for Ultrashort Light-Pulse Chirp Measurement", *IEEE J. Quantum Elec.* **25**, pp. 1225-1233 (1989).
 - 101) E. B. Treacy, "Measurement and Interpretation of Dynamic Spectrograms of Picosecond Light Pulses", *J. Appl. Phys.* **42**, pp. 3848-3858 (1971).
 - 102) J. L. A. Chilla and O. E. Martinez, "Direct Determination of the Amplitude and Phase of Femtosecond Light Pulses", *Opt. Lett.* **16**, pp. 39-41 (1991).
 - 103) R. Trebino and D. J. Kane, "Using Phase Retrieval to Measure the Intensity and Phase of Ultrashort Pulses: Frequency-Resolved Optical Gating", *J. Opt. Soc. Am. A* **10**, pp. 1101-1111 (1993).
 - 104) D. J. Kane and R. Trebino, "Characterization of Arbitrary Femtosecond Pulses Using Frequency-Resolved Optical Gating", *IEEE J. Quantum Elec.* **29**, pp. 571-579 (1993).
 - 105) J. Paye, M. Ramaswamy, J. G. Fujimoto and E. Ippen, "Measurement of the Amplitude and Phase of Ultrashort Light Pulses from Spectrally Resolved Autocorrelation", *Opt. Lett.* **18**, pp. 1946-1948 (1993).
 - 106) K. W. DeLong, R. Trebino, J. Hunter and W. E. White, "Frequency-Resolved Optical Gating with the use of Second-Harmonic Generation", *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, pp. 2206-2215 (1994).
 - 107) D. J. Kane, "Real-Time Measurement of Ultrashort Laser Pulses Using Principal Component Generalized Projections", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* **4**, pp. 278-284 (1998).
 - 108) Z. E. Penman, T. Schittkowski, W. Sleat, D. T. Reid and W. Sibbett, "Experimental Comparison of Conventional pulse Characterization Techniques and Second-Harmonic-Generation Frequency-Resolved Optical Gating", *Opt. Commun.* **155**, pp. 297-300 (1998).
 - 109) A. Baltuska, M. S. Pshenichnikov and D. A. Wiersma, "Amplitude and Phase Characterization of 4.5-fs Pulses by Frequency-Resolved Optical Gating", *Opt. Lett.* **23**, pp. 1474-1476 (1998).
-

- 110) C. P. J. Barty, T. Guo, C. Le-Blanc, F. Raksi, C. Rose-Petruck, J. Squier, K. R. Wilson, V. V. Yakolev and K. Yamakawa, "Generation of 18-fs Multi-Terawatt Pulses by Regenerative Pulse Shaping and Chirped-Pulse Amplification", *Opt. Lett.* **21**, pp. 630-670 (1996).
- 111) Y. Mairesse and F. Quéré, "Frequency-resolved optical gating for complete reconstruction of attosecond bursts", *Phys. Rev. A* **71**, pp. 011401-1 -011401-4 (2005).
- 112) I. A. Heisler, R. R. B. Correia and S. L. S. Cunha, "Ismael A. Heisler, Ricardo R. B. Correia, and Silvio L. S. Cunha", *Appl. Opt.* **44**, pp. 3377-3382 (2005).
- 113) F. Bragheri, C. Liberale, V. Degiorgio, D. Faccio, A. Matijosius, G. Tamošauskas, A. Varanavičius and P. Di Trapani, "Time-gated spectral characterization of ultrashort laser pulses", *Opt. Commun.* **256**, pp. 166-170 (2005).
- 114) K. I. Schaffers and D. A. Keszler, "Structure of LiSrAlF_6 ", *Acta Cryst.* **C47**, pp. 18-20 (1991).
- 115) W. Viebahn, "Untersuchungen an quaternären Fluoriden LiMeII MeIII F_6 Die Struktur von LiCaAlF_6 ", *Z. Anorg. Allg. Chem.* **386**, pp. 335-339 (1971).
- 116) H. W. H. Lee, S. A. Payne and L. L. Chase, "Excited-state absorption of Cr^{3+} in LiCaAlF_6 : Effects of asymmetric distortions and intensity selection rules", *Phys. Rev. B* **39**, pp. 8907-8914 (1989).
- 117) A. A. Kaminskii, "Crystalline Lasers: Physical Processes and Operating Schemes", Laser and Optical Science and Technology Series, CRC Press, New York (1996).
- 118) S. A. Payne, L. L. Chase and G. D. Wilke, "Optical Spectroscopy of the New Laser Materials, $\text{LiSrAlF}_6\text{-Cr}^{3+}$ and $\text{LiCaAlF}_6\text{-Cr}^{3+}$ ", *J. Luminescence* **44**, pp. 167-176 (1989).
- 119) S. A. Payne, L. L. Chase, L. K. Smith, W. L. Kway and H. W. Newkirk, "Laser Performance of $\text{LiSrAlF}_6\text{-Cr}^{3+}$ ", *J. Appl. Phys.* **66**, pp. 1051-1065 (1989).
- 120) F. Hanson, C. Bendall and P. Poirier, "Gain measurements and average power capabilities of $\text{Cr}^{3+}\text{:LiSrAlF}_6$ ", *Opt. Lett.* **18**, pp. 1423-1425 (1993).
- 121) S. A. Payne, L. K. Smith, R. J. Beach, B. H. T. Chai, J. H. Tassano, L. D. DeLoach, W. L. Kway, R. W. Solarz and W. F. Krupke, "Properties of Cr:LiSrAlF_6 crystals for laser operation", *Appl. Opt.* **33**, pp. 5526-5536 (1994).
- 122) M. D. Perry, S. A. Payne, T. Ditmire, R. Beach, G. J. Quarles, W. Ignatuk, R. Olson and J. Weston, "Better materials trigger Cr:LiSAF laser development", *Laser Focus World*, September 1993, pp. 85-92 (1993).
- 123) M. Richardson, M. J. Soileau, P. Beaud, Y.-F. Chen, R. De Salvo, S. Garnov, D. J. Hagen, S. Klimentov, K. Richardson, M. Sheik-Bahae, A. A. Said, E. Van Stryland and B. H. T. Chai, "Self-Focusing and Optical Damage in Cr:LiSAF and Cr:LiCAF ", in *Proc. SPIE*, **1848**, pp. 392-402 (1993).
- 124) M. Stalder, M. Bass, and B. H. T. Chai, "Thermal quenching of fluorescence in chromium-doped fluoride laser crystals", *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, pp. 2271-2273 (1992).
- 125) S. A. Payne, W. F. Krupke, L. K. Smith, W. L. Kway, L. D. DeLoach and J. B. Tassano, "752 nm Wing-Pumped Cr:LiSAF Laser", *IEEE J. Quantum Elec.* **28**, 1188-1196 (1992).
- 126) L. K. Smith, S. A. Payne, W. L. Kway, L. L. Chase and B. H. T. Chai, "Investigation of the laser properties of $\text{Cr}^{3+}\text{:LiSrGaF}_6$ ", *IEEE J. Quantum Elec.* **28**, 2612-2618 (1992).
- 127) VLOC Catalog, <http://www.vloc.com/Catalog/default.htm>
- 128) M. Richardson, V. Castillo, P. Beaud, M. Bass, B. Chai, G. Quarles and W. Ignatuk, "LiSAF: the Next Wave in Tunability", *Photonics Spectra*, October 1993, pp. 86-92 (1993).
- 129) A. M. E. Santo, S. L. Baldochi, S. P. Morato "Zone melting study of $\text{LiSrAlF}_6\text{-Cr}^{3+}$ by thermal analysis", *J. Crystal Growth* **199**, pp. 466-470 (1999).
- 130) W. L. Kway, B. Rupp and J. B. Tassano, "Characterization of the LiSr(Al, Cr)F_6 solid solution for the Cr-laser applications", *J. Crystal Growth* **128**, pp. 1036-1039 Part2 (1993).
- 131) D. Klimm, G. Lacayo and P. Reiche, "Growth of Cr:LiCaAlF_6 and Cr:LiSrAlF_6 by the Czochralski method", *J. Crystal Growth* **210**, pp. 683-693 (2000).

-
- 132) M. C. H. M. Ruiz, E. A. Barbosa, E. P. Maldonado, S. P. Morato, N. U. Wetter, N. D. Vieira Jr and S. L. Baldochi, "Zone melting growth of LiSrAlF₆:Cr crystals for diode laser pumping", *J. Crystal Growth* **241**, pp. 177-182 (2002).
 - 133) T. A. Samtleben and J. Hulliger, "LiCaAlF₆ and LiSrAlF₆: tunable solid state laser host materials", *Opt. Las. Eng.* **43**, pp. 251-262 (2005).
 - 134) S. L. Baldochi and S. P. Morato, "Fluoride crystals growth", *Encyclopedia of Materials: Science and Technology*, Eds. K. H. Buschow, R. W. Cahn, M. C. Flemmings, B. Geschner, E. J. Krammer and S. Mahagan, pp. 3200-3205, *Pergamon, Elsevier Science*, Amsterdam (2001).
 - 135) M. Stalder, B. H. T. Chai and M. Bass, "Flashlamp pumped Cr:LiSrAlF₆ laser", *Appl. Phys. Lett.* **58**, pp. 216-218 (1991).
 - 136) R. Scheps, J. F. Myers, H. B. Serreze, A. Rosenberg, R. C. Morris and M. Long, "Diode-pumped Cr:LiSrAlF₆ laser", *Opt. Lett.* **16**, pp. 820-822 (1991).
 - 137) B. Agate B, A. J. Kemp, C. T. A. Brown and W. Sibbett, "Efficient, high repletion-rate femtosecond blue source using a compact Cr:LiSAF laser", *Opt. Express.* **10**, pp. 824-831 (2002).
 - 138) M. Ihara, M. Tsunekane, N. Taguchi And H. Inaba, "Widely tunable, single-longitudinal-mode, diode pumped CW Cr:LiSAF laser", *Electron Lett.* **31**, pp. 888-889 (1995).
 - 139) A. Miller, P. LiKamWa, B. H. T. Chai, and E. W Van Stryland, "Generation of 150-fs tunable pulses in Cr:LiSrAlF₆", *Opt. Lett.* **17**, pp. 195-197 (1992).
 - 140) T. Shimada, J. W. Early and N. J. Cockroft, "Repetitively pulsed Cr:LiSAF for LIDAR applications", in *OSA Proc. Advanced Solid State Lasers*, pp. 188-191 (1994).
 - 141) D. E. Klimek and A. Mandl, "Power Scaling of a Flashlamp-Pumped Cr:LiSAF Thin-Slab Zig-Zag Laser", *IEEE J. Quantum Elec.* **38**, pp. 1607-1613 (2002).
 - 142) W. E. White, J. R. Hunter, L. Van Woerkom, T. Ditmire, and M. D. Perry, "120-fs terawatt Ti:Al₂O₃/Cr:LiSrAlF₆ laser system", *Opt. Lett.* **17**, pp. 1067-1069 (1992).
 - 143) P. Beaud, M. Richardson, E. J. Miesak, and B. H. T. Chai, "8-TW 90-fs Cr:LiSAF laser", *Opt. Lett.* **18**, pp. 1550-1552 (1993).
 - 144) T. Ditmire and M. D. Perry, "Terawatt Cr:LiSrAlF₆ laser system", *Opt. Lett.* **18**, pp. 426-428 (1993).
 - 145) P. Beaud, Y.-E. Chen, B. H. T. Chai and M. C. Richardson, "Gain properties of LiSrAlF₆:Cr³⁺", *Opt. Lett.* **17**, pp. 1064-1066 (1992).
 - 146) P. Beaud, M. C. Richardson, E. Miesak and B. H. T. Chai, "Large Aperture 95 fs Terawatt Cr:LiSAF Laser", *OSA Proc. on Shortwavelength V* **17**, pp. 11-15 (1993).
 - 147) F. Balembois, P. Georges, F. Salin. and A. Brun, "High-repetition-rate cw-pumped Cr³⁺:LiSrAlF₆ femtosecond regenerative amplifier", *Opt. Lett.* **18**, pp. 1250-1252 (1993).
 - 148) T. Ditmire, H. Nguyen and M. D. Perry, "Design and performance of a multiterawatt Cr:LiSrAlF₆ laser system", *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, pp. 580-590 (1994).
 - 149) S. C. W. Hyde, N. P. Barry, R. Mellish, P. M. W. French, J. R. Taylor, C. J. van der Poel and A. Valster, "Argon-ion-pumped and diode-pumped all-solid-state femtosecond Cr:LiSrAlF₆ regenerative amplifiers", *Opt. Lett.* **20**, pp. 160-162 (1995).
 - 150) R. Mellish, N. P. Barry, S. C. W. Hyde, R. Jones, P. M. W. French, J. R. Taylor, C. J. van der Poel and A. Valster, "Diode-pumped Cr:LiSAF all-solid-state femtosecond oscillator and regenerative amplifier", *Opt. Lett.* **22**, pp. 2312-2314 (1995).
 - 151) J. Nees, S. Biswal, F. Druon, J. Faure, M. Nantel, G. A. Mourou, A. Nishimura, H. Takuma, J. Itatani, J.-C. Chanteloup and C. Hönninger, "Ensuring Compactness, Reliability, and Scalability for the Next Generation of High-Field Lasers", *IEEE J. Sel. Top. Quantum Elec.* **4**, pp. 376-384 (1998).
 - 152) M. C. Richardson, S. E. Grantham, J. M. Eichenholz and K. Gäbel, "Extension of Femtosecond Cr:LiSAF Systems to the 100 TW Level", *Proc. SPIE* **2701**, pp. 97-106 (1996).
 - 153) H. Kogelnik and T. Li, "Laser Beams and Resonators", *Appl. Opt.* **5**, pp. 1550-1567 (1966).
 - 154) A. Yariv, "Optical Electronics", 4th Ed., *Saunders College Publishing, a division of Holt, Rinehart and Winston, Inc.*, New York (1991).
-

-
- 155) D. R. Hall and P. E. Jackson, "The Physics and Technology of Laser Resonators", *IOP Publishing*, London (1992).
- 156) D. Findlay and R. A. Clay, "Measurement of internal losses in 4-level lasers", *Phys. Lett.* **20**, pp. 277-278 (1966).
- 157) H. S. Carslaw and J. C. Jaeger, "Conduction of Heat in Solids", *Oxford University Press*, London, 1948.
- 158) N. Bloembergen, "Laser-Induced Electric Breakdown in Solids", *IEEE J. Quantum Elec.* **10**, pp. 375-386 (1974).
- 159) D. Du, X. Liu, G. Korn, J. Squier and G. Mourou, "Laser-induced breakdown by impact ionization in SiO₂ with pulse widths from 7 ns to 150 fs", *Appl. Phys. Lett.* **64**, pp. 3071-3073 (1994).
- 160) M. D. Perry, B. C. Stuart, P. S. Banks, M. D. Feit, V. Yanovsky and A. Rubenchik, "Ultrashort-pulse laser machining of dielectric materials", *J. Appl. Phys.* **85**, pp. 6803-6810 (1999).
- 161) W. Kautek, J. Krüger, M. Lenzner, S. Sartania, C. Spielmann and F. Krausz, "Laser ablation of dielectrics with pulse durations between 20 fs and 3 ps", *Appl. Phys. Lett.* **69**, pp. 3146-3148 (1996).
- 162) B. C., Stuart M. D. Feit, A. M. Rubenchik, B. W. Shore and M. D. Perry, "Laser-Induced Damage in Dielectrics with Nanosecond to Subpicosecond Pulses", *Phys. Rev. Lett.* **74**, pp. 2248-2252 (1995).
- 163) M. Lenzner, J. Krüger, S. Sartania, Z. Cheng, C. Spielmann, G. Mourou, W. Kautek and F. Krausz, "Femtosecond Optical Breakdown in Dielectrics", *Phys. Rev. Lett.* **80**, pp. 4076-4079 (1998).
- 164) A. P. Joglekar, H. Liu, G. J., Spooner E. Meyhöffer, G. Mourou and A. J. Hunt, "A study of the deterministic character of optical damage by femtosecond laser pulses and applications to nanomachining", *Appl. Phys. B – Lasers and Optics* **77**, pp. 25-30 (2003).
- 165) L. V. Keldysh, "Ionization in the Field of a Strong Electromagnetic Wave", *Sov. Phys. JETP* **20**, pp. 1307-1314 (1965).
- 166) M. Bass and D. W. Fradin, "Surface and Bulk Laser-Damage Statistics and the Identification of Intrinsic Breakdown Processes", *IEEE J. Quantum Elec.* **9**, pp. 890-896 (1973).
- 167) R. T. Brown and D. C. Smith, "Laser-induced gas breakdown in the presence of preionization", *Appl. Phys. Lett.* **22**, pp. 245-247 (1973).
- 168) M. Bass and H. H. Barrett, "Laser-induced Damage Probability at 1.06 μm and 0.69 μm ", *Appl. Opt.* **12**, pp. 690-699 (1973).
- 169) S. Nolte, C. Momma, H. Jacobs, A. Tünnermann, B. N. Chichkov, B. Wellegehausen and H. Welling, "Ablation of metals by ultrashort laser pulses", *J. Opt. Soc. Am. B* **14**, pp. 2716-2722 (1997).
- 170) E. G. Gamaly, A. V. Rode, B. Luther-Davies and V. T. Tikhonchuk, "Ablation of solids by femtosecond lasers: Ablation mechanism and ablation thresholds for metals and dielectrics", *Phys. Plasmas* **9**, pp. 949-957 (2002).
- 171) J. M. Liu, "Simple technique for measurements of pulsed Gaussian-beam spot sizes", *Opt. Lett.* **7**, pp. 196-198 (1982).
- 172) D. Ashkenasi, M. Lorenz, R. Stoian and A. Rosenfeld, "Surface damage threshold and structuring of dielectrics using femtosecond laser pulses: the role of incubation", *Appl. Surf. Sci.* **150**, pp. 101-106 (1999).
- 173) S. Martin, A. Hertwig, M. Lenzner, J. Krüger and W. Kautek, "Spot-size dependence of the ablation threshold in dielectrics for femtosecond laser pulses", *Appl. Phys. A – Mat. Sci. & Process.* **77**, pp. 883-884 (2003).
- 174) <http://www.cohr.com>
- 175) <http://www.quantron.com>
- 176) <http://www.amplitude-technologies.com>
- 177) D. R. Silva, A. Z. Freitas, R. E. Samad e N. D. Vieira Jr, "Desenvolvimento de autocorrelador para medida de pulsos de femtossegundos utilizando absorção de dois fótons", *Boletim técnico da Faculdade de Tecnologia de São Paulo* **19**, pp. 34-34 (2005).
- 178) <http://www.spiricon.com>
-

-
- 179) <http://www.vloc.com>
- 180) <http://www.kentek.com>
- 181) <http://www.analogmodules.com/>
- 182) <http://www.thinksrs.com/>
- 183) <http://www.mecalor.com.br>
- 184) J. J. De Yoreo, L. J. Atherton and D. H. Roberts, "Elimination of scattering centers from Cr:LiCaAlF₆", *J. Crystal Growth* **113**, pp. 691-697 (1991).
- 185) M. Sheik-Bahae, A. A. Said, T. Wei, D. J. Hagan and E. W. Van Stryland, "Sensitive Measurement of Optical Nonlinearities Using a Single Beam", *IEEE J. Quantum Electron.* **26**, pp. 760-769 (1990).
- 186) Catálogo da CVI, seção de *Ultra-fast coatings*, ou
<http://www.cvilaser.com/Catalog/Pages/Template2.aspx?pcid=1068&filter=0>