

GERAÇÃO DE PULSOS ULTRACURTOS
DE RADIAÇÃO LASER

por

CARLOS HENRIQUE DE BRITO CRUZ

Orientador: Prof. Dr. Artêmio Scalabrin

*Trabalho apresentado no Instituto de
Física Gleb Wataghin da UNICAMP como
parte dos requisitos para a obtenção
do título de Doutor em Ciências.*

Novembro de 1983.

Banca examinadora:

Dr. Artemio Scalabrin (Orientador - IFGW)
Dr. Alvin Kiel (IFGW)
Dr. Cid Bartolomeu de Araujo (D. Física- UFPe)
Dr. Cesar Celeste Ghizoni (LEA-CTA)
Dr. Edgardo Gerck (LEA - CTA)
Dr. Marco Antonio Fiori Scarparo (IFGW)
Dr. Roberto Luzzi (IFGW)

Agradecimentos

Ao Artemio agradeço a apoio, boa vontade e confiança no meu trabalho. Ao Marco Scarparo e ao Ramakant agradeço por terem tornado possíveis as experiências com o laser de corante. Em especial agradeço ao Professor Francesco DeMartini da Università di Roma pelo suporte incondicional dado ao meu trabalho durante o estágio transcorrido em seu laboratório. Ao Kiel, muito obrigado pelas discussões e idéias.

Em segundo lugar, mas de nenhum modo secundariamente, agradeço aos que tanto me ajudaram com troca de idéias e trabalho no laboratório (alinhando, furando, serrando, soldando, colando, ajustando, montando, desmontando, medindo, experimentando, consertando, calculando, projetando,...): Hugo Fragnito, Elia Palange, Sandro Giacomini, Paolo Mataloni, Valéria Loureiro, João Mendes, Valter Pinto e Ailton Encarnação. Ao Hugo e ao Elia ofereço o troféu "Bottiglia di Coca Cola con Rodamina 6G " de cooperação laboratorial.

Ao pessoal da secção de Desenho, Vasco e Charles e às secretárias Ana, Lori, Maria Luiza, Melita, Stella e Myoko agradeço a boa vontade e os serviços feitos "para ontem".

Finalmente, à Conceição um agradecimento especial pela boa vontade e paciência.

Este trabalho foi financiado através do CNPq, FAPESP, FINEP e Istituto Italo Latino Americano (IILA).

RESUMO

Neste trabalho são apresentados novas técnicas desenvolvidas para produção de pulsos de duração ultracurta ($< 1 \text{ ns}$) com lasers. A técnica de auto injeção aplicada aos lasers de NdYAG e de corante bombeado com lâmpada permitiu a obtenção de pulsos sincronizáveis, de baixo "jitter" ($< 1 \text{ ns}$) e duração tão curta como 200 ps, atingindo potência de pico de 100 MW. Com uso de compressão não linear com absorvedor saturável pulsos com 8 ps e 1 GW foram obtidos num laser a NdYAG, novamente em forma sincronizável e estável. No laser de corante bombeado com laser de Argônio obtivemos pulsos com 40 ps, sincronizáveis de 5700 Å a 6200 Å com potência média de 20 mW e uma taxa de repetição de 110 MHz. Com o uso de uma cavidade em anel e em regime de acoplamento passivo de modos este laser forneceu pulsos com duração abaixo de 170 femtosegundos e potência de pico de 1,4 kW, em modo extraordinariamente estável. Com o laser de CO_2 de descarga elétrica transversal, o uso do acoplamento passivo permitiu a obtenção de pulsos com duração de 1 ns e foi desenvolvido o projeto de um sistema para obtenção de pulsos de picosegundos baseado numa chave a semicondutor controlado por luz. Para cada um dos sistemas novos desenvolvidos foi elaborado um modelo teórico que permitisse otimizar o funcionamento e avançar o entendimento de fenômenos envolvendo pulsos laser ultracurtos.

ABSTRACT

In this work we describe new techniques which have been developed for the generation of ultrashort duration laser pulses. The self injection technique used in conjunction with the NdYAG and flashpumped dye lasers allowed the obtention of subnanosecond pulses with very good synchronizability and jitter characteristics. Pulses with 200ps and 100MW peak power were obtained. The use of nonlinear pulse compression with an intracavity saturable absorber led to the generation of 8 ps, 1GW pulses with the NdYAG laser, with much better performance than passive mode locking. With the argon laser pumped dye laser we generated 40ps pulses tunable between 5700 Å and 6200 Å at an average power of 20mW and repetition rate of 110 MHz. In the ring configuration with a saturable absorber this laser produced pulses shorter than 170 femtoseconds and peak power of 1.4 kW. With the transverse discharge CO₂ laser we used passive mode locking to obtain 1ns pulses and designed a injection mode locking system based on a laser controlled semiconductor light gate capable of generating pulses as short as 50 ps in the infrared. For each of the new systems we developed a theoretical model which allowed performance optimization and an improvement in the understanding of ultrashort laser pulse phenomena.

INDICE

	página
1. Introdução Geral	1
Referências	6
2. Geração e Detecção de Pulsos Utracurtos	10
2.a. Introdução	10
2.b. Acoplamento de modos ativo	14
2.b.1. Modulação de amplitude	16
2.b.2. Modulação de fase	17
2.c. Acoplamento de modos passivo	18
2.c.1. Interação da radiação com absorvedores saturáveis	19
2.c.2. Acoplamento passivo em lasers pulsados	22
2.c.3. Acoplamento passivo em lasers contínuos	27
2.d. Detecção de pulsos ultracurtos	28
2.d.1. Detecção com Streak camera	30
2.d.2. Detecção pela função de autocorrelação	31
Referências	38
3. Geração de pulsos ultracurtos com auto injeção	42
3.a. Descrição da técnica de auto injeção	43
3.b. Análise da auto injeção	45
3.b.1. Período pre injeção	45
3.b.2. Formação do pulso curto	46
3.b.3. Amplificação do pulso	52
3.b.4. Extração do pulso ("cavity dumping")	59
3.c. Descrição do laser e resultados	60
3.c.1. Laser a NdYAG	60
3.c.2. Gerador de pulsos para cela de Pockels	62

3.c.3. Sistema de detecção	67
3.c.4. Resultados	68
3.d. Auto injeção no laser de corante bombeado com lâmpada	79
3.d.1. Amplificação do pulso curto	81
3.d.2. Descrição do laser de corante	84
3.d.3. Formação do pulso curto	85
3.d.4. Gerador de pulsos para cela de Pockels	87
3.d.5. Resultados	89
3.e. A compressão não linear do pulso	92
3.e.1. Funcionamento da compressão não linear	93
3.e.2. Descrição do laser	96
3.e.3. Resultados	98
Referências	104
4. Geração de pulsos ultracurtos no laser de corante bombeado com laser de argônio	108
4.a. Acoplamento de modos ativo-passivo nos lasers de corante e argônio	108
4.a.1. Descrição do laser	110
4.a.2. Resultados	113
4.a.3. Análise do funcionamento	119
4.b. Acoplamento passivo de modos no laser de corante em anel em regime de pulsos contra-propagantes	127
4.b.1. Descrição do laser	129
4.b.2. Funcionamento do acoplamento passivo no laser em anel	132
4.b.3. Resultados	143

Referências	147
5. Geração de pulsos ultracurtos no laser a CO_2 excitado transversalmente	150
5.a. Acoplamento passivo de modos no laser TEA CO_2	152
5.b. Acoplamento de modos por injeção externa	156
Referências	161
6. Conclusão	163

LISTA DE FIGURAS

Capítulo 2

Figura 2.1.- Simulação da estrutura do sinal de um laser sem acoplamento de modos, no domínio da frequência (à esquerda) e no domínio do tempo (à direita).

Figura 2.2.- Sinal de um laser com acoplamento de modos. As intensidades dos modos têm uma distribuição gaussiana e as fases no domínio da frequência são identicamente nulas. No domínio do tempo do sinal é um pulso gaussiano limitado por transformada.

Figura 2.3 - Esquema típico de laser com acoplamento ativo de modos, incorporando sistema de realimentação para melhor estabilidade.

Figura 2.4 - Sistema de dois níveis usado como aproximação para modelar a interação da radiação de intensidade I_i com o absorvedor saturável.

Figura 2.5 - Compressão de pulso devido à não linearidade da transmissão do absorvedor saturável. Para compressão máxima use $I_i = I_s \sqrt{e}$.

Figura 2.6 - Esquemas de cavidades usadas para realização do acoplamento passivo. Em (a) a cela de absorvedor fica em contato com o refletor total, em (b) é inclinada sob ângulo de Brewster. Em (c) e (d) usam-se telescópios para ajuste da saturação.

Figura 2.7 - Simulação da evolução do acoplamento passivo a partir do ruído. De (a) a (c) é o regime de amplificação e absorção lineares (d) e (e) correspondem à região de absor-

ção não linear, e (f) é a região de amplificação não linear e absorção totalmente saturada.

Figura 2.8 - Deformação de pulso elétrico por propagação em cabo coaxial. No traço superior o pulso atravessou 1 m de cabo RG 58A/U e no inferior 10 m do mesmo cabo.

Figura 2.9 - Esquema básico da "streak camera".

Figura 2.10 - Sistema para obtenção da função de autocorrelação por geração de segundo harmônico no cristal SHG.

Figura 2.11 - Esquema da obtenção da função de autocorrelação por fluorescência a dois fótons e fotografia do sinal de fluorescência obtido. A extensão da mancha luminosa dá a largura do pico de autocorrelação.

Figura 2.12 - Perfil do sinal de autocorrelação para três tipos de sinais: ruído com largura de faixa limitada, pulso com flutuações internas e pulso simples.

Capítulo 3

Figura 3.1 - Cavidade usada para realização da auto injeção. PC é uma cela de Pokels e P um polarizador Glan-Thomson.

Figura 3.2 - Sinais de controle aplicados à cela de Pockels para auto injeção e evolução do pulso na cavidade. Em t_0 acontece o Q-switching e em t_1 começa a auto injeção. Em t_2 acontece a extração do pulso.

Figura 3.3 - Atraso Δt_1 para que a intensidade de luz na cavidade se torne R vezes maior que o ruído de fundo em função da razão ganho inicial sobre perda (g_0/l) para cavidade com perda de 10% por passagem.

Figura 3.4 - Duração do pulso curto formado Δt_p em função da duração do pulso elétrico de controle T_g para cavidade com $L_1 > L_2$ e $L_2 > L_1$ e tempo de subida e descida infinitamente rápido do pulso elétrico.

Figura 3.5 - Pulso elétrico usado para simulação da formação do pulso curto na cavidade. O tempo de subida é $T_r = 2,2 \tau$ onde τ é a constante de tempo do circuito.

Figura 3.6 - Pulso curto formado quando T_c e $2L_2/c$ são maiores que o tempo de subida t_r . Pode-se ver a variação da duração do pulso gerado variando-se a duração T_g do pulso elétrico.

Figura 3.7 - Pulso curto formado quando T_c é comparável e $2L_2/c$ é menor que t_r . O uso de uma tensão maior que $V\lambda/2$ no pulso de controle permite compensar o tempo de subida lento e obter um pulso luminoso com duração $\Delta t_p = 0,6 \tau = 0,27 t_r$.

Figura 3.8 - Pulso curto formado quando T_c é maior e $2L_2/c$ é menor que t_r . Novamente o uso de um pulso elétrico com maior amplitude permite compensar a lentidão do circuito. O pulso luminoso obtido tem duração $\Delta t_p = 0,6 \tau = 0,27 t_r$.

Figura 3.9 - Variação da duração do pulso curto formado para 3 conjuntos de parâmetros do laser.

Figura 3.10 - Esquema de níveis usado para modelar a amplificação do pulso curto no NdYAG. n_1 e n_2 são as populações dos subníveis entre os quais acontece a emissão estimulada.

Figura 3.11 - Fluência de pico em função do ganho inicial $G_o = e^{g_o}$ para a amplificação regenerativa no laser a auto injeção para três diferentes valores da transmitância da cavidade, $T = 96\%$, 86% e 30% .

Figura 3.12 (a) - Circuito usado para gerar a forma de onda para Q-switching, auto injeção e extração do pulso. (b) - Forma de onda obtida observada através da transmissão de um feixe de laser He Me pela cela de Pockels e polarizador associado. Os tempos de subida são limitados pela fotomultiplicadora usada na detecção.

Figura 3.13 - Diagrama de blocos do sistema de atrasos usado para gatilhar o circuito da figura 3.12. T_1 gera o gatilho para o Q-switching T_2 e T_3 para o início e fim da auto injeção e T_4 para a extração do pulso.

Figura 3.14 - Diagrama de blocos do circuito usado para gatilhar o início dos atrasos (Figura 3.13) com energia constante armazenada no NdYAG.

Figura 3.15 - Evolução da luz intracavidade quando o laser opera em Q-switching (esquerda) e em auto injeção (direita) mostrando o aumento da potência de pico no segundo caso. (50 ns/div).

Figura 3.16 - Evolução da luz intracavidade sem extração do pulso (a) e com extração do pulso (b). (20 ns/div).

Figura 3.17 - Pulsos de saída do laser, mostrando a capacidade de extração de pulso simples (a) ou pulsos duplos (b) e (c) com intensidades relativas ajustáveis (5 ns/div).

Figura 3.18 - Pulso de saída quando se usa o circuito de estabilização (a) e quando se sincroniza a partida dos atrasos com o início do pulso de excitação da lâmpada (b). Ambos os traços são uma superposição de 10 pulsos. (5 ns/div).

Figura 3.19 - Duração do pulso de saída em função da extensão L_2 da subcavidade (ver Figura 3.1). A linha contínua

mostra a previsão teórica e as cruzes são resultados experimentais.

Figura 3.20 - Cavity inestável usada para operação em modo transversal único e auto injeção.

Figura 3.21 - Diagrama de evolução intracavidade em condições de auto injeção e extração de pulso (a); sequência de pulsos elétricos de controle (b) e pulsos de saída do laser (c).

Figura 3.22 - Cavity do laser de corante de duas cores. PC é uma cela de Pockels, P um polarizador, P_1 , P_2 e P_3 são prismas em ângulo de Brewster. Os dois comprimentos de onda independentes oscilam nas cavidades M-M₁ e M-M₂ respectivamente.

Figura 3.23 - Pulso curto formado com os parâmetros listados na figura. A duração do pulso é $\Delta t_p \sim 1,2$ ns.

Figura 3.24 - Duração do pulso curto formado e relação pico/base em função da duração do pulso elétrico T_g . Os parâmetros usados foram $V_o = 0,6 V\lambda/2$; $T_c = 12$ ns, $2L_1/c = 0,67$ ns e $T_r = 2,2$ ns.

Figura 3.25 - Duração do pulso curto formado e relação sinal ruído em função da amplitude do pulso elétrico para $2L_1/c = 0,67$ ns, $T_r = 2,2$ ns e $T_g = 22$ ns e 23 ns.

Figura 3.26 - Circuito de controle para cela de Pockels baseado em descarga de linha de transmissão.

Figura 3.27 - Evolução do pulso laser intracavidade em operação normal (a) (100 ns/div); com auto injeção (b) (50ns/div); com auto injeção e múltipla extração de pulso (c) (100 ns/div) e detalhes dos dois pulsos mais altos do pri-

meiro trem de pulsos em (c), (d). A escala vertical é a mesma em todos os traços, mostrando a multiplicação da potência de pico sob condições de auto injeção.

Figura 3.28 - Evolução da intensidade do laser com compressão, mostrando três condições de ganho inicial.

Figura 3.29 - Cavity usada para obter a relação de intensidades desejada sobre o corante e o NdYAG para compressão não linear do pulso.

Figura 3.30 - Duração medida do pulso e seu tempo de formação em função da concentração de corante. A concentração 100 é aquela que faz o laser partir em acoplamento passivo de modos. A resolução do sistema de detecção do pulso era de 310 ps.

Figura 3.31 - Duração do pulso, potência de pico e tempo de formação em função da tensão de alimentação das lâmpadas, a qual é proporcional à raiz quadrada do ganho inicial. A li nha tracejada indica o limiar de operação.

Figura 3.32 (a) - Trem de pulsos em auto injeção e sem co rante na cela (50 ns/div); (b) - detalhe do traço (a) (5 ns/div); (c) - Trem de pulsos com corante na cela e com compres são otimizada (50 ns/div).

Figura 3.33 - Fotografia do sinal de fluorescência a dois ftons. O traço branco à direita corresponde a 50 ps.

Capítulo 4

Figura 4.1 - Esquema para acoplamento de modos recíproco com laser de Ar^+ e corante. D é o jato de corante.

Figura 4.2 - Corrente de limiar de funcionamento do laser de Ar^+ em função da concentração de Rodamina 6 G usada no jato de corrente.

Figura 4.3 - Pulso do laser de Ar^+ quando o corante não oscila como laser (inferior) e quando o corante oscila (superior) (2 ns/div).

Figura 4.4 - Potência de saída do laser de corante em função da concentração de Rodamina 6 G.

Figura 4.5 - Duração do pulso do laser de corante em função da concentração de Rodamina 6 G. O tempo de subida do sistema de detecção era de 200 ps.

Figura 4.6 - Pulso de saída do laser de argônio, limitado pelo tempo de subida do detetor (200 ps), que mal consegue resolver os dois pulsos existentes.

Figura 4.7 - Pulso de saída do laser de corante, limitado pelo tempo de subida do detetor (200 ps).

Figura 4.8 - Variação da duração do pulso do laser de corante em função do comprimento relativo das duas cavidades.

Figura 4.9 - Espectro de emissão do laser quando sintonizado nos extremos da linha. A largura de linha é $\sim 0,5 \text{ \AA}$.

Figura 4.10 - Variação temporal das grandezas acopladas no laser com acoplamento de modos recíproco. Em (a) a intensidade do laser de Ar^+ , em (b) a intensidade do laser de corante, em (c) a atenuação apresentada pelo corante ao laser de Ar^+ , em (d) o ganho líquido do laser de Ar^+ em (e) o ganho líquido do laser de corante.

Figura 4.11 - Sistema de quatro níveis usado para modelar a

a interação dos pulsos com o corante.

Figura 4.12 - Pulso do laser de Ar^+ mostrando o efeito de corte do laser de corante. A concentração de corante usada aqui não é suficiente para segurar o crescimento da cauda do pulso.

Figura 4.13 - Cavidade em anel usada para acoplamento passivo de modos no laser de corante. As dimensões estão em cm.

Figura 4.14 - Esquema do pulso propagante mostrando as regiões de interesse na análise da formação do pulso curto.-

Figura 4.15 - Variação temporal das grandezas acopladas. Em (a) a intensidade do pulso, em (b) o coeficiente de ganho apresentado pelo meio ativo, em (c) o coeficiente de absorção apresentado pelo absorvedor saturável e em (d) o ganho líquido do laser.

Figura 4.16 - Esquema da cavidade em anel onde o meio laser e o absorvedor são separados pela distância X e variação temporal da inversão acumulada na Rodamina.

Figura 4.17 - Região de funcionamento estável do laser no plano concentração de absorvedor x potência de bombeio mostrando a diminuição da zona de estabilidade quando se passa de $x = 0,25 L$ (a) para $x = 0,18 L$ (b) (Ref. 16).

Figura 4.18 - Regiões de operação do laser no plano concentração de corante x potência de bombeio.

Figura 4.19 - Pulso de saída visto pelo detetor com tempo de subida de 100 ps.

Figura 4.20 - Traço de autocorrelação obtido para o pulso de saída, correspondendo a uma integração sobre $\sim 10^7$ pul-

sos. A largura do pulso, assumindo que a forma seja secante hiperbólico, é $t_p = 170$ fs.

Figura 4.21 - Duração medida do pulso em função da potência de bombeio para concentração fixa de absorvedor.

Figura 4.22 - Duração do pulso em função da concentração de absorvedor usado para potência de bombeio máxima dentro da região de estabilidade, i.e., sobre a fronteira da direita na Figura 4.18.

CAPITULO 1

Introdução

Pulsos laser com duração ultracurta i.e., inferior a um nanosegundo, são extensivamente usados atualmente em um grande número de áreas de pesquisa tais como óptica não linear, física de semicondutores, física de plasmas (geração e diagnóstico), estudo de processos de relaxação ultrarápida em líquidos e soluções de moléculas, espectroscopia não linear, processos ópticos coerentes, biofísica, bioquímica, química molecular, telecomunicações, sistemas de comunicações ópticas. Hoje em dia pulsos com duração de dezenas de femtosegundos (10^{-15} segundos) já são obtidos (1) e nesta área de pesquisa pulsos com potência de pico de alguns Gigawatts (10^9 Watts) também são possíveis (2).

A base dos sistemas de geração de pulsos ultracurtos é a técnica de acoplamento de modos longitudinais (mode-locking) de um laser: ao forçarmos que os modos longitudinais oscilem com uma relação de fase fixa entre si, a saída do laser apresenta uma modulação de amplitude resultante do batimento entre os modos oscilantes acoplados. Este sistema foi demonstrado pela primeira vez por Hargrove e colaboradores (3), usando um laser de Hélio-Neônio com um modulador de amplitude inserido na cavidade, o qual forçava a oscilação acoplada dos modos. Pulsos com duração de 600 picosegundos foram observados, porém com potência de pico reduzida (alguns poucos Watts) pois se tratava de um laser de operação contínua. Por depender do uso de um modulador atuado por um sinal elétrico externo à cavidade laser, este tipo de

sistema é denominado acoplamento ativo de modos (active mode-locking). Pulsos com alta potência de pico foram obtidos pela primeira vez por Mocker e Collins (4), que usaram um laser pulsado de Ruby e inseriram em sua cavidade um elemento passivo constituído por um absorvedor saturável. A presença deste elemento não linear favorece a oscilação do laser em regime de modos acoplados, e este sistema é chamado de acoplamento de modos passivo (passive mode-locking). Pulsos com duração de dezenas de picosegundos e potência de pico de alguns Gigawatts foram obtidas neste experimento.

A partir destes experimentos pioneiros, multiplicou-se rapidamente a quantidade de pesquisadores envolvidos em geração e utilização de pulsos ultracurtos. O entendimento dos fundamentos do processo de acoplamento de modos avançou consideravelmente com base nos trabalhos de Lamb (5), Yariv (6), Crowell (7), Siegman e Kuizenga (8) sobre o acoplamento de modos ativo, e de Gármire e Yariv (9), Statz, DeMars e Tang (10), Svelto e colaboradores (11), DeMaria e colaboradores (12), Lethokov e Kryukov (13) e New (14) sobre o acoplamento de modos passivo. Algumas das limitações básicas dos dois métodos foram determinadas, como a dificuldade do uso do acoplamento ativo em lasers pulsados devido ao tempo de formação do pulso ultracurto (8) e ao carácter intrinsecamente estatístico do acoplamento passivo quando usado em lasers pulsados, limitando a confiabilidade destes sistemas (13, 14). Também foram confirmadas as ótimas características de estabilidade do acoplamento ativo aplicado a lasers contínuos, assim como o extraordinário potencial e simplicidade do acoplamento passivo aplicado a lasers pulsados para

a geração de pulsos curtos e de extrema potencia de pico.

Não obstante todo o trabalho já realizado nesta área, ainda hoje o campo de geração de pulsos ultracurtos apresenta intensa atividade. Os principais objetivos colocados são obter pulsos cada vez mais curtos, mais estáveis e em sistemas mais simples e confiáveis. Além disso a especificidade de cada aplicação exige um constante aperfeiçoamento das técnicas tradicionalmente usadas. Tudo isto sem falar no fato de que embora os primeiros lasers com acoplamento de modos tenham surgido em 1964, até 1982 não havia no Brasil nenhum equipamento deste tipo (importado ou desenvolvido aqui). Atualmente, como resultado deste trabalho de tese, temos no Departamento de Eletrônica Quântica do Instituto de Física Gleb Wataghin pelo menos quatro lasers funcionando em regime de pulsos ultracurtos, cobrindo um espectro desde o infravermelho ($10,6\text{ }\mu\text{m}$) até o ultravioleta ($3371\text{ }\text{\AA}$). Pulsos tão curtos como aqueles obtidos nos melhores laboratórios do mundo (1) estão sendo produzidos aqui, abrindo uma importante nova área de pesquisa no país.

O objetivo deste trabalho foi desenvolver novas técnicas para geração de pulsos ultracurtos em lasers. Estas permitiram:

- i) no caso de lasers pulsados, obter características de funcionamento superiores às aquelas obtidas com as técnicas tradicionais porém sem utilização de sistemas exageradamente custosos e complicados. Assim, demonstramos e desenvolvemos a técnica de acoplamento de modos por auto injeção com compressão não linear (15,16,17,18,19,20,21,22) a qual foi implementada em lasers de NdYAG e corante orgânico bombeado

com lâmpada. Foram obtidos, em forma confiável, pulsos com duração de 10 picosegundos e potencia de pico de 1 Gigawatt, Isto com um sistema consideravelmente mais simples que os até então desenvolvidos, como o acoplamento ativo com Q-switching de Kuizenga (23), o amplificador regenerativo com injeção externa de Murray e Lowdermilk (24.25) ou o acoplamento ativo com realimentação de Tomov e colaboradores (26). Além disso a técnica por nós desenvolvida é de aplicação geral, tendo sido demonstrada em dois lasers de características bem diferentes e com potencial de aplicação a lasers a gás.

ii) no caso do laser de corante contínuo bombeado com lasers de argônio, obter pulsos com duração de picosegundos largamente sintonizáveis, usando um sistema extremamente simples. O sistema usado, de acoplamento de modos passivo recíproco (27,28) é especialmente interessante pelo fato de não requerer nenhum equipamento adicional além de um laser a argônio e um laser de corante, que existem em muitos laboratórios de espectroscopia a laser que podem então serem diretamente convertidos para operação em regime de picosegundos (considere-se aqui o fato de um acoplamento de modos ativo para laser a argônio e corante custar em 1981, US\$ 30 K). Um estudo detalhado do sistema desenvolvido foi realizado, permitindo sua otimização e um melhor entendimento de suas bases físicas (29).

iii) obter pulsos com duração de dezenas de femtosegundos com um laser de corante com acoplamento passivo de modos em cavidade em anel em regime de pulsos contrapropagantes que colidem (30).

iv) obter pulsos com duração ~ 1 ns e alta energia com um laser a CO_2 com descarga transversal em acoplamento de modos passivo. Também foi projetado um sistema de acoplamento de modos por injeção externa no laser a CO_2 que permitirá obter pulsos com duração de picosegundos em forma confiável e repetitiva usando para geração do pulso curto uma chave óptica a semicondutor controlada por luz (31).

REFERÊNCIAS (Capítulo 1)

1. C.V.Shank, R.L. Fork, R. Yen, R.H. Stolen e W.J.Tomlinson, "Compression of femtosecond optical pulses", Appl. Phys. Lett. 40, 761 (1982).
2. R.L. Fork, C.V. Shank e R.T. Yen, "Amplification of 70 fs optical pulses to gigawatt powers", Appl. Phys. Lett. 41, 223 (1982).
3. L.E. Hargrove, R.L. Fork e M.A. Pollack, "Locking of HeNe laser modes induced by synchronous intracavity modulation", Appl. Phys. Lett. 5,4 (1964).
4. M. Mocker e R.J. Collins, "Mode competition effects and self locking in a Q-switched ruby laser", Appl. Phys. Lett. 7, 270 (1965).
5. M. Sargent III, M.O. Scully and W.E. Lamb Jr., Laser Physics (Addison-Wesley Publish Co., Reading 1974) capítulo 9.
6. A. Yariv, "Internal modulation in multimode laser oscillators", J. Appl. Phys. 36, 388 (1965).
7. M.H. Crowell, "Characteristics of mode coupled lasers", IEEE J. Quantum Electron QE-1, 12 (1965).
8. D.J. Kuizenga e A.E. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser - PART I: Theory IEEE J.Quantum Electron. QE6, 694 (1970).
9. E. Garmire e A. Yariv, "Laser Mode Locking with Saturable Absorbers", IEEE J. Quantum Electron. QE3, 222(1967).
10. H. Statz, G.A. DeMars e C.L.Tang, "Self locking of mo-

- des in lasers", J. Appl. Phys. 38, 2212 (1967).
11. C.A. Sacchi, G. Soncini e O. Svelto, "Self locking of modes in a passive Q-switched laser", Il Nuovo Cimento XLVIII-B, 1918 (1967).
 12. A.J. DeMaria, W.H. Glenn, M.J.Brienza e M.E. Mack, "Picosecond Laser Pulses", Proc.IEEE 57, 2(1969) e referências citadas aí.
 13. P.G. Kryukov e V.S. Letokhov, "Fluctuation Mechanism of Ultrashort Pulse Generation by Laser Saturable Absorber" IEEE J. Quantum Electron. QE8, 766 (1972).
 14. G.H.C.New, "Theory of passive mode locking in giant pulse lasers", Proc.IEEE 67, 380(1979).
 15. C.H.Brito Cruz, E. Palange e F.DeMartini, "High power subnanosecond pulse generation in NdYAG lasers", Opt. Commun. 39, 331 (1981).
 16. C.H.Brito Cruz, P. Mataloni, M. Romagnoli e F. DeMartini, "High power short pulse generation in two frequency flashpumped by laser", Opt. Commun. 39,339 (1981).
 17. C.H.Brito Cruz, F.DeMartini, H. Fragnito e E.Palange, "Picosecond pulse generation by intracavity nonlinear compression in selfinjected NdYAG laser", Opt.Communi.40, 298 (1982).
 18. C.H. Brito Cruz, E.Palange, P.Mataloni e F. DeMartini, "High power subnanosecond pulse generation with the self injected NdYAG laser", Conference on Lasers and Electrooptics - CLEO 82 Arizona e XII Internacional Quantum Electronics Conference, Junho 1982, Munique.

19. E. Palange, C.H. Brito Cruz, P. di Lazzaro e F.DeMartini, "Unstable cavity self injected NdYAG laser" Appl. Phys. Lett. 41, 213 (1982).
20. C.H. Brito Cruz, E. Palange e F. DeMartini, "High power high efficiency subnanosecond pulse generation in the self injected laser", submetido a IEEE J.Quantum Electronics.
21. G. Bagnasco, C.H.Brito Cruz, P. Mataloni, M. Romagnoli e F. DeMartini, "Two frequency self injected flashlamp pumped dye laser for nonlinear optics experiments" IEEE J. Quantum Electronics QE 19, 202 (1983).
22. C.H. Brito Cruz, F. DeMartini e P.Mataloni, "The self injected non modelocked picosecond laser", IEEE J.Quantum Electronics QE 19, 573 (1983).
23. D.J. Kuizenga, "Generation of short pulses for laser fusion in an Actively mode locked NdYAG laser", Opt.Commun. 22, 156 (1977).
24. W.H. Lowdermilk e J.E. Murray, "The multipass amplifier theory and numerical analysis", J.Appl.Phys. 51,2436 (1980).
25. J.E.Murray e W.H. Lowdermilk, "Nd YAG regenerative amplifier", J.Appl. Phys. 51, 3548 (1980).
26. I.V.Tomov, R. Fedosejevs, M.C. Rivhardson e W.J.Orr, "Synchronizable actively mode locked NdGlass laser", Appl. Phys. Lett. 29, 193 (1976).
27. W. Dietel, E. Doppel e D.Kuhlke "Passive mode locking of an Ar⁺ laser with R6G as saturable absorber and double

- mode locking of the pump and dye laser system", Opt. Commun. 35, 445 (1980).
28. Z.A. Yasa e N.M.Amer, "Reciprocal passive mode locking of a R6G dye laser and the Ar^+ pump laser", Opt. Lett. 6, 67(1981).
 29. C.H.Brito Cruz, H.L.Fragnito, R.Françalacci M.A.F.Scarparo e R.Srivastava, "Picosecond duration laser pulse generation by simultaneous active-passive mode locking in Ar^+ ion and dye laser system", aceito em Optics and Q. Electronics.
 30. C.H.Brito Cruz, M.A.F. Scarparo e R. Srivastava, "Femto second duration pulse generation with a passively mode locked dye laser" a ser publicado na Rev. Bras. de Física.
 31. C.H. Brito Cruz e A. Scalabrin, "Chave óptica com semiconductor controlado por luz para geração de pulsos ultracurtos com laser de CO_2 ", trabalho apresentado na 35ª SBPC, Belém; in Cienc. Cult. 35 (7) (supl.), p. 255 (1983).

CAPITULO 2

Geração e detecção de pulsos ultracurtos

2.a - Introdução

Na Figura 2.1 mostramos a estrutura temporal e espectral de um laser onde não há acoplamento de modos. No domínio da frequência a radiação é composta por um número de linhas discretas separadas pelo intervalo entre modos longitudinais da cavidade laser de comprimento L , $\nu_l = c/2L$. Cada modo oscila independentemente e sem correlação com seus vizinhos, tendo seus fases distribuídas aleatoriamente entre $-\pi$ e π . A superposição destes modos produz no domínio do tempo um campo com uma distribuição de intensidade aleatória característica de um ruído. Também a fase no domínio do tempo varia aleatoriamente.

A situação se torna muito diferente se os modos forem forçados a manter uma relação de fase fixa entre si. Na Figura 2.2 mostramos a estrutura temporal e espectral de um laser com acoplamento de modos ideal. As fases dos modos são identicamente nulas, embora a condição mais geral para acoplamento de modos seja (1).

$$\phi(\omega) = b_0 + b_1(\omega - \omega_0) \quad (2.1)$$

A forma temporal do pulso independe das constantes b_0 e b_1 que determinam respectivamente a fase no domínio do tempo e a posição t_0 no eixo do tempo onde o pulso está centrado. Para simplificar a distribuição de intensidade dos modos foi escolhida como Gaussiana, embora isto não seja essencial. Na prática a forma desta distribuição é definida pela largura

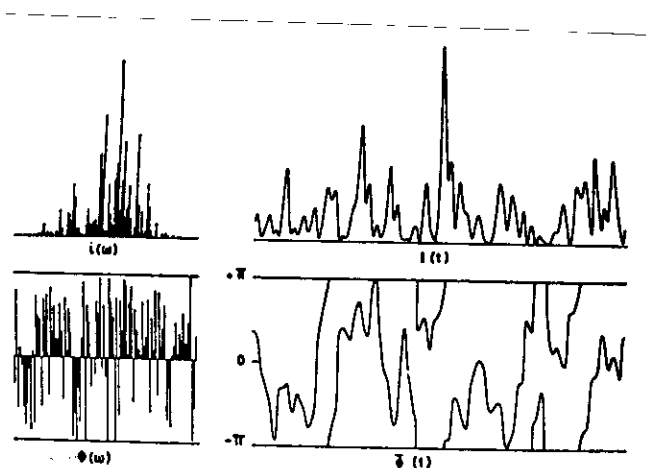


Figura 2.1 - Simulação da estrutura do sinal de um laser sem acoplamento de modos no domínio da frequência (à esquerda) e no domínio do tempo à direita.

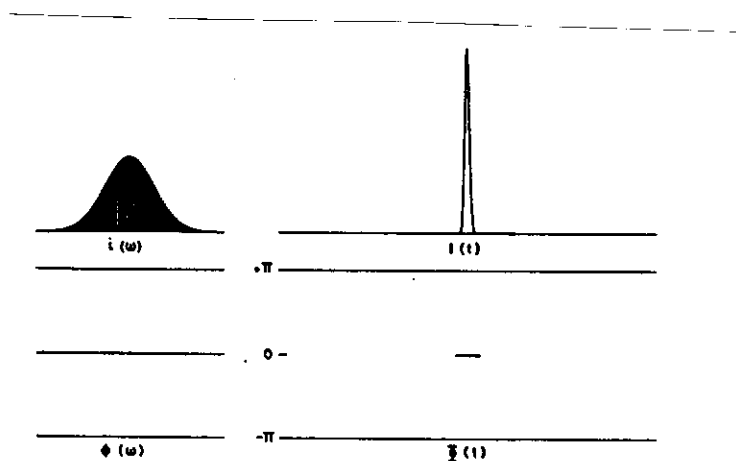


Figura 2.2 - Sinal de um laser com acoplamento de modos. As intensidades modos têm uma distribuição gaussiana e as fases no domínio da frequência são identicamente nulas. No domínio do tempo o sinal é um pulso gaussiano limitado por transformada.

de linha de oscilação do laser. Observe que um sinal é completamente determinado por uma distribuição de fase e de intensidade. Tanto faz se as distribuições conhecidas são no domínio do tempo ou da frequência, já que se a descrição num domínio é completa a outra pode ser obtida por uma transformação de Fourier. O sinal analítico associado com um campo real $E(t)$ é $V(t)$ tal que (1,2) $E(t) = \text{Re}(V(t))$

$$V(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\infty} 2 e(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (2.2a)$$

$$= \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} v(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (2.2b)$$

onde

$$v(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} V(t) \exp(i\omega t) dt \quad (2.3a)$$

$$= \begin{cases} 2 e(\omega) & \omega > 0 \\ \text{zero} & \omega < 0 \end{cases} \quad (2.3b)$$

As funções complexas $V(t)$ e $v(\omega)$ definem completamente um sinal no domínio do tempo e da frequência, respectivamente. Cada uma delas pode ser escrita como:

$$V(t) = A(t) \exp(i\phi(t)) \exp(-i\omega_0 t) \quad (2.4)$$

$$v(\omega) = a(\omega) \exp(i\phi(\omega)) \quad (2.5)$$

As intensidades do domínio temporal e da frequência são dadas por:

$$I(t) = A^2(t) \quad (2.6)$$

$$i(\omega) = \alpha^2(\omega) \quad (2.7)$$

e pelo teorema de Parseval:

$$\int_{-\infty}^{\infty} I(t) dt = \int_0^{\infty} i(\omega) d\omega \quad (2.8)$$

Assim, não há uma correspondência unívoca entre $i(\omega)$ e $I(t)$ já que cada uma depende da outra e da distribuição de fase associada. A única (e importante) relação entre as duas é:

$$\frac{\Delta\omega \Delta t_p}{2\pi} = P \gg K \quad (2.9)$$

onde $\Delta\omega$ e Δt_p são as larguras a meia altura de $i(\omega)$ e $I(t)$. Particularmente, o pulso mais curto associado a uma certa largura espectral é chamado limitado por largura de faixa, e sua duração é:

$$(\Delta t_p)_{\min} = \frac{2\pi K}{\Delta\omega} \quad (2.10)$$

O parâmetro P é chamado produto duração-largura de faixa.

No caso da figura 2.2 usamos

$$i(\omega) = \exp \left[\frac{-(\omega - \omega_0)^2}{\alpha} \right] \quad (2.11a)$$

$$\phi(\omega) = 0 \quad (2.11b)$$

resultando, no domínio do tempo, em:

$$I(t) = \alpha \exp(-\alpha(t - t_0)^2) \quad (2.12)$$

Neste caso temos $\Delta\omega = 2\sqrt{\ln^2 \alpha}$ e $\Delta t_p = 2\sqrt{\frac{\ln^2}{\alpha}}$ resultando $K = 2 \frac{\ln^2}{\pi} = 0,441$. Para pulsos de forma diferente, outros valores de K são obtidos, os mais importantes sendo listados na Tabela 2.II.

A potência de pico do laser com acoplamento de modos pode atingir valores muito altos. Isto acontece porque a potência que sem acoplamento era uniformemente distribuída

no intervalo $T_c = 2l/c$ agora vem concentrada num pulso de largura Δt_p . Em termos do número de modos acoplados, $N = \frac{\Delta\omega}{2\pi} T_c$ o aumento da potência é dado por:

$$\begin{aligned} \frac{\text{potencia com acoplamento}}{\text{potencia sem acoplamento}} &= \\ &= \frac{T_c}{\Delta t_p} = \frac{\Delta\omega T_c}{K 2\pi} \\ &= \frac{N}{K} \end{aligned} \quad (2.13)$$

Como $K \sim 1$ e o número de modos acoplados N pode ser 10^4 , o aumento de potência é considerável. Em lasers pulsados é comum obter-se potências da ordem de Gigawatts, enquanto, que em lasers contínuos a potência de pico chega a dezenas de kilowatts.

A produção de pulsos ultracurtos requer o acoplamento do maior número possível de modos longitudinais. Isto pode ser feito basicamente, através de duas técnicas. O acoplamento de modos ativo é a técnica que usa um modulador optico inserido na cavidade laser. Este modulador é atuado por um sinal externo ao laser. O acoplamento de modos passivo usa um elemento não linear na cavidade laser, tipicamente um absorvedor saturável. A linearidade tem a propriedade de acoplar os modos oscilantes.

2.b. Acoplamento de modos ativo

O esquema básico do laser com acoplamento de modos ativo é apresentado na figura 2.3. O modulador M é, normalmente, um modulador de amplitude ou de fase baseado no espalhamento acustooptico (3). Um estudo detalhado do acoplamen

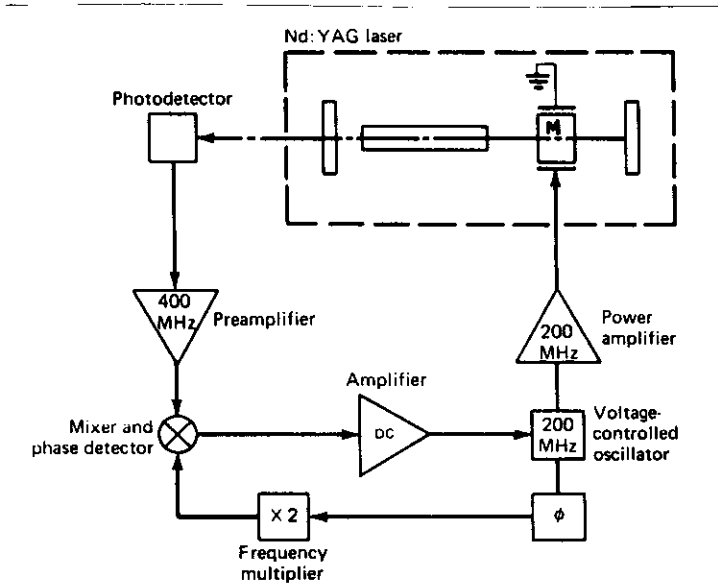


Figura 2.3 - Esquema típico de laser com acoplamento ativo de modos, incorporando sistema de realimentação para melhor estabilidade.

Tabela 2.1 - Produto largura de faixa por duração do pulso, $\Delta t_p \cdot \Delta \omega > 2\pi k$ para pulsos com perfis temporais usuais.

$I(t)$	k
$\exp (-4 \ln^2 t^2 / \Delta t_p^2)$	0,441
$1 \ (0 < t < \Delta t_p)$	0,886
$\operatorname{sech}^2 [1.76 t / \Delta t_p]$	0,815
$\exp [-\ln^2 . t / \Delta t_p]$	

Tabela 2.11 - Tempo necessário para formação do puslo curto com modulação de amplitude para alguns lasers pulsados.

Laser	$\Delta f(\text{GHz})$	$t(\mu\text{s})$
NdYAG	120	30
CO ₂ TEA	4 (1 atm)	1
Rubi	60	15
Rodamina (flash)	50.000	12.500
NdGlass	4.000	1.000

to de modos ativo está nos trabalhos de Crowell (4) e Kuizenga e Siegman (5,6,7) e Tomov (8).

2.b.1. Modulação de amplitude - aqui, a função de transmissão do modulador M é:

$$T(t) = \cos(\delta_m \sin(\omega_m t)) \quad (2.14)$$

onde δ_m é a profundidade de modulação e $\omega_m = 2\pi f_m$ é a frequência de modulação. Para este tipo de função de transmissão é fácil (9) ver que após passar pelo modulador, um sinal de frequência ω_0 apresenta mais duas bandas laterais ($\omega_0 \pm \omega_m$). Se a frequência de modulação ω_m for sintonizada com a separação entre os modos longitudinais $\omega_L = 2\pi \nu_L$, nas sucessivas passagens da luz pelo modulador novos modos $\omega_0 \pm n\omega_L$ da cavidade laser vão sendo excitados, todos eles estando em fase entre si. Com esta modulação, a duração do pulso produzido em regime estacionário é (7,8)

$$\Delta t_{p0} = \sqrt{\frac{2\sqrt{2} \ln^2 \sqrt{g}}{\pi^2 \delta_m f_m \Delta f}} \quad (2.15)$$

onde g é o coeficiente de ganho não saturado do laser e a largura de linha do meio ativo.

Para uso em lasers pulsados é importante saber como evolui no tempo a duração do pulso. Esta é dada por (7,10):

$$\Delta t_p(t) = \frac{\Delta t_{p0}}{[\tanh(t/t_0)]^{1/2}} \quad (2.16)$$

com Δt_{p0} dado por (2.5) e

$$t_0 = \frac{\Delta f}{8\sqrt{g} \delta_m f_m^2} \quad (2.17)$$

O tempo necessário para chegar a 95% de Δt_{p0} , que é a mínima duração atingível, vale:

$$t = 1,5 t_0 = \frac{3 \Delta f}{16 \sqrt{g} \delta_m f_m^2} \quad (2.18)$$

Valores típicos são $\sqrt{g} \delta_m \sim 0,1$ e $f_m \sim 100 \text{ MHz}$. Na Tabela 2.A mostramos o valor de t para alguns lasers. Fica claro, destes valores, que o tempo de duração do pulso laser não é suficiente para que o pulso curto atinja sua duração mínima. Esta é a principal limitação da aplicação do acoplamento ativo a lasers pulsados de alta potência. Técnicas complementares foram desenvolvidas para superar este problema e normalmente envolvem um considerável aumento da complexidade do sistema (8,10).

2.b.2. Modulação de fase - aqui o modulador M introduz uma variação de fase senoidal através da função de transmissão.

$$T(t) = \exp(-j 2 \delta \cos \omega_m t) \quad (2.19)$$

onde δ é a defasagem introduzida por passagem da luz no modulador e ω_m a frequência de modulação. A duração final dos pulsos produzidos é:

$$\Delta t_{po} = \sqrt{\frac{\sqrt{g} l}{4 \sqrt{\delta} f_m \Delta f}} \quad (2.20)$$

Observe que aqui a duração do pulso cai com a raiz quarta do retardo de fase δ que é proporcional à voltagem do sinal fornecido ao modulador. Assim, a duração do pulso varia com $(P_m)^{-1/8}$ sendo P_m a potência do sinal de modulação. No caso da modulação de amplitude tínhamos $\Delta t_{po} \propto \delta^{-1/2}$ e $\Delta t_{po} \propto (P_m)^{-1/4}$ indicando que para uma mesma potência de modulação os pulsos mais curtos se obtêm com modulação de amplitude. Por isso a modulação de fase não é usada com lasers pulsados. Por outro lado, somente na modulação de fase se obtêm

pulsos com varredura de frequência (chirp)⁽⁵⁾.

2.c. Acoplamento de modos passivo

No acoplamento de modos passivo o elemento principal é uma não linearidade inserida na cavidade laser, na imensa maioria dos casos um absorvedor saturável. Qualitativamente o acoplamento dos modos pode ser entendido no domínio da frequência pelo fato de que toda não linearidade tende a acoplar sinais de diferentes frequências. No domínio do tempo pode-se pensar o acoplamento partindo-se da idéia do absorvedor saturável. Este apresenta um coeficiente de absorção que depende da intensidade da luz incidente, I , de acordo com (11)

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s} \quad (2.21)$$

onde α_0 é o coeficiente de absorção para baixa intensidade e I_s é a intensidade de saturação. Assim, a situação mais favorável à oscilação laser deve ser aquela onde a intensidade seja a maior possível pois aí as perdas serão menores. Deste modo a oscilação do laser em regime de pulsos curtos e intensos é favorecida.

Dois modos de funcionamento do acoplamento passivo são normalmente encontrados. Um é o que acontece em lasers pulsados onde a oscilação não chega a atingir um estado estacionário. É o que acontece nos lasers a estado sólido com pulso gigante. O outro modo de funcionamento é aquele onde o laser trabalha em regime estacionário ou quase estacionário, e é o que acontece nos lasers de corante pulsados e contínuos. Nos dois modos de funcionamento o papel do absor

vedor saturável é radicalmente distinto.

2.c.1. Interação da radiação com absorvedores saturáveis - uma vez que o absorvedor saturável é um dos elementos fundamentais na geração de pulsos ultracurtos por acoplamento passivo de modos, apresentaremos aqui em forma sintética alguns dos resultados importantes relativos à interação de pulsos de radiação com absorvedores. Tratamentos mais detalhados deste problema podem ser encontrados nos trabalhos de Hercher(11), Penzkofer (12), Giuliano e Hess (13), Rudolf e Weber (14) e Letokhov (15).

Em primeira aproximação podemos tratar o absorvedor como um sistema de dois níveis, esquematizado na figura 2.4. N_1 e N_2 são as populações e E_1 e E_2 as energias dos níveis $|1\rangle$ e $|2\rangle$ respectivamente. A diferença de energias $E_2 - E_1$ é igual à energia dos fotons incidentes, $h\nu_L$. À medida que a intensidade incidente I_i aumenta, a população N_2 vai crescendo e tende a igualar-se a N_1 para intensidades muito altas. Assim, a transmissividade do meio aumenta com o aumento da intensidade incidente, tendendo a 1 para altos valores de I_i . As moléculas excitadas retornam ao estado fundamental por meio de emissão induzida e por transição não radiativa com tempo de relaxação τ . No caso onde a duração do pulso incidente t_{pi} seja longa em comparação com o tempo de memória de fase T_2 do meio (o que é comum em se tratando de moléculas orgânicas em solução, onde $T_2 \sim 10^{-15}$ s) podemos escrever as equações de taxa:

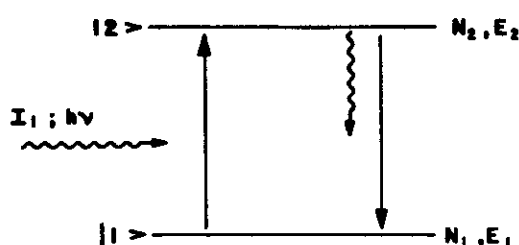


Figura 2.4 - Sistema de dois níveis usado como aproximação para modelar a interação da radiação de intensidade I ; com o absorvedor saturável.

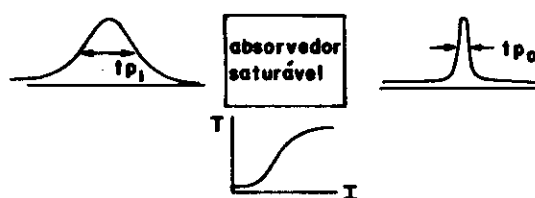


Figura 2.5 - Compressão de pulso devido à não linearidade da transmissão do absorvedor saturável. Para compressão máxima use $I_i = I_s \sqrt{e}$.

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{-I\sigma}{h\nu_L} (N_1 - N_2) + \frac{N_2}{T} \quad (2.22a)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{I\sigma}{h\nu_L} (N_1 - N_2) - \frac{N_2}{T} \quad (2.22b)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{-cI\sigma}{\eta} (N_1 - N_2) \quad (2.22c)$$

onde σ é a secção de absorção c a velocidade da luz e η o índice de refração do meio. Usando a substituição de variáveis $n = N_1 - N_2$ e $N = N_1 + N_2$ as equações (2.22 a-c) podem ser reescritas como:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{-2I\sigma}{h\nu_L} n + \frac{N-n}{T} \quad (2.23a)$$

$$\frac{dI}{dt} = \frac{-cI\sigma}{\eta} n \quad (2.23b)$$

Quando a duração do pulso t_{pi} é longa em comparação com T , as equações (2.23 a-b) podem ser resolvidas para regime estacionário ($d/dt = 0$) e resulta (11) para a transmissão de intensidade $T = I_{tr}/I$:

$$T = T_0 \exp \left\{ \frac{I_i}{I_s} (1 - T) \right\} \quad (2.24)$$

onde $T_0 = \exp(-\sigma Nl)$ é a transmissão para baixa intensidade e $I_s = h\nu_L/2\sigma T$ é a intensidade de saturação do absorvedor. Da equação (2.24) pode-se ver que T é sempre maior que T_0 e tende a 1 para intensidade $I_i \gg I_s$. O efeito deste tipo de transmissão sobre o pulso torna-se evidente: o pico é transmitido mais que a frente e a cauda, resultando numa redução na sua duração (figura 2.5). Para um pulso incidente variando gaussianamente no tempo, com duração t_{pi} , o pulso transmitido tem duração t_{po} e a variação relativa na duração é (15) (para $T_0 \rightarrow 1$)

$$\beta = \frac{t_{pi} - t_{po}}{t_{pi}} = \frac{1 - e}{2} \times \frac{(I_i/I_s) \ln T_0}{(e + \frac{I_i}{I_s})(1 + \frac{I_i}{I_s})} \quad (2.25)$$

A variação relativa β é máxima quando $I_i = I_s \sqrt{e}$ e vale

$$\beta_{max} = -0,12 \ln T_0 \quad (2.26)$$

Quando a duração do pulso incidente é menor que o tempo de relaxação do meio, $t_p \ll \tau$ a equação (2.23a) pode ser resolvida e se obtém (16):

$$n(t) = N_1 \exp \left[\frac{-\int_0^t I(x) dx}{E_s} \right] \quad (2.27)$$

onde E_s é a densidade de energia de saturação do meio $E_s = \hbar\nu/\sigma$. A transmissão agora é uma função do tempo ao longo da duração do pulso:

$$T(t) = \exp[-n(t)\sigma l] \quad (2.28)$$

e vai aumentando à medida que o absorvedor vai sendo saturado. Assim, em linhas gerais o que acontece aqui é que a frente do pulso é mais atenuada que a cauda.

Na tabela 2.II apresentamos algumas das características de alguns absorvedores saturáveis comumente usados.

Para valores arbitrários de t_p o efeito do absorvedor pode ser previsto por simulação numérica das equações (2.23a + b), como no trabalho de Penzkofer (12).

2.c.2. Acoplamento passivo em lasers pulsados - na figura 2.6 mostramos várias configurações de cavidade tipicamente usadas. Algumas das considerações que determinam o tipo de cavidade usado são: limitação da intensidade a níveis aceitáveis pela óptica usada, uso de celda de corante fina ($\sim 30 \mu m$) (17), uso de celda de corante em contacto com um dos espelhos

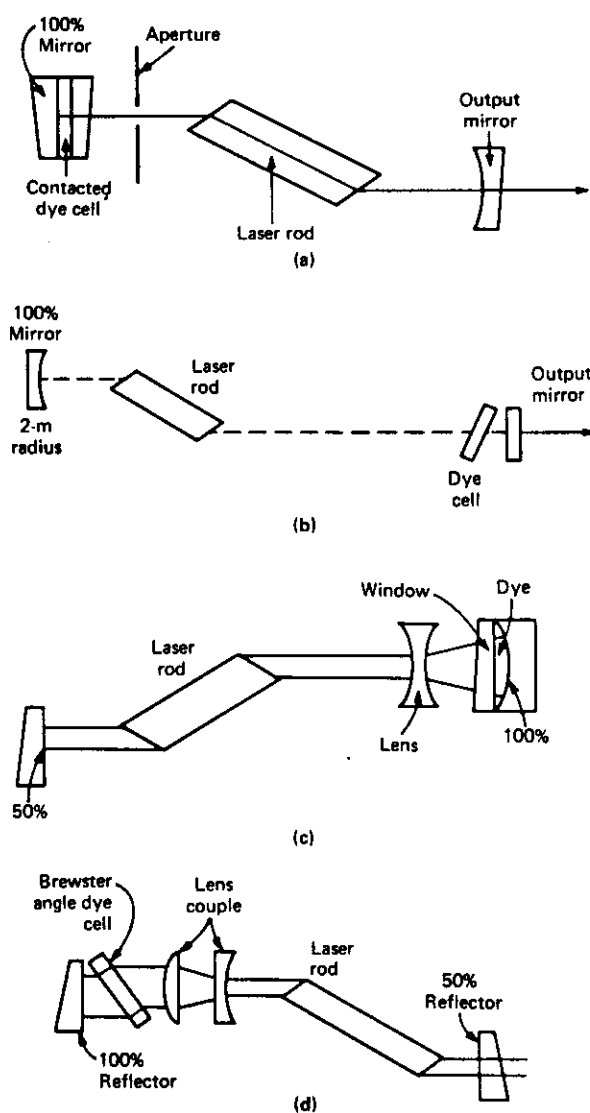


Figura 2.6 - Esquemas de cavidades usadas para realização do acoplamento passivo. Em (a) a cela do absorvedor fica em contato com o refletor total, em (b) é inclinada sob ângulo de Brewster. Em (c) e (d) usam-se telescópios para ajuste da saturação.

da cavidade (18), eliminação de reflexões espúrias e sub-cavidades (19) e ajuste das intensidades luminosas sobre o absorvedor saturável e o meio ativo.

O entendimento do funcionamento do acoplamento passivo de modos em lasers a estado sólido evoluiu consideravelmente a partir do modelo sugerido por Letokhov (20), baseado numa análise da formação do pulso curto usando uma descrição no domínio do tempo, ao contrário dos modelos anteriores que se baseavam na interação de modos. Num artigo mais recente, New (21) apresenta com mais detalhes e exatidão uma teoria do acoplamento passivo em lasers pulsados (21). Basicamente o processo de formação do pulso curto pode ser dividido em 3 estágios sucessivos e na figura 2.7 mostramos os resultados de uma simulação (22) onde o pulso laser evolui a partir do ruído inicialmente presente na cavidade. O fato de evoluir a partir deste ruído inicial inclui no funcionamento do laser um comportamento estatístico que limita, às vezes fortemente, sua confiabilidade e repetibilidade. Tipicamente, lasers com acoplamento passivo de modos funcionam bem em 85% dos pulsos (21), sendo para isto muito importantes a estabilidade de bombeio do laser, as condições de temperatura ambiente (23) e o uso de bombeio ligeiramente acima do limiar. Descrevemos abaixo em forma resumida os 3 estágios de evolução do pulso.

i) estágio de amplificação linear - durante esta fase a inversão de população do meio ativo e a transmissão do absorvedor não são afetadas pela intensidade luminosa. O perfil de intensidade na cavidade tem as características de um ruído com faixa limitada à largura de linha de fluorescência

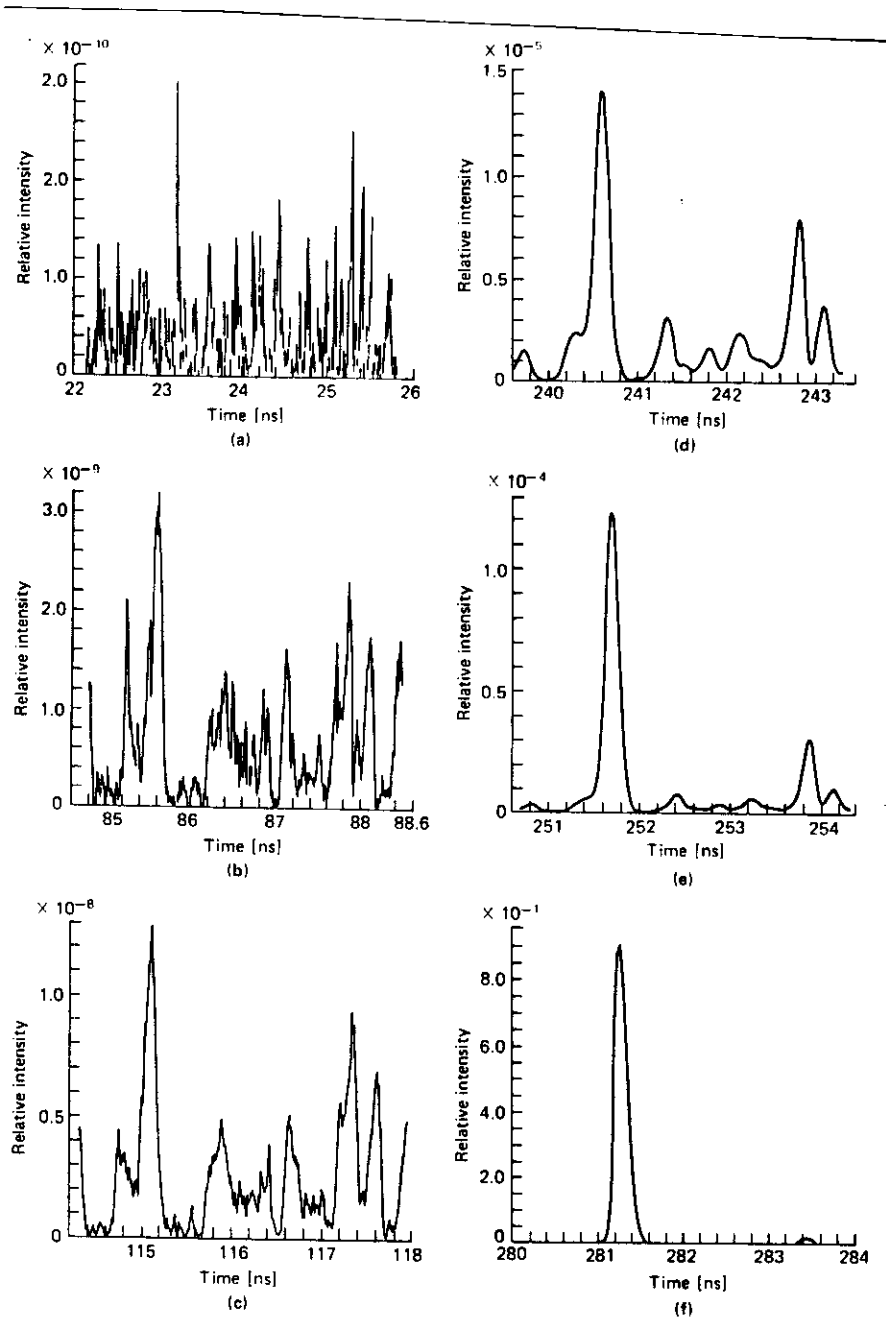


Figura 2.7 - Simulação da evolução do acoplamento passivo a partir do ruído. De (a) a (c) é o regime de amplificação e absorção lineares, (d) e (e) correspondem à região de absorção não linear, e (f) é a região de amplificação não linear e absorção totalmente saturada.

do laser. A interferência dos modos da cavidade, com fase aleatória leva à formação de picos na intensidade (figura 2.7a). À medida que a luz vai sendo amplificada os modos mais próximos ao centro da linha vão sendo favorecidos e as flutuações se tornam mais suaves (figura 2.7 b e c).

ii) estágio de absorção não linear - aqui o ganho ainda é linear mas a transmissão do absorvedor atinge a região de não linearidade. Dois efeitos importantes acontecem: primeiro, a transmissão não linear do corante favorece um dos picos do ruído que é amplificado favoravelmente e segundo, o absorvedor atua comprimindo a duração deste pico. Esta fase termina quando a absorção estiver completamente saturada, i.e., $I_{\text{laser}} \gg I_s$ (fig.2.7d-e). Por isso o absorvedor saturável deve ter: linha de absorção ressonante com o laser, largura de linha maior ou igual à do laser a um tempo de recuperação menor que o tempo de circulação do pulso na cavidade e menor ou da ordem da duração do pulso a ser gerado.

iii) amplificação não linear - nesta fase a potência atinge valores muito altos ($\sim$ GW) e os pulsos secundários de vem ter desaparecido. A saída do laser se apresenta como um trem de pulsos espaçados pelo tempo de circulação na cavida de. Efeitos nocivos de amplificação não linear podem aconte cer se a intensidade não for limitada (24,25), o mais comum sendo dano dos espelhos.

Além do projeto cuidadoso do laser e de controle das condições de funcionamento, o uso de um sistema de realimen tação pode melhorar as características de estabilidade e con fiabilidade do acoplamento passivo de modos em lasers a es- tado sólido. Essas técnicas são geralmente chamadas de aco-

plamento passivo-ativo. Bons resultados foram obtidos assim por Martinez e Spinelli (26).

Para o acoplamento passivo em lasers a gás, como de CO_2 TEA, alguns detalhes do exposto acima são alterados mas continua válido o comportamento temperamental do sistema. Ausschnitt (27) desenvolveu com detalhes um modelo para este tipo de laser, onde a característica principal é o alargamento de linha homogêneo e apresentou uma série de considerações úteis para otimização do funcionamento.

2.c.3. Acoplamento passivo em lasers contínuos (quase-contínuo) - uma discussão rápida do funcionamento deste tipo de laser é importante já que foi o que permitiu a geração de pulsos mais curtos obtidos até hoje (28,29). O diferente comportamento do absorvedor saturável no laser de corante ficou patente quando, usando-se absorvedores com tempo de recuperação $\tau \sim 100\text{ps}$ foram obtidos pulsos laser com duração $< 1\text{ps}$ (30,31). Em contraste com o caso do laser a estado sólido pulsado, no laser de corante contínuo ou bombeado com flash o tempo disponível para a formação do pulso curto é mais longo. Mas além disso, e principalmente, o que facilita a produção do pulso curto é que as energias de saturação do meio laser e do absorvedor são semelhantes, o que torna possível saturar simultaneamente o ganho e a absorção. Assim, a saturação do ganho atenua a cauda do pulso enquanto que a saturação da absorção atenua a frente, resultando num eficiente mecanismo de compressão. Para isto o laser deve ser projetado de tal modo que ocorra saturação simultânea do meio ativo e do absorvedor. As idéias básicas sobre o funcionamento deste tipo de laser foram avançadas por New (16)

e desenvolvidas por Haus (32) e Herrman e Weidner (33). Atualmente pulsos tão curtos quanto 60 femtosegundos (28,29) são obtidos nestes lasers usando, rodamina 6G como meio ativo e DODCI como absorvedor saturável.

2.d. Detecção de pulsos ultracurtos

Quando a duração dos pulsos laser se torna menor que 500ps, sua detecção com técnicas tradicionais se torna limitada. Para detecção de pulsos não repetitivos o tempo de subida típico de uma combinação detetor-osciloscópio é ~ 490ps. Por exemplo o fotodiodo ITL1850 tem tempo de subida 100ps e um osciloscópio rápido tipo Tektronix 7904 com acesso direto 7A21N ou Tektronix 7104 têm tempo de subida 350ps. Há osciloscópios com largura de faixa de 5GHz (Thomson CSF) o que significa tempo de subida de 70ps mas são razoavelmente mais caros e são feitos com produção limitada. Para pulsos repetitivos a frequências acima de 1kHz o uso da técnica de amostragem (sampling) permite osciloscópios com tempo de subida de 25ps e há detetores tipo fotodiodo a semiconductor (Optoelectronics Inc.) com tempo de subida de até 30ps. É importante notar que para pulsos tão curtos assim, um cabo coaxial mal escolhido pode mascarar totalmente a medida. Normalmente recomenda-se o uso de cabos tipo 3mm com conectores SMA, especificados para uma banda passante de 12,5GHz. Cabos coaxiais tipo RG58/U normalmente usados com conectores BNC já deformam impulsos quando sua duração se torna menor que 1 nanosegundo. A título de ilustração mostramos na figura 2.8 um pulso visto com osciloscópio Tek 7904 com acesso direto 7A21N (1GHz) após 1m de cabo RG58/U em (a) e após 10m

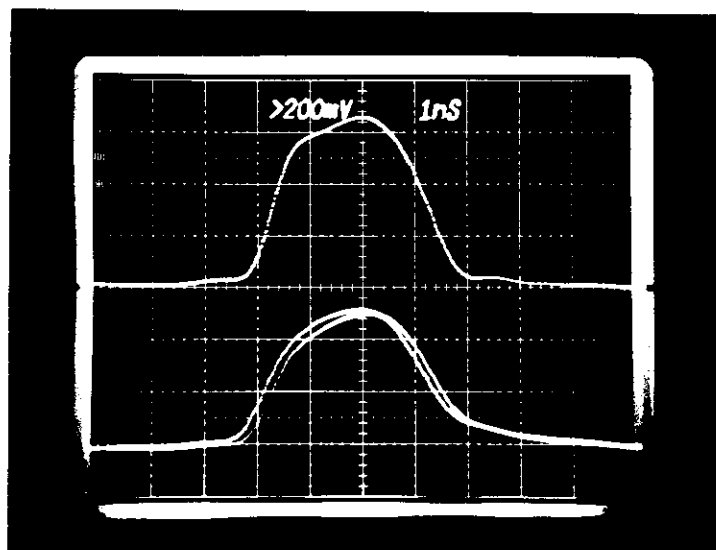


Figura 2.8 - Deformação de pulso elétrico por propagação em cabo coaxial. No traço superior o pulso atravessou 1m de cabo RG 58A/U e no inferior 10m do mesmo cabo.

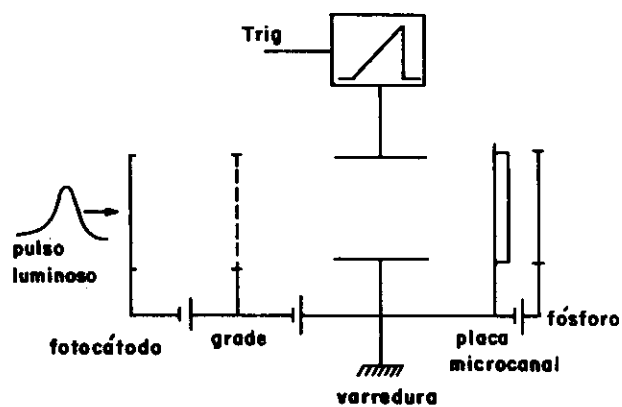


Figura 2.9 - Esquema básico da "streak camera"

do mesmo cabo em (b).

Desta maneira, a determinação da duração de pulsos mais curtos que $\sim 500\text{ps}$ exigiu o desenvolvimento de novas técnicas que podem ser divididas em dois grupos: primeiro a detecção direta usando "streak cameras" que permite resolução de até 1ps e é capaz de determinar a forma completa do pulso e segundo, a detecção indireta onde se mede uma função de autocorrelação (usualmente a de segunda ordem) do pulso e a partir daí se obtém sua duração com resolução de $\sim 0,001\text{ps}$.

2.d.1. Detecção com streak camera - um esquema básico de uma streak camera é representado na figura 2.9 (32). O pulso luminoso é imageado sobre um fotocátodo onde elétrons são produzidos em quantidade proporcional à intensidade luminosa incidente. A grade acelera os elétrons para o tubo de varredura onde eles são varridos a uma velocidade de varredura conhecida sobre uma determinada distância. Deste modo a informação temporal é convertida em informação espacial. Os elétrons incidem então sobre a placa microcanal que multiplica o número de elétrons através de emissão secundária. Estes elétrons secundários incidem sobre o fósforo produzindo a imagem que é registrada em filme fotográfico ou, nos sistemas mais sofisticados, processada por um sistema eletrônico de vídeo. O perfil de intensidade luminosa registrado no filme é uma reprodução do perfil de intensidade do pulso incidente.

As principais dificuldades para se obter resolução temporal alta com streak cameras são dadas pela dispersão na velocidade inicial dos elétrons (1) e pela necessidade da

geração da rampa de varredura (duração ~ 1 ns, amplitude ~ 5 kV) síncrona com o pulso incidente. Para produção da rampa são usados comutadores como krytons, spark gaps e mais recentemente as chaves a semicondutor controladas por laser(33) Sistemas atualmente disponíveis tem uma resolução temporal de ~ 1 ps(32) a um custo da ordem de US\$30.000,00.

2.d.2. Detecção pela função de autocorrelação - devido à sua simplicidade, a técnica de determinação da duração de pulsos ultracurtos pela medição de sua função de autocorrelação é muito popular e extensivamente usada. Entretanto é importante notar aqui que a autocorrelação não permite determinar unívocamente a forma do pulso curto, mas apenas inferir a sua duração, suposto conhecido o seu perfil temporal (34). Esta desvantagem com relação à streak camera é largamente compensada pela possibilidade de resolução temporal muito mais elevada, até hoje já demonstrada de 30 fs (29).

O esquema básico para a medida de autocorrelação é aquele proposto inicialmente por Weber (35) e Armstrong (36) e reproduzido na figura 2.10. O arranjo consiste num interferômetro de Michelson com um braço de comprimento variável e com a adição de um cristal gerador de segundo harmônico (GSH) na saída. A superposição temporal dos pulsos sobre o cristal é variada mecanicamente deslocando-se M1 ($1 \text{ cm} = 67 \text{ ps}$). A quantidade de segundo harmônico detectada é máxima quando o atraso relativo é zero e cai para atrasos não nulos. O perfil obtido de intensidade de segundo harmônico versus posição de M1 permite determinar o comprimento espacial do pulso e conhecida a velocidade da luz, sua duração.

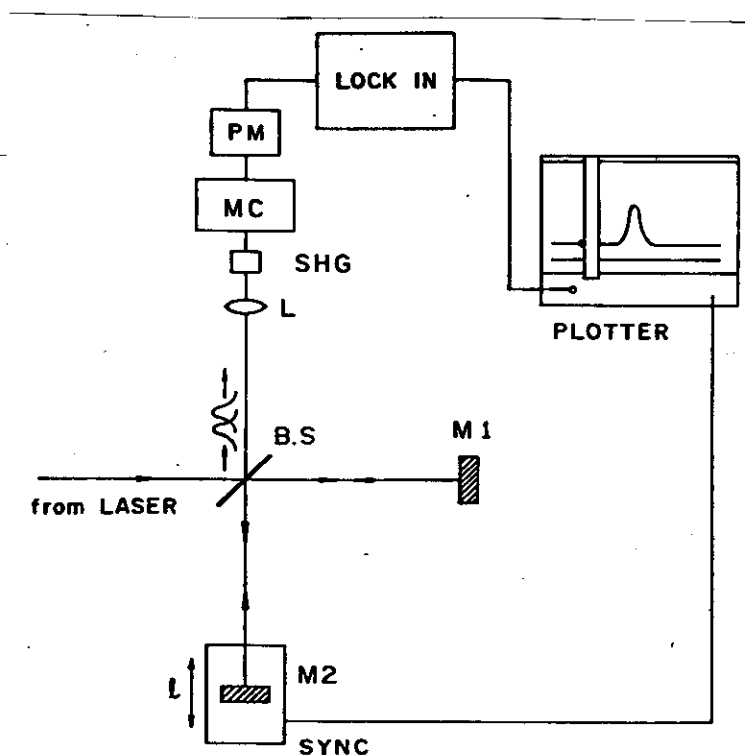


Figura 2.10 - Sistema para obtenção da função de auto correlação por geração de segundo harmônico no cristal SHG.

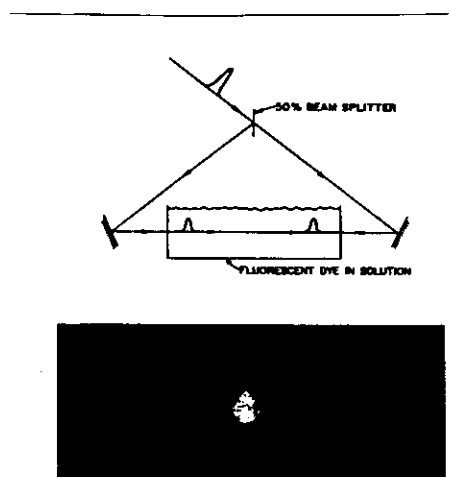


Figura 2.11

Esquema da obtenção da função de autocorrelação por fluorescência a dois dois ftons e fotografia do sinal de fluorescência obtido. A extensão da mancha luminosa dá a largura do pico de autocorrelação.

A principal dificuldade experimental associada com a autocorrelação por GSH no caso de lasers pulsados é que para fazer uma medida de autocorrelação são necessários vários tiros do laser (tipicamente a 10pps). Com lasers contínuos onde a repetição de pulsos é ~100MHz este problema não existe, embora ainda o perfil obtido seja uma média sobre um grande número de pulsos pois a medida demora tipicamente 1 minuto. Uma técnica alternativa muito mais usada com lasers pulsados é a autocorrelação por fluorescência a dois fótons (37) (TPF) ilustrada na figura 2.11. Aqui o pulso a ser medido é dividido em dois por um divisor e os dois pulsos são enviados em contrapropagação dentro de um meio que absorva a dois fótons a fluorescência do meio (usualmente um corante) é proporcional à absorção de dois fótons a qual é máxima no ponto onde os dois pulsos estão coincidentes no tempo. Assim, a partir da dimensão da mancha mais intensa da fluorescência observada no centro da cela a duração daquele único pulso pode ser determinada. Apesar da aparente diferença em ambas as técnicas descritas medem a mesma função de autocorrelação i.e., a de segunda ordem $G^{(2)}(\tau)$. Isto se torna claro se pensarmos que em ambos os casos estamos lidando com processos a dois fótons. Como veremos a seguir, as medidas de autocorrelação devem ser encaradas judiciosamente sob pena de mascararem completamente o pulso que está sendo detetado.

No interferômetro de Michelson tradicional, como é bem sabido (1,37), a intensidade de luz detetada ao variarmos o atraso é dada por

$$f(\tau) = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{G^{(1)}(\tau)}{G^{(1)}(0)} \right] \quad (2.29)$$

onde $G^{(1)}(\tau)$ é a função de autocorrelação do campo elétrico real $E(t)$:

$$G^{(1)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} E(t) E(t+\tau) dt \quad (2.30)$$

De acordo com o teorema da convolução e usando (2.7) e (2.5) pode-se ver que

$$G^{(1)}(\tau) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \int_{-\infty}^{\infty} L(\omega) \exp(j\omega\tau) d\omega \quad (2.31)$$

Esta equação expressa o resultado bem conhecido de que $G^{(1)}(\tau)$ pode fornecer a largura espectral $\Delta\nu$ (e o comprimento de coerência). Do ponto de vista da duração dos pulsos incidentes no espectrometro a única informação que se obtém é que esta está limitada inferiormente por $(1/\Delta\nu)$. Daí a necessidade da modificação com a introdução do GSH na saída do interferometro.

Com o GSH (ou na TPF) a função medida passa a ser do tipo (1,34,35)

$$f(\tau) = A + \frac{2G^{(2)}(\tau)}{G^{(2)}(0)} \quad (2.32)$$

onde $A = 1$ para TPF e para GSH com fundo não nulo. (Montagens engenhosas podem permitir medidas de GSH com $A = 0$ i.e., sem fundo). A função de autocorrelação de segunda ordem $G^{(2)}(\tau)$ é

$$G^{(2)}(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} I(t) I(t+\tau) dt \quad (2.33)$$

Na figura 2.12 mostramos três perfis de autocorrelação obtidos para três tipos de sinais: ruído contínuo com largura de faixa limitada, pulso de ruído e pulso simples. Em todos os casos há um pico central que é novamente associado com o comprimento de coerência do sinal. A informação sobre o

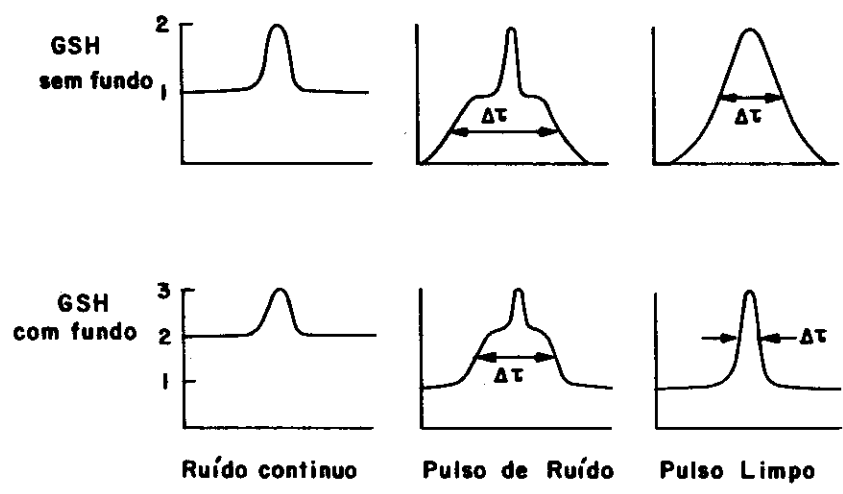


Figura 2.12 - Perfil do sinal de autocorrelação para três tipos de sinais: ruído com largura de faixa limitada, pulso com flutuações internas e pulso simples.

Tabela 2.III - Relação entre a duração do pulso t_p e a extensão $\Delta\tau$ da função de autocorrelação de segunda ordem e produto largura de faixa por duração pelo pulso para pulsos com vários perfis.

$I(t)$	t_p/T	$t_p/\Delta\tau$	$\Delta\nu t_p$
$1 ; t < T/2$	1	1	0,8859
$1-(t/T)^2 ; t \leq T$	$\sqrt{2}$	0,816	0,7276
$\text{sen}^2(t/T)/(t/T)^2$	2,7831	0,7511	0,8859
$\exp[-(t/T)^2]$	$2/\ln^2$	0,7071	0,4413
$1- t/T ; t < T$	1	0,6922	0,5401
$\text{sech}^2(t/T)$	1,7627	0,6482	0,3148
$1 / 1+(t/T)^2$	2	0,5000	0,2206
$\exp(-t/T) ; t > 0$	$\ln^2$	0,5000	0,1103
$\exp(-2 t/T)$	$\ln^2$	0,4130	0,1420

comportamento temporal do pulso vem da análise do contraste entre pico e base. No caso do pulso de ruído a duração t_p é maior que $(1/\Delta\nu)$ indicando que o pulso tem subestrutura. Quando não se observa o pico de coerência distinto temos a indicação de que a duração do pulso é limitada pela largura de faixa $tp-1/\Delta\nu$. No caso do pulso simples o contraste pico base na medida com fundo deve ser 3:1. Por isso este tipo de medida é útil no sentido de permitir uma avaliação da "pureza" do pulso.

A duração real do pulso t_p relaciona-se com a extensão do perfil de autocorrelação $\Delta\tau$, por um fator que depende da forma do pulso. Como esta raramente é conhecida ela deve ser assumida o que é feito em geral tendo em vista os modelos teóricos do laser em questão. Um procedimento mais trabalhoso consiste em fazer o ajuste da curva obtida usando-se as formas mais comuns de pulsos e escolher-se aquela que se ajuste melhor. Na Tabela 2III. apresentamos os valores de $t_p/\Delta\tau$ e $P = \Delta\nu \cdot t_p$ (eq.2.9) para pulsos de vários contornos (39).

Alguns cuidados importantes na obtenção da função de autocorrelação experimentalmente podem ser citados:

- alinhamento dos feixes para superposição completa
- limitação da intensidade para evitar saturar a película fotográfica e mascarar o contraste pico base (TPF)
- manter o alinhamento quando se desloca o espelho móvel (GSH) (usar prismas de canto de cubo)
- evitar realimentação de luz para dentro do laser
- minimização do percurso óptico em material dispersivo que pode deformar pulsos muito curtos (femtosegundos)

- uso de cristal GSH fino (~1mm) (34).

REFERÊNCIAS (Capítulo 2)

1. D.J.Bradley e G.H.New, "Ultrashort pulse measurements" Proc.IEEE 62,314 (1974)
2. M. Born e E. Wolf, Principles of Optics, 3a. edição.New York: Pergamon, 1965, p.494 e seguintes.
3. N.Ushida e N.Niizeki, "Acustooptical deflection material and techniques", Proc.IEEE 61,1074(1973).
4. M.H.Crowell, "Characteristics of Mode Coupled Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE1,12(1965).
5. D.J.Kuizenga e A.E.Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser-Part I:Theory", IEEE J. Quantum Electron. QE6,694 (1970).
6. D.J.Kuizenga e A.E. Siegman, "FM and AM mode locking of the homogeneous laser- Part II - Experimental results in a NdYAG laser with internal FM modulation", IEEE J. Quantum Electron. QE-6, 709 (1970).
7. A.E. Siegman e D.J. Kuizenga, "Active mode coupling phenomena in pulsed and continuous lasers", Opto-Electron. 6, 43 (1974).
8. I.V. Tomov, "Ultrashort pulse generation in lasers with active mode locking (review)", Sov.J.Quantum Electron. 10,797 (1980).
9. A. Yariv, Quantum Electronics, 2a. edição.
10. D.J. Kuizenga, D.W.Phillion, T. Lund e A.E. Siegman, "Simultaneous Q-switching and mode locking in the cw NdYAG laser", Opt. Commun. 9,221 (1973).

11. M. Hercher, "An Analysis of Saturable Absorbers", Appl. Opt. 6,947 (1967).
12. A. Penzkofer, "Generation of picosecond and subpicosecond light pulses with saturable absorbers" Opto.Electronics 6,87 (1974).
13. C.R. Giuliano e L.D.Hess, "Nonlinear absorption of light: Optical saturation of Electronic Transitions in Organic Molecules with High Intensity Laser Radiation", IEEE J. Quantum Electron. QE3, 358 (1967).
14. W. Rudolf and H. Weber, "Analysis of Saturable absorber interacting with gaussian pulses", Opt. Commun. 34, 491 (1980).
15. V.S. Letokhov, "Formation of ultrashort light pulses", ZhETF P'isma 7,35 (1968).
16. G.H.C.New, "Mode locking of quasi continuous lasers", Opt. Commun. 8,188 (1972).
17. D.J.Bradley, G.H.New e S.J.Caughey, "Relationship between saturable absorber cell length and pulse duration in passively mode locked lasers", Opt.Comm.2,41(1970).
18. C.A. Sacchi, G. Soncini e O.Svelto, "Self lockinf of Modes in a Passive Q Switched Laser", Il Nuovo Cimento XLVIII B, 58 (1967).
19. A.J. DeMaria, W.H.Glenn, M.J.Brienza e M.E.Mack, "Pico-second Laser Pulses", Proc.IEEE 57,2(1969).
20. P.G.Kryukov e V.S. Letokhov, "Fluctuation mechanism of uktrashort pulse generation by laser with saturable absorber" IEEE J. Quantum Electron. QE8, 766 (1972).

21. G.H.C.New, "Theory of passive mode locking in giant pulse lasers", Proc.IEEE 67, 380 (1979).
22. J.A.Fleck, "Ultrashort pulse generation by Q-switched lasers", Phys. Rev. B1,84(1970).
23. H.Weichel, "Improving the stability of Nd Glass mode locked lasers", J. Appl. Phys. 44,3635 (1973).
24. Yu Lyubausky e V.Ovchinnikov, Solid State Laser Technology (Mir Publishers, 1975) p.150-162 3 200-246.
25. W. Koechner, Solid State Laser Engineering (Springer Verlag - New York 1976), cap.4.
26. O.E.Martinez e L.A.Spinelli, "Deterministic passive mode locking of solid state lasers" Appl. Phys. Lett. 39, 875 (1981).
27. C.P.Ausschnitt, "Transient evolution of passive mode locking" IEEE J.Quantum Electron. QE13 321 (1977).
28. R.L.Fork, B.I.Greene and C.V.Shank, "Generation of pulses shorter than 0.1ps in the colliding pulse mode locking laser" Appl. Phys. Lett. 38,671 (1981).
29. W. Dietel, J.J.Fontaine e J.C.Diels, "Intracavity pulse compression with glass: a new method for generation pulses shorter than 60 ps" Opt. Lett. 8,4(1983).
30. C.V. Shank e E.P. Ippen, "Subpicosecond kilowatt pulses from a mode locked cw dye laser" App. Phys. Lett. 24, 373 (1974).
31. E.G. Arthurs, D.J.Bradley e A.G.Roddie, "Frequency - tunable transform limited picosecond dye laser pulses". Appl. Phys. Lett. 19, 480 (1971).

32. N.H.Schiller et al. "An ultrafast streak camera system: temporal disperser and analyser" *Optical Spectra*, June 1980 p.55.
33. W. Margulis, Picosecond semiconductor switches, PhD thesis, Imperial College, London (1981).
34. E.P.Ippen e C.V.Shank, in Ultrashort Light Pulses editado por S.L.Shapiro (Springer Verlag - New York 1974) p.83.
35. H.P.Weber, "Method for pulsewidth measurement of ultrashort light pulses generated by phase locked lasers using nonlinear optics" *J.Appl. Phys.* 38, 2231 (1967).
36. J.A.Armstrong, "Measurement of picosecond laser pulse widths", *Appl. Phys. Lett.* 10,16(1967).
37. J. Giordmaine, P.M. Rentzepis, S.L.Shapiro and K.W. Wecht "Two photon fluorescence excitation by picosecond light pulses", *Appl. Phys. Lett.* 11, 216 (1967).
38. J.M.Stone, Radiation and Optics (McGraw Hill New York, 1963) p.306.
39. K.L. Sala, G.A. Kenney Wallace e G.E.Hall, "CW autocorrelation measurements of picosecond laser pulses" *IEEE J. Quantum Electronics* QE16, 990 (1980).
40. W. Dietel, D.Kuhlke e B.Wilhelm, "Pulses in the femtosecond range from a cw dye ring laser in the CPM regime with down chirp", *Opt. Commun.* 43, 433 (1982).

CAPÍTULO 3

GERAÇÃO DE PULSOS CURTOS PELA TÉCNICA DE AUTO INJEÇÃO

3.a. Descrição da técnica de auto injeção

A geração de pulsos com duração da ordem do nanosegundo com auto injeção foi proposta inicialmente por Liu(1, 2) e independentemente por Ewart (3), para os lasers de NdYAG e corante. Importantes desenvolvimentos foram incorporados por nós à técnica permitindo a obtenção de pulsos únicos na saída do laser, ao invés de um trem de pulsos, com duração tão curta como 200ps e energia de até 100mJ, correspondendo a uma potência de pico de 500MW.

A idéia básica da auto injeção é baseada no fato de que, através de uma modulação eletrooptica das perdas da cavidade laser (e.g. usando uma celda de Pockels), é possível criar logo no início da formação da oscilação coerente, um pulso curto coerente, muito mais curto (~ 1 ns) que o pulso de saída em "Q-switching" ou em operação livre (40ns a 1μ s). Este pulso curto é amplificado em suas sucessivas passagens pelo meio laser. Observe que como o processo de formação do pulso curto acontece quando a radiação na cavidade tem baixa intensidade, muito pouca energia é perdida de modo que a eficiência do laser em regime de auto injeção é igual àquela do laser em operação normal. Portanto, como a energia vem concentrada em um pulso substancialmente mais curto que o tempo de circulação da cavidade acontece um ganho em potência de pico por mais de uma ordem de grandeza. Tipicamente é possível obter pulsos com duração de centenas de picosegundos e potência de pico tão alta quanto 500 Megawatts(4).

A produção do pulso curto pode ser entendida com referência ao esquema da figura 3.1. A cavidade laser é composta dos dois espelhos M_1 e M_2 entre os quais situa-se um meio ativo e um modulador eletrooptico constituído da cela de Pockels PC e do polarizador P. A cela de Pockels divide a cavidade de comprimento L em dois segmentos de extensão L_1 e L_2 . Durante o período em que a radiação está se formando na cavidade a aplicação de um pulso elétrico de amplitude $V_{\lambda/2}$ e duração $T_g = 2L/C$ i.e., $T_g = T_c$ à cela de Pockels, tem o efeito de expulsar da cavidade a radiação inicialmente contida em L_1 , entre PC e M_1 (figura 3.2). Por outro lado, a luz contida em L_2 é inalterada já que passa 2 vezes pela cela de Pockels antes de atingir o polarizador. Desta forma um pulso curto de duração $t_p = 2L_2/C$ é criado na cavidade. Uma escolha judiciosa do instante de realização desta operação permite que o pulso gerado tenha intensidade bem superior ao nível de ruído por emissão espontânea na cavidade. Nestas condições a modulação criada tem condições de "sobreviver" e deste instante em diante o laser passa a se comportar como um amplificador regenerativo com injeção externa (5,6,7). Se um dos espelhos M_1 e M_2 for refletor parcial a saída do laser será na forma de um trem de pulsos separados entre si por T_c e um elemento eletroóptico adicional será necessário para selecionar um único pulso, que é o que se deseja na maioria das aplicações. Entretanto, se ambos M_1 e M_2 foram refletores totais a aplicação da técnica de "cavity dumping" (4,8) permite a obtenção de um pulso único, extraído quando o pulso amplificado atingir seu valor máximo de energia. Pulsos duplos separados por interva-

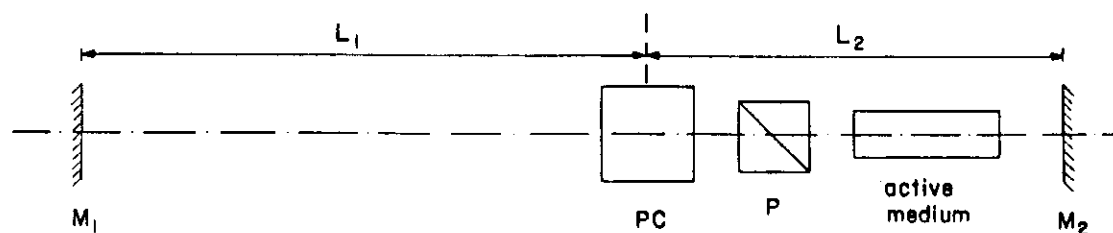


Figura 3.1 - Cavidade usada para realização da auto injeção. PC é uma cela de Pockels e P um polarizador Glan-Thomson.

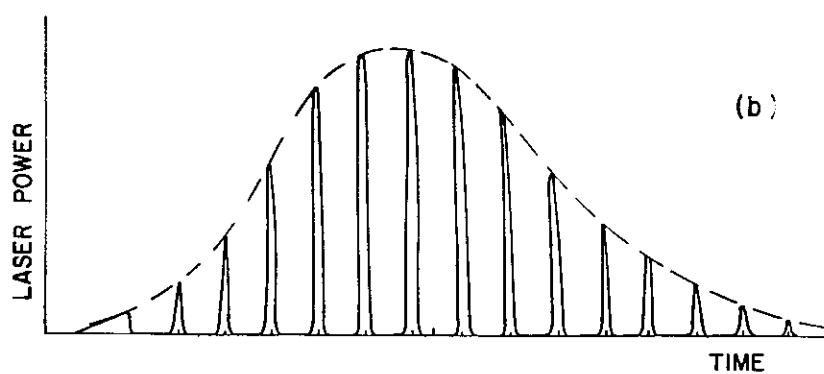
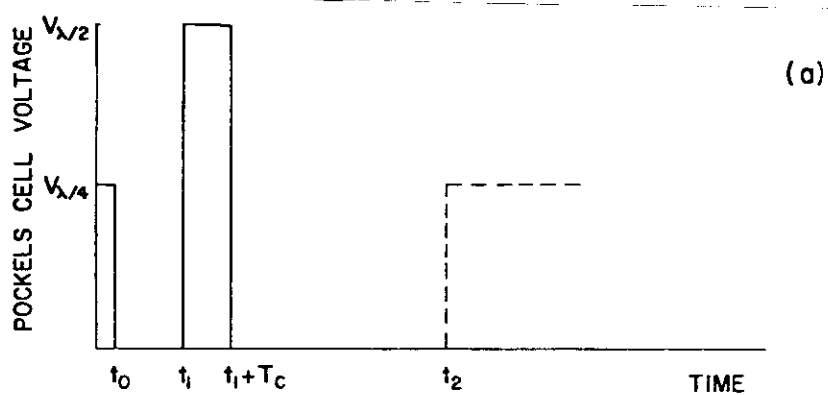


Figura 3.2 - Sinais de controle aplicados à cela de Pockels para auto injeção e evolução do pulso na cavidade. Em t_0 acontece Q-switching e em t_1 começa a auto injeção. Em t_2 acontece a extração do pulso.

los ajustáveis também podem ser obtidos (4). Das considerações acima resulta que podemos considerar o funcionamento da auto injeção em três fases: um período inicial, pré injeção, durante o qual o laser comporta-se como quando em operação normal; um segundo estágio quando o pulso curto é formado e, um período final quando o pulso é regenerativamente amplificado. A seguir discutiremos as características principais de cada período.

3.b. Análise da auto injeção

3.b.1. Período pré-injeção - considerando o laser operando em regime de "Q-switching" rápido, a fluência, J , (J/cm^2) e o ganho (g) do laser são relacionados pelas bem conhecidas equações derivadas por Wagner e Lengyel (9) que reescrevemos numa notação ligeiramente modificada:

$$\frac{dJ}{dt} = \left[\left(\frac{g}{\ell} \right) - 1 \right] J \quad (3.1a)$$

$$\frac{dg}{dt} = - \left(\frac{2g}{\ell} \right) \left(\frac{J}{J_s} \right) \quad (3.1b)$$

onde o tempo t é medido em unidades do tempo de vida da luz na cavidade $t = T_c/\ell$, ℓ sendo a perda por passagem e J_s é a fluência de saturação do meio laser $J_s = \hbar\nu/2\sigma$, $\hbar\nu$ sendo a energia do fóton e σ secção de emissão estimulada. O mínimo atraso entre a operação de Q-switching em t_0 e o início da rotação de polarização em t_1 , $\Delta t_1 = t_1 - t_0$ (figura 3.2) é determinado pela necessidade de termos na cavidade (em t_1) uma densidade de fótons bem superior ao fundo gerado pela emissão espontanea, pois do contrário o trem de pulsos produzido terá um baixo contraste entre pulso e fundo. Considerando como aceitável uma relação sinal/ruído R e fazendo a

hipótese (razoável) de que em t_1 o ganho inicial g_0 ainda não foi consideravelmente depleccionado, resulta de (3.1)

que:

$$\Delta t_1 = \frac{T_c \ln R}{(g_0/l - 1) l} \quad (3.2)$$

Na figura 3.3 representamos o atraso Δt_1 em função de (g_0/l) para um valor da perda $l = 0,11$ e relações, sinal/ruído desejadas. Observe que o parâmetro (g_0/l) indica quantas vezes o laser está sendo bombeado acima do limiar e pode ser relacionado com a voltagem de alimentação do laser por $g_0/l \sim (V/V_l)^2$ onde V_l é a tensão de limiar de operação. Para bombeio acima de duas vezes o limiar observa-se que o intervalo Δt_1 é inferior a $(\Delta t_1)_m \sim 50 T_c$, na condição realista de uma perda por passagem de 10%.

Na prática a situação se torna um pouco mais complicada devido ao fato de que na maioria dos lasers com "Q-switching" rápido acontece um tipo de "mode locking" espontâneo que modula fortemente o fluxo luminoso, com um período de modulação igual a $T_c(10)$. Por essa razão é aconselhável ter alguma possibilidade de ajustar Δt_1 dentro de um intervalo T_c de modo a otimizar a relação de contraste. Alternativamente a referida modulação pode ser evitada realizando-se o "Q-switching" lentamente (11) o que tem a desvantagem de diminuir a potência de pico do laser.

3.b.2. Formação do pulso curto - aqui veremos como a forma e amplitude do pulso elétrico aplicado à cela de Pockels determinam as características iniciais do pulso curto formado. Inicialmente consideremos que a cavidade laser esteja uniformemente cheia de luz no instante de tempo t_1 (i.e., não consideramos o efeito da modulação espontânea mencionada a-

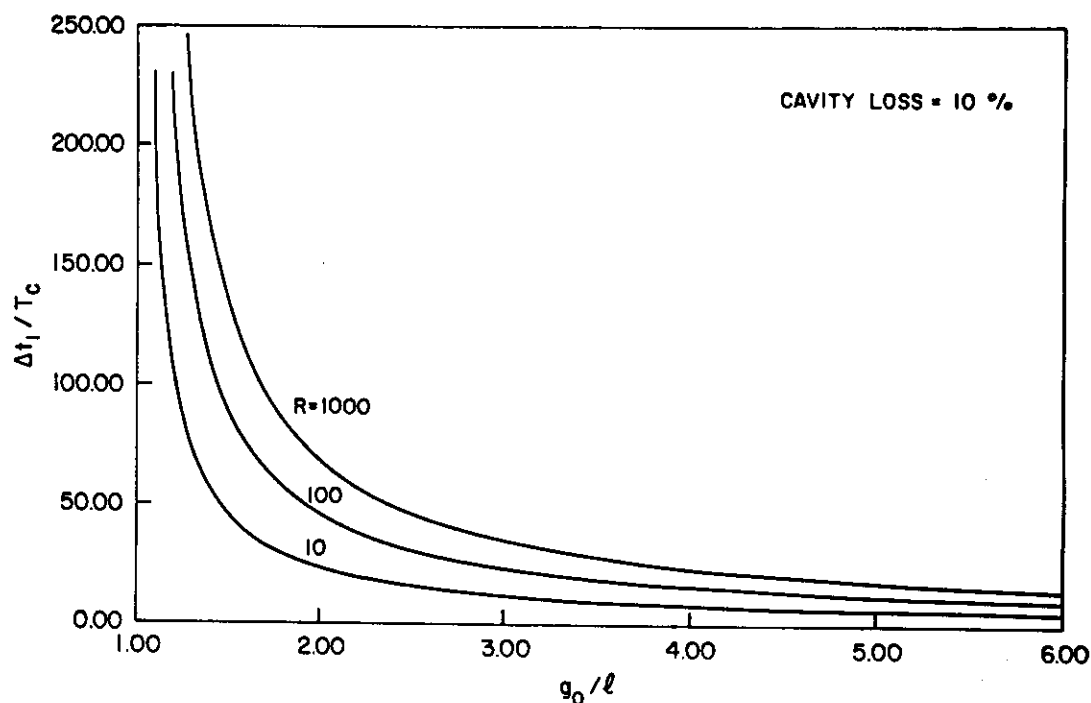


Figura 3.3 - Atraso Δt_1 para a intensidade de luz na cavidade se torne R vezes maior que o ruído de fundo em função da razão ganho inicial sobre perda (90/1) para cavidade com perda de 10% por passagem.

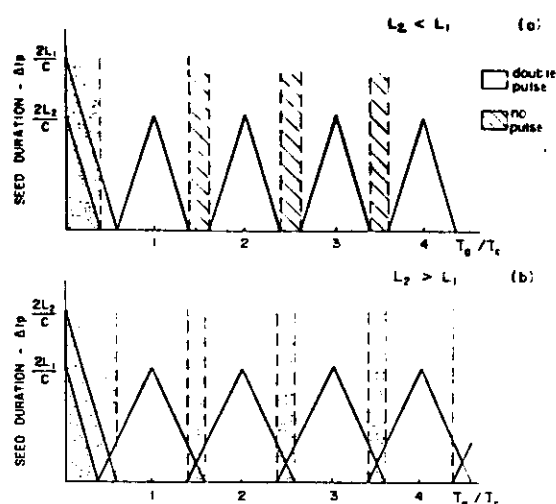


Figura 3.4

Duração do pulso curto forma do Δt_p em função da duração do pulso elétrico de controle T_g para cavidade com $L_1 > L_2$ e $L_2 > L_1$ e tempo de subida e descida infinitamente rápido do pulso elétrico.

cima que, ademais, pode ser evitada), e que um pulso retangular com tempo de subida e descida infinitamente curto, amplitude $\sqrt{\lambda/2}$ e duração T_g seja usado para ativar a cela de Pockels. É fácil ver que quando T_g for igual a um múltiplo inteiro do tempo de circulação na cavidade T_c , um pulso de duração $t_p = 2L_2/c$ será formado. Analogamente se T_g for infinitamente longo. Assim, vemos que para $T_g = nT_c$ o único efeito da parte final do pulso é reforçar a modulação já criada na parte inicial. Por outro lado, se a duração do pulso não for um múltiplo de T_c , a sua parte final pode ser usada para conformar o pulso de luz criado pela parte inicial, permitindo a geração de pulsos com duração t_p mais curta que $2L_2/c$. Com as aproximações feitas a duração do pulso luminoso vai ser dada por:

$$t_p = \frac{2L_2}{c} - (T_g - nT_c) \quad \text{para } nT_c < T_g < nT_c + \frac{2L_2}{c} \quad (3.3a)$$

$$t_p = \frac{2L_2}{c} + (T_g - nT_c) \quad \text{para } nT_c - \frac{2L_2}{c} < T_g < nT_c \quad (3.3b)$$

com as seguintes ressalvas:

- i) não se forma pulso se $nT_c + \frac{2L_2}{c} < T_g < nT_c + \frac{2L_1}{c}$
- ii) dois pulsos se formam se $0 < T_g < \frac{2L_2}{c}$
- iii) dois pulsos se formam se $nT_c + \frac{2L_2}{c} < T_g < (n+1)T_c - \frac{2L_2}{c}$

Estes resultados são representados esquematicamente na figura 3.4.

Para obter uma idéia mais exata das limitações do sistema é necessário levar em conta os tempos finitos de subida e descida do pulso elétrico aplicado à cela de Pockels. A transmitância da cela, $T(t)$, é dada por:

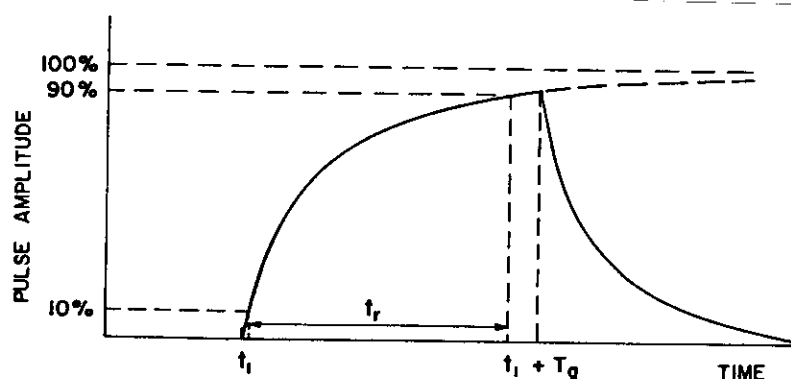


Figura 3.5 - Pulso elétrico usado para simulação da formação do pulso curto na cavidade. O tempo de subida é $t_r = 2,2\tau$ onde τ é a constante de tempo do circuito.

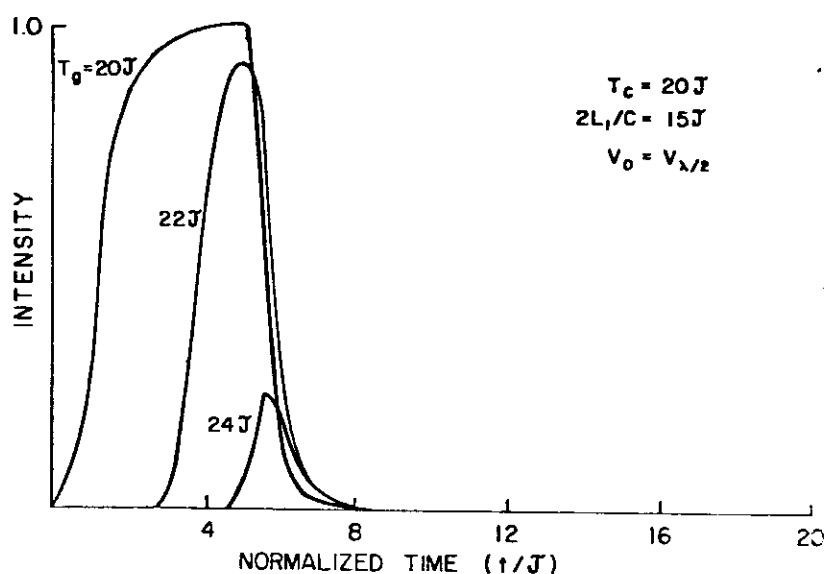


Figura 3.6 - Pulso curto formado quando T_c e $2L_2/c$ são maiores que o tempo de subida t_r . Pode-se ver a variação da duração do pulso gerado variando-se a duração T_g do pulso elétrico.

$$T(t) = \cos^2 \left\{ \frac{\pi [V_1(t) + V_2(t)]}{2 V_{\lambda_2}} \right\} \quad (3.4)$$

onde V_{λ_2} é a voltagem de meia onda no comprimento de onda do laser e $V_1(t)$ e $V_2(t)$ são as voltagens vistas pela luz ao passar pela cela de Pockels indo e vindo de M_1 , respectivamente. A cavidade laser pode ser dividida em segmentos Δx_i , $i=1, 2, \dots, N$ tais que $\Delta x_i = \frac{2L_c}{N}$ e nossa tarefa consiste em seguir a luz contida inicialmente em cada porção Δx_i à medida que ela realiza cada viagem completa na cavidade, considerando os atrasos adequados para determinar os sucessivos $V_1(t)$ e $V_2(t)$. O uso repetido da equação (3.4) permite conhecer a distribuição final da luz na cavidade depois da aplicação de um pulso elétrico arbitrário à cela de Pockels. Nós realizamos o cálculo para um pulso descrito por (figura 3.5):

$$V(t) = \begin{cases} 0 & t < t_1 \\ V_0 [1 - \exp(-\frac{t-t_1}{\tau})] & t_1 < t < t_1 + \tau_g \\ V_0 [1 - \exp(-\frac{t-t_1}{\tau})] \cdot \exp(-\frac{\tau_g + t_1 - t}{\tau}) & t > t_1 + \tau_g \end{cases} \quad (3.5)$$

onde τ é a constante de tempo elétrico do circuito, relacionada com o tempo de subida entre 10% e 90% do valor final (t_r) por $t_r = 2,2\tau$, V_0 é a amplitude do pulso e τ_g sua duração. A forma $V(t)$ acima é uma razoável descrição para os pulsos de saída de pulsadores reais de alta voltagem. Os resultados principais estão nas figuras 3.6, 3.7 e 3.8. Na figura 3.6 consideramos o caso onde T_c e $2L/c$ são muito maiores que 3τ , de modo que os efeitos de tempo de subida e descida são menos evidentes. Nestas condições a melhor voltagem de operação, do ponto de vista de contraste entre o pico e a base, é $V_0 = V_{\lambda_2}$ e os três pulsos mostrados correspondem a 3 valores diferentes da duração do pulso elétrico,

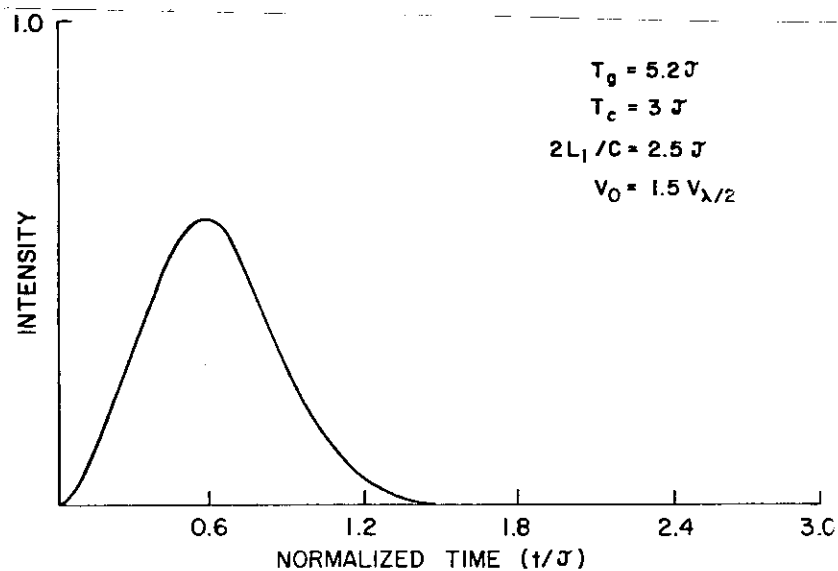


Figura 3.7 - Pulso curto formado quando T_c é comparável e $2L_2/c$ é menor que τ . O uso de uma tensão maior que $V_{\lambda/2}$ no pulso de controle permite compensar o tempo de subida lento e obter um pulso luminoso com duração $\Delta t_p = 0,6\tau = 0,27 \text{ tr.}$

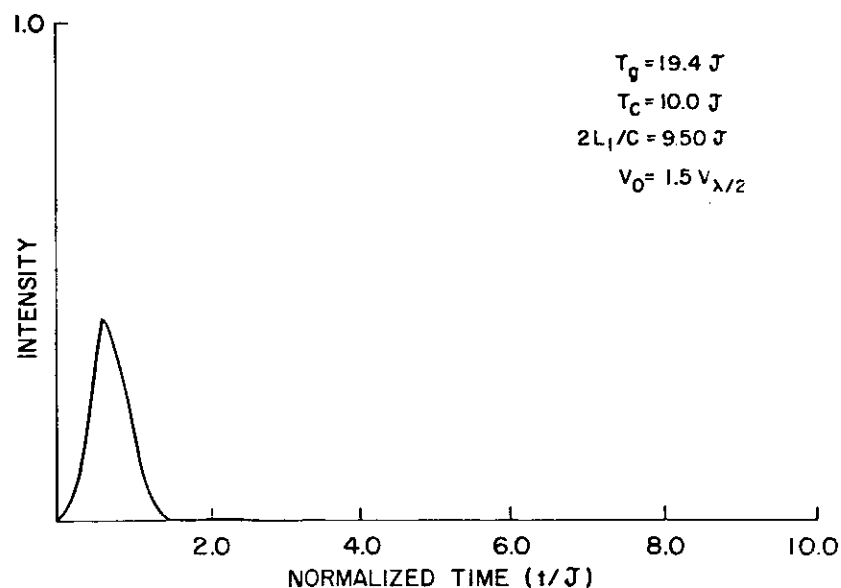


Figura 3.8 - Pulso curto formado quando T_c é maior e $2L_2/c$ é menor que τ . Novamente o uso de um pulso elétrico com maior amplitude permite a compensar a lentidão do circuito. O pulso luminoso tem $\Delta t_p = 0,6 \text{ ns} = 0,27 \text{ tr}$

T_g . A possibilidade de controle da duração do pulso formado, pelo ajuste de T_g aparece evidente. Na figura 3.7 consideramos o caso onde T_c e $2L_1/c$ são comparáveis e $2L_2/c$ é muito menor que $3T$. Aqui, $V_0 = 1,5\sqrt{\lambda/2}$ foi encontrado com um bom valor para a amplitude do pulso elétrico, com uma duração $T_g = 5,2T$. A amplitude maior do pulso elétrico permite certa compensação pelos tempos de subida e descida mais lentos e $V_0 = 1,5\sqrt{\lambda/2}$ é um valor conveniente para ser usado nas celas de Pockels típicas. A duração do pulso formado é $t_p = 0,6T$. Na figura 3.8 consideramos o caso de T_c e $2L_1/c$ bem maiores e $2L_2/c$ bem menor que $3T$. O melhor pulso acontece com $V_0 = 1,5\sqrt{\lambda/2}$ e $T_g = 1,94T_c$, com uma duração $t_p = 0,65T$. O ajuste de V_0 e T_g , entretanto, é crítico já que pequenas variações (<5%) em V_0 ou T_g podem alterar drasticamente as características do pulso, reduzindo a relação pico/base para T_g pequeno ou alongando o pulso e distorcendo sua forma (pico duplo ou cauda larga) para T_g longo. Na figura 3.9 mostramos o comportamento calculado para a variação da duração do pulso luminoso em função da duração do pulso elétrico para três conjuntos de parâmetros. Note que apesar do tempo de subida elétrico de $t_r \sim 2,2ns$, pulsos luminosos tão curtos quanto $t_p \sim 0,2ns$ podem ser obtidos.

3.b.3. Amplificação do pulso - nesta secção analisaremos a amplificação do pulso formado conforme descrito na secção anterior, considerando o laser trabalhando em regime de Q-switching, i.e., com energia armazenada na inversão de população. Após a geração do pulso curto o laser se comporta essencialmente como um amplificador regenerativo com injeção externa (5,6,7). As equações básicas descrevendo o amplifi-

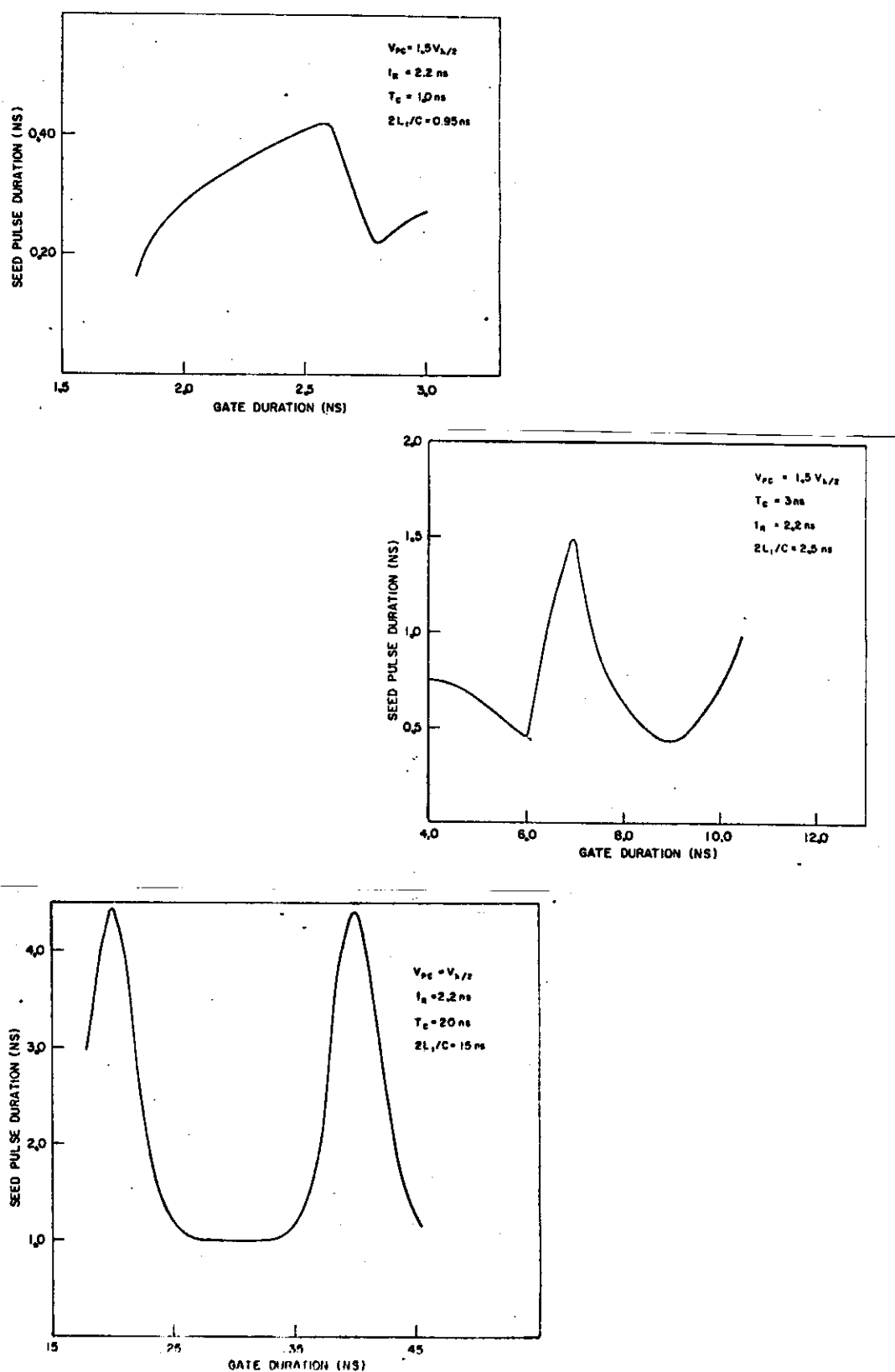


Figura 3.9 - Variação da duração do pulso curto formado para 3 conjuntos de parâmetros do laser.

cador regenerativo foram derivadas por Murray e Lowdermilk (7) e são na verdade muito similares àquelas que descrevem a operação do laser de pulso gigante (9).

Em cada passagem pelo meio laser a intensidade luminosa (I) e a inversão de população variam segundo:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) I = (n\sigma - \delta) I \quad (3.6a)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{-\sigma}{\hbar\omega} (k_1 + k_2) I n + \frac{k_2 N_2}{T_R} \quad (3.6b)$$

onde v_g é a velocidade de grupo no meio, σ a secção de emissão estimulada, δ o fator de perdas, k_1 e k_2 são as razões das populações dos níveis 1 e 2 em relação às populações dos "manifolds" 1 e 2, $k_i = N_i/N_1$ (figura 3.10) e T_R é o tempo de decaimento do "manifold" inferior ($\sim 10^{-7}$ - 10^{-9} s para sólidos). A taxa de bombeio não é incluída em 3.6 pois estamos considerando regime de pulsos gigante, i.e., a inversão está armazenada no meio. A fim de simplificar o efeito da propagação faremos a seguinte transformação de variáveis:

$$\begin{aligned} \xi &= z \\ \tau &= t - \frac{z}{v_g} \end{aligned}$$

que corresponde a passarmos a um referencial fixo no pulso propagante. A intensidade do pulso e a inversão serão expressos como:

$$\phi(\xi, \tau) = I(z, t) / J_s \sigma \quad (3.7a)$$

$$n(\xi, \tau) = n(z, t) \quad (3.7b)$$

onde $J_s = \hbar\omega/\sigma(k_1 + k_2)$. Para níveis não degenerados $k_1 = k_2 = 1$ e ϕ será o dobro do fluxo de fotons. J_s é a fluência de saturação.

Nas coordenadas novas as equações 3.6 se tornam:

$$\frac{d\phi}{d\xi} = (\sigma\eta - \delta)\phi \quad (3.8a)$$

$$\frac{d\eta}{d\xi} = -\sigma\eta\phi + k_2 \frac{N_2}{J_R} \quad (3.8b)$$

A integração é possível quando $\delta \sim 0$ e $J_R \rightarrow \infty$ que é uma boa aproximação aqui. O resultado para a fluência após percurso z é:

$$J(z) = J_s \ln \left\{ G(z) \left[\exp(J(0)/J_s) - 1 \right] \right\} \quad (3.b)$$

onde

$$G(z) = \exp \left[\sigma \int_0^z \eta(\xi, 0) d\xi \right]$$

é o ganho para pequeno sinal.

A amplificação regenerativa é descrita pela múltipla aplicação da equação (3.9) e levando-se em conta as perdas por acoplamento de saída e espalhamento através de uma transmitância do ressonador, $T = e^{-\ell}$ onde ℓ é um coeficiente de perda. Deste modo em cada viagem completa pelo laser a fluência inicial J_k é amplificada para

$$J_{k+1} = T J_s \ln \left\{ G_k \left[\exp(J_k/J_s) - 1 \right] + 1 \right\} \quad (3.10)$$

onde no cálculo de G_k usamos $z=L$, o comprimento do meio amplificador:

$$G_k = \exp \left(\sigma \int_0^L (n_{1k} - n_{2k}) dz \right)$$

ou como usaremos alternativamente: $g_k = \ln G_k$. Após cada passagem o ganho se altera pois a inversão de população vai sendo reduzida. A perda de população no nível superior é dada pela emissão estimulada:

$$n_{1k+1} = n_{1k} - \frac{k_1 \Delta J_k}{\hbar \omega L} \quad (3.11)$$

e no nível 2 a variação resulta da emissão estimulada e do decaimento à taxa T_R :

$$n_{2k+1} = \left(n_{2k} + \frac{k_2 \Delta J_k}{\hbar \omega L} \right) \exp(-T_c/J_R) \quad (3.12)$$

onde

$$\Delta J_k = \frac{J_{k+1}}{T} - J_k$$

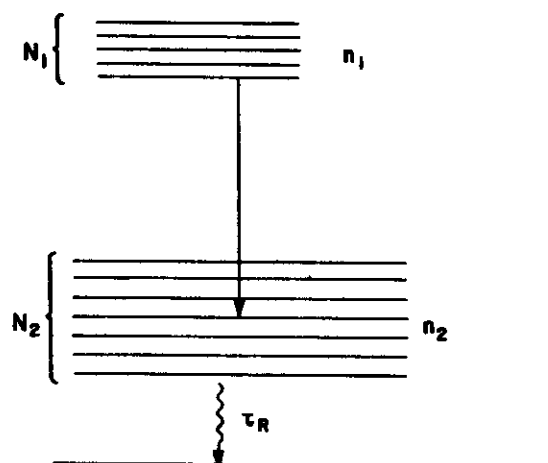


Figura 3.10 - Esquema de níveis usado para modelar a amplificação do pulso curto no NdYAG. n_1 e n_2 são as populações dos subníveis entre os quais acontece a emissão estimulada.

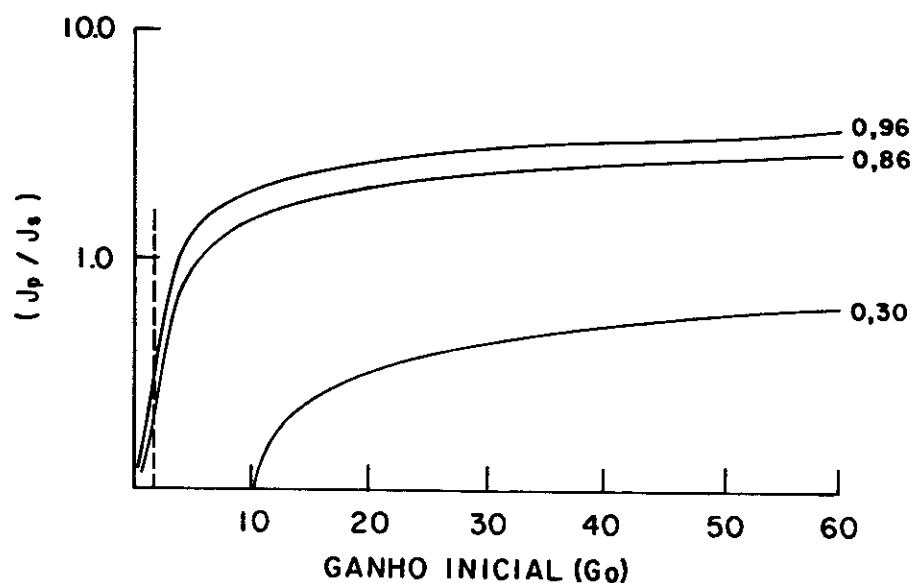


Figura 3.11 - Fluência de pico em função do ganho inicial $G_0 = e^{g_0}$ para a amplificação regenerativa no laser a auto injeção para três diferentes valores da transmitância da cavidade, $T = 96\%$, 86% e 30% .

Assim o novo ganho é:

$$g_{k+1} = \int_0^L \eta_{1k} dz - \frac{k_1 \Delta J_k}{\hbar \omega} - \left[\exp(-T_c/T_R) \right] \cdot \left[\int_0^L \eta_{2k} dz + \frac{k_2 \Delta J_k}{\hbar \omega} \right] \quad (3-13)$$

Podemos simplificar um pouco considerando dois casos extremos: (a) $T_c \gg T_R$, i.e., recuperação total e (b) $T_c \ll T_R$, o meio não se recupera entre duas passagens consecutivas. A equação (3.13) se torna:

$$g_{k+1} = g_k - \frac{\gamma \Delta J_k}{J_s} \quad (3.14)$$

onde

$$(a) \frac{k_1}{k_1 + k_2} < \gamma < 1 \quad (b).$$

Usando as equações (3.1) e (3.14) é possível simular numericamente o progresso do pulso no amplificador. Note que aqui estamos considerando somente a energia do pulso, nenhuma informação é disponível sobre sua forma ou sobre como evolui e se modifica a duração do pulso. Enquanto a fluência se mantiver razoavelmente abaixo da fluência de saturação não deve haver não linearidade apreciável na amplificação. Para fluências maiores o pulso deve tender a se deformar no sentido de ter sua frente mais amplificada que a cauda, porém o efeito sobre sua duração, que é o que nos interessa aqui vai depender da forma do pulso: por exemplo, um pulso inicialmente gaussiano tende a se estreitar enquanto que um pulso do tipo coseno hiperbólico tende a se alargar (12). No nosso caso, para estudar a deformação do pulso seria necessário decompor o pulso inicial, calculado na seção anterior e usar as equações (3.10) e (3.14) para cada elemento do pulso decomposto.

Para o cálculo da fluência máxima e o entendimento

de sua dependência em relação aos parâmetros do amplificador podemos achar uma expressão analítica, válida enquanto o efeito da saturação do amplificador em cada passagem for pequeno. Lowdermilk e Murray (13) mostraram que até valores da fluência de pico $J_p \sim 5J_s$ a aproximação é razoável. Neste caso a equação (3.10) pode ser escrita:

$$\Delta J_k = J_{k+1} - J_k = J_k (TG_k - 1) \quad (3.15)$$

e a equação (3.14) dá:

$$\Delta g_k = g_{k+1} - g_k = p J_k (G_k - 1) / J_s \quad (3.16)$$

e no limite de pequenas variações obtemos a seguinte equação diferencial

$$\frac{dJ}{dG} = -J_s (TG - 1) [pG(G - 1)]^{-1} \quad (3.17)$$

que pode ser integrada. Sabendo que a fluência atinge seu valor de pico J_p quando o ganho e a perda se igualam ($GT=1$) resulta:

$$J_p = \frac{J_s}{p} \ln \left\{ TG_0 \left[\frac{1-T}{T(G_0-1)} \right]^{1-T} \right\} \quad (3.18)$$

Na figura 3.11 mostramos os valores de J_p calculados com (3.18) em função do ganho inicial G_0 para alguns valores de T . Foi considerada a condição de não recuperação do amplificador entre passagens sucessivas do pulso, i.e., $p=1$. Desta curva podemos tirar um resultado de interesse experimental, qual seja, a fluência de pico é muito menos afetada por variações no ganho quando o laser é excitado bem acima do limiar ($TG_0 \gg 1$). Na prática é comum o ganho inicial ter uma flutuação de tiro a tiro do laser devido especialmente à variação da energia acoplada às lâmpadas de flash. Trabalhando suficientemente acima do limiar o efeito desta flutuação pode ser diminuído. Tipicamente fluências da ordem de J_s ($\sim 0,65 \text{ J/cm}^2$) podem ser obtidas de um laser com pouca perda

e de um Neodímio com área útil $A = \pi \times 0,5^2/4$ pode-se esperar pulsos com energia de $E_p \sim 130 \text{ mJ}$

Outro resultado que também é importante do ponto de vista experimental é o tempo Δt_2 necessário para o pulso atingir o valor máximo J_p . Aqui podemos usar a mesma aproximação que levou à eq.(3.2) para obter

$$\Delta t_2 \approx \frac{T_c \ln J_p/J_0}{(TG_0 - 1)} \quad (3.19)$$

E daí a sensibilidade de Δt_2 para variações em G_0 é:

$$\frac{d\Delta t_2}{\Delta t_2} = \frac{T dG_0}{TG_0 - 1} \quad (3.20)$$

resultando que, de novo, o sistema é menos sensível a variações no ganho inicial quando $TG_0 \gg 1$ i.e., para bombeio bem acima do limiar. A garantia de estabilidade de Δt_2 é muito importante do ponto de vista prático por duas razões: primeiro, o instante em que se realiza o cavity dumping é determinado por um atraso fixo com respeito à injeção e segundo, o "jitter" do pulso de saída pode dificultar a sincronização em certas aplicações.

3.b.4. Extração do pulso (cavity dumping) - na grande maioria das aplicações de pulsos ultracurtos de laser é vantajoso, se não imperativo, trabalhar com um único pulso. Em lasers normais funcionando em regime de acoplamento de modos a saída acoplada através de um espelho semirefletor vem na forma de um trem de pulsos, como mostrado na figura 3.2, o que exige algum sistema externo à cavidade para selecionar um pulso (14). No laser a auto injeção, a possibilidade de manter um retardo estável entre o instante da injeção e o instante em que o pulso atinge seu valor máximo (eq.3.20) permite que a seleção do pulso seja feita intracavidade. Para isto usa-se uma cavidade com espelhos totalmente refletor

res e o pulso é extraído pela aplicação de um pulso elétrico com amplitude $V_{\lambda/4}$ ou $V_{\lambda/2}$ à cela de Pockels (figura 3.2). Quando se usa um pulso com amplitude $V_{\lambda/2}$ a atuação da cela de Pockels deve ser feita enquanto o pulso luminoso está percorrendo o segmento L_1 da cavidade. Neste caso a saída, acoplada por uma abertura lateral do polarizador, vem na forma de um pulso único. Quando se atua na cela de Pockels com um pulso elétrico de amplitude $V_{\lambda/4}$ é possível obter na saída um pulso único ou um pulso duplo constituído de dois subpulsos separados por um tempo T_c . Se o sinal de $V_{\lambda/4}$ for aplicado quando o pulso luminoso está percorrendo o segmento L_2 (figura 3.1) a saída é um pulso único. Se o pulso luminoso estiver percorrendo L_1 a saída vem como um pulso duplo. Neste caso, é possível ajustar a amplitude relativa dos dois pulsos escolhendo bem o instante de extração, já que o segundo pulso passa pelo meio ativo uma vez a mais que o primeiro antes de ser extraído.

3.c. Descrição do laser e resultados

3.c.1. Laser NdYAG - para demonstrar a técnica de auto injeção usamos um laser a NdYAG. Uma descrição detalhada do laser está na referência 15. A barra de NdYAG tinha um diâmetro de 6,3mm e comprimento de 75mm e tinha em ambas as faces um filme antirefletor. As faces eram cortadas com uma inclinação de 6° o que evitava reflexões espúrias e a formação de subcavidades ressonantes que produz efeitos indesejáveis em lasers de pulsos curtos (16). O meio ativo era bombeado numa cavidade bielíptica por dois flashes ILC que funcionavam em regime de "simmering", i.e., entre os tiros

do laser as lâmpadas eram excitadas por uma corrente DC de 40mA. Deste modo as flutuações na formação do arco no instante da descarga, são diminuídas e a reproducibilidade dos tiros do laser se torna maior. As lâmpadas eram excitadas em série a partir de um banco de condensadores de $120\mu\text{F}$ carregados normalmente até 1000V. A comutação era feita por um SCR. Tanto as lâmpadas como o Neodímio eram resfriados por um fluxo constante de água deionizada à temperatura ambiente. A cavidade óptica era como a da figura 3.1, M1 sendo um espelho plano e M2 convexo com raio de curvatura 300cm. A refletividade dos dois espelhos era maior que 99% e eles eram montados sobre suportes angulares micrométricos, separados por $L = L_1 + L_2 = 200\text{cm}$. A proteção dos espelhos contra poeira era necessária e essencial para evitar dano.

A cela de Pockels era uma Lasermetrics mod.1057 feita com um cristal de KD^*P e eletrodos anulares para boa uniformidade do campo aplicado. Sua abertura útil é 10mm e o cristal fica imerso num líquido para casamento do índice de refração (3M-FC133) e as janelas de entrada e saída tem depósito antirefletor para $1,06\mu\text{m}$. Esta cela de Pockels é um modelo de baixo custo (~US\$1500,00) e do ponto de vista elétrico funciona como uma carga capacitiva equivalente a 8pF. A voltagem necessária para rotação de 90° na polarização era $V_{\lambda/2} = 6400\text{V}$ e o tempo de subida especificado pelo fabricante pode chegar a menos de 1 nanosegundo. O polarizador era do tipo Glan-Thomson com duas saídas laterais, também com filme antirefletor a $1,06\mu\text{m}$ e montada num suporte que se encaixava na cela de Pockels e que permitia o ajuste de rotação relativa entre os dois em torno do eixo óptico da ca-

vidade. Este ajuste deve ser feito muito bem para garantir o melhor valor possível da figura de rejeição do sistema ce la de Pockels/polarizador, especificado em 1000:1. A cela de Pockels e o polarizador ficavam seguros num suporte angular (não micrométrico) com o qual se ajustava o eixo óptico da cela com o eixo óptico da cavidade. Este ajuste também é im portante para obter boa taxa de rejeição. O alinhamento da cela de Pockels/polarizador era feito usando-se um feixe de laser He-Ne polarizador verticalmente e alinhado com o eixo da cavidade. A cela era polarizada com a tensão de meia onda para $6328 \text{ \AA}$ (3800 V) e atuava-se no alinhador para mini zar a luz transmitida. Uma vez feito este pré-ajuste, a oti mização era feita com o laser em funcionamento.

Com a cela de Pockels e o polarizador na cavidade a energia de bombeio limiar do laser era de 15J. Normalmente nós trabalhamos quatro vezes acima do limiar, i.e., com bom beio de 60J. A razão principal de não bombear com mais ener gia era economizar as lâmpadas.

3.c.2. Gerador de pulso para a cela de Pockels - a sequência de pulsos necessária para realizar as operações de Q-switching auto-injeção e extração do pulso é aquela mostrada na figu ra 3.2.. Para produzir esta sequência sobre uma única cela de Pockels usamos o circuito esquematizado na figura 3.12. A relativa complexidade do circuito resultou de nossa opção de usar uma só cela de Pockels, já que a inserção de outras celas de Pockels na cavidade aumentaria excessivamente as perdas além de dificultar o alinhamento (a perda introduzi da por uma cela de Pockels é da ordem de 5% (7)). No circui to da figura 3.12 a comutação da alta voltagem é feita por

krytrons do tipo KN22. Cada um deles pode suportar uma tensão DC até 5000V e chaveia uma carga de até $8\mu\text{C}$. O tempo de subida depende muito da montagem física do circuito, mas pode ser até menor que 1 nanosegundo. O krytron entra no regime de condução pela aplicação de um pulso de gatilho maior que 750V entre a grade e o cátodo. Todo o circuito foi montado numa placa de circuito impresso, minimizando-se a indutância em série e a capacitância em paralelo com as chaves para obter chaveamento rápido. A principal contribuição para a capacitância parasita em paralelo era dada pelo pequeno comprimento de cabo coaxial RG59/U que ligava o circuito à cela de Pockels. Os 20cm usados contribuíam com mais 20pF à capacidade da cela de Pockels de 8pF. Três fontes de tensão, V_1 , V_2 e V_3 foram usadas para permitir o ajuste independente e otimização de cada operação. Durante o bombeio do meio ativo, a cela de Pockels era mantida à tensão $V_2 = \sqrt{\lambda/4} = 3200\text{ V}$ ocasionando alta perda na cavidade. No instante t_0 (figura 3.2) a aplicação de um pulso de gatilho em T_1 faz com que a cela de Pockels se descarregue através de uma resistência série de 110Ω . Em $t=t_1$ a aplicação de um gatilho em T_2 carrega a cela de Pockels a uma tensão $V_1 = \sqrt{\lambda/2} = 6400\text{ V}$ através de uma resistência em série de 20Ω (Dois krytrons KN22 devem ser usados em série para suportar 6400 V, mas o uso do modelo mais novo KN22B que suporta até 8000 V pode evitar isto). Depois de um atraso T_g , em $t=t_1 + T_g$ um pulso de gatilho aplicado em T_3 descarrega novamente a cela através de 10Ω . No instante de extração, $t=t_3$ um gatilho aplicado em T_4 carrega a cela a $-V_3 = -\sqrt{\lambda/4}$. A forma de onda resultante foi observada medindo-se a transmissão de

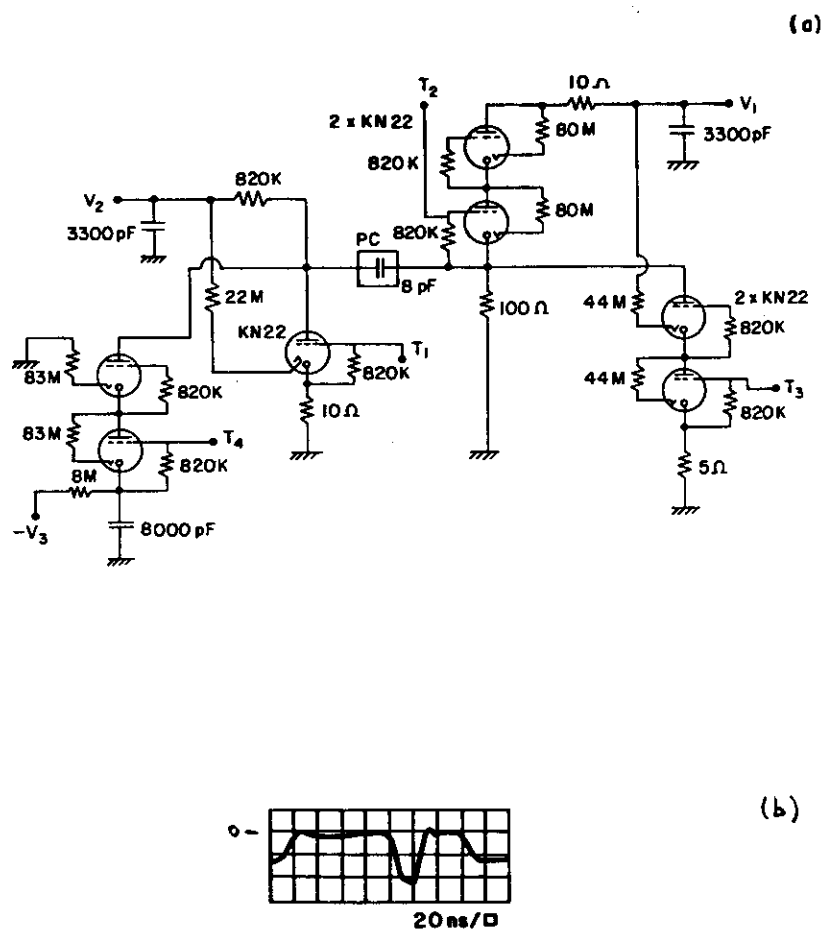


Figura 3.12 (a) Circuito usado para gerar a forma de onda para Q-switching, auto injeção e extração do pulso.

(b) Forma de onda obtida observada através da transmissão de um feixe de laser He Ne pela cela de Pockels e polarizador associado. Os tempos de subida são limitados pela fotomultiplicadora usada na detecção.

um feixe HeNe (com as voltagens correspondentes a $6328\text{\AA}$) e está na figura 3.12b. Os tempos de subida não são verdadeiros pois o osciloscópio e a fotomultiplicadora usados os limitavam a $\sim 5\text{ns}$. Usando um atenuador resistivo e um osciloscópio Tektronix 519 com tempo de subida medimos os tempos de subida para o Q-switching, subida da auto injeção, descida da auto injeção e cavitydumping e obtivemos respectivamente 7ns , $1,5\text{ns}$, $2,5\text{ns}$ e 3ns . Os pulsos de gatilho para os krytrons eram produzidos por 4 pulsadores onde um SCR descarregava um capacitor de 10nF carregado a 180V no primário de um transformador de pulso feito em casa. A razão de transformação era ~ 10 e o tempo de subida do pulso de gatilho para o krytron era $\sim 50\text{ns}$. Este tempo de subida lento aumenta o "jitter" do chaveamento do krytron mais foi possível conviver com isto. O uso de transistores de avalanche permite obter pulsos para gatilho de krytrons com amplitude de 2000 V e tempo de subida menor que 5ns (17,18,19). Os atrasos relativos dos pulsos que gatilhavam os SCR's eram gerados usando um circuito TTL baseado em multivibradores 74121 cujo diagrama de blocos é mostrado na figura 3.13.0 ajuste dos atrasos era feito usando-se potenciômetros de $50\text{k}\Omega$ e 10 voltas. O atraso $\Delta 1$ era ajustável entre $0,3\mu\text{s}$ e $300\mu\text{s}$ com precisão de $0,3\mu\text{s}$ enquanto que $\Delta 2$, $\Delta 3$ e $\Delta 4$ variavam de 10ns a 300ns com precisão de 5ns . A saída dos monoestáveis passava por um seguidor de emissor feito com um 2N2222 e daí ia aos SCR's. Para minimizar dificuldades com ruído e gatilhamento falso dos monoestáveis é importante blindar bem o circuito, filtrar a fonte alimentação de 5V com capacitores de 10pF montados perto dos monoestáveis e montar os monoestáveis

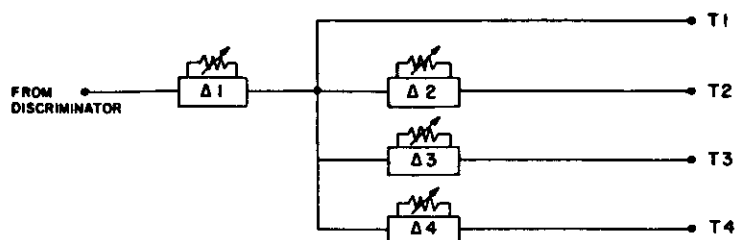


Figura 3.13 - Diagrama de blocos do sistema de atrasos usado para gatilhar o circuito da Figura 3.12. T_1 gera o gatilho para o Q-switching, T_2 e T_3 para o início e fim da auto injeção e T_4 para a extração do pulso.

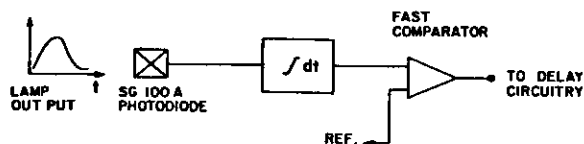


Figura 3.14 - Diagrama de blocos do circuito usado para gatilhar o início dos atrasos. (Figura 3.13) com energia constante armazenada no NdYAG.

tão perto quanto possível dos potenciômetros de ajuste de retardo.

O sinal que iniciava a sequência dos retardos podia ser obtido em dois modos diferentes. O primeiro era com um pulso síncrono com o gatilho do SCR das lâmpadas. Neste caso o retardo Δt era ajustado para $\sim 250 \mu s$ correspondendo ao tempo necessário para que a inversão de população no Neodímio atingisse seu máximo. Neste modo o ganho inicial do laser era constante de tiro para tiro devido a flutuações nas lâmpadas. Para os valores de energia de bombeio usados tínhamos $G_0 \sim 1,8$ e neste caso as variações de G_0 afetam muito a estabilidade da saída (figura 3.11) e dificultam o funcionamento da extração do pulso (ver eq.3.20). O segundo modo de operação era onde o pulso inicial era dado por um circuito que amostrava a saída da lâmpada e comparava sua integral com um nível pré-estabelecido (20). Assim o retardo Δt era mantido no seu mínimo e o instante do Q-switching acontecia sempre com ganho inicial do laser fixo. o circuito usado está esquematizado na figura 3.14. O fotodiodo a silício (EGG-SG100A) via a saída do flash. A saída do detetor era integrada no amplificador operacional 741 e comparada com um nível estabelecido no comparador rápido LM710 e o sinal de saída do comparador gatilhava o retardo .

3.c.3. Sistema de detecção - a saída do laser era detetada usando-se um fotodiodo a vácuo ITL 8150 com tempo de subida de 100ps conectado a um osciloscópio Tektronix 519 com tempo de subida de 310ps ou a um osciloscópio Hewlett Packard modelo 183. Este último foi modificado eliminando-se seu amplificador vertical de tal modo que o sinal entrasse dire

tamente nas placas de deflexão do tubo de raios catódicos. A sensibilidade era reduzida (~ 4 V/cm) mas o tempo de subida melhorou de 1,5ns com amplificador para 350ps com entrada direta. Assim, o tempo de subida resultante do sistema de detecção era da ordem de 400ps. Em algumas medidas usamos um fotodiodo de silício SG-100A (EGG) que polarizado a 90V tem tempo de subida de 4ns. Usando-se tensões de polarização maiores é possível reduzir o tempo de subida pois a capacidade da junção diminui com o aumento da polarização. Polarizado a 180V o tempo de subida era $\sim 1,3$ ns. A energia do pulso laser era medida com uma termopilha Hadron acoplada a um milivoltímetro.

3.c.4. Resultados - para obter o funcionamento em regime de auto-injeção primeiro otimizamos a operação em Q-switching para obter potência de pico máxima em um pulso suave sem modulação muito forte causada pelo acoplamento exponencial mencionado antes. Quanto mais forte é a modulação sobre o pulso menos reprodutível ele é. Normalmente trabalhamos com o laser a uma repetição de 3pps e energia de bombeio de 60 Joules e nestas condições o atraso entre o pulso elétrico do Q-switching e o pulso laser era aproximadamente 100ns. Na metade esquerda da figura 3.15 mostramos o pulso de Q-switching. Como ambos os espelhos do laser eram refletores totais, a observação da evolução do pulso dentro da cavidade era feita usando-se uma lâmina fina de vidro inserida na cavidade sob ângulo quase igual ao de Brewster, de modo que a fração de luz acoplada para fora era desprezível. Uma vez obtido um pulso estável de Q-switching passamos a ajustar a operação de auto injeção. Isto é feito usando $V_1 = V_{\lambda 2} = 6400$ V

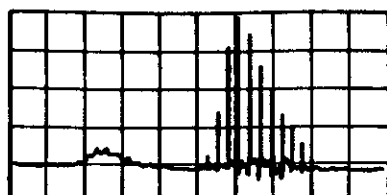


Figura 3.15 - Evolução da luz intracavidade quando o laser opera em Q-switching (esquerda) e em auto injeção (direita) mostrando o aumento da potência de pico no segundo caso (50 ns/div)

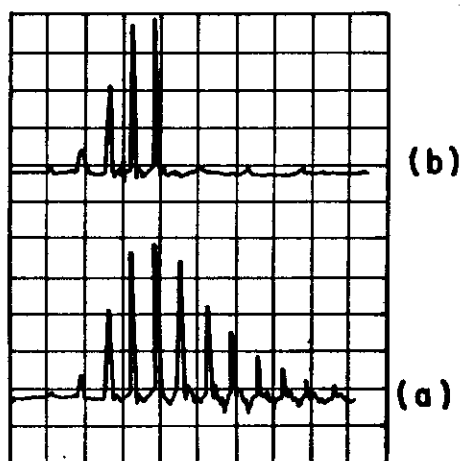


Figura 3.16 - Evolução da luz intracavidade sem extração do pulso (a) e com extração do pulso (b). (20 ns/div).

e pondo $\Delta 3$ no máximo de modo que o pulso elétrico de auto injeção seja praticamente infinito. Partindo com $\Delta 2$ do seu máximo e reduzindo observa-se a saída até que se torne um trem de pulsos. A partir daí ajustávamos $\Delta 3$ e V_1 para otimizar a aparência dos pulsos, minimizando a radiação entre pulsos e ajustando para a duração desejada. Nestas condições a evolução do pulso intracavidade é mostrada na figura 3.15 à direita. A escala vertical é a mesma usada para o pulso de Q-switching de modo que fica claro o aumento da potência de pico disponível. Isto pode ser entendido considerando que a fluência máxima J_p dada na equação 3.18 independe da duração do pulso. No caso do Q-switching podemos considerar como a evolução de um pulso de duração T_c , e no caso da auto injeção um pulso com duração t_p . Assim a relação entre as potências de pico P_{Qs} com Q-switching e P_{AI} com auto injeção resulta:

$$\alpha = \frac{P_{AI}}{P_{Qs}} = \frac{T_c}{t_p} \quad (3.21)$$

No caso da figura 3.15 tínhamos $V_1 = V_{N2} = 6400$ V, $T_g = T_c = 13,3$ ns e $2L_2/C = 1,2$ ns e a duração medida do pulso era $t_p = 1,7$ ns de maneira que o ganho em potência de pico deveria ser ~ 7.8 , que corresponde bem com o valor medido (~ 8).

Na figura 3.16 mostramos mais detalhadamente a evolução do pulso intracavidade. Na parte (a) é possível ver que a relação pico/fundo tem um valor alto, sendo praticamente desprezível a quantidade de radiação emitida entre picos. Se a injeção é feita com um atraso muito pequeno em relação ao instante Q-switching observa-se que o fundo torna-se mais alto conforme discutido na secção 3.2a. O ajuste do retardo permite com facilidade minimizar este fundo, pe

lo menos enquanto o nível de bombeio não é muito alto. Quando se excita o laser muito acima do limiar o tempo de formação do pulso em Q-switching (figura 3.3) se torna muito curto ($\approx 20\text{ns}$) e aí as limitações do nosso circuito elétrico tornam o ajuste mais trabalhoso. A principal dificuldade nesta situação se deve ao tempo de subida lento do pulso de gatilho dos krytons o que aumenta o retardo de comutação e o "jitter". O uso de uma cavidade ressonante longa ajuda a facilitar o problema já que o tempo de formação do pulso é proporcional a $T_c = 2L/C$. Na parte b da figura 3.16 mostramos como o trem de pulsos é terminado pela atuação do pulso de "cavity dumping" que foi ajustado através do retardo Δt e tensão V_3 . No caso da figura foi ajustado para extrair o pulso no seu valor máximo mas é fácil realizar a extração em qualquer dos pulsos mostrados. A eficiência de extração é bastante boa como pode ser visto pelo traço resultante na figura 3.16b.

Os pulsos obtidos na saída são mostrados na figura 3.17 onde ilustramos a possibilidade de obtenção de pulsos únicos ou duplos por ajuste da tensão de "cavity dumping". Na figura 3.17a usamos $V_3 = V_{\lambda/4} = 3200\text{V}$ e o atraso Δt foi ajustado de modo que o pulso estivesse em L_2 (figura 3.1) quando o pulso elétrico é aplicado à cela de Pockels. Quando o tempo de subida do sinal elétrico é lento ($\sim 3\text{ns}$) este modo de operação não é eficiente se $2L_2/C \sim t_p \sim 3\text{ns}$ e o ajuste do funcionamento é bem crítico. Neste caso é muito melhor ajustar Δt para chavear a cela de Pockels quando o pulso está em L_1 e usar tensão $V_3 = V_{\lambda/2} = 6400\text{V}$. Para obter os traços

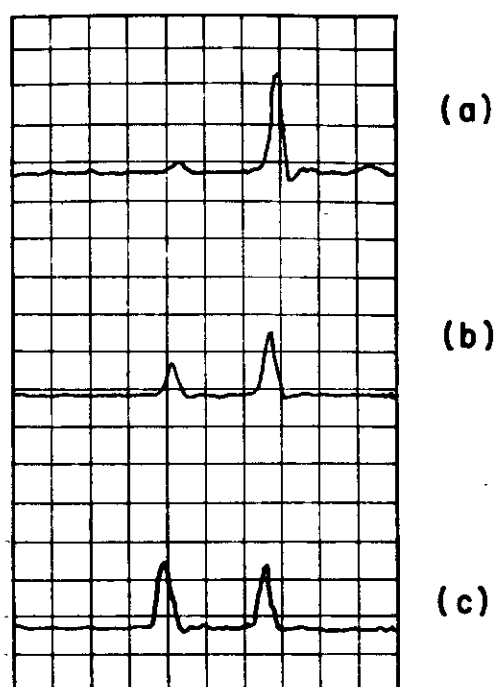


Figura 3.17 - Pulsos de saída do laser, mostrando a capacidade de extração de pulso simples (a) ou pulsos duplos (b) e (c) com intensidades relativas ajustáveis (5ns/div).

das figuras 3.17b e c usamos $V_3 = \sqrt{\lambda/4}$ e ajustamos $\Delta 4$ para extrair o pulso durante a subida do trem de pulsos (b) e para o pico (c). Na condição da figura 3.17a a energia medida do pulso foi 100mJ, correspondendo a uma potência de pico de 65Mw.

Para obter pulsos de saída estáveis e reproduzíveis era necessário usar o circuito de estabilização para o Q-switching, além é claro de trabalharmos com bombeio tão além do limiar quanto possível. Como já mencionamos, a energia de bombeio era mantida em ~60J o que ainda resulta num valor de G_0 que dá pulsos na região onde as flutuações de J_p são grandes (figura 3.11). Quatro vezes acima do limiar e com a perda estimada em 15% ($T=0,85$) temos $G_0 \approx 1,9$ e para termos $G_0 = 10$ precisaríamos bombear com 220 Joules o que forçaria demais as lâmpadas. Daí a importância do circuito de estabilização. Na figura 3.18 mostramos a superposição de 20 tiros seguidos do laser quando a origem do tempo é determinada: (a) pelo pulso de gatilho das lâmpadas e (b) pelo pulso de saída do circuito de estabilização. Em ambos os casos o osciloscópio era gatilhado pelo pulso de gatilho do Q-switch o que permite estimar o "jitter" no pulso de saída como $\sim 0,5$ ns. O fato de o pulso laser vir com um atraso fixo com respeito a um sinal elétrico pode ser importante em certas aplicações onde sincronismo é fundamental, como, por exemplo, no bombeio de amplificadores para pulsos curtos de laser de corante (21,22).

A duração dos pulsos de saída pode ser variada variando-se a geometria da cavidade. Com todos os outros parâmetros mantidos constantes ($V_1 = \sqrt{\lambda/2}$; $T_g = T_c = 13,3$ ns) nós medimos

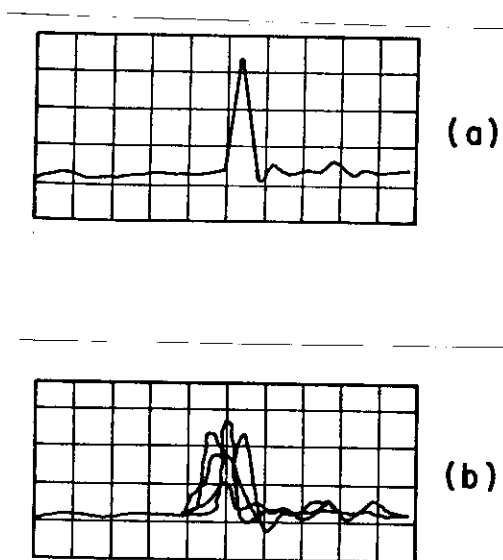


Figura 3.18 - Pulso de saída quando se usa o circuito de estabilização (a) e quando se sincroniza a partida dos atrasos com o início do pulso de excitação da lâmpada (b). Ambos os traços são uma superposição de 10 pulsos. (5 ns/div).

a duração do pulso laser para vários valores de L_2 (figura 3.1). Os resultados são mostrados na figura 3.19 onde também graficamos a duração prevista pelo modelo exposto na seção 3.2b. Há uma boa concordância dos resultados experimentais com os previstos embora os resultados medidos apresentem-se sistematicamente acima daqueles calculados. Este desvio sistemático pode ser atribuído ao fato de T_g não ser determinado com precisão maior que 500ps e às hipóteses do modelo, sobre forma do pulso elétrico e resposta da cela de Pockels. Entretanto a tendência prevista foi de qualquer modo verificada. Para valores de L_2 muito pequenos o comportamento da curva se afasta da linearidade pois o tempo de subida t_r da cela de Pockels se torna comparável a $2L_2/C$ (2ns para $L_2=30\text{cm}$). É interessante também notar que em toda a faixa de L_2 usado (9 a 120 cm) a energia é conservada, resultando que o ganho de potência de pico seguiu sempre $\alpha = \frac{T_c}{t_p}$

Outro modo de variar a duração do pulso é através da variação da duração do pulso de injeção T_g . Atuando assim, os pulsos laser mais curtos que conseguimos obter tinham duração de 400ps medida sobre o osciloscópio. Quando se leva em conta o tempo de subida instrumental de 320ps resulta uma duração verdadeira do pulso de $t_p=240\text{ps}$. Pulsos nesta faixa de duração são os mais chatos de medir pois são muito rápidos para usar-se o osciloscópio mas a medida por autocorrelação é problemática, pois o comprimento do pulso é ~10cm, muito longo para que a TPF funcione bem. O interessante aqui é que a duração do pulso é bem menor que o tempo de subida do pulso elétrico, mostrando que esta limitação não é tão crítica como se imagina à primeira vista. Entretanto

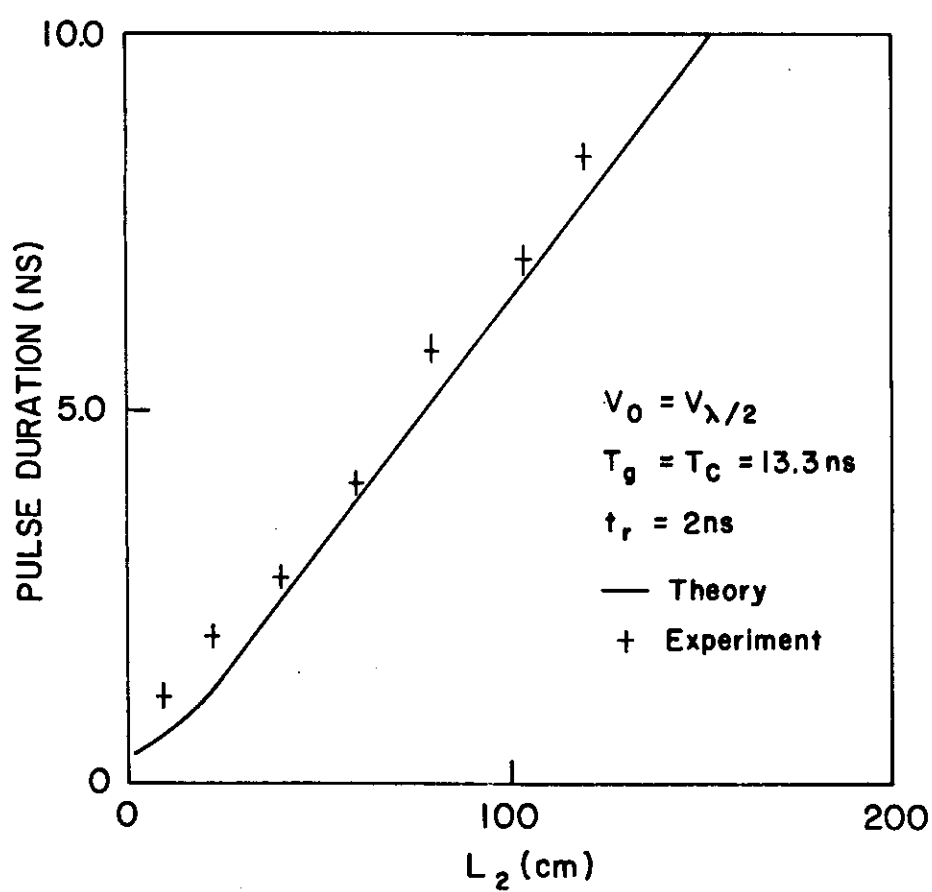


Figura 3.10 - Duração do pulso de saída em função da extensão L_2 da subcavidade (ver Figura 3.1).

o que observamos foi que nesta condição limite a estabilidade de do funcionamento não é boa, a duração do pulso variando de tiro a tiro bem como sua amplitude. Para o nosso sistema a menor duração de pulso laser obtido sem comprometer a estabilidade foi $t_p \sim 500\text{ps}$ e nesse caso a variação na potência de pico era aproximadamente de 5%. A energia medida destes pulsos foi de 120mJ , correspondendo a uma potência de pico $P_p \sim 200\text{MW}$. A densidade de energia (fluência) nestas condições era $J_p \sim 0,38\text{J/cm}^2$, que é aproximadamente metade da fluência de saturação ($J_s = 0,7\text{J/cm}^2$), em razoável acordo com o previsto na figura 3.11. A maior saturação do meio melhora a eficiência da extração de energia. Observamos também a duração do pulso à medida que evoluía na cavidade, ajustando o retardo da extração para selecionar o pulso de interesse. Não verificamos variação notável na forma e duração do pulso exceto quando a energia de bombeio era muito alta (acima de 8 vezes a de limiar). Aí o pulso se estreitava ligeiramente devido à saturação do ganho, mas o fator de estreitamento nunca foi mais forte que 0,80.

A fim de obter um feixe de saída com melhor qualidade óptica, usamos também o mesmo laser com a cavidade ressonante modificada de modo a que fosse inestável. Esta é representada na figura 3.20 onde M_2 tem raio de curvatura 300cm e refletividade 99,9% e M_1 tem raio de curvatura $\sim 50\text{cm}$ e diâmetro $1,8\text{mm}$. O comprimento da cavidade é $1,5\text{m}$ e usamos $L_2 = 20\text{cm}$. Quando se leva em conta o efeito de lente de Neodímio (23) bombeado com 86 Joules a 2pps, resulta um raio equivalente para R_2 de $R_2^* = 240\text{cm}$. Assim o parâmetro de instabilidade (24) é $g = 2g_1g_2^{-1} = 2$, o parâmetro de magnificação

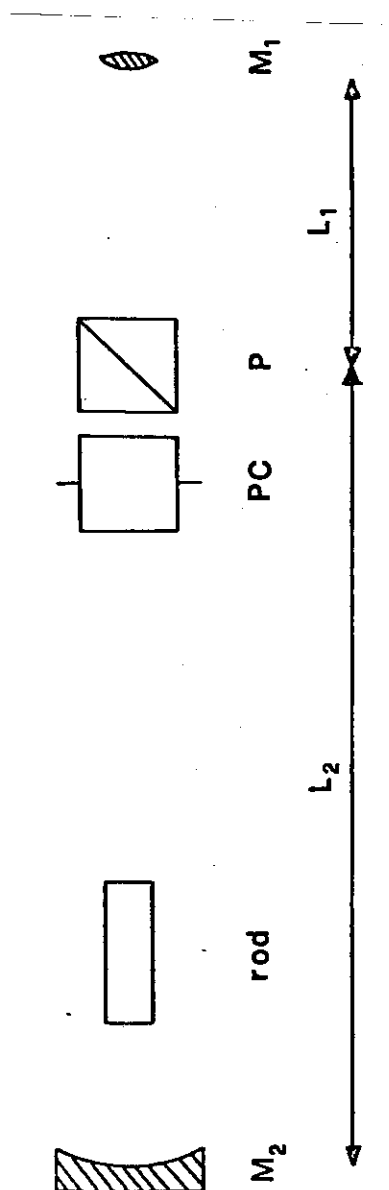


Figura 3.20 - Cavidade instável usada para operação em modo transversal único e auto injeção.

é $M=3,7$ e a transmissão de energia por ciclo completo é $T_E=0,27$. É um ressonador inestável do ramo positivo, similar em suas características ao do laser Quanta-Ray DCR1. Com este ressonador não usamos a operação de extração do pulso já que o acoplamento de saída era feito pela difração em M1.

A potência de pico obtida nesta situação foi de 45MW em pulsos com duração $t_p=1ns$ e a energia total de saída era a mesma obtida com o laser em regime de Q-switching. O ganho em potência de pico era $\alpha \sim 8$ e o feixe de saída reproduzia bem o tradicional anel devido à difração.

3.d. Auto injeção no laser de corante bombeado com lâmpada

Aqui descreveremos a aplicação da técnica de auto injeção ao laser de corante pulsado, bombeado com lâmpadas flash. A possibilidade de sintonia em larga faixa e de funcionamento em alta repetição torna este laser atrativo para numerosas aplicações em espectroscopia óptica linear e não linear. Pulsos curtos e intensos tem sido gerados nestes lasers com a técnica de acoplamento passivo mas a faixa de sintonia é grandemente reduzida nestes casos. Isto devido ao fato de o acoplamento passivo depender fortemente de um ajuste entre as secções de emissão e absorção do meio laser e absorvedor respectivamente, secções estas dependentes do comprimento de onda (25). O uso da auto injeção alivia esta dificuldade mas a duração dos pulsos obtidos torna-se dependente da velocidade do circuito de comutação usado para excitar a cela de Pockels, como foi visto na secção 3.b.2. O uso de celas de Pockels ultrarápidas pode permitir a geração de pulsos com duração de alguns picosegundos.

Diferentemente do laser a NdYAG, o laser de corante não trabalha no regime de pulso gigante tipo Q-switching. Isto se deve ao fato de que no corante o tempo de vida da inversão de população é da ordem de nanosegundos (26) o que impede o armazenamento eficiente de uma quantidade dignificativa de energia a ser posteriormente liberada no pulso gigante. (No NdYAG o tempo de vida da inversão é $\sim 300 \mu s$ (2)). Sendo normalmente bombeado em regime de operação livre, o pulso do laser de corante passa por um curto ($\sim 30 ns$) período transitório de formação e atinge um regime de operação quase estacionário onde o ganho saturado compensa exatamente as perdas e a potência de saída segue a potência de bombeio. O pulso é terminado devido ao aumento de população do estado excitado tripleto que absorve fortemente a radiação laser e tem um tempo de vida de microsegundos. Usualmente a duração do pulso aplicado às lâmpadas é tal que este termine após $\sim 500 ns$, cessando o bombeio quando a população do tripleto se torna apreciável.

A formação do pulso luminoso curto se dá com a aplicação à cela de Pockels de um pulso com duração $T_g - T_c$ nos moldes descritos na secção 3.b.2. Este pulso é aplicado durante o transitório inicial de formação do pulso laser e também aqui o ajuste da amplitude do pulso elétrico e de sua duração permite de certa forma compensar o tempo de subida longo e gerar pulsos mais curtos.

Como o ganho no laser de corante é muito alto, em poucas passagens pelo meio ativo o pulso é amplificado até seu valor máximo. Neste momento o pulso curto pode ser extraído da cavidade através da aplicação de um pulso de con-

trole conveniente à cela de Pockels. Devido ao curto tempo de amplificação do pulso, a pequena parte do pulso laser que não é extraída funciona como novo pulso de injeção e é amplificado, podendo ser extraído posteriormente. Assim a saída do laser pode vir na forma de sequência de pulsos curtos conforme esquematizado na Figura 3.21, sendo a separação entre pulsos dada pelo tempo de amplificação e o número de pulsos da lâmpada de excitação.

3.d.1. Amplificação do pulso curto - no caso do laser de corante as equações que descrevem a amplificação regenerativa do pulso curto são análogas às aquelas para o laser a NdYAG, eqs.(3-8a) e (3.8b) com uma modificação em (3.8b) para incluir um termo de bombeio W:

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = -\sigma \eta \phi - \frac{\eta}{T_R} + W \quad (3.8b')$$

onde $T_R \sim 5,5 \text{ ns}$ para a Rodamina 6G (26). O ganho apresentado pelo meio laser ao pulso curto pode ser obtido a partir da equação (3.10) como (27):

$$A = \frac{J_{k+1}}{J_k} = \frac{T J_s}{J_k} \ln \left\{ 1 + G_k [\exp(J_k/J_s) - 1] \right\} \quad (3.22)$$

e como no laser de corante a secção de emissão estimulada é alta, implicando numa energia de saturação pequena, podemos considerar que ao atingir seu valor de pico J_p o pulso satura fortemente a amplificação. Nessas condições (3.22) se simplifica para:

$$A = T \left[1 + \left(\frac{J_s}{J_p} \right) \ln G_k \right] \quad (3.23)$$

Quando o pulso atinge o seu valor máximo J_p o ganho líquido por passagem deve ser unitário, i.e., $A=1$ e daí resulta:

$$J_p = J_s \frac{\ln G_k}{\frac{1}{T} - 1} \quad (3.24)$$

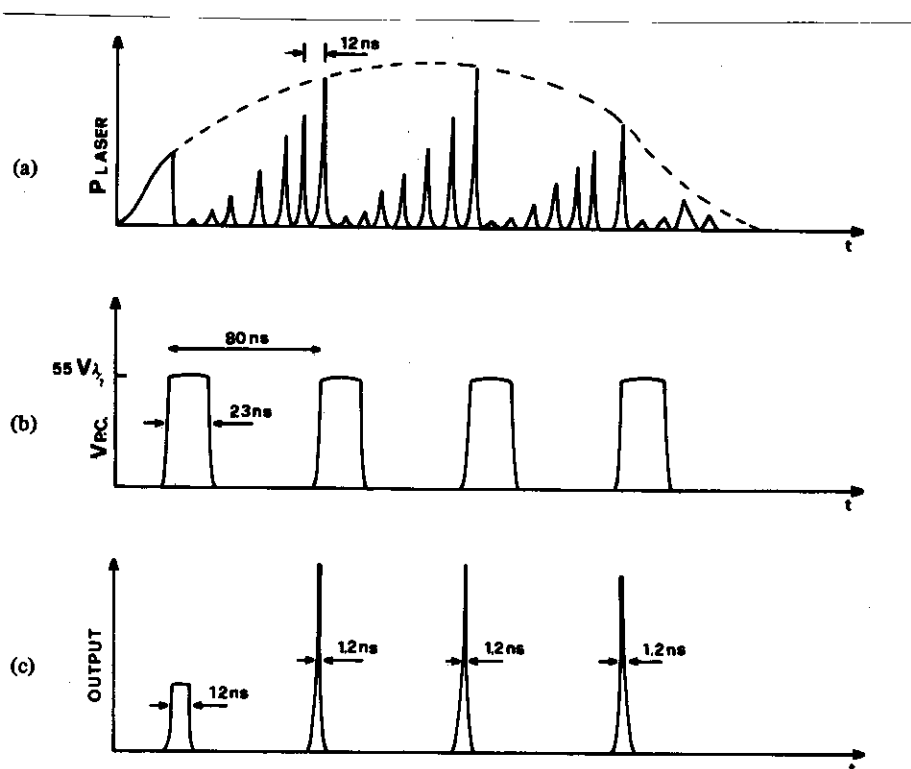


Figura 3.21 - Diagrama da evolução intracavidade em condições de auto injeção e extração de pulso (a); sequência de pulsos elétricos de controle (b) e pulsos de saída do laser (c).

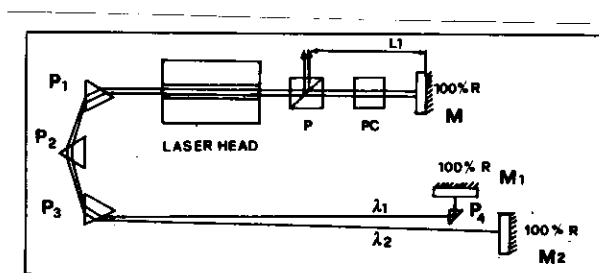


Figura 3.22 - Cavidade do laser de corante de duas cores. PC é uma celda de Pockels, P um polarizador, P_1 , P_2 e P_3 são prismas em ângulo de Brewster. Os dois comprimentos de onda independentes oscilam nas cavidades M - M_1 e M- M_2 respectivamente.

O ganho G_R é dado por $G_R = e^{2n_R \sigma l}$ e pode ser calculado a partir de (3.8b') considerando-se que entre a passagem de dois pulsos o termo de emissão estimulada é nulo e que o tempo de bombeio é T_c . Daí resulta que no pico do pulso a inversão que o amplifica é:

$$n_R = W T_R [1 - \exp(-T_c / T_R)] \quad (3.25)$$

Se o pulso curto tem duração Δt_p , determinada pelo chaveamento da cela de Pockels, a intensidade de pico obtida é I_p :

$$I_p = \frac{2J_s W \sigma T_R l}{\Delta t_p} \cdot \frac{1 - \exp(-T_c / T_R)}{(\frac{1}{T} - 1)} \quad (3.26)$$

O ganho em intensidade obtido pelo uso da auto injeção pode ser estimulado calculando-se qual a intensidade produzida pelo laser em operação normal. Para isso podemos considerar o laser em estado estacionário já que o pulso das lâmpadas é muito mais longo que T_R e T_c . A equação para a densidade de fotons ϕ é:

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{\phi c}{L} (n \sigma l - \frac{\delta'}{2}) \quad (3.27)$$

onde L é o comprimento da cavidade e δ' a perda exponencial ($T = e^{-\delta'}$).

Usando (3.27) e (3.8b') com $d\phi/dt=0$ e $dn/dt=0$ obtemos:

$$I_{cw} = \frac{2h\nu}{r} (Wl - \frac{\delta'}{2\sigma T_R}) \quad (3.28)$$

O ganho em intensidade é

$$\alpha = \frac{J_s W \sigma T_R l \delta' [1 - \exp(-T_c / T_R)]}{\Delta t_p h \nu [Wl - (\delta' / 2\sigma T_R)] [(1/T) - 1]} \quad (3.29)$$

Quando o laser opera em condições de cavity dumping (28) as perdas devem ser mantidas pequenas e aí podemos usar $e^{\delta'} \approx 1 + \delta'$ e simplificar (2.39) para obter:

$$\alpha = \frac{T_R}{\Delta t_p} [1 - \exp(-T_c / T_R)] \quad (3.30)$$

Tipicamente em lasers de corante bombeados com lâmpada, $T_c \sim 3 T_R$ de modo que resulta

$$\alpha = \frac{T_R}{\Delta t_p} \quad (3.31)$$

para o ganho em potência de pico. Observe que aqui o ganho é diferente daquele obtido no laser a NdYAG (equação 3.21). A razão é que no laser de corante a memória da inversão de população é muito menor que aquela do laser a NdYAG onde $T_R \sim 300 \mu s$. Assim a inversão de população útil para a amplificação do pulso é aquela bombeado durante um tempo T_R antes da passagem deste.

3.d.2. Descrição do laser de corante - um esquema do laser usado está na figura 3.22. Este laser foi construído com base num modelo antigo da Eletro-Photonics com o objetivo de se obter saída simultaneamente em duas frequências sintonizadas independentemente (29). A seleção das frequências oscilantes é feita pelos 3 prismas de 60° feitos com vidro SF10 e pelo ajuste do alinhamento das duas cavidades (M-M1) e (M-M2). O comprimento das duas cavidades era igual, com um tempo de circulação $T_c = 12 ns$. Em operação normal a largura de linha do laser era de 0,1 Å. O espelho M era plano e M1 e M2 eram côncavos com raio de curvatura 300 cm e sua refletividade era maior que 99,6% em toda a banda oscilante da Rodamina (5800-6400 Å). O corante era bombeado numa cavidade bielíptica por duas lâmpadas chaveadas por uma thyatron a uma repetição de até 60 pps. Para facilitar a operação em duas frequências havia dois circuitos independentes para o fluxo de corante que dentro da cavidade de bombeio passavam por dois tubos adjacentes de vidro com diâmetro interno 3 mm. Normalmente usamos nos dois circuitos Rodamina 6G dissolvida

em metanol. A cela de Pockels era Electro Optics Developments PC125 feita com KD*P imerso em líquido para casamento de índice e filme antirefletor nas janelas externas e o polarizador era do tipo Glan Thomson. A disposição da cela de Pockels e polarizador na cavidade era limitada pelo fato de que deviam estar no ramo comum às duas subcavidades e o polarizador deveria estar na mesma parte da cavidade que os três prismas, que tinham um efeito polarizador também por estarem montados para incidência sob ângulo de Berwster. Por isso a cela de Pockels foi montada a 10cm de M numa configuração onde a voltagem ideal para a criação do pulso de auto injeção era $V_0 = 0,5\sqrt{\lambda/2}$ e assim o pulso curto formado deveria ter duração $\Delta t_p = 2L_1/c \sim 0,67ns$. Porém o tempo de subida do circuito de pulso e da cela de Pockels, que era $t_r \sim 2ns$, impedia a obtenção de pulsos tão curtos e exigia um cuidadoso ajuste de V_0 e T_g para geração dos pulsos mais curtos possíveis.

3.d.3. Formação do pulso curto - a otimização da geração do pulso curto foi feita com auxílio de uma simulação do chaveamento da cela de Pockels baseado no modelo descrito na seção 3.b.2. e usando-se os parâmetros correspondentes à construção do laser: $T_c = 12ns$, $2L_1/c = 0,67ns$ e $t_r = 2,2ns$. O melhor pulso obtido é mostrado na Figura 3.23, e foi conseguido usando-se $T_g = 23ns$ e $V_0 = 0,55\sqrt{\lambda/2}$. Sua duração é $\Delta t_p \sim 1,2ns$ e o contraste pico/fundo é maior que 30. O efeito da variação da duração do pulso elétrico T_g no pulso óptico gerado é mostrado na Figura 3.24 onde mostramos também como varia o contraste pico-fundo. Aí se vê que a duração do pulso óptico diminui junto com a relação pico-fundo, de modo que a otimiza

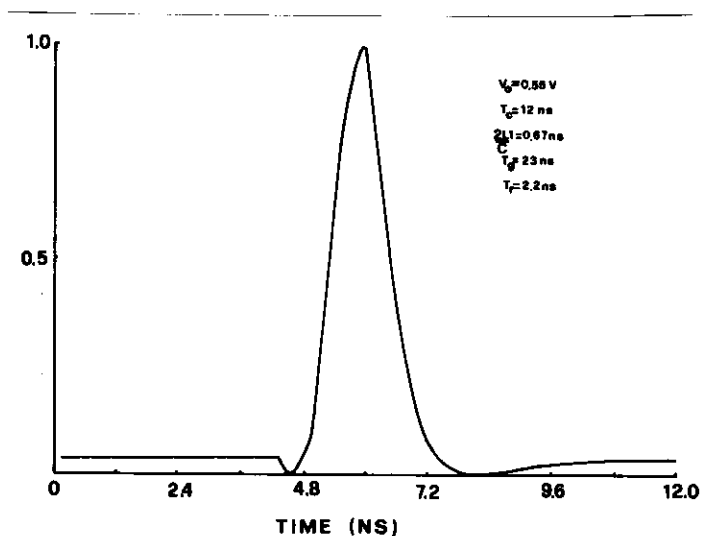


Figura 3.23 - Pulso curto formado com os parâmetros listados na figura. A duração do pulso é $\Delta t_p \sim 1,2$ ns.

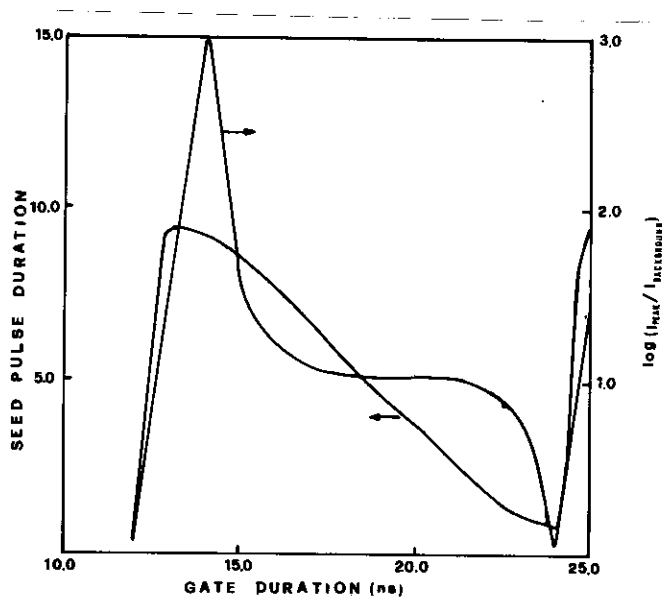


Figura 3.24 - Duração do pulso curto formado e relação pico/base em função da duração do pulso elétrico T_g . Os parâmetros usados foram $V_0 = 0,6 V_{\lambda/2}$; $T_C = 12$ ns, $2L_1/c = 0,67$ ns e $t_R = 2,2$ ns.

ção do funcionamento envolve um compromisso entre duração do pulso e contraste. Na Figura 3.25 mostramos a duração do pulso e o contraste em função da voltagem de pico para dois valores duração do pulso elétrico, $T_g = 22$ e 23ns . Aí se vê que embora a duração do pulso optico não varie muito com V_0 , o contraste cai rápido para valores maiores de V_0 . Para manter o contraste acima de 10 é bom usar $V_0 < 0,58\sqrt{\lambda_2}$. Este ponto é importante neste laser pois impõe um limite na sua capacidade de sintonia. Isto porque a voltagem depende linearmente do comprimento de onda. Por exemplo usando Rodamina temos uma faixa $\Delta\lambda = 600\text{\AA}$ em torno de $6100\text{\AA}$ e a variação de $\sqrt{\lambda_2}$ vai fazer que para um dado V_0 a razão $V_0/\sqrt{\lambda_2}$ varie 10% na faixa de sintonia. Para ter $V_0 < 0,58\sqrt{\lambda_2}$ em toda a faixa deve-se usar $V_0 = 0,55\sqrt{\lambda_2}$ no centro da faixa. Assim valores escolhidos foram $V_0 = 0,55\sqrt{\lambda_2} = 1800\text{V}$ ($\lambda = 6100\text{\AA}$) e $T_g = 23\text{ns}$.

3.d.4. Gerador de pulsos para a cela de Pockels - o circuito usado está esquematizado na Figura 3.26. O comutador é um Krytron KN22 que descarrega o cabo coaxial C1 na linha formada por C2-PC-C3. A carga capacitiva da cela de Pockels limitava o tempo de subida, que foi medido usando-se um divisor resistivo em paralelo com PC e resultou $T_r = 2\text{ns}$. O funcionamento do circuito é explicado a seguir. Quando o kryton é gatilhado o cabo C1 é conectado a C2 e um pulso com duração determinada pelo comprimento de C1 é lançado em C2. Quando o pulso passa por PC ele produz o pulso curto de auto injeção. Enquanto o pulso laser é amplificado até seu valor de pico o pulso elétrico vai até o fim de C3 e é refletido integralmente pelo circuito aberto e ao atingir PC novamente, depois de um atraso dado pelo percurso em C3, o pulso elé-

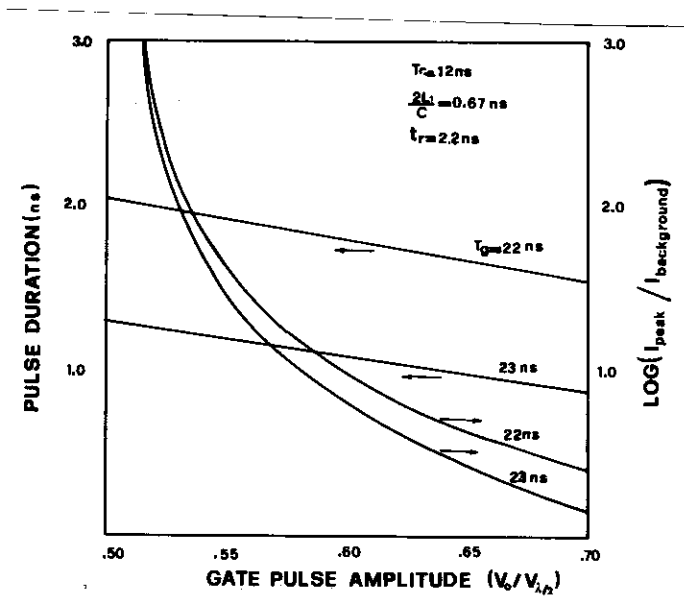


Figura 3.25 - Duração do pulso curto formado e relação sinal ruído em função da amplitude do pulso elétrico para $2 L_1/c = 0,6 \text{ tns}$, $T_R = 2,2\text{ns}$ e $T_g = 22 \text{ ns}$ e 23 ns .

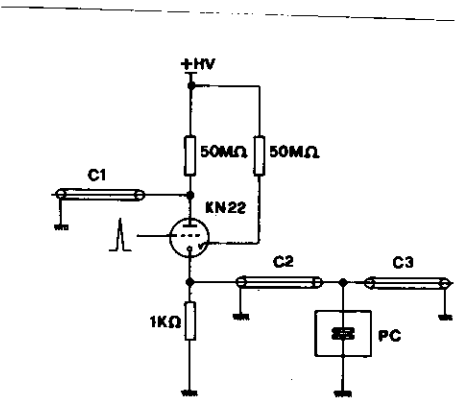


Figura 3.26 - Circuito de controle para cела de Pockels baseado em descarga de linha de transmissão.

trico realiza a operação de extração do pulso laser da cavidade. Como o laser continua bombeado, o pulso elétrico ao ser refletido no fim de C1 e atinge PC novamente produz outro pulso curto, que é extraído novamente. Esta sequência pode se repetir 3 vezes no nosso laser. Os cabos usados são coaxiais do tipo RG59 com impedância de 75Ω e cujo atraso de propagação foi medido como 5,03 ns/m. C1 foi cortado para produzir um pulso de 23 ns ($\sim 2,3m$), C3 foi cortado para atrasar o pulso em 80 ns (8m) e C2 foi usado com um atraso de 12 ns (1,2m). A voltagem de carga de C1 foi usada em 3600V para produzir um pulso com $V_0 = 1800V$.

O gatilho para o krytron era produzido a partir de um detetor fotodiodo de Si que vê a saída do laser pela luz espalhada por trás do espelho M e gatilha um circuito com transistores de avalanche que gatilha o krytron. O atraso no gatilho do krytron era ~ 20 ns o que fazia que a operação de auto injeção acontecesse quando a do laser já estava em regime estacionário e por isso no momento da injeção um pulso com duração ~ 10 ns era extraído do laser. Para realizar a auto injeção durante o transitório do laser experimentamos tomar o gatilho para o krytron a partir de uma amostra da corrente na thyatron que chaveava as lâmpadas mas aí o "jitter" era muito alto e a taxa de erro do sistema intolerável.

3.d.5. Resultados - a saída do laser foi detetada usando o sistema descrito na seção 3.c.3. Na Figura 3.27 mostramos o resultado obtido. Na parte (a) temos a potência intracavidade do laser em operação normal. Nesta situação a operação do sistema de extração de pulso produz um pulso de

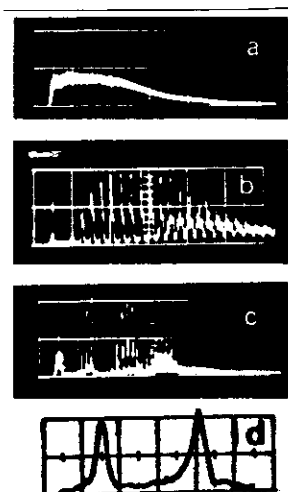


Figura 3.27 - Evolução do pulso laser intercavidade em operação normal (a) (100 ns/div); com auto injeção (b) (50 ns/div); com auto injeção e múltipla extração de pulso (c) (100 ns/div) e detalhe dos dois pulsos mais altos do primeiro trem de pulsos em (c) (d). A escala vertical é a mesma em todos os traços, mostrando a multiplicação da potência de pico sob condições de auto injeção.

saída quadrado com duração de 12 ns e potência de pico de 30 kW. (35). No traço (b) mostramos a potência intracavidade quando se realiza a auto injeção mas não a extração do pulso curto. Isto é feito terminando C3 (Figura 3.26) com 75Ω . A escala vertical é a mesma que no traço (a) e um aumento da potência de pico por um fator 3 é verificado. Com a extração do pulso curto no modo múltiplo descrito acima (Figura 3.21) a potência intracavidade evolui como mostrado na Figura 3.27, traço (c) e no traço (d) mostramos um detalhe do pulso curto formado. Sua duração é $\Delta t_p \sim 2$ ns, correspondendo ao aumento de potência de pico $\alpha = \tau_r / \Delta t_p \sim 3$. A forma do pulso é alterada na ampliação como se pode ver do segundo pulso no traço (d). Isto é devido a saturação do ganho que faz com que a frente do pulso seja mais amplificada que a cauda. A potência de pico medida em situação de auto injeção foi kW.

Como no laser a NdYAG, o bom funcionamento da auto injeção de pendia do alinhamento da cela de Pockels. Neste laser o alinhamento é mais fácil porque se pode ver a figura da cruz de Malta, formada sobre um anteparo quando o alinhamento cela de Pockels polarizador está bom. Um complicador a mais, vinha da necessidade de alinhar o polarizador com a polarização permitida pelos prismas em ângulo de Brewster. Com o laser funcionando a otimização da auto injeção era feita ajustando V_0 e cortando-se o cabo C1 até obter um funcionamento aceitável.

O aumento da potência obtido com a auto injeção e a capacidade de sintonia independente permitiram facilitar consideravelmente a aquisição de dados num experimento de

excitação de polaritons de superfície em GaP por mistura de 4 ondas (30,31)

3.e. A compressão não linear da duração do pulso no laser a auto-injeção.

Uma das limitações principais da técnica de auto injeção descrita acima é que a duração do pulso curto produzido depende do tempo de subida do elemento eletroóptico usado para a comutação das perdas da cavidade. Como foi mostrado acima, pode-se obter pulsos com duração de até um quarto do tempo de subida t_r , e este tempo de subida é limitado na prática pelo circuito usado para excitar o modulador a algumas centenas de picosegundos. Assim é que com uso da auto injeção pode-se esperar obter pulsos com no mínimo ~ 50 ps, dependendo de considerável quantidade de trabalho investido no sistema eletrônico.

O modo que usamos para superar esta limitação e assim podermos obter pulsos com duração de alguns picosegundos foi a compressão não linear do pulso gerado na auto injeção. Neste sistema utilizamos um absorvedor saturável inserido na cavidade laser de tal modo que o pulso ao circular na cavidade tivesse sua duração reduzida após sucessivas passagens pelo absorvedor. Assim foi possível reduzir a duração do pulso de um laser que originalmente trabalhava em regime de Q-switching com pulsos de 35 ns até 15 ps, resultando uma potência de pico de 1 GW. Esta foi a primeira demonstração da compressão não linear no laser a auto injeção (32, 33), que foi posteriormente aplicada ao laser NdGlass tipo "slab" (34). Além da curta duração do pulso obtido que é duas vezes menor que aqueles

gerados no laser de NdYAG com acoplamento passivo de modos (35), outra importante vantagem do laser de compressão não linear sobre o acoplamento passivo de modos é a estabilidade do funcionamento. O uso da auto injeção para produção do pulso inicial elimina a formação estatística do pulso laser, que fazia com que o laser funcionasse em apenas ~ 80% dos tiros (36).

3.e.1. Funcionamento da compressão não linear - como foi visto no capítulo 2, um pulso gaussiano ao propagar-se por um absorvedor saturável sofre uma variação relativa de sua duração dada pela equação (2.25), repetida aqui para facilidade de referência:

$$\beta = \frac{t_{pi} - t_{po}}{t_{pi}} = \frac{1 - e}{2} \times \frac{\left(\frac{I_i}{I_s}\right) \ln T_0}{\left(e + \frac{I_i}{I_s}\right) \left(1 + \frac{I_i}{I_s}\right)} \quad (3.32)$$

e a compressão β é máxima quando $I_{max} \sim I_s \sqrt{e}$ e é

$$\beta = -0,12 \ln T_0 \quad (3.32)$$

na aproximação onde a duração do pulso incidente é maior que o tempo de relaxação do absorvedor. Este é o caso na compressão não linear no laser a auto injeção, onde o pulso tem duração inicial $t_{pi} \sim 1 \text{ ns}$ e os absorvedores usados são corantes com $T \sim 9 \text{ ps}$ (37). A idéia básica para obter compressão forte, quando se usa o corante dentro da cavidade do laser, é fazer com que o pulso passe várias vezes pelo absorvedor com intensidade próxima a I_{max} . Para obter isto, é necessário criar algum modo para limitar

o crescimento da intensidade porque quando a intensidade do pulso cresce ele satura mais o corante diminuindo a perda da cavidade o que faria o pulso crescer cada vez mais rápido, num fenômeno típico de realimentação positiva: pulso mais intenso $\rightarrow$ menor atenuação $\rightarrow$ pulso mais intenso ainda A maneira de segurar a intensidade do pulso na faixa de valores desejada é fazer com que a saturação do ganho do meio laser diminua a taxa de crescimento do pulso quando ele atinge a intensidade $I_{\max}$. Assim, para uma dada concentração corante usada, o crescimento do pulso na cavidade pode seguir um dos dois comportamentos mostrados na Figura 3.28. Na curva 1 o ganho inicial do laser é muito alto e o pulso atravessa rapidamente a região de compressão. Na curva 2, o ganho inicial é menor e o pico do pulso acontece exatamente na região de compressão ótima de tal modo que o pulso passa muitas vezes pelo corante com intensidade boa. Um aumento da saturação do ganho faz com que o pulso cresça mais devagar enquanto está na região de compressão, extendendo ainda mais o número de passagens do pulso pelo corante e reforçando a compressão. Este aumento de saturação pode ser obtido na prática focalizando-se a radiação sobre o meio laser. Esta focalização é limitada pelo fato de que a intensidade sobre o NdYAG será $I_N \sim r I_s \sqrt{e}$, onde r é o fator de focalização e I_s a intensidade de saturação do corante e esta intensidade I_N não deve ser suficiente para produzir auto focalização que danificaria o cristal. Para o NdYAG Murray (38) calculou um valor máximo de $r \approx 10$.

Outro parâmetro cuja influência é importantíssima é

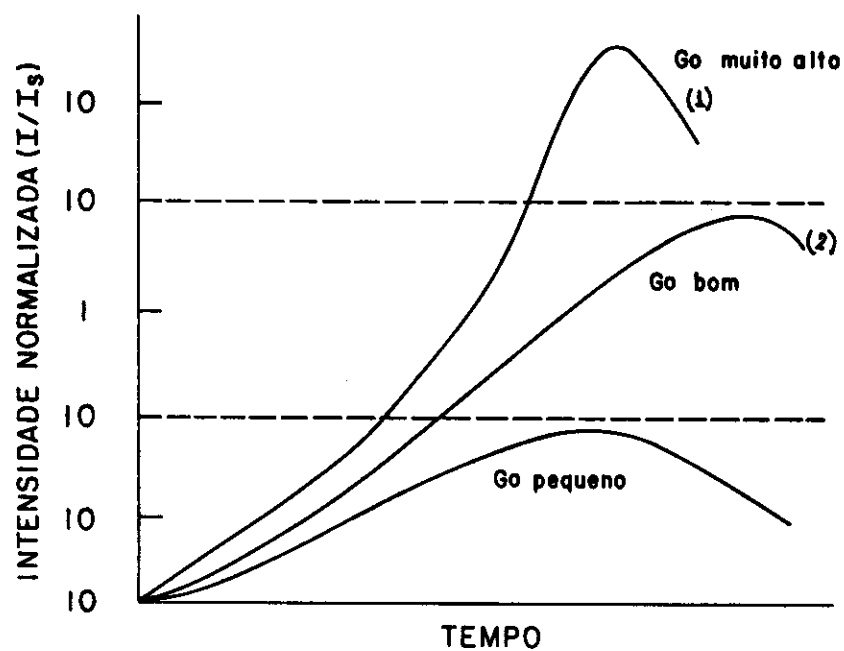


Figura 3.28 - Evolução da intensidade do laser com compressão, mostrando três condições de ganho inicial.

é a concentração de corante usada, i.e., a transmissão não saturada do absorvedor, $T_0 = e^{-d}$, com $d = n\alpha l$. Da equação (3.33) vê-se que maior concentração e menor T_0 é aconselhável para aumentar β . Porém Murray (38) mostrou que aumentando a concentração a estabilidade do funcionamento piora, na medida em que pequenas variações no ganho inicial do laser alteram muito a duração final do pulso, seu tempo de formação e sua potência de pico. No laser com auto injeção, a concentração usada deve ser mantida abaixo do valor crítico a partir do qual começa a haver

Q-switching passivo e acoplamento de modos passivo. Isto porque o objetivo é que o laser seja controlado pela auto injeção e não pelo absorvedor saturável. Quanto mais perto se chega da concentração crítica maior é a compressão mas pior a estabilidade, de modo que um compromisso entre as duas coisas deve ser encontrado. Na prática o que se deve fazer é ir aumentando gradativamente a concentração até obter uma condição de funcionamento aceitável.

Uma análise mais quantitativa da compressão não linear está sendo desenvolvida baseada num modelo de equações de taxa para o meio laser e o absorvedor, como uma das continuações deste trabalho de tese. Para pulsos gaussianos, Murray (38) realizou estudos detalhados da compressão com absorvedor saturável num laser com injeção externa.

3.e.2. Descrição do laser - O laser básico é aquele descrito na secção 3.b. A cavidade ressonante foi modificada de modo a se obter a relação de focalização r desejada, que foi escolhida a 7 para não forçar muito o NdYAG e os es

pelhos, especialmente M2. O esquema da cavidade é apresentado na Figura 3.29. M1 e M2 são totalmente refletores com raios de curvatura 99,9 cm e 67,5 cm respectivamente e as distâncias mostradas na figura foram escolhidas de modo a produzir um pulso inicial com $\sim 2,0$ ns e a obter o desejado $r = 7$. O absorvedor saturável usado foi o corante Kodak 9740 que tem intensidade de saturação $I_s = 40 \text{ MW/cm}^2$ e tempo de relaxação 9 ps. O corante era dissolvido em dicloreto e fluía continuamente através da cela DC que tinha espessura de 1 mm e era feita de quartzo. O bombeamento do corante era feito por uma bomba peristáltica girando a 0,5 Hz acoplada a um reservatório na saída da cela. Assim o fluxo na cela era isolado das variações de pressão induzidas pela bomba e era mantido sem turbulência visível quando se observava a transmissão de um feixe de laser a He-Ne pela cela. O fluxo é fundamental neste caso pois a alta intensidade de radiação incidente degrada rapidamente o corante.

Para detecção dos pulsos usamos um fotodiodo ITL 1850 com tempo de subida 100 ps acoplado a um osciloscópio Tektronix 519 com tempo de subida de 310 ps. Com este sistema era possível verificar convenientemente a existência de compressão, embora o pulso comprimido fosse menor que a resolução temporal disponível. Para medir a duração do pulso comprimido usamos a técnica de fluorescência a dois ftons descrita no capítulo 2. Como substância fluorescente usamos Rodamina 6G em solução 10^{-3} molar em metanol. A fluorescência induzida na Rodamina é muito forte sendo visível a olho desarmado mesmo com o laboratório iluminado.

O sinal de fluorescência era fotografado com uma camera das usadas para fotografar traço de osciloscópio (p.ex.mod.-C51 Tektronix) com filme Polaroid de 3000 ASA (mod.667). O uso de filme de 10000 ASA (mod.410) permite fazer fotos de impulsos individuais enquanto que com o de 3000 ASA fazíamos normalmente uma superposição de 10 a 20 pulsos.

3.e.3. Resultados - o ajuste do funcionamento do laser era feito começando com um fluxo de solvente puro pela cela e otimizando-se a operação da auto injeção. Nestas condições a duração do pulso gerado era de 2,5 ns num trem de pulsos com duração de 30 ns e com um atraso de 440 ns entre o instante do Q-switching e o pico do trem de pulsos. A seguir íamos adicionando o corante ao reservatório de modo a aumentar gradativamente a concentração. Para cada nova concentração variamos a tensão de carga do banco de capacitores o que corresponde a variar o ganho inicial do laser. O atraso do pulso de auto injeção aplicado à cela de Pockels era reajustado a cada alteração de outros parâmetros, para otimizar a forma de sinal observado: por exemplo, ao aumentar a voltagem de carga era necessário diminuir o atraso pois o pulso laser evoluía mais rapidamente na cavidade. A medida que se aumentava a concentração de corante a duração do pulso, medida no pico do trem de pulsos, diminuía enquanto o tempo de formação do pulso aumentava conforme mostrado na Figura 3.30 onde usamos tensão de carga $V_L = 700V$. A duração dos pulsos mais curtos está limitada pelo tempo de subida da detecção mas mesmo assim a tendência observada é clara, no sentido da compressão do pulso. Para uma tensão fixa de alimentação existe uma concentração máxima a

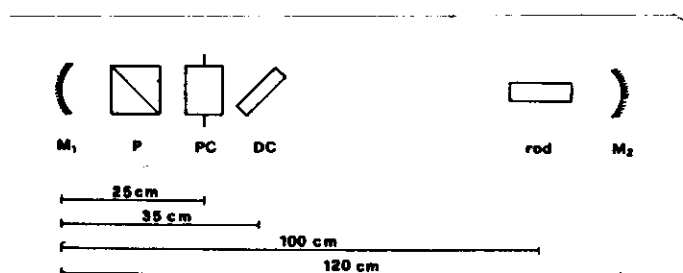


Figura 3.29 - Cavidade usada para obter a relação de intensidades desejada sobre o corante e o NdYAG para compressão não linear do pulso.

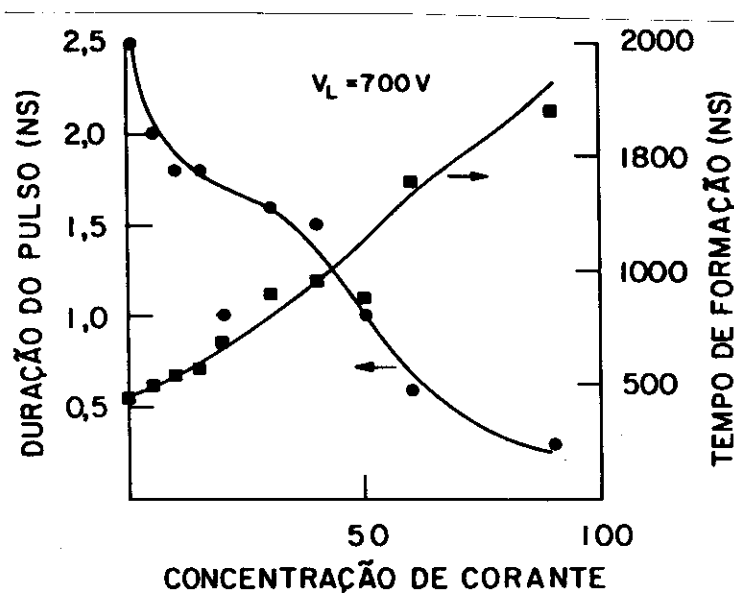


Figura 3.30 - Duração medida do pulso e seu tempo de formação em função da concentração de corante. a concentração 100 é aquela que faz o laser partir em acoplamento passivo de modos. A resolução do sistema de detecção do pulso era de 310 ps.

partir da qual o laser não consegue oscilar: no caso de $V_L = 700$ V, ela corresponde ao valor 100 na abcissa, e nesta situação a transmissão a pequeno sinal da cela de corante é $T_0 = e^{-0,92} = 0,4$.

Para tensões de alimentação acima de $V_L = 800$ V observa-se a existência de uma concentração crítica a partir da qual o laser parte em regime de acoplamento de modos passivo. No entanto esta concentração não é bem definida, i.e., a partir de um certo valor de concentração o laser começa às vezes a acoplar os modos e aumentando-se a concentração a frequência de tiros com acoplamento passivo aumenta. Por exemplo, com $T_0 = e^{-0,92}$, i.e., $d_c = 0,92$ e $V_L = 900$ V a cada 10 tiros 2 são em acoplamento passivo, i.e., não controlados pela auto injeção.

Na Figura 3.31 mostramos o efeito da variação da tensão de alimentação (que é proporcional a raiz quadrada do logaritmo do ganho inicial) na duração potência de pico e tempo de formação do pulso. De acordo com nossa previsão, ao aumentarmos o ganho inicial o pulso cresce mais rapidamente e a compressão se torna pior. A compressão é melhor perto do limiar de funcionamento, quando o tempo de formação do pulso é longo (1700 ns correspondem a 230 passagens pela cela de corante). O instante da realização da auto injeção também joga um papel importante, já que se acontece muito cedo o pulso não tem intensidade suficiente para começar o processo de saturação do corante, e so acontece muito tarde o número de passagens disponíveis para compressão é muito pequeno.

Quando a condição de compressão é boa, a envoltó-

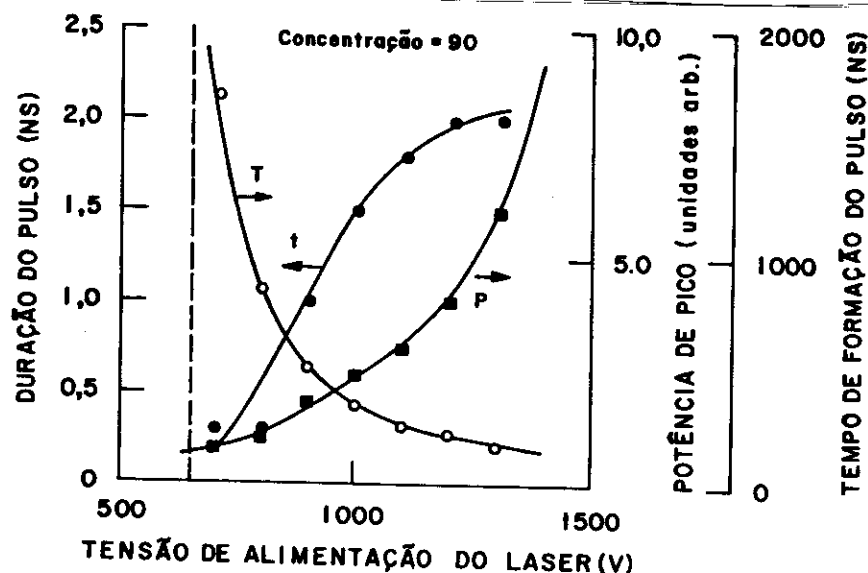


Figura- 3.31 - Duração do pulso, potência de pico e tempo de formação em função da extensão de alimentação das lâmpadas, a qual é proporcional à raiz quadrada do ganho inicial. A linha tracejada indica o limiar de operação.

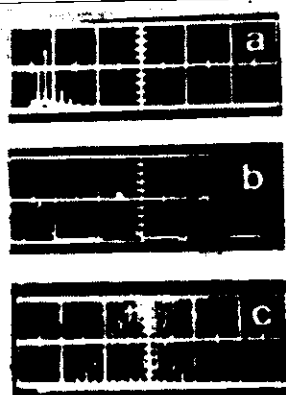


Figura 3.32 - (a) trem de pulsos com auto injeção e sem corante na cela (50 ns/div); b) detalhe do traço (a) (5 ns/div) (c) trem de pulsos com corante na cela e com compressão otimizada (50 ns/div).



Figura 3.33 - Fotografia do sinal de fluorescência a dois ftons. O traço branco à direita corresponde a 50 ps.

do trem de pulsos apresenta uma forma bem característica, mostrada na Figura 3.32.c. A subida lenta da parte inicial do trem mostra que o ganho líquido do laser é pequeno, i.e., a absorção é apenas balanceada pelo ganho, fazendo com que o pulso passe muitas vezes pelo corante com intensidade próxima da ótima. A seguir, quando a saturação se torna mais forte o pulso começa a crescer mais depressa pois cada vez satura mais a absorção. A saturação do ganho, pela depleção da inversão armazenada, limita o crescimento do pulso. A partir do pico o pulso se extingue rapidamente pois agora com a diminuição da intensidade o absorvedor fica menos saturado e a perda aumenta. Como no caso do laser com injeção externa (38), a forma da envoltória serve como uma boa indicação do bom funcionamento da compressão. Variando o nível de gatilho do osciloscópio era possível observar pulsos do início ou do fim do trem, e era notável claramente o efeito da compressão: os pulsos iniciais duravam 2,0 ns enquanto que mais para o fim do trem a duração se tornava limitada pelo tempo de subida do detetor.

Na Figura 3.33 mostramos a fotografia do sinal de fluorescência a dois fótons; obtido a partir da extração da cavidade do pulso mais alto do trem da Figura 3.32c. O traço branco ao lado corresponde a 50 ps, e a análise densitométrica do sinal mostrado indica uma extensão do traço de auto correlação de 15 ps. Supondo-se que o pulso seja de forma secante hiperbólica resulta uma duração de $t_p = 10\text{ps}$, que é três vezes mais curta que aquela obtida com acoplamento passivo de modos no mesmo laser. A esta-

bilidade é ordens de grandeza melhor: o instante do pico flutua por no máximo ± 25 ns em torno do atraso de 1400 ns com respeito ao início do Q-switching. Note que esta flutuação (2,20) pode ser consideravelmente reduzida se se aceita trabalhar com uma taxa menor de compressão.

A energia do pulso foi observada usando-se um detector fotodiodo SG-100A (EGG) em modo de integração ($T=20$ ns) e observamos que com compressão a energia é 3 vezes menor do que quando se coloca o corante na cavidade. Esta redução corresponde à energia gasta na saturação do corante. Como a duração do pulso foi reduzida por um fator 250, a potência de pico cresce por um fator ~ 80 quando se usa a compressão. Usando um calorímetro (Hadron) medimos a energia do pulso comprimido e obtivemos uma estimativa para a potência de pico: 0,9GW.

REFERÊNCIAS (Capítulo 3)

1. Y.S.Liu, "Nanosecond pulse generation from a self injected laser pumped dye laser using a novel cavity flipping technique", Opt. Lett. 3, 167(1978).
2. Y.S.Liu, "Generation of high power nanosecond pulses from a Q switched NdYAG oscillator using intracavity injecting technique", Opt.Lett. 4, 372 (1979).
3. P. Ewart, "Frequency tunable nanosecond duration pulses from flaslamp pumped dye lasers by pulsed Q modulation", Opt. Commun. 28, 379 (1979).
4. C.H.Brito Cruz, E. Palange e F. De Martini, "High power subnanosecond pulse generation in NdYAG lasers", Opt.Comm. 39, 331 (1981).
5. P.A. Belanger e J. Boivin, "Gigawatt peak power pulse generation by injection of a single short pulse in a regenerative amplifier", Can. J.Phys. 54, 720 (1976).
6. E.I. Moses, J.J. Turner e C.L. Tang, "Mode locking of laser oscillations by injection on locking", Appl.Phys.Lett.28, 258 (1975)
7. J.E. Murray e W. H. Lowdermilk" NdYAG regenerative amplifier", J. Appl. Phys. 51, 3548 (1980).
8. R.G. Morton, M.E.Mack e I. Itzkhan, "Efficient cavity dumped dye laser", Appl. Opt. 17, 3268 (1978).
9. W.G. Wagner e B.A. Lengyel, "Evolution of the giant pulse in a laser, J. Appl. Phys. 34. 2040 (1963).
10. H. Statz, G.A. DeMars e C.L. Tang, "Self Locking of modes in lasers", J. Appl. Phys. 38, 2212 (1967).

11. W. Koechner, Solid State Laser Engineering (Springer New-York 1976), pp. 227-229.
12. P.G. Kryukov e V.S. Letokhov, "Techniques of High Power Light Pulse Amplification" in Laser Handbook, ed. E. Schulz Dubois e F.T. Arecchi (North Holland Publ. Co. Amsterdam 1977).
13. W.H. Lowdermilk e J. E. Murray, "The multipass amplifier: Theory and numerical analysis" J. Appl.Phys. 51, 2436 (1980).
14. W. Koechner, Solid State Laser Engineering (Springer Verlag, New York, 1976) pp. 446-451.
15. P. Madalena, "Realizzazione di una sorgente laser Nd:YAG a singolomodo", Tesi di Laurea, Università di Roma (1978)
16. A.J. De Maria, W.H. Glenn, N.J.Brienza e N.E. Mack, "Picosecond Laser Pulses", Proc. IEEE 57, 2 (1969).
17. S.J. Davis, J.E. Murray, D.C. Downs e W.H. Lowdermilk "High performance avalanche transistor switchout for external pulse selection at 1,06 μm " Appl. Opt. 17, 3184 (1978).
18. I. Matsushima, T. Kasai Yano, "Single pulse switchout system for a passively mode locked Q-switched NdYAG laser", Rev. Sci. Instrum. 52, 1860 (1981).
19. C.H.Brito Cruz, E. Palange e A.J. Balbin Villaverde, "High voltage subnanosecond risetime pulse generator for picosecond laser applications" Aceito em J.Phys. E. Scientific Instr.

20. D.C. Downs, J.E. Murray, J.E. Murray e W. H. Lowdermilk, "Stabilizing the output of a Q-switched laser", IEEE J. Quantum Electron. Q.E. 14, 571 (1978).
21. A Migus, C.V. Shank, E.P. Ippen e R.L. Fork, "Amplification of Subpicosecond Optical Pulses: Theory and Experiment", IEEE J. Quantum Electronics 18,101 (1982).
22. A. Wokaun, P.F. Liao, R.R. Freeman R.H. Storz, "High energy picosecond pulses: design of a dye laser amplifier system", Opt. Lett. 7, 13(1982).
23. W. Koechner, Solid State Laser Engineering (Springer Verlag, New York 1976) pp. 397-451.
24. A.E. Siegman, "IEEE J. Quantum Electron. QE12,35(1976).
25. G.H. C. New, "Mode locking in quasi continuous lasers" Opt. Commun. 6, 188(1972).
26. F.P. Schäfer ed. Dye Lasers (Springer Verlag-New York, 1974) pp. 32-37.
27. W. Koechner, Solid State Laser Engineering (Springer Verlag- New York, 1976) p. 54.
28. R.G. Norton, H.E. Mack e I. Itzkan, "Efficient cavity dumped dye laser", Appl. Opt. 17, 3268 (1978).
29. P. Mataloni, "A two frequency cavity dumped dye laser", Opt. Acta 28, 1003 (1981).
30. F. De Martini, G. Givliani, P. Mataloni, E. Palange e Y.R. Shen, "Study of surface polaritons in GaP by optical four wave-mixing", Phys. Rev. Lett.37,440(1976).

31. P. Mataloni, M. Romagnoli e F. De Martini, "Two frequency self injected flashpumped dye laser for nonlinear optics experiments", IEEE J, Quantum Electron. 19, 202 (1983)
32. C.H. Brito Cruz, F. De Martini, H.L. Fragnito e E. Palange, "Picosecond Pulse Generation by Intracavity Nonlinear Compression in Self Injected Laser", Opt. Commun. 40, 298 (1982).
33. C.H.B. Cruz, F. De Martini e P. Mataloni, "The Self-Injected Nonmodelocked Picosecond Laser", IEEE J. Quantum Electron. Q.E.19, 573 (1983).
34. Y.S. Liu e W.B. Jones, "Temporally tunable Q-switched Nd.glass slab laser using intracavity self injection and nonlinear pulse compression", CLEO 83.
35. H. Al-Abaidi, R.J. Dewhurst, D. Jacoby, G.A. Oldershaw e S.A. Ramsden, "Controlling the width of picosecond laser pulses", Opt. Commun. 14, 219 (1975).
36. G.H. New, "Theory of passive mode-locking in giant pulse lasers", Proc. IEEE 67, 380 (1979).
37. Eastman Kodak, Q.switch dye 0740 e 9860 Data Release", 1970.
38. J.E. Murray, "Temporal compression of modeleked for fusion disgnostics", IEEE J. Quantum Electron. QE-17, 1713 (1981).

CAPÍTULO 4

Geração de pulsos ultracurtos no laser de corante bombeado com laser de argônio

Neste capítulo apresentamos duas técnicas para produção de pulsos ultracurtos no laser de corante bombeado com laser de argônio. O acoplamento ativo-passivo simultâneo no laser de corante e argônio e o acoplamento passivo no laser de corante com cavidade em anel. No caso do laser com acoplamento ativo-passivo simultâneo obtivemos pulsos com duração de dezenas de picosegundos e sintonizáveis de 5700 Å a 6100 Å e no caso do laser em anel obtivemos pulsos tão curtos quanto 170 femtossegundos, porém com menor capacidade de sintonia.

4.a. Acoplamento de modos ativo-passivo nos laser de corante e argônio

O esquema usado para o acoplamento ativo-passivo é mostrado na Figura 4.1. O corante inserido na cavidade do laser de argônio funciona como um absorvedor saturável e força a operação do laser de argônio no regime de acoplamento passivo de modos. Porém, ocorre que normalmente o tempo de recuperação dos corantes usados é da ordem de nanosegundos (1) de modo que o acoplamento de modos realizado é fraco (ver secção 2.c) e então a duração dos pulsos obtidos do laser de argônio é longa (~ 5 ns). Para acelerar a recuperação do corante, e obter pulsos mais curtos, constrói-se uma cavidade de laser para que o corante emita radiação estimulada. A emissão estimulada do corante acelera o retorno das moléculas ao estado fundamental, fazendo com que o tempo de recupe

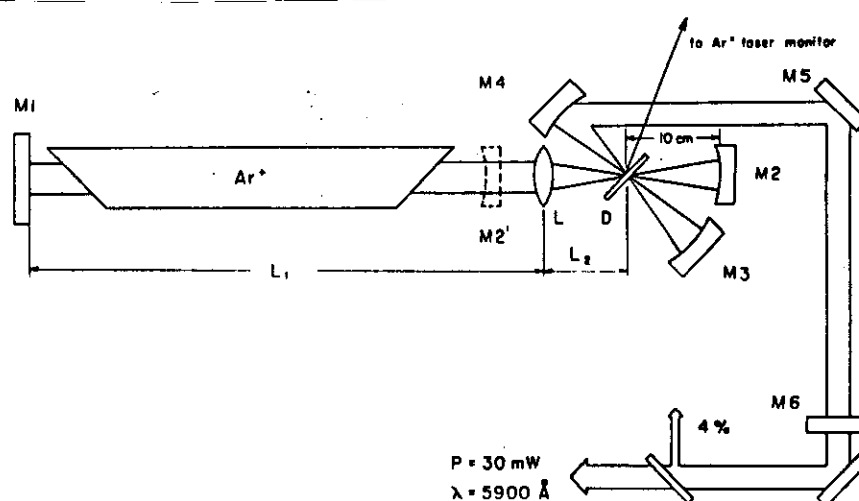


Figura 4.1 - Esquema para acoplamento de modos recíproco com laser de Ar^+ e corante. D é o jato de corante.

ração efetivo diminua. Por outro lado, o corante está sendo excitado pelo laser de argônio que oscila em regime de pulsos curtos e se as duas cavidades laser forem compatíveis, o laser de corante também funcionará em acoplamento de modos, como no laser bombeado sincronamente (2,3,4). Assim ambos os lasers funcionarão em regime de pulsos curtos, sendo o laser de corante sintonizável sobre uma larga faixa de comprimentos de onda. Um ponto que vale a pena ressaltar é que nenhum equipamento adicional custoso é necessário além do laser de argônio e do laser de corante. Só são necessárias pequenas modificações nas cavidades ressonantes dos dois laser e resulta um sistema mais simples do que os anteriormente usados (5,6).

4.a.1. Descrição do laser

No esquema da Figura 4.1, o laser de argônio é um Spectra Physics modelo 170 que emite uma potência máxima de 20 Watts quando funciona em operação multilinha e 7 Watts em operação só na linha verde de $5145 \text{ \AA}^0$. O espelho de saída M'2 deste laser foi eliminado de modo a estender sua cavidade ressonante para inserção de corante. O corante é produzido usando-se um laser de corante com jato, modelo CR490 da Coherent Radiation que é colocado em frente ao laser de argônio. Para atingir a intensidade de saturação do corante o feixe do laser de argônio é focalizado usando-se a lente fornecida com o modelo CR490, que tem filme antirefletor para o comprimento de onda de $5145 \text{ \AA}^0$ e $4880 \text{ \AA}^0$. A lente é montada sobre um suporte XYZ Microcontrole e um posicionador angular Microcontrole que permitem seu alinhamento com o eixo óptico da cavidade ressonante do laser de argônio e

o ajuste da focalização (distância L_2). A distância focal da lente L é 6 cm. A cavidade ressonante do laser de argônio é completada com o espelho côncavo M_2 , refletor total em $5145 \text{ \AA}$ e com raio de curvatura 10 cm. Este espelho é montado sobre o suporte do espelho de saída do laser de corante, que é fixado à barra de Invar que suporta o ressonador original do CR490 a uma distância de 10 cm do jato de corante. O posicionador do jato de corante permite otimizar esta distância e ajustar o jato para que o laser incida sob ângulo de Brewster. A cavidade ressonante para o laser de corante é constituída pelos espelhos M_3 e M_4 que são montados sobre os suportes originais do CR490, são côncavos com raios de curvatura respectivamente de 7,5 cm e 5 cm e refletores totais no visível, mais os espelhos M_5 e M_6 que são necessários para estender a cavidade de modo que seu comprimento seja a metade do comprimento da do laser de argônio. M_5 é montado sobre um suporte angular Oriel mod. 1450 e M_6 sobre um suporte Oriel mod. 1451 que fica sobre um estágio de translação Klinger que permite ajustar cuidadosamente o comprimento da cavidade para compatibilizá-la com a do argônio. M_5 é refletor total, plano, e M_6 tem transmitância 3%, plano. O corante era circulado à pressão de 40 psi, as dimensões de jato sendo 0,2 mm x 5 mm, com rodamina 6 G dissolvida em etileno glicol (pureza para análise). A pequena parcela de luz do laser de argônio refletida pelo jato era focalizada sobre um fotodiodo rápido, Spectra Physics mod. 403 com tempo de subida de 200 ps. A saída do laser de corante era detectada com um fotodiodo semelhante, e o sinal de ambos os fotodiodos era mostrado num osciloscópio Tektronix 7904 com gaveta de amostragem S-11 que tem

tempo de subida especificado em 25 ps. O tempo de subida estimado do sistema de detecção era de 220 ps (detetores + cabos + osciloscópio).

A seguir descreveremos o procedimento usado para o alinhamento do sistema. Primeiro o laser de argônio era alinhado com o espelho de saída normal, M'2 com M1 sendo o prisma seletor de linha, ajustado para $5145 \text{ \AA}$. A seguir alinhávamos a lente L e M2 de modo que o feixe do argônio fosse redirigido para dentro da cavidade. O aumento da potência indicada pelo detetor acoplado ao laser era um bom guia para a otimização deste alinhamento. A seguir, retirávamos M'2 e com pequenos ajustes em M2 obtínhamos novamente a ação laser. Uma vez que o laser de argônio oscilasse entre M1 e M2, atuávamos conjugadamente sobre M1 e M2 e L para maximizar a potência obtida. A potência intracavidade era monitorada usando-se uma lâmina fina de vidro óptico colocada na cavidade sob ângulo de Brewster. Com o laser de argônio oscilando, ligamos o jato de corante. Quando se está partindo de uma condição muito fora do alinhamento certo era melhor usar baixa concentração de corante ou solvente puro. Novamente, atuando-se sobre M2 recupera-se a oscilação do argônio e a otimização é feita atuando no foco da lente e posicionador do jato de corante. Em condição de bom alinhamento a corrente de limiar para oscilação do laser de argônio devia ser menor que 16 A. A seguir, adicionando-se uma concentração suficiente de corante (por exemplo, elevando o limiar para 20 A), realizávamos o alinhamento de M3 e M4 com M5 e M6 seguindo o processo normal, descrito no catálogo do CR490 (7). Com o laser de corante oscilando e

otimizado, montamos o selecionador de comprimento de onda composto de um filtro birrefringente de três placas de quar tzo, também parte integrante do CR490. O alinhamento podia ser otimizado sintonizando-se os extremos da linha (verde ou vermelho) e maximizando-se a potência obtida. A partir daí, observando-se no osciloscópio a forma dos pulsos obtidos a justamos a posição de M6 com o estágio fino de translação. Uma vez alinhado, o sistema se mantinha por vários dias, sendo necessários apenas pequenos ajustes ao ligar-se os lasers pela manhã. Tipicamente era necessário esperar ~ 40 minutos para estabilização do conjunto. A poeira em suspensão no ar do laboratório causava uma instabilidade muito forte no funcionamento dos lasers, especialmente no de argônio, presumivelmente devido ao espalhamento. O uso de tu bos de vidro protegendo toda a trajetória dos feixes dentro das cavidades reduziu esta instabilidade a um nível aceitável.

4.a.2. Resultados - Uma vez alinhado o sistema, passamos a estudar o efeito da concentração de rodamina 6 G usada no funcionamento dos lasers. De um modo geral, é de se esperar que concentrações maiores sejam mais interessantes pois per mitem obter maior potência de saída do laser de corante e aumentar o efeito do absorvedor saturável no funcionamento do laser. O limite de concentração usado é dado pela limitação de corrente de excitação do laser de argônio já que para compensar o aumento da absorção é necessário bombear mais o laser de argônio. Partindo de um enchimento do sis tema de circulação com solvente puro, fomos adicionando pas so a passo uma solução concentrada de rodamina em metanol

(10 g/l) de modo a aumentar a concentração em passos de 2×10^{-5} mol/l. Na Figura 4.2 mostramos a variação da corrente de limiar do laser de argônio com a concentração de rodamina: A medida que se aumenta a concentração da rodamina a saída do laser de argônio se torna mais acentuadamente modulada. A partir de uma concentração de limiar de 1×10^{-4} mol/l o laser de corante começa a oscilar e sua saída também é fortemente modulada na frequência característica da cavidade. Quando o laser de corante oscila os pulsos do laser de argônio se tornam mais curtos, devido ao efeito de aceleração da relaxação cumprido pela emissão estimulada. Na Figura 4.3 mostramos o pulso de saída do laser de argônio quando o laser de corante oscila (traço superior) e quando não oscila (traço inferior). Sem oscilação do corante a duração do pulso é determinada pelo tempo de recuperação da rodamina que é de $\sim 5,5$ ns.

Com o aumento da concentração de rodamina a potência do laser de corante cresce, melhorando o efeito de aceleração da relaxação e que faz com que a duração dos pulsos emitidos pelo laser de corante diminua. Este comportamento é mostrado nas Figuras 4.4 e 4.5 e é necessário observar que a duração dos pulsos mais curtos medidos era limitada pelo sistema de detecção, descrito acima ($\tau \sim 200$ ps). Para otimização do funcionamento dos dois lasers era necessário ajustar cuidadosamente o comprimento da cavidade do laser de corante, ativando-se o estágio micrométrico sobre o qual era montado M6 (Figura 4.1). Os trens de pulsos emitidos pelos dois lasers são mostrados na Figura 4.6. No traço inferior do laser de argônio, com uma separação entre pulsos de

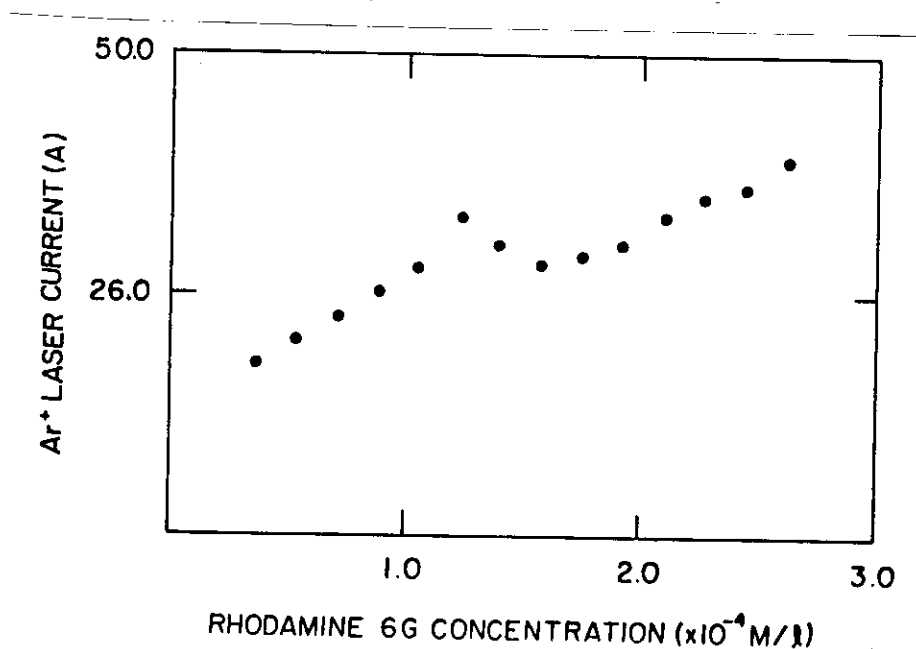


Figura 4.2 - Corrente de limiar de funcionamento do laser de Ar⁺ em função da concentração de Rodamina 6 G usada no jato de corante.

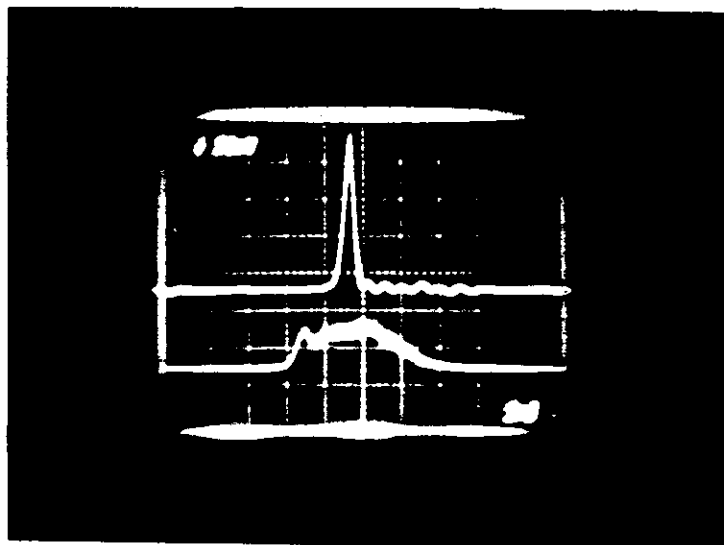


Figura 4.3 - Pulso do laser de Ar⁺ quando o corante não oscila como laser (inferior) e quando o corante oscila (superior) (2 ns/div).

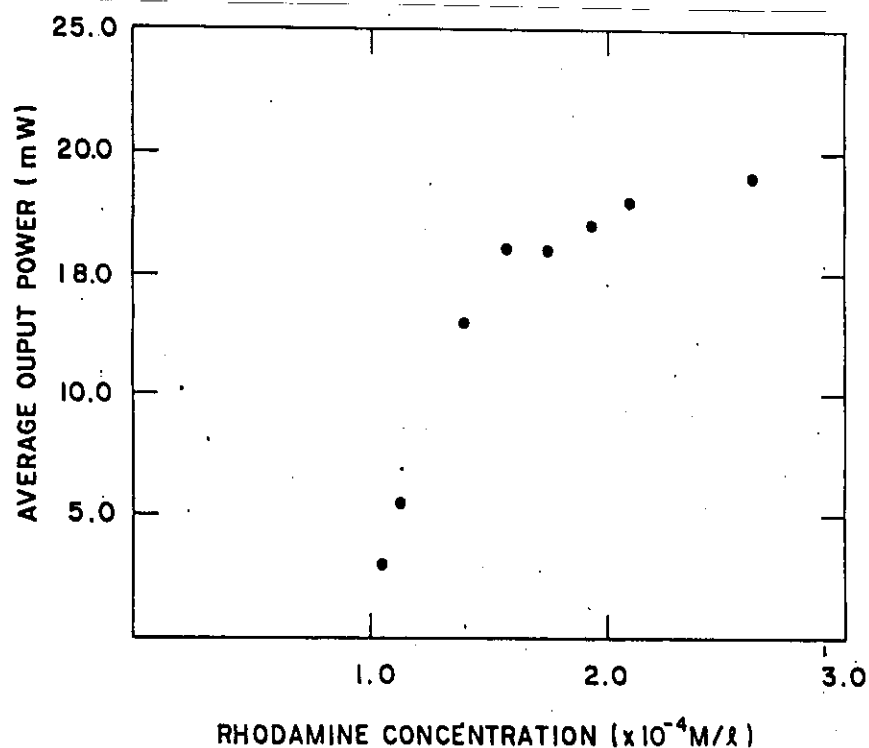


Figura 4.4 - Potência de saída do laser de corante em função da concentração de Rodamina 6 G.

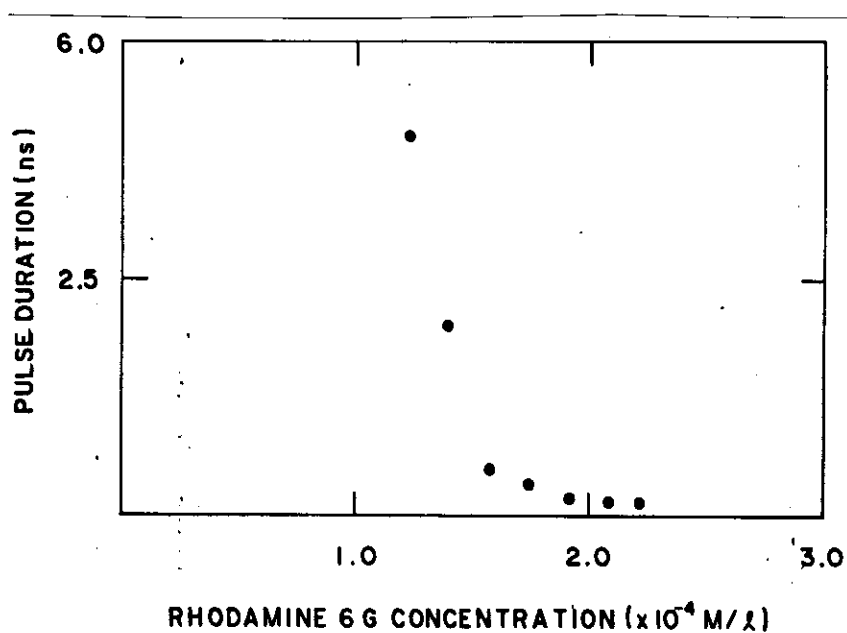


Figura 4.5 - Duração do pulso de laser de corante em função da concentração de Rodamina 6 G. O tempo de subida do sistema de detecção era de 200 ps.

18 ns correspondente ao comprimento da cavidade de 2,7 m. No traço superior o laser de corante que por ter a cavidade com a metade do comprimento apresenta frequência de repetição duas vezes maior, com separação entre pulsos de 9 ns. Um fato interessante é que os pulsos de laser de corante são alternadamente altos e baixos, o que é fácil de entender pois sendo a cavidade de corante a metade da do laser de argônio, o pulso do corante vê o laser bombeado pelo argônio uma vez sim e outra não, alternadamente. Quando o pulso do laser de corante passa pelo corante junto com o do laser de argônio, é amplificado, e na viagem seguinte é atenuado pela perda da cavidade.

Nas Figuras 4.6 e 4.7 mostramos os pulsos produzidos pelo laser de argônio e de corante. A forma dos pulsos é limitada pela resolução do sistema de detecção, mas mesmo assim é possível ver que os pulsos são duplos. Para as fotografias mostradas a concentração usada de rodamina era 3×10^{-4} mol/l. O efeito do ajuste do comprimento das cavidades na duração do pulso do laser de corante é mostrado na Figura 4.8. O deslocamento entre as cavidades foi arbitrariamente considerado zero na condição onde a duração do pulso era mínima. Para comprimentos muito curtos da cavidade, o laser assume uma operação instável, saltando entre dois modos de funcionamento, um com pulsos curtos representado pelos quadradinhos e outro com pulsos longos representado pelos círculos. Para cavidades maiores a duração dos pulsos aumenta continuamente ao mesmo tempo que o funcionamento se trona mais estável. Uma limitação importante desta medida é que o estágio de translação usado não permitia

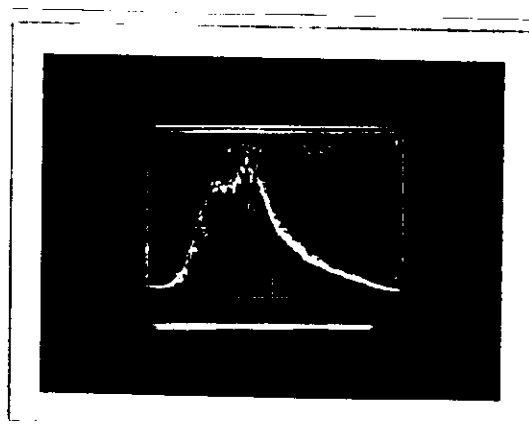


Figura 4.6 - Pulso de saída do laser de Argônio, limitado pelo tempo de subida do detetor (200 ps), que mal consegue resolver os dois pulsos existentes.

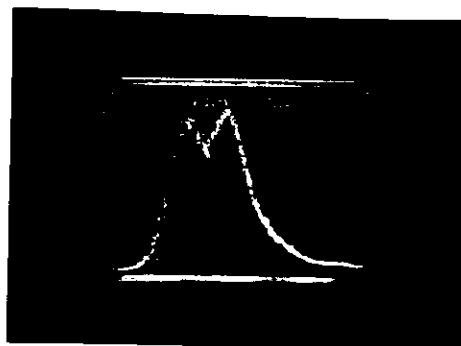


Figura 4.7 - Pulso de saída do laser de corante, limitado pelo tempo de subida do detetor (200 ps).

um controle do comprimento com precisão maior que 100 μm .

Usando um filtro birrefringente com três lâminas de quartzo (parte integrante do laser mod. 490 CR) era possível sintonizar o comprimento de onda do laser entre 5700 $\text{\AA}$ e 6200 $\text{\AA}$, mantendo a operação em regime de pulsos curtos. Na Figura 4.9 mostramos o espectro emitido quando sintonizado em 5600 $\text{\AA}$ e 6190 $\text{\AA}$, obtido com um monocromador duplo. A largura de linha é de $\sim 0,5 \text{\AA}$ mostrando que mesmo em operação de pulsos curtos a mesma especificação original do laser de corante (7) pode ser atingida. Observe que com esta largura de linha, o pulso mais curto que se pode obter (equação 2.10) é da ordem de 24 ps, o valor exato dependendo da forma do pulso (Tabela 2.1). Ao longo desta faixa de sintonia a duração dos pulsos, observada no osciloscópio não se alterava, sendo portanto menor que 200 ps com certeza.

Para ter uma idéia melhor da duração do pulso, usamos a medida pela função de autocorrelação (Secção 2.d.2) com o esquema da Figura 2.10. Porém na época não tínhamos disponível um estágio de translação motorizado e que mantivesse o alinhamento do interferômetro, de modo que cada medida exigia um paciente trabalho de alinhamento no deslocamento do espelho móvel, demorando para caracterizar bem um pulso, pelo menos 30 minutos. Por esta razão não foram feitas medidas extensivas usando este sistema. Numa das caracterizações feitas, a 5900 $\text{\AA}$ e com concentração $3 \times 10^{-4} \text{ mol/l}$ encontramos um traço de autocorrelação com extensão de 40 ps, o que no caso de um pulso em forma de secante hiperbólica indicaria uma duração de 26 ps.

4.a.3. Análise do funcionamento. A operação de um laser

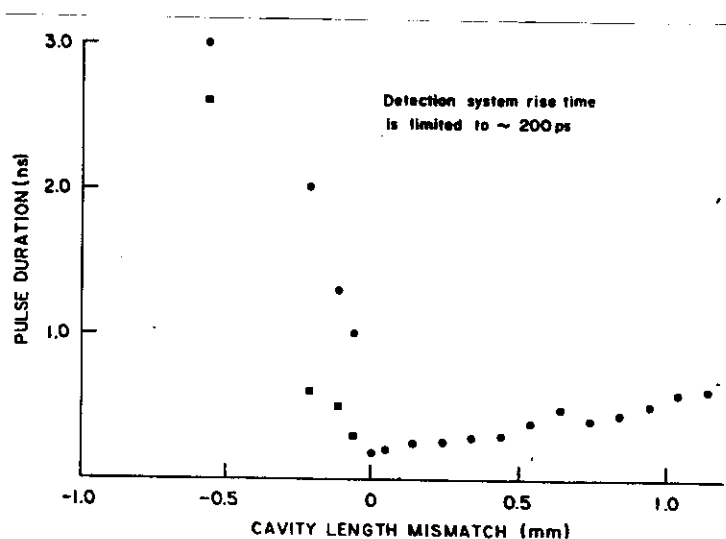


Figura 4.8 - Variação da duração do pulso do laser de corrente em função do comprimento relativo das duas cavidades.

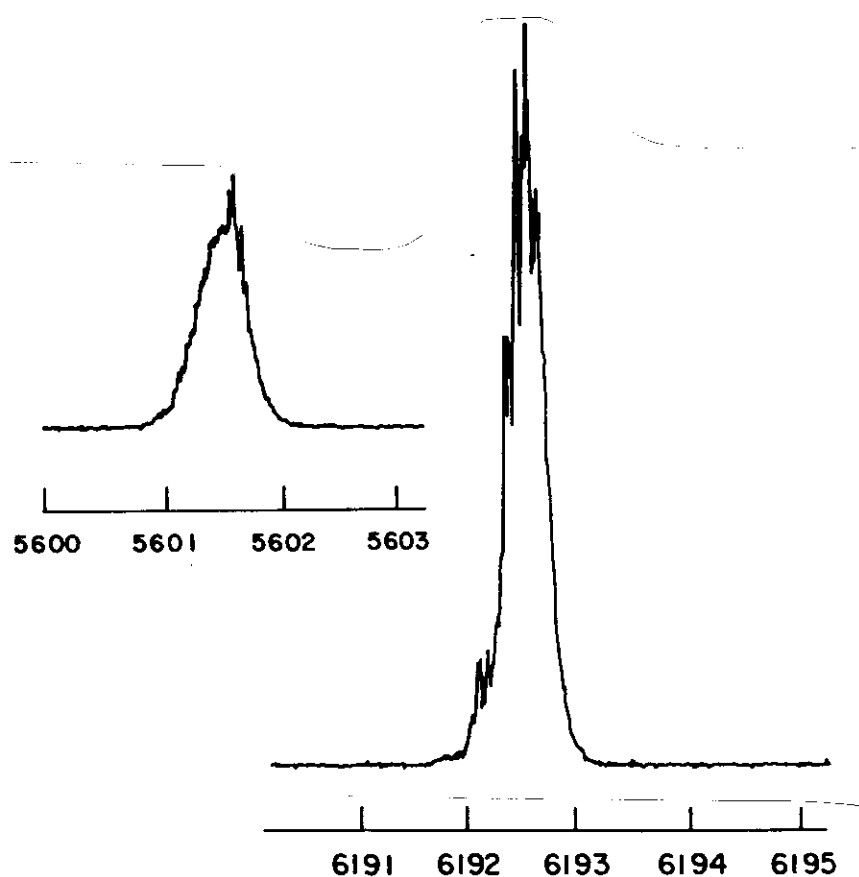


Figura 4.9 - Espectro de emissão do laser quando sintonizado nos extremos da linha. A largura de linha é $\sim 0,5 \text{ \AA}$.

em acoplamento de modos pode ser estudada com auxílio de um modelo que considera o ganho total por viagem completa da luz na cavidade ressonante. No caso em questão os dois lasers, de argônio e de corante, estão acoplados entre si, na medida em que a perda saturável no laser de argônio corresponde ao ganho saturável do laser de corante. No laser de argônio, podemos identificar três contribuições ao ganho total por viagem completa, G_a :

$$G_a = G_{la} - A_{la} - A_a \quad (4.1)$$

onde G_{la} é o ganho do meio laser (relacionado com a corrente de excitação), A_a é a atenuação não linear devida ao absorvedor saturável e A_{la} é a perda linear. Na equação (4.1) o primeiro e o último termo são funções da intensidade de radiação circulante. No laser de corante só dois termos contribuem para o ganho total por viagem completa, G_d

$$G_d = G_{ld} - A_{ld} \quad (4.2)$$

que são o ganho do meio laser G_{ld} e a perda linear A_{ld} . O ganho G_{ld} depende da intensidade integrada do laser de argônio e da intensidade instantânea do laser de corante.

Os dois ganhos G_a e G_d variam no tempo pois dependem da intensidade da radiação. A chave para a geração de pulsos curtos está em obter um ganho total negativo antes e imediatamente depois do pulso propagante. No caso do laser de argônio o ganho frente do pulso é mantido negativo pela ação do absorvedor saturável que transmite mal a baixa intensidade. Logo após a passagem do pulso o absorve

dor está saturado e assim permanece por um tempo da ordem do seu tempo de relaxação ($\tau \sim 5$ ns para a rodamina 6 G) de modo que o ganho G_a tenderia a ser positivo durante todo este tempo permitindo o crescimento de qualquer perturbação que alargaria o pulso até uma duração da ordem de T (8). Em lasers onde a densidade de energia de saturação do meio ativo ($E_s \sim h\nu/\sigma$) é comparável à do absorvedor é possível manter o ganho total negativo usando a saturação do ganho do meio laser (9). Entretanto devido à disparidade entre as secções de emissão estimulada do argônio e de absorção do corante é praticamente impossível atingir este tipo de saturação simultânea no nosso caso. O único modo para obter ganho negativo após o pulso fica sendo acelerar a relaxação da rodamina e isto pode ser feito aproveitando-se a emissão estimulada que ocorre quando o pulso do laser de corante atinge o corante. Para o laser de corante o ganho total G_d é negativo antes do pulso pois não há bombeio suficiente e se torna negativo logo após a passagem do pulso devido à saturação do ganho G_d . Esta sequência de eventos é ilustrado no diagrama da Figura 4.10 onde mostramos esquematicamente a variação temporal da intensidade do laser de argônio, do laser de corante, da atenuação apresentada ao laser de argônio pelo absorvedor dos ganhos totais dos lasers de argônio e de corante.

A interação dos pulsos com o absorvedor saturável, que provoca a variação temporal dos ganhos pode ser descrita considerando o absorvedor como um sistema de quatro níveis, esquematizado na Figura 4.11. Neste esquema os níveis N_1 e N_2 são subníveis vibracionais do primeiro sin

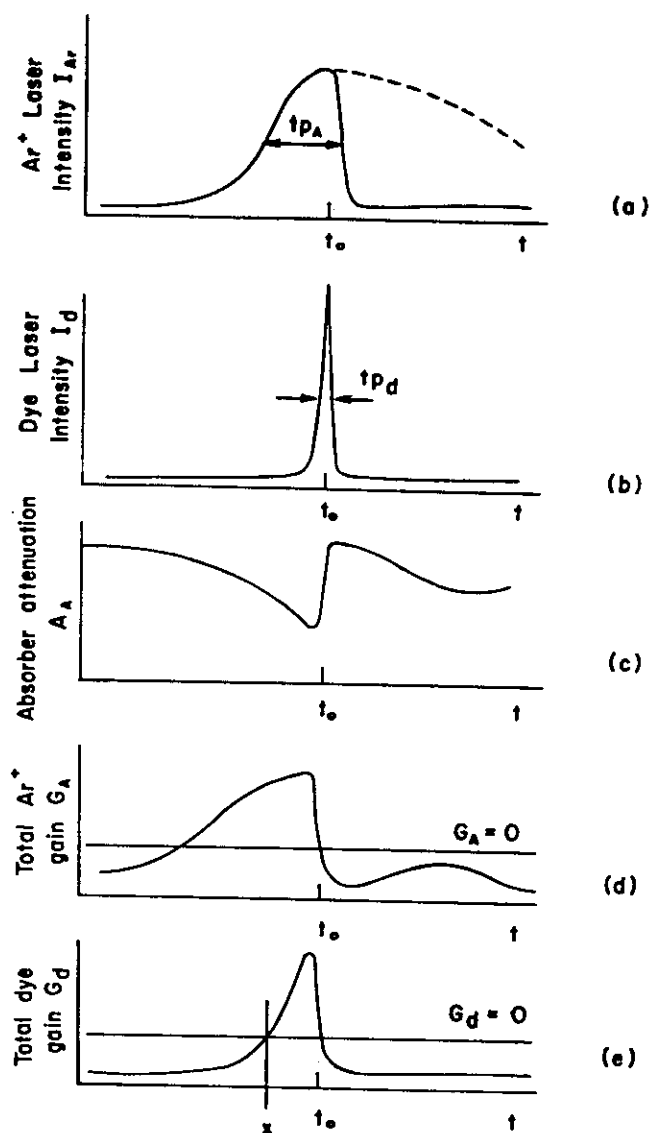


Figura 4.10 - Variação temporal das grandezas acopladas no laser com acoplamento de modos recíproco. Em (a) a intensidade do laser de Ar^+ , em (b) a intensidade do laser de corante, em (c) a atenuação apresentada pelo corante ao laser de Ar^+ , em (d) o ganho líquido do laser de Ar^+ e em (e) o ganho líquido do laser de corante.

glete. A transição do laser no corante ocorre entre o subnível mais baixo de S_1 e algum subnível vibracional S_0 , N_3 no caso. Do nível laser inferior a molécula relaxa rapidamente para N_0 (11). A relaxação entre N_2 e N_1 é também muito rápida dada por $\tau_{21} \leq 0,3 \text{ ps}$ no caso da rodamina (10). As transições para o tripleto, não mostradas na figura, não precisam ser consideradas porque seu tempo característico é muito maior que a escala de tempo característica do problema (para rodamina são dezenas de nanosegundos (11)).

Para pulsos com duração de dezenas de picosegundos, e portanto muito maiores que τ_{21} e τ_{30} , o sistema de 4 níveis pode ser simplificado para dois níveis e descrito pelas equações de taxa:

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{I_a \sigma_a}{h\nu_a} N_0 + \frac{I_d \sigma_d}{h\nu_d} N_1 + \frac{N_1}{\tau} \quad (4.3)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{I_d \sigma_d}{h\nu_d} N_1 + \frac{I_a \sigma_a}{h\nu_a} N_0 - \frac{N_1}{\tau} \quad (4.4)$$

onde I representa intensidade, σ a secção de emissão estimulada ou absorção, ν a frequência da radiação e o subscrito a ou d indica os laser de argônio e o de corante.

A saturação da absorção do laser de argônio pelo corante acontece pela depleção de N_0 . O pulso do laser de corante repopula N_0 e restaura aquela absorção. O efeito da intensidade do pulso do laser de corante pode ser visto partindo-se da equação (4.3) e considerando $N_0 + N_1 = N_T$ o número total de moléculas disponíveis por centímetro cúbico.

$$\frac{dN_0}{dt} = \frac{-I_a \sigma_a}{h \nu_a} N_0 - \left(\frac{1}{T_a} + \frac{I_d \sigma_d}{h \nu_d} \right) N_0 + \left(\frac{1}{T_a} + \frac{I_d \sigma_d}{h \nu_d} \right) N_T \quad (4.5)$$

O pulso do laser de corante acelera a repopulação de pa ra uma constante de tempo efetiva T_{ef} dada por:

$$\frac{1}{T_{ef}} = \frac{1}{T_a} + \frac{I_d \sigma_d}{h \nu_d} \quad (4.6)$$

enquanto que a intensidade de saturação vista pelo laser de argônio se torna:

$$I_{sa} = \frac{h \nu_a}{\sigma_a T_{ef}} \left(> \frac{h \nu_a}{\sigma_a T_a} \right) \quad (4.7)$$

Uma redução de $T_a = 5$ ns para $T_{ef} = 0,2$ ns, que au mentaria por 25 vezes I_{sa} , pode ser obtida com $I_d = 4,5 \times 10^6$ W/cm². Se a área ativa tem um raio de 20 μ m es ta intensidade se reduz em uma potência de pulso de $P_d = 56$ W. Com o acoplamento de saída de 4% a potência de pico de saída seria 2,24 W. Supondo-se um pulso com duração de 50 ps e uma repetição de 100 MHz (dada pela extensão da cavidade) encontramos uma potência média de 11 mW. O aumen to de I_{sa} restaura a absorção que estava saturada e cau sa um corte na cauda do pulso do laser de argônio conforme esquematizado na Figura 4.10.a e mostrado na fotografia da Figura 4.12. Aí a concentração de rodamina era $1,5 \times 10^{-4}$ mol/l e a intensidade do laser de corante não á ain

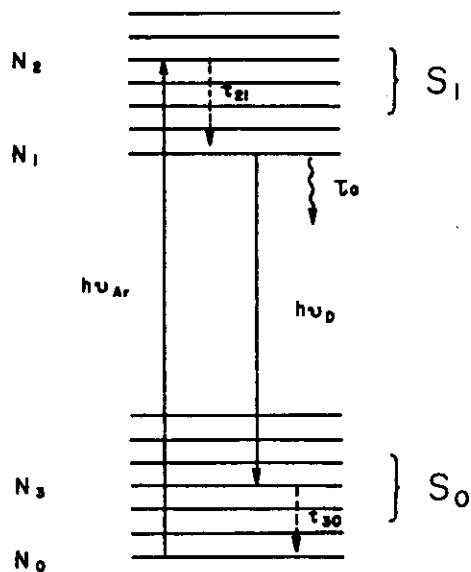


Figura 4.11 - Sistema de quatro níveis usado para modelar a interação dos pulsos com o corante,

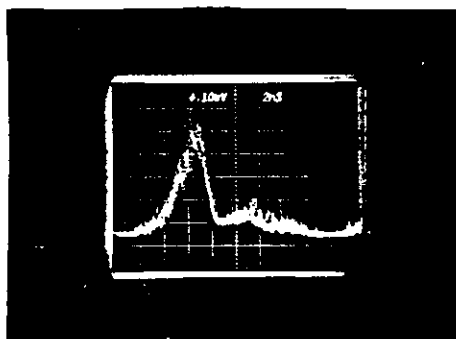


Figura 4.12 - Pulso de laser de Ar^+ mostrando o efeito de corte do laser de corante. A concentração de corante usada aqui não é suficiente para segurar o crescimento da cauda do pulso.

da suficiente para manter a zero toda a cauda do pulso do argônio, que começa a recuperar-se.

A partir dos esquemas da Figura 4.10 é possível entender o efeito da diferença de extensão das duas cavidades nos pulsos formados. Quando a cavidade do laser de corante é estendida, seu pulso é deslocado para a direita na Figura 4.10.b após cada viagem completa, assim como as variações abruptas das Figuras 4.10.a, c, d e e. Portanto o intervalo de ganho positivo antes do pulso dá margem ao alargamento de sua parte anterior (leading edge) e o pulso se torna gradativamente mais longo. Reduzindo o comprimento da cavidade do laser de corante, o pulso se desloca para a esquerda na Figura 4.10.b reduzindo cada vez mais o ganho pré-pulso. O limite desta redução acontece quando o pulso atinge o ponto limiar x , onde o ganho líquido é zero. Daí em diante o laser para de oscilar ou oscila em regime de acoplamento de modos fracos, com a saída fracamente modulada. O resultado global está de acordo com aquele mostrado na Figura 4.8. Um aumento de abrupto de duração para cavidades muito curtas e um aumento gradual para cavidades mais longas.

4.b. Acoplamento passivo de modos no laser de corante em anel em regime de pulsos contrapropagantes.

O esquema básico deste laser é representado na Figura 4.13. O laser usa dois corantes, um como meio ativo que é a rodamina 6 G e outro como absorvedor saturável que é o iodato de dietiloxadicarbocianina. O meio ativo é bombeado pela radiação de um laser de argônio contínuo e o mecanismo de reprodução do pulso curto é basicamente aque-

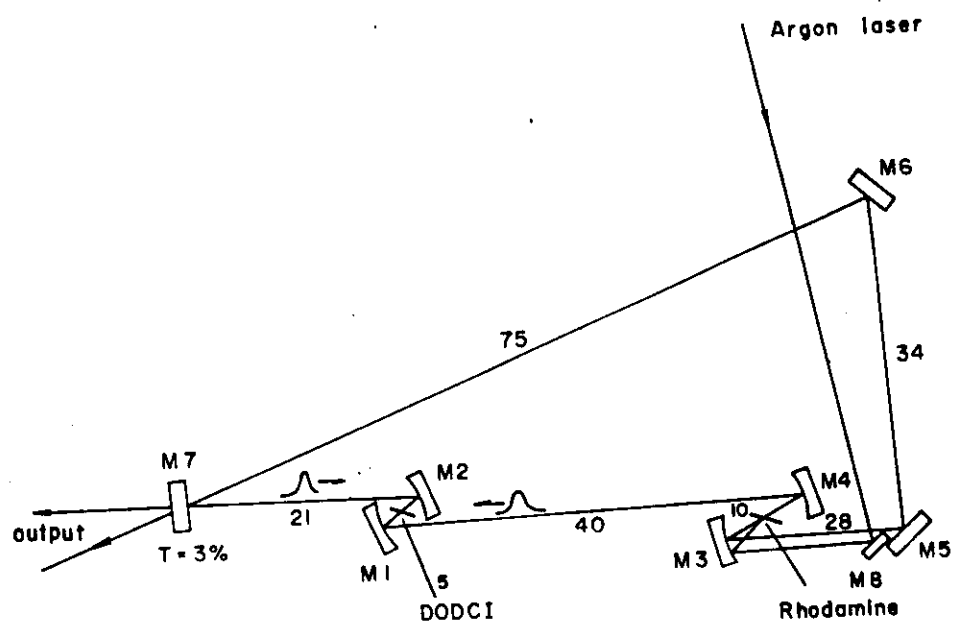


Figura 4.13 - Cavityde em anel usado para acoplamento passivo de modos no laser de corante. As dimensões estão em cm.

le descrito na secção 2.c.3. Usamos porém a modificação introduzida por Fork et al (12) onde se faz uso do fato que numa cavidade em anel podem coexistir dois pulsos que circulam em sentidos contrários, e que se encontram sempre sobre o absorvedor saturável. Este modo de operação é muito mais estável do que uma cavidade linear e ainda por cima melhora a eficiência da compressão do pulso, conforme explicado por Kuhlke et al (13). Assim é que com este tipo de laser foram obtidos os pulsos mais curtos jamais produzidos, com duração de ~ 60 fs (14, 15). No laser que descrevermos a seguir obtivemos pulsos tão curtos como 170 fs a uma potência média de 30 mW. O uso de uma cavidade ressonante onde o plano de polarização da luz é perpendicular ao plano de incidência nos espelhos do anel nos permitiu otimizar a dispersão de modo a tornar ainda mais eficiente a compressão do pulso permitindo a obtenção de pulsos da mesma ordem de grandeza que os mais curtos já obtidos porém sem usar todas as sofisticacões na construção usadas por aqueles autores (14, 15).

4.b.1. Descrição do laser - o esquema da cavidade ressonante é mostrado na Figura 4.13. Os espelhos usados são com filmes dielétricos e exceptuando-se M7, todos tem alta refletividade na faixa de $5700 \text{ \AA} - 6500 \text{ \AA}$. M3 tem a faixa um pouco mais larga pois é usado para acoplar o laser de bombeio ($5145 \text{ \AA}$). O acoplamento de saída é feito por M7 que tem transmitância de 3%. Os raios de curvatura M1 - M2 e M3 - M4 são determinados pela exigência de obter maior intensidade luminosa sobre o absorvedor do que sobre o meio laser (9, 16). Com os raios de 5 cm e 10 cm respectivamente

te o fator de focalização é da ordem de 4, ie, a intensidade sobre o absorvedor é quatro vezes maior que sobre o meio laser. Os espelhos M5, M6 e M7 são montados sobre suportes angulares Oriel Mod. 1450 com resolução de 1" de arco. (Este tipo de suporte permite um alinhamento bom mas seria melhor usar suportes com redução mecânica para resolução de 0,2" de arco como por exemplo, Oriel mod. 1770) Os espelhos M1 - M2 e M3 - M4 são montados sobre os suportes angulares do laser mod. 490 CR (7) e os suportes ficam fixados em uma barra de alumínio com diâmetro de 50 mm fixada rigidamente à mesa óptica de granito. Dois dos espelhos curvos, M2 e M4 possuem também um controle linear de posição que permite ajustar as distâncias M1 - M2 e M3 - M4 para a otimização da condição de focalização da cavidade.

O meio ativo e o absorvedor saturável são rodamina 6.G e o Iodato de Dietiloxadicarbocianina (DODCT) respectivamente, ambos fornecidos por Exciton Chemical Company. Os dois corantes são previamente dissolvidos em aproximadamente 50 ml de metanol a uma concentração de - 5 g/l e adicionados gradativamente ao reservatório dos sistemas de circulação que contém - 2 l de etileno glicol. A recirculação e os jatos de corante são obtidos usando-se duas bombas que fazem parte do laser mod. 490 CR (7), com duas modificações: foram adicionadas a cada sistema um filtro para partículas maiores que 1 μ m e um amortecedor de variações de pressão. O amortecedor aparentemente não é essencial mas o filtro de 1 μ m melhora bem a estabilidade do funcionamento do laser. Os dois jatos tem espessura de 0,3 mm e o co

rante flue a uma pressão de 45 - 60 psi. Especialmente pa
ra a rodamina é importante manter um fluxo rápido para mini
mizar o aquecimento devido à alta intensidade do laser de
bombeio (Spectra Physics - Mod 170, até 7 W em 5145 Å). A
concentração de rodamina é ajustada até que 90% da potência
de bombeio seja absorvida e a concentração de DODCI é ajus-
tada de modo a minimizar a duração dos pulsos gerados. De
um modo geral, quanto mais DODCI menor é o pulso e mais al
ta é a potência de bombeio necessária sendo necessário
adotar uma solução de compromisso entre obter pulsos mais
curtos e potentes e gastar menos o tubo de laser de argô
nio. Ambos os jatos são montados sobre posicionadores XYZ
(Microcontrole mod. MR 50) com ajuste micrométrico, e o an
gulo de incidência da luz é o ângulo de Brewster o que
minimiza as perdas. Este posicionamento dos jatos é muito
crítico e afeta substancialmente o funcionamento do laser.
Por isso é bom usar posicionadores de boa qualidade, está
veis e sem zona morta.

As dimensões da cavidade, que estão todas na Figura
4.13, são determinadas em função das considerações sobre o
funcionamento deste tipo de laser, que exporemos brevemente
na próxima secção. Adiantaremos aqui duas exigências bási
cas que são:

1) o tempo de circulação do pulso na cavidade, da
do por $T_c = L/c$ onde L é o perímetro do anel e c a ve
lôcidade da luz, deve ser da mesma ordem de grandeza que o
tempo de relaxação, τ , da rodamina entre o nível laser su
perior e o estado fundamental. Para as condições especifi
cadas temos $T_c = 6,5$ ns e $\tau = 5,5$ ns.

ii) a distância entre o meio absorvedor e o meio ativo deve ser igual a $1/4$ do perímetro L do anel, para que os dois pulsos contrapropagantes sejam igualmente amplificados.

Como o objetivo inicial com este laser é obter pulsos com duração mínima possível, nenhum elemento dispersivo para sintonia do comprimento de onda foi incluída na cavidade. Assim a largura de banda é limitada basicamente pela qualidade dos espelhos e pelo balanço entre ganho e absorção nos corantes. Um ponto que diferencia nosso sistema de outros usados por outros pesquisadores (12, 14) é que aqui os jatos de corante fluem horizontalmente resultando que o plano de polarização da luz é vertical. Como o anel é montado no plano horizontal, ao incidir em $M5$, $M6$ e $M7$ a luz tem sua polarização perpendicular ao plano de incidência, enquanto nos outros sistemas (12, 14) a polarização da luz é paralela ao plano de incidência. Acontece que na reflexão em superfícies dielétricas estratificadas a alteração da refletividade com o ângulo de incidência é muito menor para o tipo de polarização usado por nós (17). Assim esperamos obter uma vantagem do ponto de vista da largura de faixa da cavidade, como será discutido nos resultados.

4.b.2. Funcionamento do acoplamento passivo no laser em anel - A análise do funcionamento do laser descrito pode ser feita usando-se, com pequenas alterações, o modelo para acoplamento de modos no laser de corante contínuo, sugerido por New (9, 18, 19), Haus (8) e Hermann (20). De acordo com este modelo, que tem sido confirmado pelos resultados experientados.

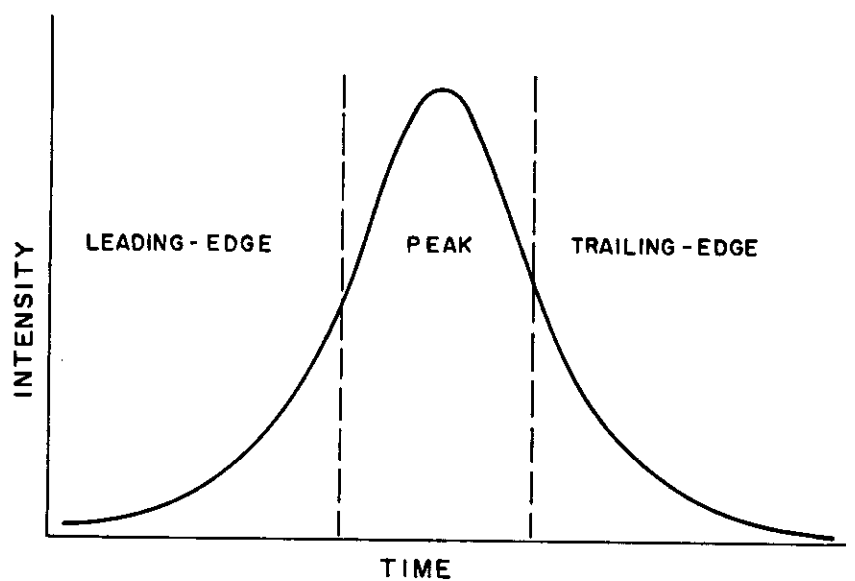


Figura 4.14 - Esquema do pulso propagante mostrando as regiões de interesse na análise da formação do pulso curto.

mentais, a base do mecanismo de geração dos pulsos ultracurtos é uma combinação adequada da saturação do ganho e da absorção. Considere o pulso representado na Figura 4.14 dividido esquematicamente em três regiões: frente, pico e cauda. Como mencionamos anteriormente o sucesso na geração do pulso curto depende de se conseguir que nas sucessivas viagens do pulso pela cavidade ressonante a frente e a cauda sejam atenuadas, i.e., sofram ganho negativo, enquanto que o pico seja amplificado ou pelo menos fique constante. Observe que como a duração do pulso se torna muito menor que o tempo de recuperação do absorvedor, não é possível explicar a compressão e exclusivamente pelo efeito da saturação da absorção. A compressão é conseguida ajustando-se a intensidade luminosa sobre o absorvedor e o meio laser de modo que:

(i) a frente do pulso (Figura 4.15.a) não sature o absorvedor (Figura 3.c) e o ganho do meio ativo não recupere seu valor pleno entre duas passagens consecutivas do pulso (Figura 4.15.b). Assim a frente do pulso sofre mais absorção e menos ganho, sendo no balanço geral atenuada (Figura 4.15.d).

(ii) o pico do pulso satura o absorvedor mas não satura o ganho do meio laser. Assim ele sofre absorção reduzida pela saturação (Figura 4.15.c) e ganho alto pois este ainda não foi saturado (Figura 4.15.b), sendo que o resultado líquido a sua amplificação (Figura 4.15-d).

(iii) a cauda do pulso encontra o absorvedor ainda saturado (Figura 4.15.c), pois o tempo de recuperação deste é bem maior que a duração do pulso, mas encontra também o

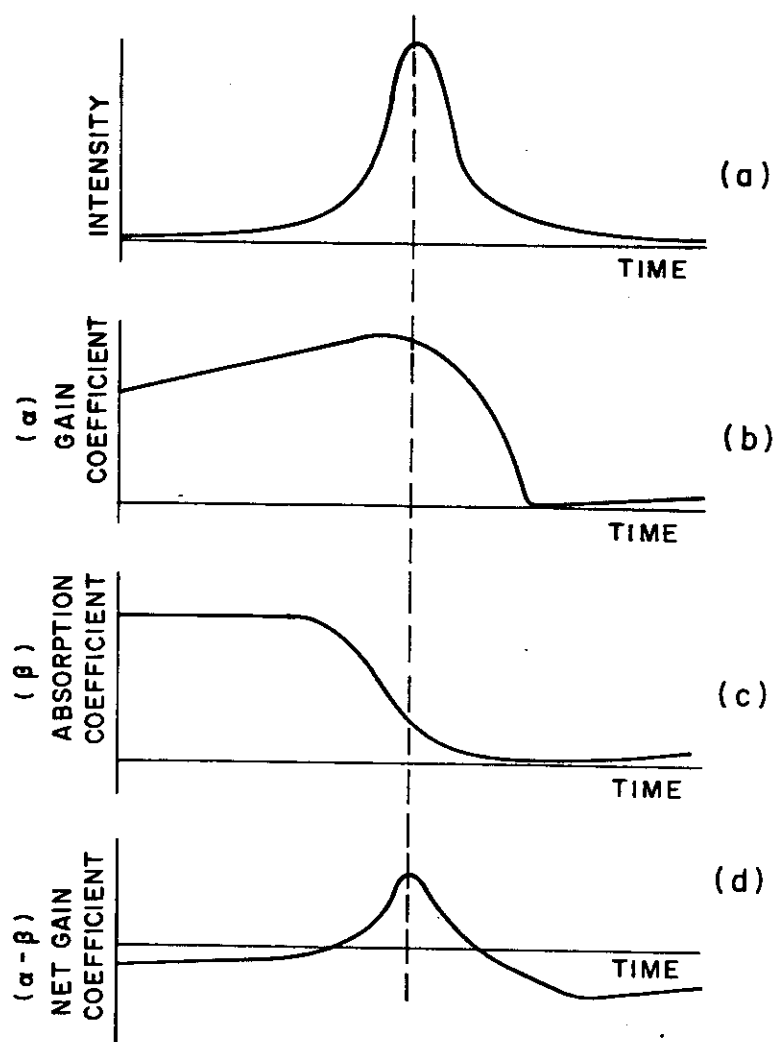


Figura 4.15 - Variação temporal das grandezas acopladas. Em (a) a intensidade do pulso, em (b) o coeficiente de ganho apresentado pelo meio ativo, em (c) o coeficiente de ganho de absorção apresentado pelo absorvedor saturável e em (d) o ganho líquido do laser.

ganho saturado (Figura 4.15.b) devido à depleção da inversão de população realizada pelo pico do pulso. Assim o resultado líquido é novamente um ganho total negativo (Figura 4.15.d).

Da consideração (i) deriva a necessidade de o tempo de circulação na cavidade, $T_c = L/c$ ser comparável com o tempo de relaxação $\mathcal{T}$ do meio laser pois a recuperação do ganho acontece com constante de tempo $\mathcal{T}$. O item (ii) explica porque deve-se focalizar mais fortemente sobre o absorvedor, já que este deve ser saturado primeiro que o ganho. No laser em anel com dois pulsos contrapropagantes a saturação do absorvedor ainda é facilitada pois os dois pulsos de cruzam sempre no absorvedor, duplicando a intensidade disponível para a saturação. A razão pela qual os pulsos sempre se encontram no absorvedor é fácil de entender já que este modo de operação por saturar mais a absorção tem menos perda de energia. Assim o absorvedor cumpre automaticamente a função de sincronizador dos dois pulsos. A partir daí podemos entender também porque a distância $L/4$ entre absorvedor e o meio ativo é recomendável. Considerando-se na Figura 4.16 o esquema do anel, com separação arbitrária x entre o absorvedor e o ganho é fácil ver que o pulso no sentido antihorário passa no ganho $2x/c$ segundos depois do pulso horário. Então, após a passagem do pulso horário o corante é bombeado por um intervalo de tempo $\Delta_1 = 2x/c$ até que o pulso antihorário passe; e em seguida será bombeado por um intervalo $\Delta_2 = (L - 2x)/c$ até que o pulso horário passe novamente. Já que o corante é bombeado continuamente pelo laser de argônio, a inversão de população armazenada, n , cresce durante o bombeio como

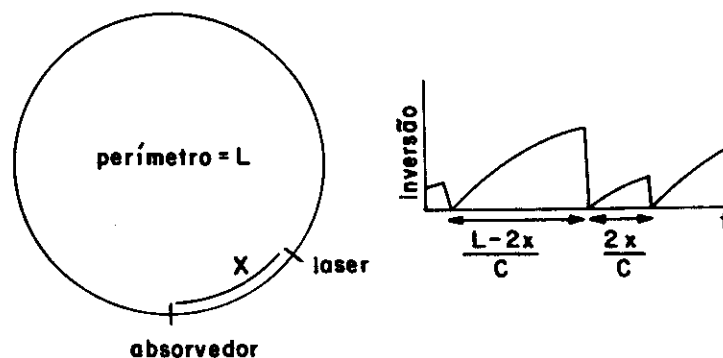


Figura 4.16 - Esquema da cavidade em anel onde o meio laser e o absorvedor são separados pela distância x e variação temporal da inversão acumulada na Rodamina.

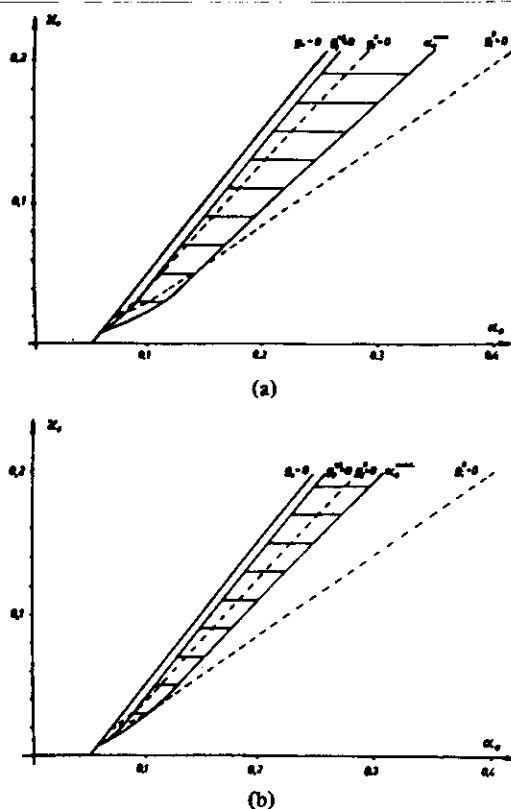


Figura 4.17 - Região de funcionamento estável do laser no plano concentração do absorvedor x po tência de bombeio mostrando a diminuição da zona de estabilidade quando se passa de $x = 0,25 L$ (a) para $x = 0,18 L$ (b) (Ref. 16).

$$n(t) = n_0 [1 - \exp(-t/\tau)] \quad (4-8)$$

Assim, para garantir que ambos os pulsos sejam igualmente amplificados é necessário que os intervalos de bombeamento sejam iguais, $\Delta_1 = \Delta_2$ o que implica em $X = L/4$. Desvios desta distância farão com que um dos pulsos seja mais amplificado e restringirão a região de operação estável do laser já que para dois pulsos com energias diferentes se torna difícil realizar simultaneamente o balanço de saturações explicado acima. Na Figura 4.17 mostramos a região de operação estável calculada por Kùhlke et al (16) para o laser em anel com $X = L/4$ e $X = 0,21 L$ de onde de vê a redução da região de estabilidade. Os limites da região de estabilidade no plano concentração de absorvedor C x potência de bombeio, P , são dados para cada concentração C . pelo fato de que muito pouca potência de bombeio não consegue fazer oscilar o laser (curva superior) e potência de bombeio excessiva aumenta muito o ganho para a frente do pulso que não é mais atenuada pelo absorvedor (curva inferior). Claramente, com mais absorvedor a potência mínima e a potência máxima devem crescer.

A superposição dos dois pulsos no absorvedor produz mais um efeito vantajoso do ponto de vista da compressão do pulso uma vez que a interação coerente dos pulsos cria no absorvedor uma rede periódica que espalha correntemente uma parte de um pulso na direção do outro (16, 22). Entretanto a contribuição deste efeito na compressão ainda não foi determinada explicitamente em forma quantitativa.

A importância da superposição dos dois pulsos no absorvedor implica também em um outro fator importante na construção do laser: a espessura do jato de absorvedor deve ser menor ou comparável com a extensão do pulso a ser gerado. Isto porque se o pulso se tornar muito mais curto que o absorvedor o efeito da superposição desaparece, pois durante o seu percurso no absorvedor o pulso passa mais tempo sozinho do que sobreposto com o outro pulso contrapropagante. Como um pulso com 50 fs corresponde a uma distância $\Delta x \approx 15 \mu\text{m}$, é necessário usar jatos extrafinos para aproveitar todo o potencial do instrumento. Observe que sem o efeito da superposição o pulso também se comprime, porém a uma taxa tipicamente três vezes menor (16, 22).

O efeito de compressão do pulso contrapõe-se o alargamento causado pelas limitações na largura de faixa da cavidade. Duas são as contribuições principais a esta limitação: a dispersão nos elementos ópticos usados e a restrição de faixa útil devida à variação com a frequência das seções de absorção e emissão estimulada do absorvedor e do meio laser respectivamente. Aparentemente nos dispositivos desenvolvidos até agora quem predomina é a óptica. Por exemplo, Shank et al. reportaram que apenas trocando os espelhos usados conseguiram reduzir a duração do pulso de 90 fs para 65 fs (23) enquanto que Dietel et al. obtiveram pulsos com 53 fs inserindo na cavidade um prisma de vidro denso BK-7 (24). Note que quando se trata de pulsos tão curtos, efeitos de dispersão normalmente não levados em conta se tornam fatais: a simples propagação de um pulso com duração incide de 75 fs através de 25 cm de água o alarga para 410 fs (15).

4.b.3 - Resultados - Uma vez ajustada a concentração de rodamina, o laser é alinhado de modo que a potência de limiar para bombeio seja $\sim 0,8$ W. Ligando-se o jato de DODCI é necessário reajustar o alinhamento e ajustar cuidadosamente a posição dos jatos nos focos, de forma a obter a potência de bombeio de limiar menor possível, que depende da concentração de DODCI usada. Quando se trocam os corantes, é melhor começar com concentração baixa de absorvedor e ir aumentando pouco a pouco pingando solução concentrada no reservatorio. Normalmente o laser apresenta dois modos de operação: com pouco corante absorvedor ou muita potência de bombeio ele oscila no amarelo (~ 5800 Å) num regime de pulsos longos com $t_p \sim 3,5$ ns. Este modo de operação também acontece quando a posição do jato absorvedor não está bem ajustada. Com mais corante ou potência de bombeio não muito alta (e os focos bem ajustados) ele oscila no vermelho (~ 6150 Å) e com pulsos menores que 1 ps. Este comportamento é ilustrado na Figura 4.18 onde mostramos a região de operação estável em regime de pulsos curtos no plano C x P.

Os pulsos são monitorados usando-se detetor a fotodiodo Opto Electronics-PD-15, com tempo de subida de 30 ps, acoplado a um osciloscópio Tektronix 7844 com gaveta de amostragem 7511 - 7711 com tempo de subida de 25 ps. O tempo de subida combinado (mais cabos) é estimado em 50 ps. Claramente o pulso mostrado não acompanha o pulso real, mas mesmo assim o uso do osciloscópio é útil para ajuste inicial do sistema. O pulso observado é mostrado na Figura 4.19.

Para caracterizar adequadamente o pulso gerado usamos a técnica de autocorrelação por geração de segundo harmô

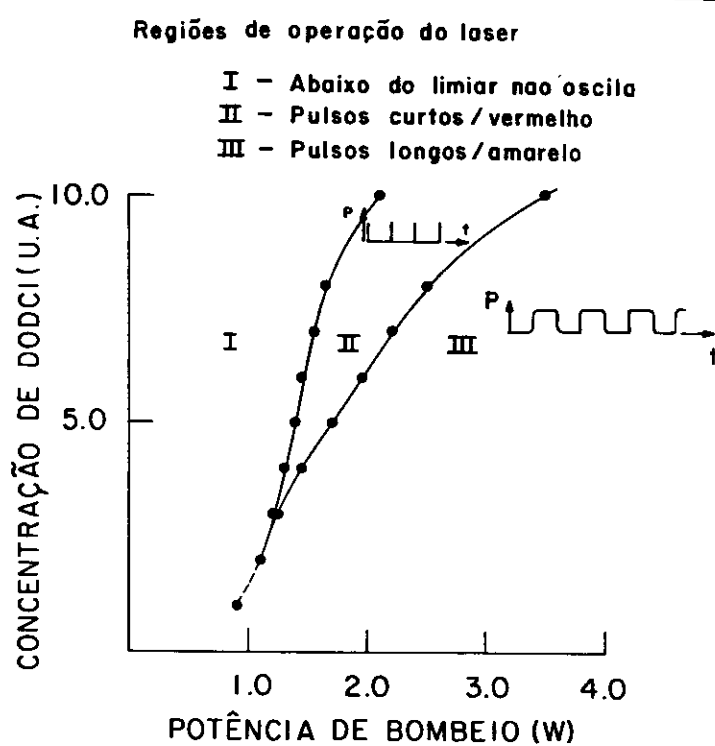


Figura 4.18 - Regiões de operação do laser no plano concentração de corante x potência de bombeio.

nico descrita no capítulo 2. O esquema usado é o da Figura 2.10. O pulso incidente é dividido por um divisor de feixe BS, como um interferômetro de Michelson. Após propagação nos dois braços do interferômetro os pulsos são focalizados pela lente L ($f = 6$ cm) sobre o cristal gerador de segundo harmônico (GSH). O cristal usado nas medidas descritas aqui era KDP com extensão de 15 mm e cortado para casamento de fase de $5700 \text{ \AA}$ a $6300 \text{ \AA}$, de acordo com o ângulo de incidência (INRAD-KDPR6G). Porém não é adequado devido à sua longa extensão que contribui para o alargamento do pulso, de modo que as medidas feitas podem estar sistematicamente erradas para mais. A radiação em frequência duplicada é filtrada pelo monocromador MC (Jobin Yvon, 25 cm) e é detectada pela motomultiplicadora FM (EMI-Solar blind type). O espelho M2 é deslocado por um estágio de translação motorizado, (Microcontrole-mod) com excursão de 25 mm em passos de μm . A saída da fotomultiplicadora é enviada para o amplificador "lock-in" (PAR-Mod 102) e daí para o graficador. A velocidade do estágio de translação e a da varredura do graficador determinam a calibração da escala de tempo do gráfico resultante em 426 fs/cm. A principal dificuldade neste sistema de medição é que cada medida demora mais ou menos 2 minutos o que torna pequena a utilidade do sistema para ajustar o laser. Estamos atualmente testando um autocorrelator baseado em espelhos girantes capaz de realizar a medida em 10 ms e mostrar o pulso na tela do osciloscópio (25) que é muito mais útil na otimização do alinhamento.

Na Figura 4.20 mostramos um típico traço de autocorrelação obtido, cuja largura a meia altura é de 200 fs. Supondo-se que o pulso do laser tenha forma de uma secante

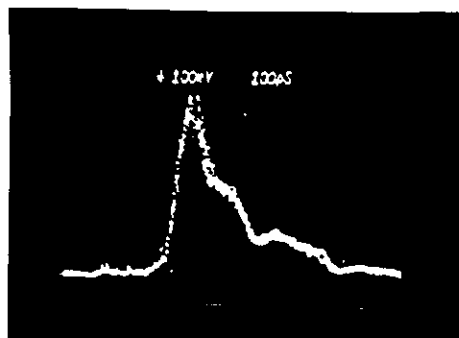


Figura 4.19 - Pulso de saída visto pelo detector com tempo de subida de 100 ps.

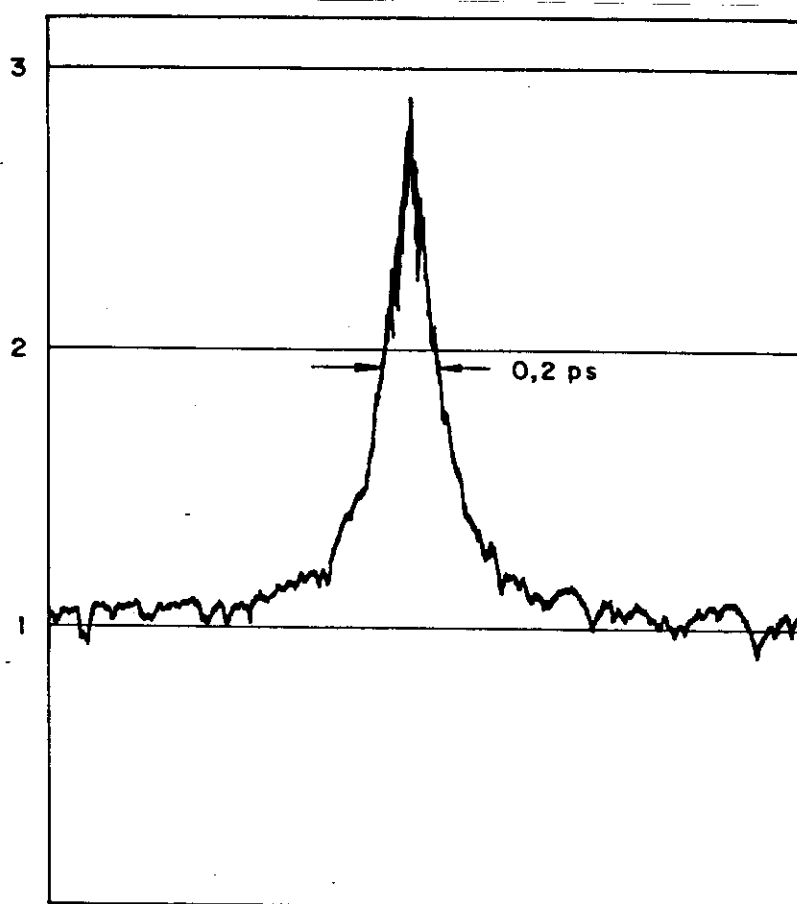


Figura 4.20 - Traço de autocorrelação obtido para o pulso de saída, correspondendo a uma integração sobre $\sim 10^7$ pulsos. A largura do pulso, assumindo que a forma seja secante hiperbólica, é $t_p = 170$ fs.

hiperbólica a sua duração é de $t_p = 170$ fs (ver Tabela 2.II). A figura de autocorrelação é estável, i.e., se mantém a mesma por períodos de varias horas, sendo necessários somente pequenos ajustes no alinhamento do laser de argônio, especialmente durante a primeira hora de trabalho do dia. O contraste entre o pico e a base de 2,9 mostra uma condição de acoplamento de modos quase perfeita. Presumimos que a principal razão de imperfeição seja uma instabilidade nos jatos de corante, que faz com que a saída do laser flutue fortemente a uma frequência da ordem de 10 kHz. O uso dos filtros de 1 μ m nos fluxos de corante aumentou claramente a estabilidade do sistema.

O aumento da concentração de absorvedor leva o laser para uma região de operação mais estável, ampliando a faixa de potência de bombeio utilizável, ao mesmo tempo que reduz a duração mínima dos pulsos gerados. Na Figura 4.21 mostramos esta tendência. A medida foi feita adicionando-se passo a passo o absorvedor e após uma espera de uns 10 minutos para homogeneização da solução, com o laser de bombeio na potência máxima de bombeio mas ainda na região de operação estável.

Para uma concentração fixa de DODCI a duração do pulso cai com o aumento da potência de bombeio. Esta dependência é mostrada na Figura 4.22, onde as linhas tracejadas delimitam a região de funcionamento estável. Quando a potência de bombeio supera o limite superior vê-se no osciloscópio o surgimento de uma corcunda na frente do pulso, conforme previsto na secção anterior. Abaixo do limite inferior o laser não oscila.

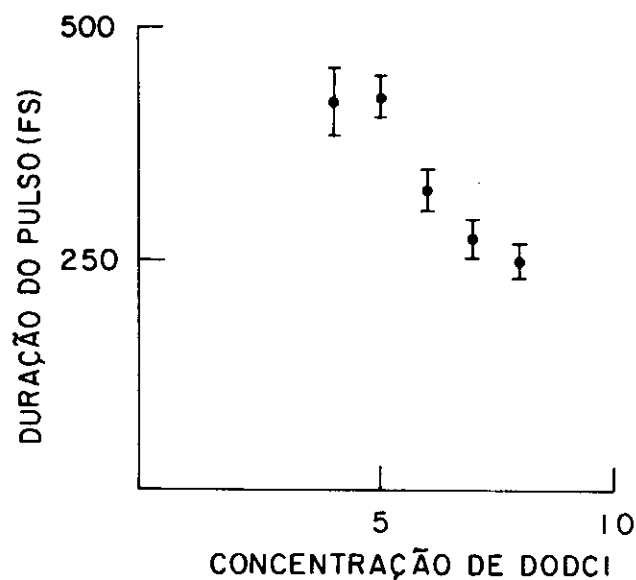


Figura 4.21 - Duração do pulso em função da concentração de absorvedor usado para potência de bombeio máxima dentro da região de estabilidade, i.e., sobre a fronteira da direita na Figura 4.18.

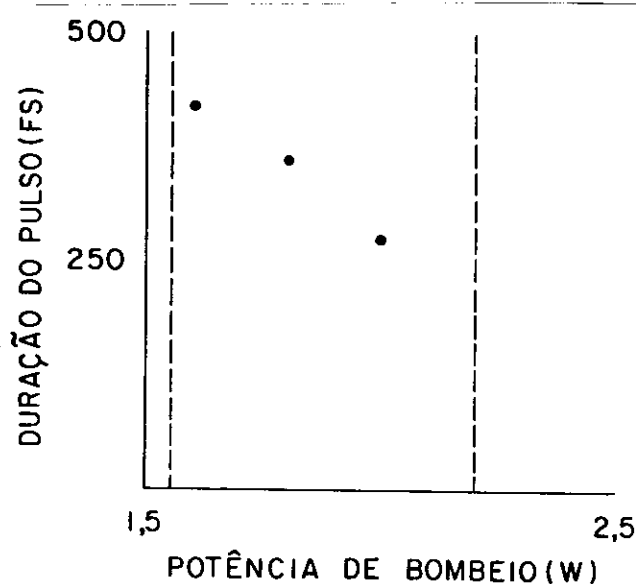


Figura 4.22 - Duração medida do pulso em função da potência de bombeio para concentração fixa de absorvedor.

A potência de saída do laser é da ordem de 30 mW, dependendo do nível de bombeio e da concentração de absorvedor usada. A máxima obtida foi de 60 mW a 6 W de bombeio. Há dois feixes de saída, correspondentes aos dois sentidos de propagação no anel. É possível observar, que um dos feixes é ligeiramente mais potente que o outro. A razão é que o pulso que viaja no sentido antihorário imediatamente antes de sair da cavidade por M7, passa pelo meio de ganho sendo amplificado. O pulso horário antes de sair passa pelo absorvedor, sendo atenuado. A potência de pico dos pulsos de saída pode ser estimada considerando-se o tempo de circulação de 7,1 ns e a duração do pulso de 170 fs. Resulta da ordem de 1,3 kW. O comprimento de onda central de emissão é 6150 Å e a largura de linha foi medida em 90 Å.

Embora ainda estejamos trabalhando sobre o laser para melhorá-lo já o usamos em dois experimentos com sucesso. Num deles usamos o pulso curto para caracterização de dispersão modal em fibras ópticas. Aí a curta duração do pulso permite uma boa resolução na separação dos modos propagantes. O outro experimento é sobre fotocondutividade em semicondutores, onde o plasma elétron-buraco gerado pelo pulso curto na superfície do semicondutor é usado para chavear uma linha de transmissão carregada. Pulsos elétricos com amplitude de volts já foram obtidos, com duração menor que 300 ps e tempo de subida limitado basicamente pela geometria do dispositivo.

REFERÊNCIAS (Capítulo 4)

1. J.E. Birks, Organic Molecular Photophysics (Jonh Wiley & Sons)
2. C.K. Chan, "Synchronously Pumped Dye Lasers", Spectra Physics Technical Bulletin nº 8, June 1978.
3. C.K. Chan, S.O. Sari e R.E. Foster, "Pulse properties of the tunable dye laser pulse converter", J. Appl. Phys. 47, 1139 (1976).
4. C.K. Chan e S.O. Sari, "Tunable dye laser converter for production of picosecond pulses", Appl. Phys. Lett. 25, 403 (1974).
5. W. Dietel, E. Dopel e D. Kuhlke, "Passive mode locking of an Ar^+ laser with Rhodamine 6 G as saturable absorber and double mode locking of the pump and dye laser system", Opt. Commun. 35, 445 (1980).
6. Z. A. Yasa and N.M. Amer, "Reciprocal passive mode locking of a Rhodamine 6 G dye laser and the Ar^+ pump laser", Opt. Lett. 6, 67 (1981).
7. Coherent - Radiation model 490 cw dye laser catalog.
8. W.A. Haus, "Theory of mode locking with a slow saturable absorber" IEEE J. Quantum Electron. QE 11, 736 (1975).
9. G.H.C. New, "Pulse evolution in mode locked quasi continuous lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE 10, 115 (1974).
10. C.V. Shank, E.P. Ippen and O. Teshke, "Subpicosecond relaxation of large organic molecules in solution",

Chem. Phys. Lett. 45, 291 (1977).

11. F.P. Schäfer, Dye Lasers (Springer - Verlag, Berlin 1976) p. 58.
12. R.L. Fork, B.I. Greene e C.V. Shank, "Generation of optical pulses shorter than 0,1 psec by colliding pulse mode locking", Appl. Phys. Lett. 38, 671 (1981).
13. D. Kuhlke, W. Rudolph and B. Wilhelmi, "Influence of transient absorber gratings on the pulse parameters of passively mode locked lasers", Appl. Phys. Lett. 42, 325 (1983).
14. W. Dietel, J.I. Fontaine and J.C. Diels, "Intracavity pulse compression with glass: a new method of generating pulses shorter than 60 fsec", Opt. Lett. 8, 4 (1983).
15. R.L. Fork, C.V. Shank, R.T. Yen and C. Hirshman, "Femtosecond Optical Pulses", IEEE J. Quantum Electron. QE 19, 500 (1983).
16. D. Kuhlke, W. Rudolph and B. Wilhelmi, "Calculation of the Colliding Pulse Mode Locking CW Dye Ring Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE 19, 526 (1983).
17. O.S. Heavens, Optical Properties of Thin Solid Films (Dover Publications Inc, New York 1965) p. 215.
18. G.H.C. New, "Mode locking of quasi continuous lasers", Opt. Commun. 6, 188 (1972).
19. G.H.C. New, K.E. Orkney and M.J. Nock, "Rate equation dynamics of passively mode locked quasi continuous lasers: pulse stability and dynamic pulse compression", Opt. and Quantum Electron. 8, 425 (1976).

20. J. Herrman e F. Weidner, "Theory of passively mode locked cw dye lasers", Appl. Phys. B 27, 105 (1982).
21. D. K hlke, W. Rudolph and B. Wilhelmi, "The influence of a transient absorber grating on the pulse parameters of a passively mode locked cw ring dye laser" Appl. Phys. Lett.
22. M.S. Stix and E.P. Ippen, "Pulse Shaping in Passively Mode Locked Ring Dye Lasers", IEEE J. Quantum Electron. QE 19, 520 (1983).
23. C.V. Shank, R.L. Fork e F. Beisser, "Basic design considerations for femtosecond pulse dye lasers", Laser Focus 19, 59 (1983).
24. W. Dietel, J.I. Fontaine and J.C. Diels, "Intracavity pulse compression with glass: a new method for generating pulses shorter than 60/s", Opt. Lett. 8, 4 (1983).
25. Z.A. Yasa e N.M. Amer, "A Rapid-scanning autocorrelation scheme for continuous monitoring of picosecond laser pulses", Opt. Commun. 36, 406 (1981).

CAPÍTULO 5

Geração de pulsos ultracurtos com o laser a CO_2
com descarga transversal (TE)

O laser a CO_2 com descarga transversal é um bom candidato para gerador de pulsos ultracurtos e de alta potência. Algumas de suas características importantes são: o meio laser gasoso que permite o desenho de dispositivos com abertura óptica grande, o que alivia o problema de excesso de intensidade sobre os componentes ópticos, a possibilidade de troca continua do meio laser, a boa capacidade de armazenamento de energia de CO_2 e a possibilidade de extensão da largura de linha do ganho pelo efeito do alargamento colisional⁽¹⁾. Para geração de pulsos curtos esta última característica é especialmente importante já que, como vimos no Capítulo 2, equação 2.10, a menor duração de pulso possível varia com o inverso da largura de linha.

A pressões acima de 16 torr a linha de ganho do CO_2 se torna alargada predominantemente por colisões e a largura de linha $\Delta\nu$, numa mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ é dada por:

$$\Delta\nu = 7,58 \left(f \text{ CO}_2 + 0,73 f \text{ N}_2 + 0,6 f \text{ He} \right) p \sqrt{\left(\frac{300}{T} \right)} \text{ MHz} \quad (5.1)$$

onde f_x é a fração molar do gás x , p é a pressão em Hg e T a temperatura absoluta. Para uma mistura tipicamente usada 1:1:8 à pressão atmosférica a largura se torna $\Delta\nu = 3,7 \text{ GHz}$ correspondendo a um pulso com duração mínima $(\Delta t_p)_{\min} = 270 \text{ ps}$. Porém o potencial principal para aplicação a pulsos ultracurtos está no fato que as várias linhas rotacionais do CO_2 guardam entre si uma separação da

da ordem de 55 GHz de modo que com um aumento suficiente de pressão é possível misturar várias linhas rotacionais adjacentes formando uma banda contínua. A pressão necessária para isto pode ser estimada como sendo aquela necessária para que $\Delta\nu$ se torne $\sim 56\text{GHz}$, o que com a proporção normalmente usada de $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ dá $\approx 15\text{atm}$. A mistura das linhas rotacionais aumenta consideravelmente a largura de banda disponível, p.ex. dez linhas produziriam $(\Delta\nu)_{\text{cont.}} = 550\text{ GHz}$ ou $(\Delta t_p)_{\text{min}} \sim 1,8\text{ ps}$. A primeira demonstração do efeito de mistura das linhas para geração de pulsos ultracurtos foi apresentado por Corkum⁽²⁾, tendo sido obtidos pulsos com duração de 0,8 ps e densidade de energia de 1J/cm^2 .

O uso do acoplamento de modos passivos com o laser a CO_2 permitiu até hoje a obtenção de pulsos tão curtos como 150 ps com o uso de Ge como absorvedor saturável⁽³⁾. Usando SFe como absorvedor, pulsos com duração e acima de 0,7 ns podem ser obtidos^(4,5). Em nenhum dos casos se faz uso da capacidade total de geração de pulsos curtos do CO_2 , e além disso a estabilidade do funcionamento depende criticamente da repetibilidade da descarga elétrica que excita a mistura gasosa. O acoplamento ativo de modos nunca se conseguiu obter pulsos menores que 0,8 ns^(3,6) devido à limitação pelo longo tempo de formação do pulso curto, descrita no Capítulo 2. A técnica que permitiu funcionamento mais estável e obtenção de pulsos mais intensos e curtos ($<1\text{ ps}$) com o laser a CO_2 foi a de acoplamento de modos por injeção externa onde o pulso curto é criado fora do laser de potência usando-se algum tipo de comutador óptico. A seguir este pulso é injetado no laser de potência que o amplifica regenerativamente até potências acima de 1 GW^(2,7,8,9).

Uma das principais dificuldades no trabalho com pulsos curtos em $10\mu\text{m}$, que nos impediu de realizar a auto injeção no laser a CO_2 , é o custo extremamente alto dos moduladores eletroópticos existentes, que ademais tem abertura útil pequena ($<1\text{cm}$) e o tempo de comutação longo ($>1\text{ns}$).

Neste capítulo descreveremos a realização do acoplamento passivo com o laser TEA CO_2 e o projeto de um sistema de acoplamento por injeção externa baseado numa chave óptica a semiconductor.

5a. Acoplamento passivo de modos no laser TEA CO_2

5a.1 - Descrição do laser - a base do sistema é um lase TEA CO_2 construído em nosso laboratório^(10,11). O volume ativo do laser é de $1,0 \times 2,5 \times 40 \text{ cm}^3$, preenchido com uma mistura de CO_2 : N_2 : He na proporção 1:1:2 mais traços de uma substância com baixo potencial de ionização, a dimetilamina⁽¹¹⁾. A descarga elétrica é preionizada usando-se dois fios de aço paralelos aos eletrodos e a energia descarregada é de 30 J. A cavidade do laser foi modificada para permitir a inclusão de uma cela contendo uma mistura continuamente renovada de SF_6 e Hélio. Esta cela é construída com duas janelas de NaCl separadas por um espaçador de 1mm com entrada e saída para o gás, a vedação sendo feita com anéis de borracha. A saída da cela é conectada a uma bomba de vácuo através de uma válvula de agulha v_1 e sua entrada é conectada ao misturador de gases onde a composição da mistura é ajustada com duas válvulas de agulha V_2 e V_3 . A presão mínima na cela era de 0,1 torr e trabalhávamos normalmente a pressões acima de 10 torr.

A cavidade ressonante do laser era formada por um espelho semitransparente ($r = 30\%$) de Germanio com um raio de curvatura 30 m montado internamente à caixa de descarga. A outra saída da caixa de descarga era fechada com uma janela de NaCl e a cavidade ressonante era completada por uma grade de difração em montagem de Littrow. A grade de difração é necessária neste caso para forçar a operação do laser nas linhas onde a absorção do SF_6 é máxima (10P18 a 10P24).

O laser era operado normalmente à repetição de 1 pulso por segundo. O pulso de saída era detetado usando-se um detetor tipo "arraste de ftons" Rofin, com tempo de subida 1 ns acoplado a um osciloscópio Tektronix 7904 com gaveta vertical 7A19 com tempo de subida 0,8 ns.

5a.2 - Resultados - Com a mistura $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ de 1:1:2 a 720 TORR e sem SF_6 na cela, a saída do laser tinha a forma de um pulso com duração de 200 ns e potência de pico $\sim 2\text{MW}$ quando o laser era excitado perto do limiar ($E_{\text{in}} = 22\text{J}$). O limiar de operação tão alto era devido principalmente às três janelas de NaCl intracavidade que por serem muito higroscópicas tem suas superfícies externas deterioradas muito rapidamente. Nestas condições o pulso apresentava uma subestrutura não repetitiva de pulso a pulso caudada pelo batimento de modos. A linha de operação era a 10P20, verificada usando-se um analisador de espectros Optical Engeneering para laser de CO_2 . A estabilidade da potência de pico era melhor do que 10%, sendo assim alta devido ao bombeio perto do limiar de oscilação.

Admitindo-se na cela o SF_6 com Helio verifica-se que

a modulação sobre o pulso de saída se torna mais repetitiva. A adição de Hélio ao SF_6 é necessária para acelerar a relaxação das moléculas excitadas aumentando a taxa de colisões. Para o bom funcionamento do acoplamento passivo é necessário que o absorvedor se recupere completamente antes que o pulso curto faça uma viagem completa na cavidade. Normalmente se usa uma pressão total na cela da ordem de 760 Torr. Nós usamos o procedimento de encher a cela com uma pressão fixa de Hélio e adicionar gradualmente o SF_6 . O melhor ponto de operação foi encontrado com 650 Torr de Hélio e 50 Torr de SF_6 . Aí a saída apresentava-se na forma de um trem de pulsos separados por 18 ns e com duração de ~ 2 ns. Entretanto não era estável no sentido que de pulso a pulso se alterava significante a relação pico/base e apareciam pulsos satélites entre os principais. A envoltória do trem de pulsos mudava também aleatoriamente. Aproximadamente 30% dos tiros do laser apresentavam pulsos bons. A potência de pico nestes era de ~ 2 a 4 MW. O comportamento da saída com respeito à pressão de SF_6 usada seguia em linhas gerais aquele descrito por Fortin et al (4): aumentando-se gradativamente a pressão de SF_6 a modulação aleatória do pulso longo dava lugar a uma modulação na forma de trem de pulsos mais curtos, a relação pico/base aumentando com a adição de SF_6 . Para uma pressão fixa de SF_6 a adição de Hélio levava à formação do trem de pulsos e ia encurtando os pulsos formados. Por exemplo com 40 Torr de SF_6 e 100 Torr de Hélio os pulsos nunca eram menores que 10 ns, enquanto que com 600 Torr de Hélio a duração mínima descia para 2,5 ns.

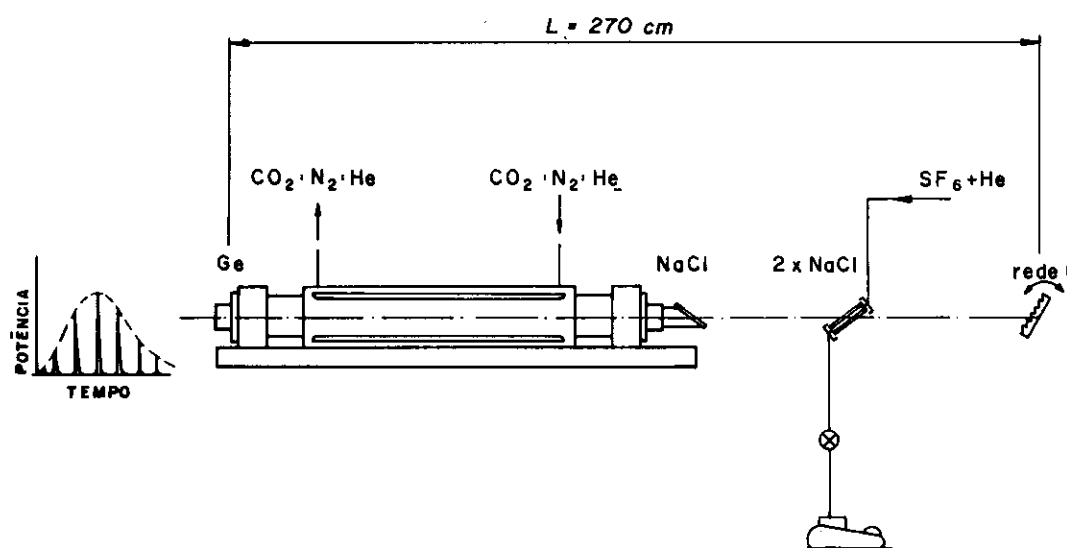


Figura 5.1 - Esquema do sistema usado para operar o laser TEA CO_2 em regime de acoplamento passivo com a cela de SF_6 intracavidade

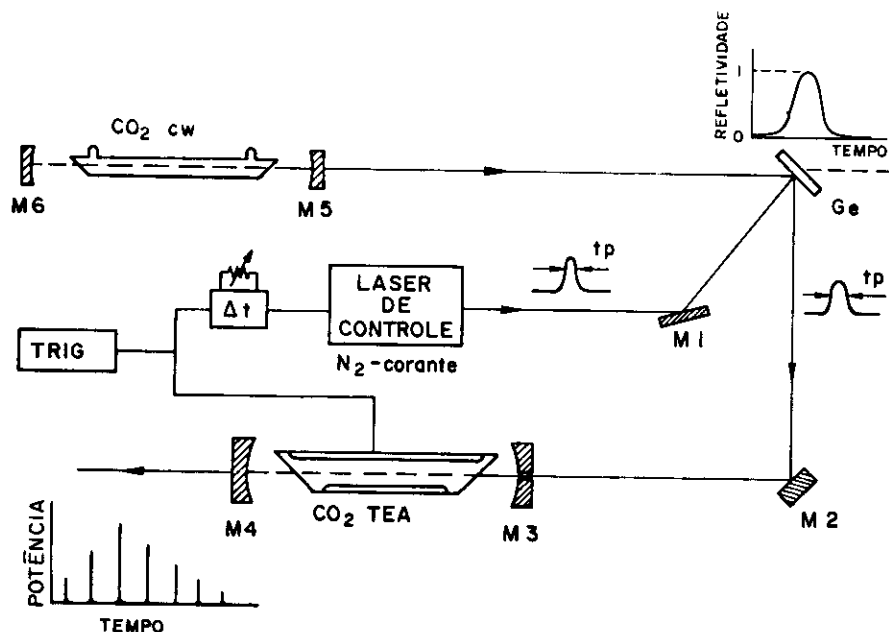


Figura 5.2 - Esquema da montagem para realização da injeção externa no laser TEA CO_2 .

Excitando-se o laser mais acima do limiar o trem de pulsos desaparecia rapidamente. Daí deriva uma das razões da instabilidade do funcionamento: como a descarga elétrica não era repetitiva o laser partia com ganho inicial diferente em cada tiro. Para boa estabilidade do acoplamento de modos Fortin (4) verificou que o laser deveria ter estabilidade da potência de saída sem acoplamento de modos dentro de 4%. No nosso caso a potência de saída em operação normal flutuava 10%. A estabilidade podia ser melhorada usando-se uma mistura gasosa no laser com mais Hélio, o que aumentava consideravelmente o custo operacional do aparelho. O fluxo contínuo de SF_6 , embora pequeno, representa também uma séria dificuldade econômica devido ao alto preço deste gás.

Este conjunto de dificuldades nos levou a adotar um outro posicionamento para resolver o problema de gerar pulsos curtos com o laser a CO_2 , usando o acoplamento de modos por injeção externa.

5b. Acoplamento de modos por injeção externa.

O esquema básico deste experimento, que está em fase de projeto, é mostrado na Figura 5.1. A radiação proveniente de um laser a CO_2 contínuo incide sobre um semicondutor (Ge ou GaAs) sob ângulo de Brewster, sendo totalmente transmitida. Iluminando-se o semicondutor com um pulso de controle pode-se criar em sua superfície um plasma de elétrons buracos e se a densidade de portadores for suficientemente alta a superfície se torna momentaneamente refletora. Assim um pulso curto é refletido pelo semicondutor a partir da radiação contínua incidente. Este pulso cur

to é dirigido para o amplificador onde deve ser injetado antes que o nível de radiação interno se torne muito alto. Circulando sucessivamente pelo amplificador o pulso é amplificado.

O ponto principal do sistema é a chave a semicondutor controlada por luz. A condição para que a superfície se torne refletora é que a frequência de plasma ω_p do plasma gerado supere a frequência do laser a CO_2 , ω_{CO_2} . O tempo durante o qual a superfície reflete a luz infravermelha depende da duração do pulso de controle e da velocidade de recombinação e difusão do plasma no semicondutor. A densidade de portadores na profundidade x a partir da superfície e instante t varia de acordo com (13)

$$\frac{\partial n(x,t)}{\partial t} = -\frac{n(x,t)}{\tau} + D \frac{\partial^2 n(x,t)}{\partial x^2} + G(x,t) \quad (5.1)$$

onde τ é o tempo de recombinação do coeficiente de difusão e $G(x,t)$ o termo que expressa a geração de portadores pela luz de controle com intensidade $I(t)$:

$$G(x,t) = \frac{\alpha I(t)}{h\nu} e^{-\alpha x} \quad (5.2)$$

onde α é o coeficiente de absorção no comprimento de onda da luz de controle. Quando a excitação luminosa for um impulso, $I(t) = E_0 \delta(t)$, com densidade de energia E_0 a solução de (5.1) resposta ao impulso) para a densidade eletrônica na superfície ($x = 0$) é:

$$n_e(0,t) = \frac{\alpha E_0}{2h\nu} e^{-t/\tau} e^{\alpha D t} \text{erfc}(\alpha \sqrt{D t}) \quad (5.3)$$

Para semicondutores de "gap" indireto, onde a recombinação é lenta, como Ge, o desaparecimento dos portadores gerados é causado só pela difusão⁽¹⁴⁾ e a densidade em $x = 0$ segue (5.3) sem o termo $e^{-t/\tau}$. Entretanto a recombinação superficial pode ser muito rápida mesmo quando a recombinação no volume é lenta, devido à existência de defeitos que criam estados intermediários dentro da banda proibida⁽¹⁵⁾. Estes defeitos dependem fundamentalmente do tratamento usado na formação da superfície. Para o GaAs o tempo de recombinação volumétrico é relativamente rápido, $\tau \sim 100$ ps.

Sem levar em conta a recombinação, o tempo de decaimento da concentração $n(0,t)$ até 37% do valor inicial é:

$$t_d \sim \frac{1,44}{\alpha^2 D} \quad (5.4)$$

Para o Ge, com $D = 230 \text{ cm}^2/\text{s}$ ⁽¹⁴⁾ e radiação de controle de $1,06 \mu\text{m}$ ($\alpha = 1,4 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$) resulta $t_d = 31 \text{ ps}$.

Para que a superfície se torne refletora é necessário que a densidade $n(0,t)$ supere a densidade crítica n_c onde a frequência do laser a CO_2 , ω_{CO_2} , seja igual a frequência de plasma,

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n e^2}{\epsilon m^*}} \quad (5.5)$$

No caso do Ge, $\epsilon = 16\epsilon_0$ e $m^* = \left(\frac{1}{m_e^*} - \frac{1}{m_h^*} \right) = 0,1 m_e$ obtemos que $\omega_p = \omega_{\text{CO}_2}$ quando $n_c = 1,78 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Além disso para uma boa refletividade é necessário que a profundidade de penetração da radiação do CO_2 , $\delta = \sqrt{2 \cdot (\omega \mu_0 \tau)^{-1}}$ seja menor que a profundidade de penetração da radiação de contro-

le $L \approx 1/\alpha$. Por isso, embora (5.4) mostre que o tempo de resposta é mais rápido com α maior (indo para o ultravioleta) não é bom exagerar sob pena de ter a refletividade muito reduzida. No caso do Ge, a profundidade de penetração δ é

$$\delta = \frac{1,11 \cdot 10^2}{\sqrt{n}} \text{ m} \quad (5.6)$$

e para $\delta < L$ é preciso que

$$n > 10^4 \alpha^2 \quad (\alpha \rightarrow \text{m}^{-1}; n \rightarrow \text{cm}^{-3})$$

Assim, usando a radiação de controle com maior α faz aumentar rapidamente a densidade eletrônica necessária, o que significa aumentar a energia do pulso de controle. O valor maior de α , que não representa aumento no n_c necessário, é aquele onde $10^4 \alpha^2 = n_c$, que resulta $\alpha \approx 10^6 \text{ cm}^{-1}$ o que significa radiação de controle com λ maior que $0,5 \mu\text{m}$.

A energia necessária no pulso de controle para criação da densidade n_c pode ser estimada a partir de (5.3). Para um pulso mais curto que o tempo de resposta t_d (eq.5.4), que pode ser considerada como uma excitação impulsiva, resulta

$$E_o = \frac{2\pi\hbar\nu}{\alpha} \quad (5.7)$$

que representa $E_o = 14 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ a $\lambda = 0,5 \mu\text{m}$. Quando o pulso de controle é longo, podemos resolver a equação (5.1) para regime estacionário e supondo que a geração de portadores ocorra em $x = 0$, ie,

$$G(x,t) = \frac{I_0}{h\nu} \delta(x) \quad (5.8)$$

e aí resulta

$$n(x) = \frac{I_0 \sqrt{D\tau}}{h\nu D} \cdot \exp(-x/\sqrt{D\tau}) \quad (5.9)$$

e para que a densidade $n(0)$ seja maior que n_c obtemos

$$I_0 = \frac{n_c h\nu \sqrt{D}}{\sqrt{\tau}} \quad (5.10)$$

Com $\lambda = 0,5\mu\text{m}$ obtemos $I_0 = 480 \text{ KW/cm}^2$, usando $\tau = 50\text{ns}$ que é o valor para a recombinação superficial no Ge polido opticamente⁽¹⁶⁾.

Para a realização do sistema de injeção externa com chaveamento a semiconductor, construímos um laser a N_2 capaz de fornecer pulsos menores que 2 ns e potência de pico de 200 KW para ser usado no bombeio de um laser de corante que servirá como laser de controle na chave a semiconductor. Desta forma esperamos obter inicialmente pulsos com duração de $\sim 1 \text{ ns}$ no infravermelho. Estamos atualmente trabalhando num sistema de sincronização que permita controlar adequadamente o atraso temporal entre a descarga no laser a N_2 e no amplificador a CO_2 .

REFERÊNCIAS (Capítulo 5)

1. O.R.Wood, "High Pressure Pulsed Molecular Lasers",
Proc.IEEE 62, 355 (1974).
2. P.B.Corbum, "High power subpicosecond 10.6 μ m pulses",
Conference on Lasers and Electro Optics CLEO 83
Baltimore (1983) - paper THQ5.
3. A.J. Alcock e A.C.Walker, "Generation and detection
of 150 psec. mode locked pulses from a multiatmosphere
CO₂ laser", Appl. Phys. Lett. 25,299 (1974).
4. R.Fortin, F. Rheault, J.Gilbert, M.Blanchard e J.L.
Lachambre, "Powerful nanosecond pulses by stable
passive mode locking of TEA CO₂ lasers", Can.J. Phys.
51, 414 (1973).
5. V.T. Platonenko e V.D. Taranukhin, "Emission of single
variable duration nanosecond pulses by a passive mode
locked TEA CO₂ laser", Sov. J. Quantum Electron. 11,
1161 (1981).
6. A.H.M.Olbertz, On the generation of subnanosecond laser
in multi atmosphere CO₂ systems.
7. C.A.Belanger e J.Boivin "Gigawatt peak power pulse
generation by injection of a single short pulse in a
regenerative amplifier above threshold (RAAT)", Can.
Phys. 54, 720 (1976).
8. P.B. Corbum, A.J. Alcock, D.J. James, K.J. Andrews,
K.E. Leopold, D.F. Rollin e J.C. Samson, "Recent
developments in high power CO₂ laser modelocking and
pulse selection" in Laser Interaction and Related

Plasma Physics ed. H.Hora

9. P.B.Corbum, "Injection mode locking", Laser Focus, June 1979 pp. 80-84.
10. C.H.Brito Cruz, Desenvolvimento e Caracterização de Lasers TEA CO₂, Tese de Mestrado, Instituto de Física, UNICAMP (1980).
11. H.L.Fraguito e C.H.Brito Cruz, "Características de Lasers TEA de CO₂ de Configurações Eletrônicas Simples Operando com e sem Hélio", Rev.Bras.Fís. 10, 731 (1980).
12. C.H.Brito Cruz e H.L. Fragnito, "Improving the efficiency of transverse discharge CO₂ lasers by use of low ioniration potential additives", J. Appl. Phys. 52, (1981).
13. W.van Roosbroeck, " The transport of added current carriers in a homogeneous semiconductor", Phys. Rev. 91, 282 (1953).
14. D.H. Auston e C.V. Shank, "Picosecond Ellipsometry of Transient Electron Hole Plasmas in Germanium", Phys. Rev. Lett. 32, 1120 (1974).
15. L.V. Azároff e J.I. Brophy, Electronic Processes in Materials (McGraw Kogakusha, Tokyo, 1963) p.220-221.
16. A.J. Alcock e P.B. Corkum, "Ultrafast switching of infrared radiation by laser produced carriers in semiconductors", Can. J. Phys. 57, 1280 (1979).

CONCLUSÃO

Foram desenvolvidas neste trabalho novas técnicas para geração de pulsos de duração ultracurta com lasers. Baseadas no entendimento detalhado da física envolvida na geração de pulsos curtos e no funcionamento dos lasers usados as técnicas desenvolvidas permitiram obter em alguns casos, resultados significativamente melhores do que aqueles possíveis com os sistemas até então existentes. Outras das técnicas desenvolvidas permitiram obter pulsos curtos usando tecnologia mais barata e disponível no país, ao mesmo tempo que deram resultados comparáveis aos obtidos com sistemas tradicionais. Os lasers descritos aqui estão altamente em funcionamento e sendo usados em experimentos em física de fenômenos ultra-rápidos, tais como:

- laser de corante em anel - usado em experiência sobre geração de plasmas de curta duração e alta densidade em superfícies semicondutoras e em caracterização de fibras ópticas;

- laser de NdYAG com auto injeção - usado no bombeio de amplificador para pulsos de picosegundos e em experiências de óptica não linear;

- laser de corante bombeado com lâmpada - usado em experimento de geração de plasmons de superfície em GaAs (Universit  di Roma).

Os estudos desenvolvidos nesta tese abriram um número de áreas de trabalho nas quais estamos atualmente envolvidos, sendo as principais:

- aperfeiçoamento do laser de corante com cavidade em anel para minimização da duração do pulso;
- Construção de chaves elétricas a semicondutor controlado por luz e tempo de resposta de picosegundos;
- interação de campos intensos com a matéria;
- modelamento e simulação do laser a auto injeção com compressão não linear objetivando o aperfeiçoamento da técnica e sua extensão a outros tipos de laser;
- construção da chave óptica a semicondutor controlado por laser para geração de pulsos ultracurtos na região do infravermelho;
- estudo de plasmas superficiais em semicondutores;
- construção do sistema de injeção externa no laser TEA CO_2 .