

*Este exemplar corresponde a redação final da tese defendida  
pelo aluno Irval Cardoso de Faria e aprovada pela comissão  
julzadora 06/02/86 A. B. Villaverde*

GERAÇÃO de PULSOS LASER ULTRACURTOS por AUTO INJEÇÃO  
no Laser de Nd:YAG.

por

IRVAL CARDOSO DE FARIA

orientador: Antonio G.J. Balbin Villaverde

coorientador: Carlos Henrique de Brito Cruz

Tese apresentada no Instituto de Física Gleb Wataghin da Universidade Estadual de Campinas -UNICAMP- como pré-requisito para a obtenção do Título de Mestre em Física.

fevereiro de 1986

Banca examinadora:

Dr. Antonio G.J. Balbin Villaverde - orientador - IFGW -

Dr. Carlos Henrique de Brito Cruz - coorientador- IFGW -

Dr. Spero Penha Morato - IPEN / SMO PAULO-

Dr. Hugo Luis Fragnito , Suplente, - IFGW -

Dr. Artemio Scalabrin, Suplente, - IFGW -

## AGRADECIMENTO

- Ao Prof. Balbin, não só pela orientação e resolução dos problemas relativos à minha tese, mas também pelo fato de não fazer das suas palavras as minhas decisões.
- Ao Prof. Brito, pelo apoio e idéias simples para a resolução de problemas complicados.
- Ao Prof. Elia Palange pela ajuda no início do trabalho.
- Ao Prof. Hugo pelas proveitosas discussões.
- Ao João Batista pelo apoio técnico.
- À minha esposa Regina pela constante paciência e carinho ao longo deste trabalho.
- Aos meus irmãos pela saudáveis pescarias.
- Aos órgãos financiadores: FAPESP, CNPq e CAPES.

A meus pais, José e Geracina,  
pelo amor e compreensão.

Aos meus irmãos pela amizade.

A minha esposa, Regina, pelo  
carinho.

Aos meus sobrinhos, por faze-  
rem-me sentir criança.

# ÍNDICE

1- INTRODUÇÃO.-----	1
Referência.-----	3
2- Geração de Pulsos Ultracurtos.-----	4
2.1- Acoplamento de Modos.-----	4
2-a- Descrição Geral.-----	4
2-b- Acoplamento Passivo de Modos.-----	11
2-b-1- Descrição do absorvedor saturável.-----	18
2-b-2- Acoplamento passivo em laser pulsado.-----	16
2-b-3- Acoplamento em lasers contínuos ou quasi-contínuos.-----	20
2-c- Acoplamento Ativo de Modos.-----	20
2-c-1- Modulação de amplitude.-----	21
2-c-2- Modulação de fase.-----	24
2-d- Auto Injeção.-----	25
Referências.-----	26
3- A Técnica de Auto Injeção.-----	29
3-a- Descrição da Auto Injeção-----	29
3-b- Análise da Auto Injeção-----	32
3-b-1- Período de pré-injeção.-----	32
3-b-2- Formação do pulso curto.-----	36
3-b-3 Amplificação do pulso.-----	38
3-c- Extração do Pulso.-----	45
3-d- Performance da auto Injeção.-----	46
Referências.-----	48

4-	Descrição do Sistema e Resultados.	49
4-1-a-	Sistema Laser a Nd:YAG.	49
4-1-b-	Geração dos Pulsos elétricos Aplicados às células de Pockels.	52
4-1-c-	Análise dos Circuitos Eletrônicos Utilizados	54
4.2-	Resultados.	65
	Referências.	75
5-	CONCLUSÃO.	76

CAPÍTULO -1-INTRODUÇÃO.

Nos últimos anos muitos esforços no campo da física foram dirigidos no sentido da pesquisa e do desenvolvimento de lasers para a obtenção de luz coerente estável, de fácil sincronização com eventos externos e que forneçam pulsos ópticos com duração ultracurta ( $\leq 1$  ns). O interesse na obtenção de pulsos lasers curtos não é só restrito ao campo da aplicação física, por exemplo à espectroscopia óptica de sistemas moleculares, de cristais semicondutores, à determinação do tempo de relaxação ultracurto de sistemas físicos e a geração de pulsos elétricos ultrarápidos, mas tem mostrado um caráter interdisciplinar como, por exemplo, as aplicações que tal fonte de luz coerente encontra no campo da biologia.

Existem várias técnicas para a geração de pulsos lasers de curta duração. Essas técnicas podem ser geralmente classificadas em três categorias:- 1) "Q-Switching" ( $t_p > t_c$ , onde  $t_p$  é a largura do pulso obtido e  $t_c$  é o tempo de uma circulação completa na cavidade) na qual a largura mínima do pulso obtido é da ordem de  $10^{-8}$  segundos, essa limitação deve-se ao tempo de formação do pulso dentro da cavidade. 11) "Mode-Locking" (acoplamento de modos longitudinais;  $t_p < t_c$ ) a qual consegue-se ao forçarmos que os modos longitudinais oscilem em fase fixa entre si, teremos assim na saída do laser uma modulação de amplitude resultante do batimento entre os modos oscilantes acoplados [1]; através dessa téc-

nica obtém-se pulsos da ordem de  $10^{-11}$  segundos [2]. (ii) Auto Injeção ou "Cavity Flipping" ( $t_p \sim t_c$ ), através da qual conseguem-se pulsos da ordem de  $10^{-10}$  segundos.

O trabalho desenvolvido aqui teve por objetivo a construção de uma fonte de luz coerente na região do infravermelho próximo com pulsos da duração de  $10^{-10}$  segundos, tomando como meio de geração desses pulsos curtos a técnica de auto injeção com posterior extração do pulso aplicada a um laser de Nd:YAG pulsado. A opção pela geração de pulsos ultracurtos por auto injeção deve-se ao fato de que as outras técnicas utilizadas não oferecem tão bons resultados, [3]. A técnica de acoplamento passivo de modos permite a geração de pulsos com a duração de picosegundos e altos valores de potência, mas como descrito por New [3], possui um inevitável comportamento estatístico devido ao mecanismo de formação do pulso curto, o qual limita a sua obtenção a uma porcentagem de 85% do número total de disparos do laser. O acoplamento ativo de modos, por outro lado, tem maior estabilidade, mas a sua aplicação é limitada a lasers contínuos devido ao longo tempo necessário para o processo de acoplamento de modos alcançar o estado estacionário [4]. Além do que a técnica de auto injeção requer um baixo custo.

Permite, ainda, a técnica de auto injeção a introdução na cavidade laser de um absorvedor saturável para a compressão do pulso curto através dela gerado, o que faz com que tenhamos um pulso de saída da ordem de  $10^{-12}$  segundos e com potência da ordem de Gigawatts, o que a torna substancialmente mais interessante do ponto de vista experimental que as outras técnicas convencionais.

REFERÊNCIAS do CAPÍTULO -1-.

- [1] L.E Hargrove, R.L. Fork and M.A. Pollack. "Locking of HeNe Lasers Modes Induced by Synchronuos Intracavity Modulation", Appl. Phys. Lett.5,4(1964).
- [2] A.R. Clobes and M.J. Brienza. "Passive Mode Locking of Pulse Nd:YAG Lasers". Appl. Phys. Lett,14, 9, (1984).
- [3] G.H. New. "Theory of Passive Mode Locking in Giant Pulse lasers". IEEE 67, 380-396 (1979).
- [4] D.J Kuizenga, A.E. Siegman. "FM and AM Mode Locking of the Homogeneous Laser-Part I: Theory". IEEE J. Quantum Electron-QE6, 694(1970).

## CAPÍTULO-2-

### Gerção de Pulsos Ultracurtos

#### 2.1- Acoplamento de Modos.

##### 2-a- Descrição Geral:

Para cada modo transversal existente na cavidade laser corresponde um grupo de modos longitudinais, tendo cada um a mesma forma espacial de distribuição de energia num plano transversal, mas com diferente distribuição ao longo do eixo da cavidade óptica. Se tivermos um laser operando livremente, i.e., fora do regime de acoplamento de modos, esses modos longitudinais são separados em frequência por  $c/2L$ , onde  $L$  é o comprimento da cavidade óptica e  $c$  é a velocidade da luz. Cada modo oscila independentemente um do outro e as fases são distribuídas aleatoriamente numa região  $-\pi$  a  $+\pi$ . No domínio do tempo as flutuações consistem de uma distribuição de intensidade com características igual a um ruído; o que pode ser visto na figura- 2.1-a-. Se tivermos na cavidade laser um grupo de modos longitudinais oscilando em fase fixa entre si teremos, neste caso na saída do laser uma função bem definida no tempo, ou seja um trem de pulsos lasers com os modos acoplados. O laser é dito então estar operando no regime de acoplamento de modos ("Mode Locking"); podemos ver na figura-

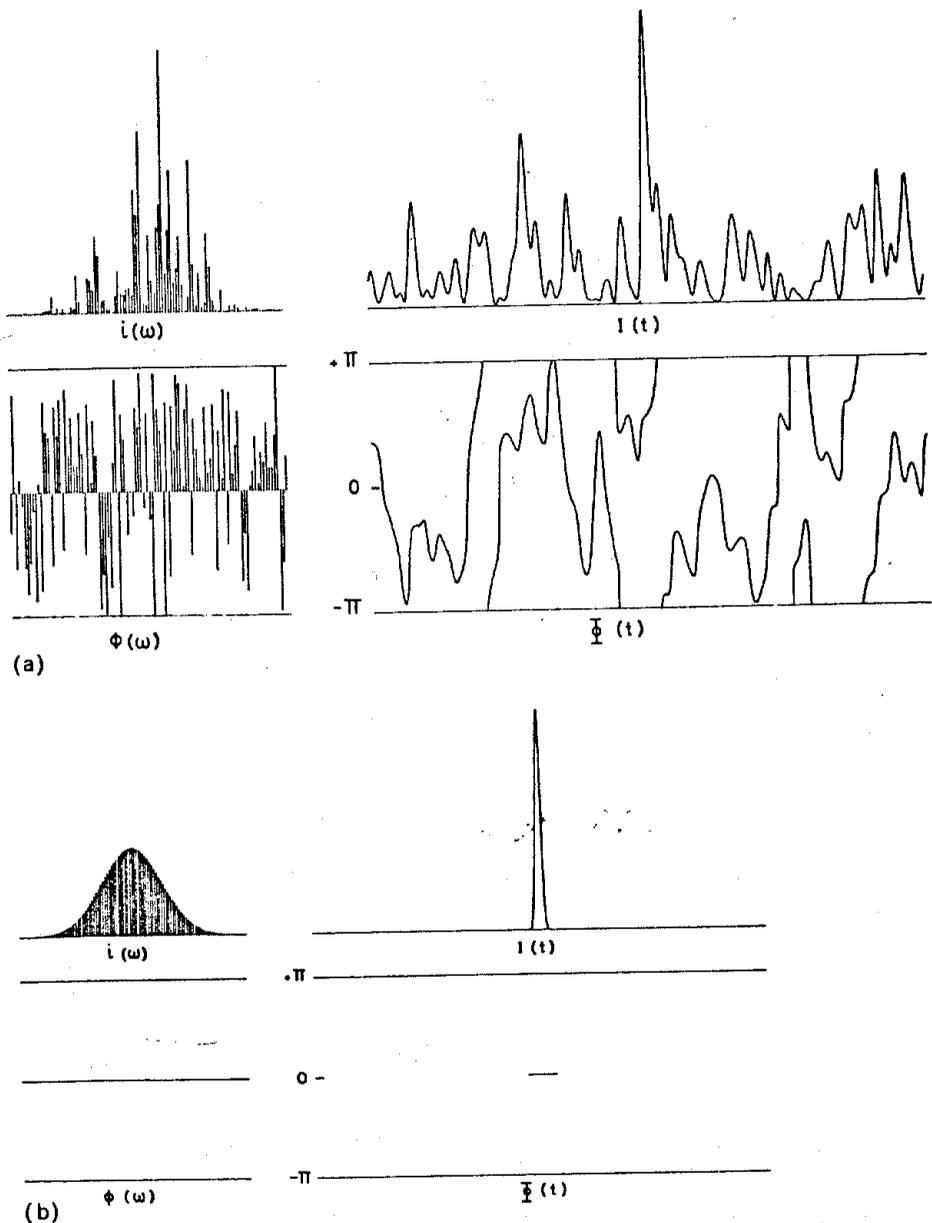


Fig.-2.1.a e b. Mostra a simulação do sinal de um laser operando fora do regime de acoplamento de modos (a) e com acoplamento de modos em (b). No domínio da frequência em (a) a intensidade  $i(\omega)$  dos modos longitudinais têm uma distribuição de Rayleig e as fases têm uma distribuição randômica na região  $-\pi$  a  $+\pi$ . No domínio do tempo a fase  $\Phi(t)$  flutua randomicamente e a intensidade  $I(t)$  tem a característica de um ruído térmico. Em b a intensidade espectral têm uma distribuição gaussiana com a fase espectral zero. No domínio do tempo o sinal é um pulso gaussiano com largura de banda limitada e a intensidade é bem maior que a dada em a.

2.1-b- o sinal de saída de um laser com acoplamento de modos. A intensidade espectral tem uma distribuição Gaussiana, enquanto que a distribuição espectral de fase é zero, e no domínio do tempo o sinal é um único pulso Gaussiano. Como pode ser visto nas figuras- 2.1-a- e 2.1-b-, o acoplamento de modos corresponde a uma correlação de amplitude e fase espectral. Quando toda distribuição aleatória de modos longitudinais for removida, a correlação destes modos é completada e a radiação é localizada no espaço sob a forma de um único pulso. Dessa maneira um meio laser de adequada largura de banda e um trem de pulsos de picosegundos regularmente espaçados pode ser obtido.

Expressando através da transformada de Fourier o campo elétrico  $E(t)$  para um pulso óptico num ponto fixo no espaço [1] como:

$$E(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (1)$$

onde  $e(\omega)$  é dado pela função inversa:

$$e(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} E(t) \exp(i\omega t) dt. \quad (2)$$

Definindo o sinal analítico ou seja a função complexa associada com o campo real  $E(t)$  como sendo:-

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

$$V(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} v(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \quad (3)$$

$$v(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V(t) \exp(+i\omega t) dt \quad (4)$$

$$= 2e(\omega) \quad \omega > 0$$

$$= 0 \quad \omega < 0$$

onde as funções  $V(t)$  e  $v(\omega)$  podem ser usadas para definir um pulso óptico no domínio do tempo e domínio da frequência, respectivamente. Reescrevendo  $V(\omega)$  em termos de seu módulo e argumento temos:-

$$v(\omega) = a(\omega) \exp(i\phi(\omega)) \quad (5)$$

onde  $a(\omega)$  e  $\phi(\omega)$  são amplitude e fase espectral, respectivamente. Quando a largura de banda  $\Delta\omega$  é estreita comparada com a frequência média  $\omega_0$  (condição de onda quase monocromática), podemos escrever:-

$$V(t) = A(t) \exp\{i\phi(t) - i\omega_0 t\} \quad (6)$$

onde neste caso a amplitude temporal  $A(t)$  e a fase  $\phi(t)$  têm uma variação lenta com o tempo [2,3]. A intensidade instantânea de um sinal óptico no domínio do tempo pode ser definido por:-

$$I(t) = V(t)V^*(t) = A^2(t) \quad (7)$$

e a função de intensidade espectral como:-

$$i(\omega) = v(\omega)v^*(\omega) = a^2(\omega) \quad (8)$$

A energia de um pulso (de acordo com o teorema Parseval) é proporcional à área sob o perfil de intensidade espectral ou temporal, i.e.,:-

$$\int_{-\infty}^{+\infty} I(t) dt = \int_0^{\infty} a^2_{\omega} d\omega \quad (9)$$

assim a estrutura de um pulso óptico fica completamente definida pela fase e a intensidade.

É indiferente referirmo-nos ao domínio da frequência ou tempo, pois se a descrição num domínio estiver completa o perfil no outro domínio será obtido através da transformada de Fourier. A relação entre a largura do pulso nos dois domínios vem dada por:

$$\frac{\Delta\omega\Delta t}{2} \geq K \quad (10)$$

onde  $\Delta t$  e  $\Delta\omega$  são as larguras á meia altura de  $I(t)$  e  $i(\omega)$ , respectivamente e  $K$  é uma constante da ordem da unidade. O pulso mais curto para uma dada largura espectral é chamado: "limitado por largura de faixa", e a sua duração vem dada por:-

$$\Delta t_{\min} = 2\pi K/\Delta\omega \quad (11)$$

O número de modos contidos dentro de uma largura de banda vem dado por  $N = t_c \omega / 2\pi$  onde  $t_c = 2L/c$  é o tempo de um percurso na cavidade óptica. Então podemos escrever:-

$$t \approx \frac{t}{N} c \quad (12)$$

de onde conclui-se que a largura do pulso com acoplamento de modos é aproximadamente igual ao tempo de ida e volta do pulso na cavidade dividida pelo número de pulsos obtidos com o acoplamento. [4]

Escolhendo como sendo uma função Gaussiana a intensidade espectral dada na figura- 2.1-b-, temos:-

$$i(\omega) = \exp\left\{-\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\alpha}\right\} \quad (13)$$

e no domínio do tempo:-

$$I(t) = \alpha \exp\{-\alpha(t-t_0)\}$$

neste caso:-

$$\Delta\omega = 2 \left(\ln 2\alpha\right)^{1/2} \quad (14)$$

$$\Delta t = 2 \left(\frac{\ln 2}{\alpha}\right)^{1/2} \quad (15)$$

com o que obtemos:-

$$K = 2 \frac{\ln 2}{\pi} = 0,441 \quad (16)$$

Para pulsos de forma diferente são obtidos outros valores de  $K$ , para os quais os mais importantes são listados na tabela-II-a-.

-----  
 |Tabela-II-a-. Alguns valores de  $K$  para pulsos com perfis usuais/

$I(t)$	$K$
$\exp(-\ln 2 t / t)$	0,440
$1(0 < t < t)$	0,886
$\operatorname{sech} [1,76 / t]$	0,815

Laser com acoplamento de modos podem atingir valores de potência de pico muito alto e isso é possível porque a potência que sem acoplamento de modos era uniformemente distribuída no intervalo  $t = 2L/c$  agora vem concentrada num pulso de largura  $\Delta t$ . Em termos de números de modos acoplados temos, da equação (12), o aumento da potência:-

$$\frac{\text{potência com acoplamento}}{\text{potência sem acoplamento}} = \frac{1}{\Delta t} = \frac{1}{N} \quad (17)$$

onde o número de modos acoplados pode ser da ordem de  $10^4$ . Em la-

asers pulsados é comum obter-se potência da ordem de Gigawatts, enquanto que em lasers contínuos a potência de pico chega a dezena de Kilowatts. A geração de pulsos ultracurtos através do acoplamento de modos requer que o maior número de modos longitudinais sejam acoplados e isso pode ser feito experimentalmente colocando-se dentro da cavidade laser um modulador eletroóptico ou acustoóptico controlado por um sinal externo ao laser (acoplamento ativo de modos), ou através do acoplamento passivo de modos; que consiste na colocação de um elemento não linear na cavidade laser, tipicamente um absorvedor saturável (a não linearidade do absorvedor saturável tem a propriedade de acoplar os modos oscilantes).

## 2-a- Acoplamento Passivo de Modos.

Este tipo de acoplamento baseia-se na ação não linear de um elemento, na maioria dos casos um absorvedor saturável, inserido na cavidade laser. Uma vez que toda não linearidade tende a acoplar sinais de diferente frequências, isto pode nos levar a ter uma idéia qualitativa do acoplamento passivo de modos no domínio da frequência [5,6]. No domínio do tempo pode-se ter uma idéia deste acoplamento de modos através de uma análise da ação do absorvedor saturável presente na cavidade laser.

A relação entre o coeficiente de absorção e a intensidade do pulso incidente  $I$  no absorvedor saturável vem dada por [7]:-

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1+I/I_s} \quad (18)$$

onde  $\alpha_0$  é o coeficiente de absorção para baixa intensidade e  $I_s$  é a intensidade de saturação do absorvedor. Assim, a situação mais favorável à oscilação laser deve ser aquela onde a intensidade seja maior possível, pois aí as perdas serão menores.

Uma vez que o papel do absorvedor saturável é distinto para o acoplamento de modos em lasers pulsados onde a oscilação não chega a atingir um estado estacionário e para lasers que operam em regime estacionário ou quase estacionário (o que acontece nos lasers de corante pulsados ou contínuos); podemos dizer assim que existe duas maneiras de funcionamento de acoplamento passivo de modos nos quais o absorvedor saturável desempenha o papel mais importante.

### 2-b-1- Descrição do Absorvedor Saturável.

Como o absorvedor saturável é o elemento de maior importância na obtenção do acoplamento passivo de modos, faremos aqui uma discussão relativa a interação de pulsos óptico com absorvedores. Maiores detalhes dessa interação entre pulsos ópticos e absorvedores saturáveis podem ser encontrados nas referências [7,8,9 e 10].

Descrevendo o absorvedor saturável como um sistema de dois níveis onde  $N_1$  e  $N_2$  são as populações e  $E_1$  e  $E_2$  as energias dos níveis  $|1\rangle$  e  $|2\rangle$  respectivamente, e a energia do fóton incidente sendo  $h\nu$ . A medida que a intensidade  $I$  aumenta, a popu-

lação  $N_2$  aumenta e tende a igualar-se a  $N_1$  para intensidades muito altas e como o valor da transmissão de um absorvedor saturável depende da intensidade do pulso incidente [8,10] esta tende assintoticamente a 1 (um) quando a intensidade do pulso incidente supera a intensidade de saturação ( $I_s$ ) característica do absorvedor. Temos para o coeficiente de absorção do absorvedor, relembrando aqui a equação (18),

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + I/I_s}$$

supondo que o tempo de relaxação espontâneo do nível superior seja pequeno comparável com a duração do pulso incidente e que a irradiação do fóton deve ser considerada como uma função da posição dentro do meio absorvedor, podemos escrever a equação (18) para o estado estacionário como [7]:-

$$\frac{dI(x)}{dx} = -I\{\alpha_0/1 + I(x)/I_s\} \quad (19)$$

onde  $x$  é a profundidade no meio absorvedor. Temos como solução para esta equação, tomando como  $I_s$  a irradiação incidente:-

$$\alpha_0 x = \ln(I_0/I(x)) + (I_0 - I(x)) / I_s$$

Escrevendo em termos de transmissão de intensidade, onde:-

$$T_0 = e^{-\alpha_0 x}$$

$$T = T_0 \exp\left\{\frac{I_0}{I_s}(1-T)\right\} \quad (20)$$

sendo  $T_0$  a transmissão para baixa intensidade e  $I_s$  a intensidade de saturação.

Da equação (20) nota-se que  $T$  é sempre maior que  $T_0$  e tende a 1 (um) para intensidades  $I_0$  maior que  $I_s$ . O efeito dessa transmissividade mostra que a parte do pulso com menor intensidade do que a de saturação do absorvedor "vê" um coeficiente de transmissão que é muito mais baixo que aquele visto pela parte do pulso que possui um valor de intensidade próxima a de saturação do absorvedor. Pode-se concluir então, que a parte inicial e final do pulso será fortemente atenuada com respeito à parte central, e a duração temporal do pulso na saída do absorvedor resulta ser menor do que a possuída pelo mesmo pulso antes de atravessar o absorvedor saturável. Temos na figura-2.2- o gráfico da transmissão de um absorvedor saturável em relação à intensidade normalizada para um dado valor de transmissão inicial.

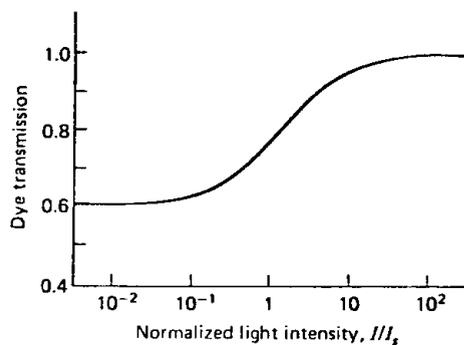


Fig.-2.2- Gráfico da transmissão de um absorvedor saturável em relação à intensidade normalizada, para um dado valor de transmissão inicial.

Quando um pulso laser, suposto aqui gaussiano, propaga-se através do absorvedor saturável ele sofre uma variação na sua duração temporal dada pela referência[11] como:-

$$\beta = \frac{t_{p0} - t_p}{t_{p0}} = \frac{1-e}{2} \cdot \frac{(I_0/I_s) \ln T_0}{(e+I_0/I_s) (1+I_0/I_s)} \quad (21)$$

onde  $t_{p0}$  é a duração do pulso gaussiano incidente,  $t_p$  é a duração do pulso transmitido e  $\beta$  é a variação sofrida pelo pulso. O valor máximo obtido para  $\beta$  ocorre quando  $I \sim I_s \sqrt{e}$ , isto é,  $\beta = -0,12 \ln T$  onde  $t_{p0}$  é muito maior que o tempo de recuperação do absorvedor. Quando a duração do pulso incidente é menor que o tempo de recuperação do absorvedor, podemos escrever[12] a transmissão em função do tempo ao longo da duração do pulso:-

$$T(t) \exp(-n(t) L) \quad (22)$$

e vai aumentando à medida que o absorvedor vai sendo saturado, sendo  $n(t) = N_1(t) - N_2(t)$  a secção de absorção. Assim de um modo geral o que acontece aqui é que a frente do pulso é mais atenuada que a cauda. Para valores arbitrários da duração do pulso incidente o efeito do absorvedor pode ser previsto através de simulação numérica como descrito na referência [8]. Podemos ver na tabela-II-b- algumas características de alguns absorvedores saturáveis normalmente usados em acoplamento passivo de modos.

-----

Tabela-11-b-. Densidade de saturação  $I_{ds}$  e tempo de recuperação T de alguns absorvedores usados para a obtenção de acoplamento de modos em diferentes lasers.

Absorvedor	Eastman 9470	Eastman 9860	DDI	Cryptocianina
$I_{ds}$ [W/cm]	4.10	5.6.10	2.10	5.10
[ps]	8,3	9,3	14	22
laser	Nd	Nd	Rubi	Rubi

-----

## 2-b-2. Acoplamento Passivo em lasers Pulsados.

O acoplamento passivo de modos pode ser melhor entendido através do modelo proposto por Letokhov[13], usando uma descrição no domínio do tempo para a análise da formação do pulso curto. Neste modelo o pulso curto é formado a partir de um ruído inicial presente na cavidade laser após sofrer a ação do absorvedor saturável e amplificação do meio ativo. Os picos de radiação mais intenso deste modelo são preferencialmente selecionados pela ação do absorvedor saturável e espera-se no final do processo uma flutuação de intensidade maior que as outras. O fato deste acoplamento de modos ser originado através de um ruído, o qual varia para cada disparo do laser, introduz no funcionamento do mesmo um comportamento estatístico que limita a sua confiabilidade, a sua reprodutibilidade e conseqüentemente a sua sincronização com eventos externos. Normalmente lasers com acoplamento passivo de modos funcionam bem e 85% do disparos[14], sendo que um

parâmetro extremamente importante é a potência de bombeio do laser, a qual deve estar ligeiramente acima do limiar. A evolução do pulso laser pode ser dividida em três estágios os quais serão resumidamente tratados aqui e que podem ser encontrados com maiores detalhes nas referências [14,15].

**i- Estágio de Amplificação linear.**:- este estágio inicial vai desde o limiar do laser até o começo da ação não linear do absorvedor saturável. Neste estágio a inversão de população do meio ativo e a transmissão do absorvedor não são afetados pela intensidade luminosa, como resultado disso a amplificação e a absorção podem ser considerados linear. O perfil de intensidade na cavidade é amplificado por emissão espontânea com característica de um ruído com faixa espectral limitada pela largura de linha de fluorescência do laser. As flutuações às quais estamos nos referindo são mostradas na figura-2.3-a- a qual representa a radiação laser no primeiro estágio de geração do pulso curto. Durante a amplificação os modos mais próximos do centro da linha espectral vão sendo favorecidos porque o ganho do laser depende da frequência, como resultado disso teremos um estreitamento espectral com as flutuações tornando-se mais suaves, como pode ser visto nas figuras-2.3-b e 2.3-c.

**ii- Absorção Não Linear.**:- nesta segunda fase de evolução do pulso o ganho é ainda linear, mas a absorção do corante começa a ser não linear pelo fato da intensidade na cavidade laser se aproximar da intensidade de saturação  $I$  do absorvedor (figura-2.3-d).

Neste estágio podemos observar dois significantes processos atuando ao mesmo tempo: primeiro há uma seleção de um do picos das flutuações ou de um pequeno número deles, pois o pico de maior intensidade é favorecido pela ação não linear do absorvedor; o segundo efeito é o de um estreitamento na duração deste pulso curto causando assim um alargamento espectral. Este segundo estágio quando o absorvedor estiver completamente saturado, o ocorrido pode ser visto nas figuras-2,3d- e 2.3-e-. Os absorvedores empregados no acoplamento passivo de modos devem ter: linha de absorção ressonante com o laser, largura de linha maior ou igual à do laser, um tempo de recuperação menor que o tempo de uma circulação na cavidade e menor ou da ordem do pulso a ser gerado. Na tabela-II-b- temos alguns dados sobre os absorvedores normalmente usados neste processo.

III- Amplificação Não Linear.:- esta fase tem início quando a intensidade do pulso é suficientemente alta para saturar completamente o absorvedor e tem lugar a amplificação não linear pelo meio ativo, e neste estágio a intensidade do pulso chega a atingir altos valores de potência ( G). Como mostra a figura-2.3-f- os pulso de pouca intensidade já desapareceram por completo, e das sucessivas passagens pelo meio ativo o pulso resultante é amplificado nos dando assim na saída do laser um trem de pulsos separados pelo tempo de circulação na cavidade, finalmente a inversão de população é depletada e o pulso termina. Além da escolha cuidadosa da cavidade laser e dos elementos entre os espelhos, deve se ter cuidado com a potência de bombeio do meio ativo.

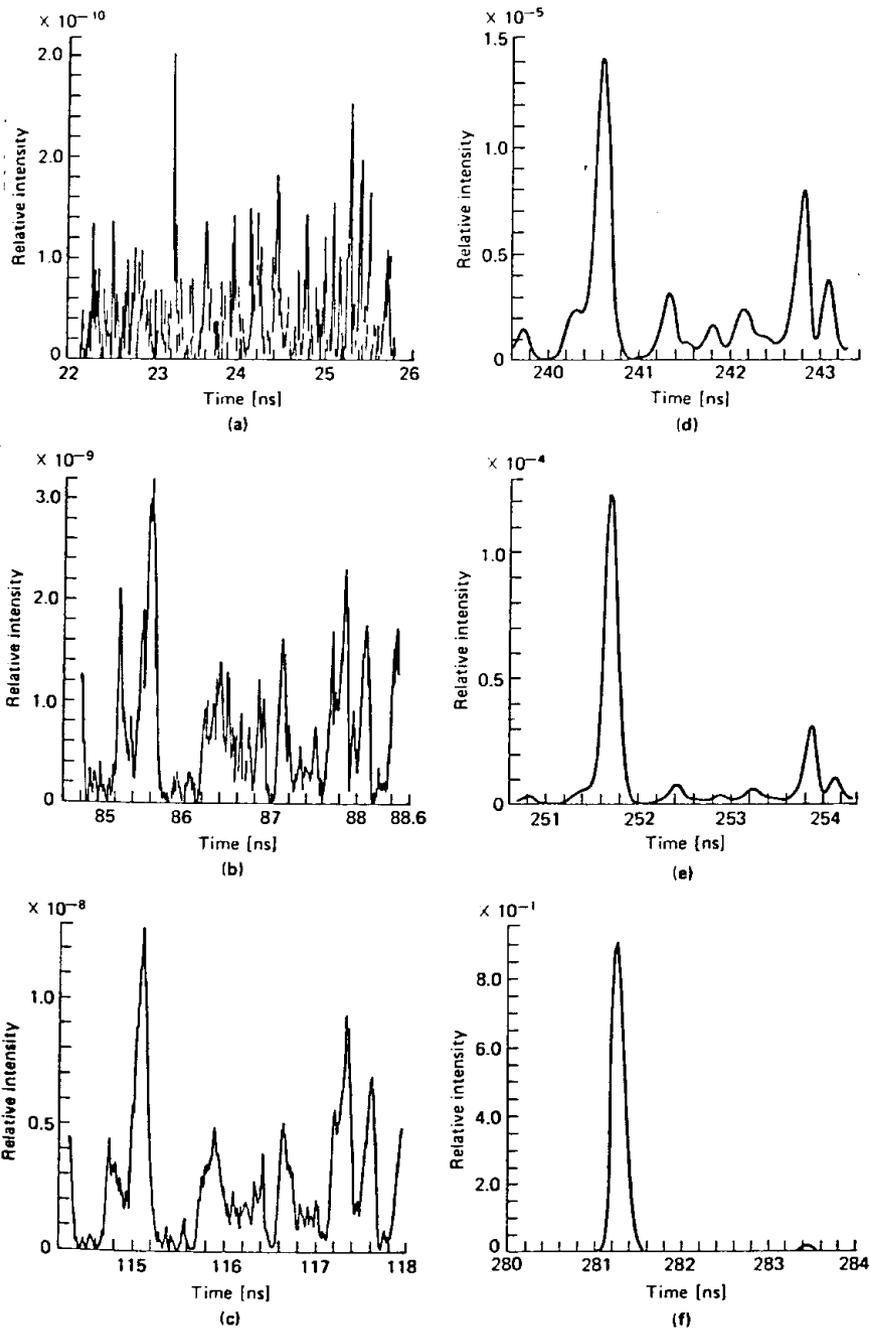


Fig.-2.3- (a,b,c,d,e,f)- Simulação computacional da evolução de um "mode-locking" a partir de um ruído. (a-c) regime de amplificação linear e absorção linear do corante, (d-e) absorção linear do corante, (f) regime de amplificação não linear.

### 2-b-3- Acoplamento Passivo em Lasers Contínuos ou Quase-Contínuos

Em contraste com o acoplamento passivo em lasers a estado sólido, no laser de corante contínuo ou bombeado com "flashes" o tempo disponível para a formação do pulso curto é mais longo e além disso o que facilita a produção do pulso curto é que a energia 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. As idéias básicas sobre o funcionamento deste tipo de laser foram avançadas por New[12] e desenvolvidas por Herrman e Weidner[16]. Atualmente pulsos tão curtos quanto 60 femtosegundos são obtidos nestes lasers usando rodamina 6G como meio ativo e DODCI como absorvedor saturável, embora pulsos tão curtos possam ser obtidos este método não nos é possível, pois o laser com o qual trabalhamos opera num regime pulsado.

### 2-c- Acoplamento Ativo de Modos.

Pela introdução na cavidade laser de um modulador de fase ou um modulador de amplitude chaveados com a frequência de separação entre os modos axiais, pode se ter na saída do laser um trem de pulsos com razão de repetição  $f = c/2L$ . Para a obtenção do acoplamento ativo de modos é geralmente usado um modulador eletroóptico ou acustoóptico. Um estudo detalhado do acoplamento

ativo de modos pode ser encontrado nas referências [17, 18, 19,20,21].

**2-c-1- Modulação de Amplitude.**-(modulação por perdas):- No domínio da amplitude, introduzindo um modulador de frequência dentro da cavidade laser cuja transmissão  $T(t)$  varia com o tempo criaremos bandas laterais em cada modo axial oscilante na cavidade. Assumindo que um modo de frequência  $\nu$  atravesse o modulador na cavidade laser, o qual está operando numa frequência  $f_m$ ; a frequência  $\nu$  apresentará bandas laterais  $\pm f_m$ . Se a frequência de modulação for igual a frequência de separação entre os modos axiais  $f_m = c/2L$  teremos para a banda superior  $\nu+f_m$  e para a inferior  $\nu-f_m$ ; nas sucessivas passagens da luz pelo modulador teremos novas bandas laterais  $\nu \pm n f_m$  coincidindo com os modos adjacentes do laser, com os modos oscilando em fase entre si e amplitude bem definida.

Temos para o modulador de amplitude a função de transmissão dada por:

$$T(t) = \cos(\delta_m \text{sen}(\omega_m t)) \quad (23)$$

onde  $\delta_m$  é o índice de modulação e  $\omega_m = 2\pi f_m$  é a frequência angular de modulação. Com essa modulação, a duração do pulso produzido em regime estacionário é dado nas referências [20,21] como sendo:

$$t_{p0} = \sqrt{\frac{2 \sqrt{2} \ln^2 \sqrt{g}}{2 \delta_m f_m \Delta f}} \quad (24)$$

onde  $g$  é o coeficiente de ganho saturado do laser e  $\Delta f$  a largura de linha do meio ativo.

A evolução temporal da duração do pulso para lasers pulsados vem dada por [20,21], como:

$$\Delta t_p(t) = (\Delta t_{p0}) \left[ \tanh(t/t_0) \right]^{-1/2} \quad (25)$$

com  $\Delta t_{p0}$  dado por [24], e

$$t_0 = \Delta f / 8g^{-1/2} \delta_m f_m^2 \quad (26)$$

O tempo necessário para atingir 95% de  $\Delta t_{p0}$ , que é a mínima duração atingível, vale:

$$t_{\min} = 1,5t_0 = 3\Delta f / 16 \sqrt{g} \delta_m f_m^2 \quad (27)$$

Os valores típicos são  $\sqrt{g} \sim 0.1$  e  $f_m \sim 100\text{MHz}$ . Podem ser vistos na tabela-III- alguns valores de  $t$  para alguns lasers. Nota-se, dos valores desta tabela, que o tempo de formação desses lasers não é mais curto que o tempo mínimo necessário para que o acoplamento tenha efeito, esta é a principal limitação da aplicação do acoplamento ativo de modos a lasers pulsados de alta potência. Na figura-2.4- temos um esquema para a geração de pulsos por acoplamento ativo de modos.

2-c-2- Modulação de Fase:- Neste caso o modulador de fase introduz uma variação sinusoidal na fase, tal variação vem dada pela função de transmissão como [4]:

$$T(t) = \exp(\pm j \delta_{FM} \omega_m^2 t^2) \quad (28)$$

onde  $\delta_{FM}$  é a defasagem introduzida ao passar pelo modulador,  $\omega_m$  é a freqüência de modulação e o sinal  $\pm$  corresponde às duas posições de fase possível nas quais o pulso pode atravessar o modulador. A duração final do pulso é dada por [22]:

$$t_{p0} = \frac{(gL)^{1/4}}{2(\delta_{FM})^{1/4} (f_m \Delta f)^{1/2}} \quad (29)$$

Num modulador de fase eletroóptico a retardação na fase  $\delta_{FM}$  é proporcional a voltagem do sinal fornecido ao modulador, assim  $\delta_{FM} \propto P_m^{1/2}$  sendo  $P_m$  a potência do sinal de modulação. Portanto, obtemos de (29) que a largura final do pulso  $\Delta t_{p0} \propto P_m^{-1/8}$ , o que indica que a obtenção de pulsos curtos varia fracamente com o aumento da potência do sinal de modulação. No caso da modulação de amplitude tínhamos  $\Delta t_{p0} \propto \delta^{-1/2}$  e  $\Delta t_{p0} \propto (P_m)^{1/4}$ , indicando que para uma mesma potência de modulação os pulsos mais curtos obtêm-se com modulação de amplitude, por este motivo a modulação de fase não é usada em lasers pulsados.

Tabela-III-. Tempo necessário para a formação do pulso curto com modulação de amplitude para alguns lasers.

Laser	f (GHz)	t (us)
Nd:YAG	120	30
CO TEA	4(atm)	1
Rubi	60	15
Rodamina "flash"	50.000	12.500
Nd:YAG	4.000	1000

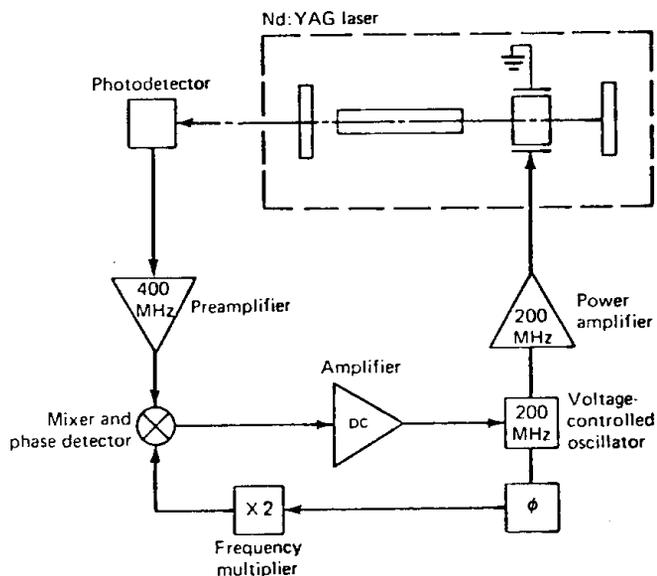


Fig.-2.4-. Diagrama para a a geração de 'mode-locking' ativo.

## 2-d- Auto\_Injecção.

Esta técnica, que será tratada em detalhes nos próximos capítulos, baseia-se no fato de que através de uma modulação electroóptica das perdas na cavidade laser, por exemplo usando-se uma célula ockels, é possível criar logo que a acção do Q-Switching é iniciada, um pulso de luz coerente menor do que a que se obtém com operação normal de Q-Swtching.

REFERÊNCIAS do CAPÍTULO -2-

- [1] D.J. Bradley and Geoffrey H.C. New. "Ultrashort Pulse Measurements." roceedings of IEEE, March 1974.
- [2] M. Born and E. Wolf. "Principles of Optics", 3rd ed. New York: Pergamon, 1965.
- [3] L. Mandel and E. Wolf. "Coherence Properties of Optical Fields", Rev. Mod Phys, 37,pp 231-287, Apr. 1965.
- [4] W. Koeckner - Solid State Laser Engineering - Springer-Verlag, New York Heidelberg, Berlin, 1976.
- [5] E.M. Garmire and A. Yariv. "Laser Mode-Locking with Saturable Absorbes". IEEE J. Quanrum Elec tro. QE-3, pp 222-226, June 1967.
- [6] J.A. Fleck, "Origin of Short Pulse Emission by Passively Switched Lasers". . Appl. Phys, 39,pp 3318-3327, June 1968.
- [7] Michael Hercher. "An Analysis of Saturable Absorbes". Applied Optics, 6, nº5, May(1967).
- [8] A. Penzkofer. "Generation of Picosecond and Sub picosecond Light with Saturable Absorbes". Opto Electronics,6, 87(1974).
- [9] C.R. Giuliano and L.D. Hess. "Nonlinear Absorption of Light Optical Saturation of Eletronic

- Transitions in Organic Molecules with High Intensity Laser Radiation". IEEE J. Quantum Electron. QE7, 358(1967).
- [10] W. Rudolf and H. Weber. "Analysis of Saturable Absorber Interacting with Gaussian Pulses". Opt. Commun. 34, 491(1980).
- [11] V.S. Letokhov, "Formation of Ultrashort Light Pulses. ZhETF P'isma, 7, 35(1968).
- [12] G.H.C. New. "Mode-Locking of Quasi-Continuous Lasers". Opt. Commun. 8, 188(1972).
- [13] P.G. Kryukov and V.S. Letokhov. "Fluctuation Mechanism of Ultrashort Pulse Generation by Laser with 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. "Geração de Pulsos Ultracurtos de Radiação Laser". -Tese de Doutorado - Universidade Estadual de Campinas - IFGW -.
- [16] W. Margulis. "Picosecond Semiconductor Switches". PhD thesis, Imperial College, London (1981).
- [17] M.H. Crowell. "Characteristics of Mode Coupled Lasers". IEEE J. Quantum Electron. QE1, 12(1965).
- [18] D.J. Kuizenga and A.E. Siegman. "FM and AM Mode-Locking of the Homogeneous Laser-Part I:

- Theory". IEEE J. Quantum Electron. QE6, 694(1970).
- [19] D.J. Kuizenga and A.E. Siegman. -Part II- Experimental Results in Nd:YAG Laser with Internal FM Modulation". IEEE J. Quantum Electron. QE6, 709(1970).
- [20] D.J. Kuizenga and A.E. Siegman. "Active Mode Coupling Phenomena in Pulsed and Continuous Lasers". Opto. Electron. 6, 43(1974).
- [21] I.V. Tomov. "Ultrashort Pulse Generation in Laser with Active Mode-Locking (review)". Sov. J. Quantum Electron. 10, 797(1980).
- [22] D.J. Kuizenga, D.W. Phillion, T. Lund and A.E. Siegman. "Simultaneous Q-Switching and Mode-Locking in the CW Nd:YAG Laser". Opt. Commun. 9, 221(1973).

## CAPÍTULO -3-

### A TÉCNICA de AUTO INJEÇÃO.

#### 3-a- Descrição da Auto Injeção.

Das técnicas existentes para a geração de pulsos ultracurtos a de auto injeção ou "cavity flipping", desenvolvida por Liu [1] e independentemente por Ewart [2], permite obter num laser (comum) a Nd:YAG com certas modificações na cavidade laser, pulsos com dezenas de megawatts (500MW) e duração tão curta quanto 200ps [3,5].

Básicamente, esta técnica emprega o princípio de amplificação regenerativa de um pulso semente, ou seja um pulso mais curto que os obtidos em "Q-Switching"(40ns). Muito pouca energia é perdida na técnica de auto injeção uma vez que a formação deste pulso semente (pulso curto) ocorre quando a radiação na cavidade tem baixa intensidade (logo que a ação do "Q-Switching" é iniciada), não tendo assim influência na eficiência do laser. Com esta técnica a energia é concentrada num pulso mais curto que o tempo de circulação na cavidade, ocorre daí que teremos um ganho em potência de pico.

A idéia básica da auto injeção para a geração de pulsos curtos pode ser entendida através das figuras-3.1-a,b,c e pelas figura-3.2-. Na cavidade ressonante (figura-3.1-a), isto é, entre os espelhos M e M encontra-se o meio ativo ( um cristal de

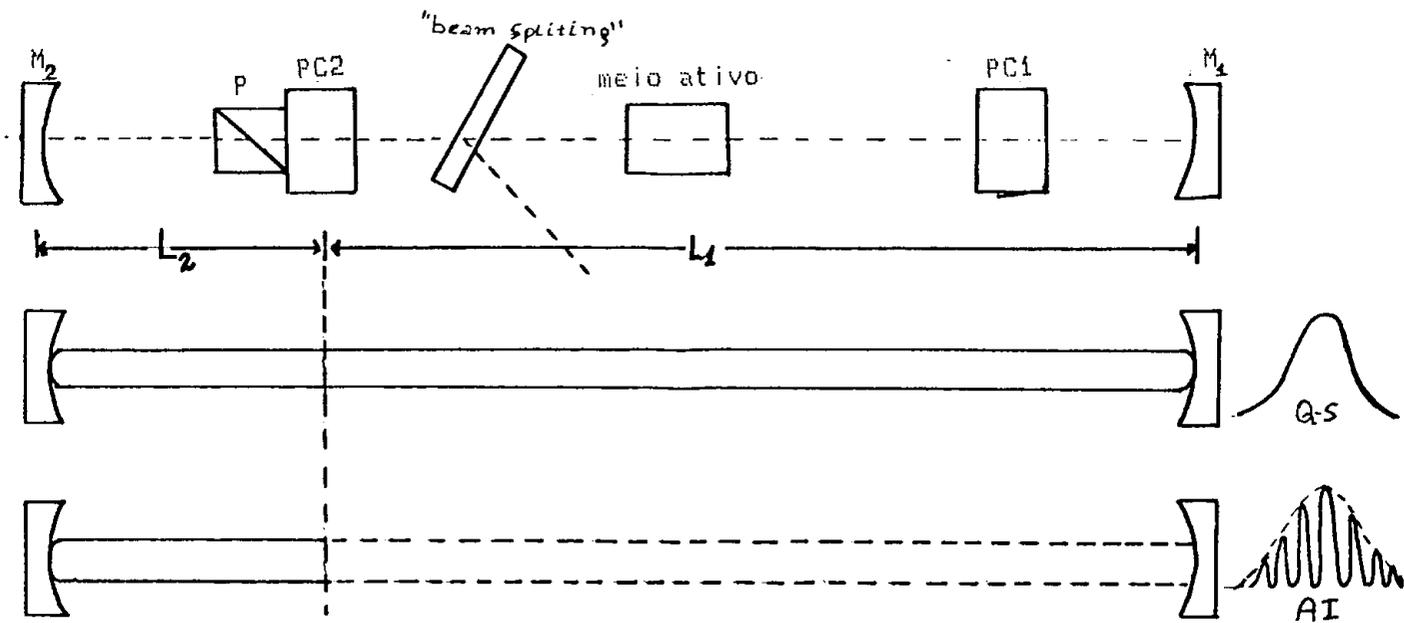


Fig.-3.1-a,b,c- Cavidade oscilante. (a) mostra o meio ativo, os espelhos  $M_1$  e  $M_2$ , as células de Pockels  $PC_1$  e  $PC_2$ , responsáveis pelo "Q-switching" e auto injeção, respectivamente e o polarizador  $P$ , (b-c) mostram a evolução do processo de auto injeção.

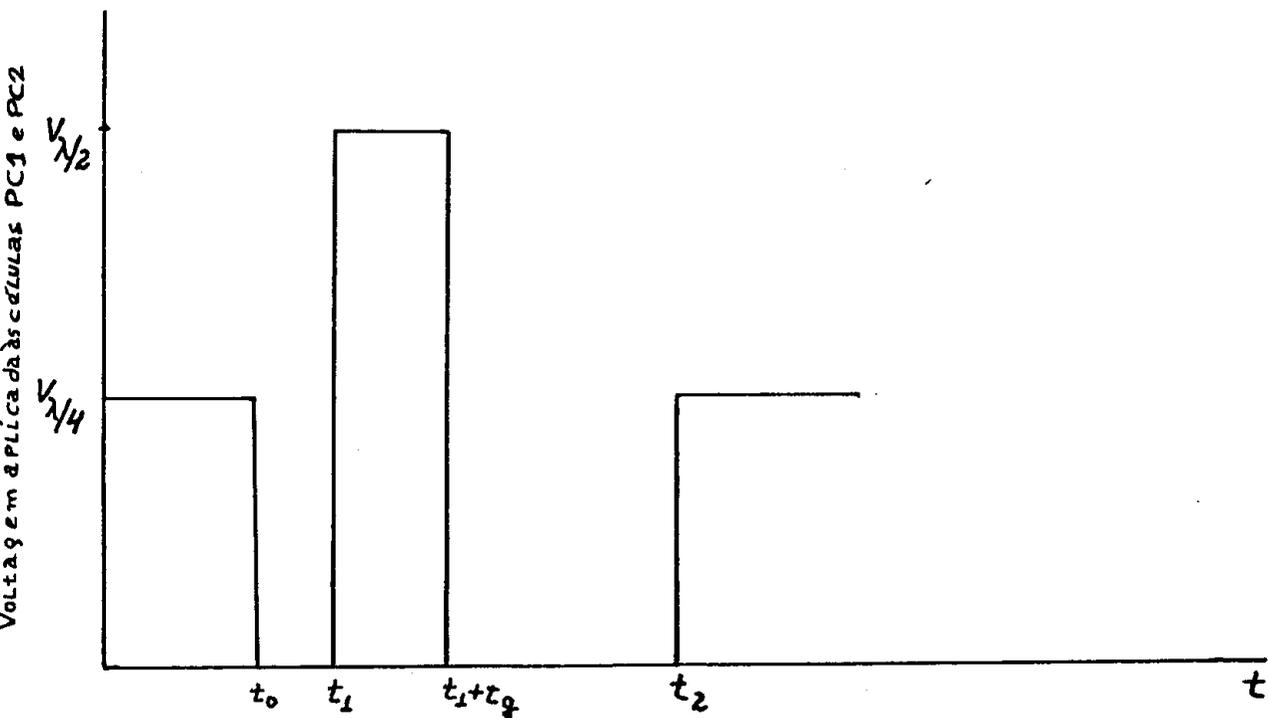


Fig.-3.2-. Mostra a sequência de aplicação dos pulsos elétricos às células de Pockels. A escala temporal é arbitrária.

Nd:YAG), duas células de Pockels (PC1 e PC2), um polarizador (P) e um "beam splitting". A cavidade dividi-se em duas partes,  $L_1$  e  $L_2$ . Durante o período  $t_0$  (figura-3.2-), no qual estamos atuando somente sobre a célula de Pockels PC1 com uma voltagem  $V_{\lambda/4}$ , estamos operando a cavidade como um "Q-Switching" normal, como mostra a figura-3.1-b-. Ao atuarmos na célula de Pockels PC2 com uma voltagem  $V_{\lambda/4}$ , durante o período  $t_g$ , esta célula em conjunto com o polarizador P irá provocar o efeito de expulsar da cavidade a radiação contida na parte  $L_1$ , como mostra a figura-3.1-c-. O pulso de "Q-Switching" é convertido em um trem de pulsos de largura  $t_p = 2L_2/c$ , (figura-3.1-c-), uma vez que a luz contida na parte  $L_2$  permanece inalterada por ter passado duas vezes pela célula de Pockels PC2 antes de atingir o polarizador P. A sequência de pulsos utilizadas para a aplicação das voltagens às células de Pockels PC1 e PC2, obedecem o esquematizado no diagrama de blocos da figura-3.3-. A luz do "flash" responsável pela inversão do meio ativo "vai" através de um fotodiodo e um integrador a um comparador rápido, que compara o valor integrado da luz do "flash" e um valor de voltagem pré-fixado. Tal comparador dispara o circuito para o "Q-Switching" e depois de um atraso aciona a auto injeção e a extração do pulso. Este circuito responsável pela sequência de aplicação de pulso às células de Pockels será discutido com maior detalhes posteriormente.

A função da célula de Pockels PC2 é produzir a um determinado tempo (logo no início do "Q-Switching") um pulso curto (pulso semente) de suficiente intensidade, isto é, superior ao nível de ruído causado por emissão espontânea e com duração igual

à fração do comprimento da cavidade, esse pulso é posteriormente amplificado em cada passagem através do meio ativo. O comprimento desse pulso curto produzido depende dos valores de  $t_g$ ,  $t_1$ , e  $t_2$ ; onde  $t_1 = 2L_1/c$ ;  $t_2 = 2L_2/c$  e  $t_g$  definido na figura-3.2-. A largura mínima do pulso é limitada pelas características de PC2, sendo o tempo de comutação desta célula o fator mais importante. Se um dos espelhos for parcialmente refletor tem-se na saída um trem de pulsos como mostrado na figura-3.1-c.

Pode-se obter um único pulso do trem de pulsos gerados por auto injeção através da técnica conhecida como "cavity dumping", [3,1], que geralmente é aplicada quando os espelhos da cavidade laser são totalmente refletores. A obtenção deste pulso único é feita atando-se na célula PC1 com uma voltagem de  $V_{\lambda/4}$  ou  $V_{\lambda/2}$ , imediatamente após o sinal de auto injeção.

Em resumo esta nova técnica pode ser dividida em três partes: i- pré-injeção, período no qual o laser comporta-se como em operação normal de "Q-Switching"; ii- um segundo período quando o pulso curto (pulso semente) é formado; iii- e um terceiro quando o pulso é regenerativamente amplificado.

### 3-b- Análise da Auto Injeção.

#### 3-b-1- Período de Pré-Injeção.

Tendo o laser operando em regime de "Q-Switching" rápido com comportamento dado pelas equações de Wagner e Lengyel [4].

$$\frac{d\phi}{dt} = \{(n/n_p) - 1\}\phi \quad (3.1)$$

$$\frac{dn}{dt} = -2(n/n_p)\phi \quad (3.2)$$

onde  $\phi$  é a densidade de fótons,  $n$  é dado pela relação entre a inversão de população  $N$  por unidade de volume e o número de ions ativos  $N_0$ , ( $n = N/N_0$ ) e  $n_p$  é a inversão de população que corresponde ao limiar de um dado laser. Sendo o processo do "Q-Switching" descrito pela figura-3.4-, onde no começo do processo a densidade de fótons  $\phi$  é muito baixa. Se o aumento de  $\phi_i$  alcança um pico  $\phi_p$  geralmente algumas ordens de grandeza maior que  $\phi_i$ , então  $\phi$  declina para zero por causa da falta da energia de bombeio. Pela análise da figura-3.4-, de onde vemos que a inversão de população tem um decrescimento monotônico no tempo, começando em  $n_i$  e terminando em  $n_f$ . A energial total obtida deste pulso é proporcional a  $n_f - n_i$  e a potência de pico radiada é proporcional à densidade de fótons.

É de muita importância o mínimo atraso entre a operação de "Q-Switching" em  $t_0$  e a aplicação de  $V_{\lambda/4}$  que provocará a rotação de polarização em  $t_1$  (figura-3.2-) para a operação de auto injeção,  $\Delta t_1 = t_1 - t_0$ . Este intervalo  $\Delta t_1$  é ditado pela necessidade de termos na cavidade laser uma densidade de fótons superior ao fundo gerado por emissão espontânea ao tempo  $t_1$ , pois do contrário o trem de pulsos produzido terá um baixo contraste entre o pulso produzido por auto injeção e o fundo gerado por emissão espontânea [3].

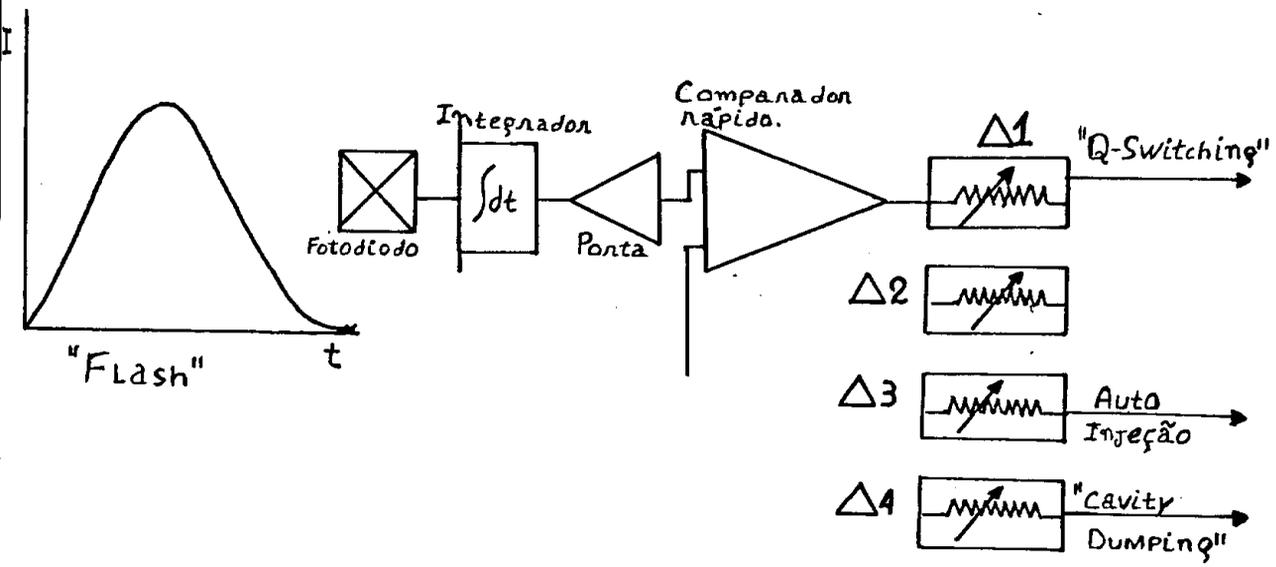


Fig.-3.3-. Diagrama de blocos dos circuitos eletrônicos usados para gatilhar o início dos atrasos, juntamente com o diagrama de blocos do sistema de atrasos. dá o atraso para o início do "Q-Switching", e para a auto injeção e para a extração do pulso.

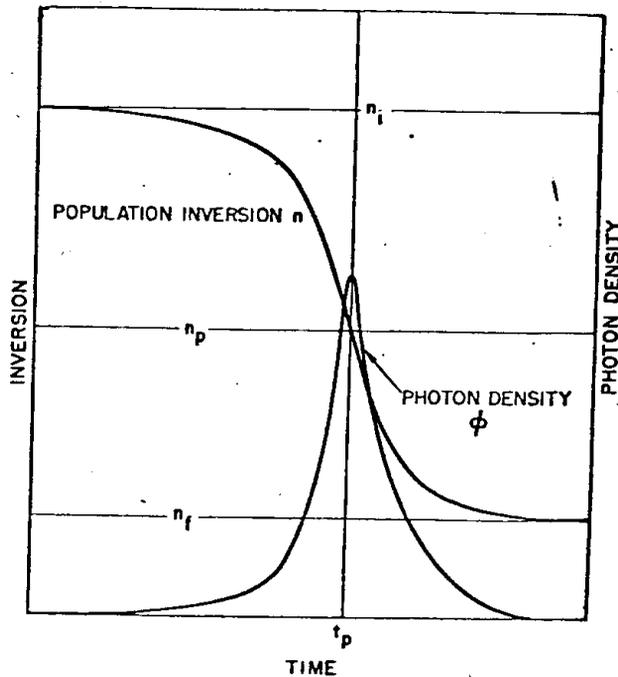


Fig.-3.4-. Inversão e densidade de fótons num pulso gigante.

É importante ressaltar que nesta fase de pré-injeção a depleção do meio ativo não deve ser total, mas sim suficiente para nos dar uma densidade de fótons como comentada acima.

Tomando as equações dadas por Wagner e Lengyel [4], com as modificações feitas por C.H.Brito Cruz [3]:

$$\frac{dJ}{dt'} = \{(g/l)+1\}J \quad (3.3)$$

$$\frac{dg}{dt'} = -(2g/l)J/J_s \quad (3.4)$$

onde  $t'$  é medido em unidades do tempo de vida da luz na cavidade  $t' = t_c/l$ , onde  $l$  é a perda por passagens,  $J_s$  é a fluência de saturação do meio laser  $J_s = hv/2V$ ,  $h\nu$  a energia do fóton e  $V$  a secção de emissão estimulada. Tomando como  $R$  uma relação sinal na cavidade laser no instante de rotação de polarização,  $t_1$ , e o ruído causado por emissão espontânea (sinal/ruído), e que neste instante  $t_1$  o ganho inicial  $g_0$  ainda não tenha sido consideravelmente deplecionado teremos assim de (3.3):

$$\Delta t_1 = \frac{T_c \ln R}{(g_0/l-1)l} \quad (3.5)$$

Temos na figura-3.5- dada por Brito Cruz [2] uma relação entre  $\Delta t_1$  e o fator  $(g_0/l)$  para um valor da perda  $l = 0,11$  e relações sinal ruído desejadas. 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:

$$g_0/l \approx (V/V_l)^2 \quad (3.6)$$

onde  $V_l$  é a tensão de limiar do laser. Para bombeio acima de duas vezes o limiar observa-se que o intervalo  $\Delta t_1$  é inferior a  $50t_c$  na condição realista de uma perda por passagem de 10%.

### 3-b-2- Formação do Pulso curto (pulso semente).

Faremos aqui uma resumida discussão de como as características iniciais do pulso curto formado são determinadas pela amplitude e forma dos pulsos elétricos aplicados às células de Pockels. Uma discussão mais rica em detalhes pode ser encontrada na referência [3].

Supondo que a cavidade óptica esteja uniformemente cheia de luz no instante  $t_1$ , e que um pulso retangular com tempo de subida e descida infinitamente curto, de duração  $t_g$  e amplitude  $V_{\lambda}/2$  seja usado para acionar a célula de Pockels. 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; com  $L_2$  dado pela figura-3.1.a-. Assim, vemos que para  $t_g = nt$  o único efeito da parte final do pulso é reforçar a modulação já criada na parte inicial. Por outro lado, se a duração de  $t_g$  não for um múltiplo de  $t_c$ , a sua parte final pode ser usada para moldar o pulso de luz criado pela parte inicial, permitindo uma geração de pulsos com duração  $t_c$  mais curta que  $2L_2/c$ . Dessas discussões podemos dar a duração dos pulso ópticos por:

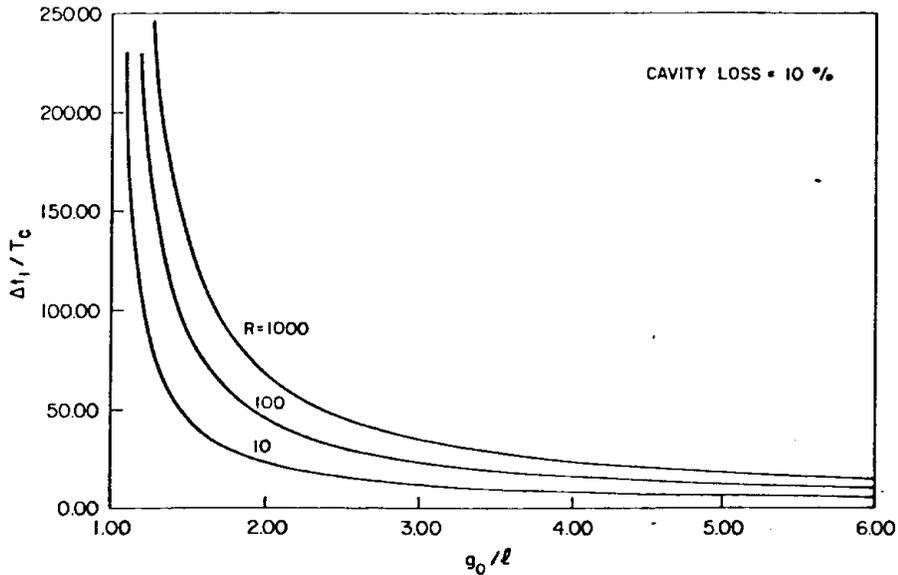


Fig.-3.5-. Atraso entre o "Q-Switching" e auto injeção (em unidade de do tempo de circulação na cavidade  $t$  ) para para para obter-se um dado pico para  $R$ , como uma função do ganho inicial para razão de perdas.

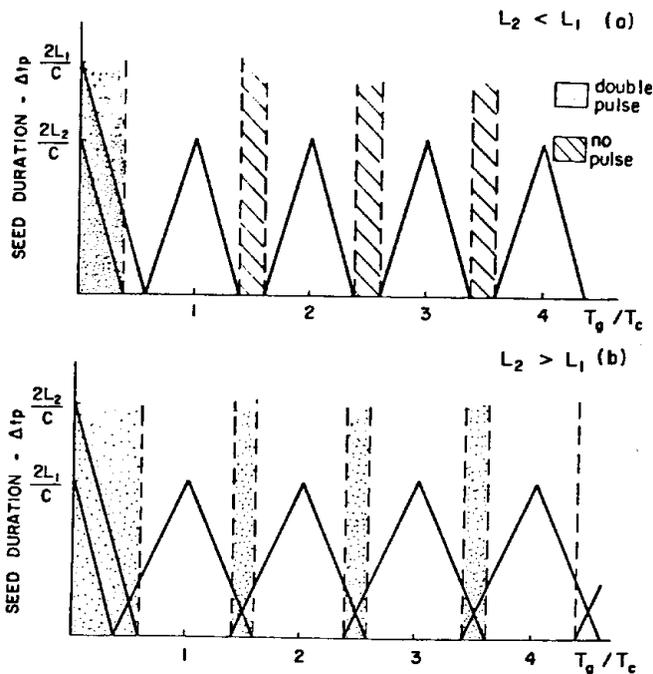


Fig.-3.6- a,b. Duração do pulso curto em função da duração do pulso elétrico de chaveamento das células de Pockels para o caso de pulso elétricos de com tempo de subida infinitamente pequenos.

$$t_p = \frac{2L_2}{c} - (t_g - nt_c) \quad \text{para} \quad nt_c < t_g < nt_c + \frac{2L_2}{c} \quad (3.7)$$

$$t_p = \frac{2L_2}{c} + (t_g - nt_c) \quad \text{para} \quad nt_c - \frac{2L_2}{c} < t_g < nt_c \quad (3.8)$$

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 pulso são formados se:  $0 < t_g < 2L_2/c$  ou

$$nt_c + \frac{2L_2}{c} < t_g < (n+1)t_c - \frac{2L_2}{c}$$

o que pode ser visto na figura-3.6-.

Trabalhando com valores reais para o tempo de subida das células de Pockels, isto é, tempos de subida finitos, Brito Cruz [2] obteve para tempos de subida  $t_r \approx 2,2\text{ns}$ , pulsos luminosos de duração  $t_p \sim 0,2\text{ns}$ . A alternativa feita para minimizar o efeito do tempo de subida das células de Pockels é aumentar o valor das tensões  $V_{N/2}$  e  $V_{NA}$  acima dos seus valores normais para o determinado laser.

### 3-b-3 Amplificação do Pulso.

Será discutido neste estágio a amplificação do pulso curto descrito no estágio anterior. Uma vez que este pulso curto tem sua origem no início do "Q-Switching", onde o laser opera com energia armazenada na inversão de população, o processo de

amplificação é tratado como no caso de um amplificador regenerativo com injeção externa; podemos encontrar na referência [6] um tratamento detalhado sobre amplificação regenerativa, no qual nos baseamos para descrever este estágio. Tomando como razoável a aproximação de que a energia de bombeamento e a emissão espontânea não afetam a amplificação, i é, o tempo do pulso a ser amplificado é bem menor que o tempo de emissão espontânea e o tempo necessário para que ocorra alguma variação na razão de bombeio: temos que a intensidade luminosa  $I$  e a inversão de população variam segundo:-

$$\left( \frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t} \right) I = (n - \gamma) I \quad (3.9)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = - \frac{\sigma}{\hbar \omega} (K_1 + K_2) I_n + \frac{K_2 N_2}{\tau_R} \quad (3.10)$$

onde  $v_g$  é a velocidade de grupo do meio,  $\sigma$  é secção eficaz de emissão estimulada,  $\gamma$  o fator de perdas,  $K_i = n_i / N_i$  (para  $i=1,2$ ) é a razão de população do nível  $n_i$  envolvido na transição laser em relação à população do "manifold"  $N_i$  correspondente,  $\tau_R$  é o tempo de decaimento do "manifold" inferior ( $10^{-7}$  a  $10^{-9}$  s), pode se recorrer à figura-3.7- para melhor esclarecimento. As equações (3.9) e (3.10) determinam a forma do pulso  $I(z,t)$  e a inversão de população  $n(z,t)$  quando a forma inicial  $I(0,t) = I_i(t)$  e a inversão de população  $n(z,0) = n_i(z)$  são especificadas. Fazendo uma transformação de variável, para a facilidade no estudo do efeito de propagação, como:

$$\xi = Z$$

$$\tau = t - Z/v_g$$

com a qual passamos agora a um referencial fixo no pulso propagante, temos então a intensidade do pulso e a inversão de população nesse novo sistema de coordenadas como:

$$\phi(\xi, t) = I(Z, T) J_s \quad (3.11)$$

$$\eta(\xi, \tau) = n(Z, t) \quad (3.12)$$

onde  $J_s = \hbar \omega / \sigma (K_1 + K_2)$  é a fluência de saturação. Para níveis não degenerados,  $k_1 = k_2 = 1$ , e  $\phi$  resulta ser o dobro de fluxo de fótons, o que pode ser deduzido da equação (3.11).

As equações de transporte (3.9) e (3.10) no novo sistema de coordenadas resultam em:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \xi} = (\sigma \eta - \gamma) \phi \quad (3.9a)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = -\sigma \eta \phi + K_2 \frac{N_2}{Z} \quad (3.10a)$$

Essas equações são integráveis quando as perdas são nulas ( $\gamma = 0$ ) ou a largura do pulso é grande ( $\tau_R \rightarrow \infty$ ), as quais são boas aproximações para lasers de estado sólido. A fluência do pulso como uma função da distância  $z$  de propagação através do amplificador vem dado pela integração das equações (3.9a) e (3.10a) como:

$$J(Z) = J_s \ln(G(Z)) \{ \exp[J(0)/J_s] - 1 \} \quad (3.13)$$

onde,

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

é o ganho para pequeno sinal.

Com a fluência dada pela equação (3.13) e a perda sofrida pela transmissão através do resonador representada pelo termo:  $T = \exp(-\lambda)$ , (onde o coeficiente de perdas  $\lambda$  inclui as perdas por acoplamento, espalhamento, absorção e reflexão), temos que Desse modo a amplificação em cada viagem completa pelo laser de fluência  $J_k$  é dada como uma função do número de passagens  $k$  pela expressão:

$$J_{k+1} = TJ_s \ln\{G_k [\exp(J_k/J_s) - 1] + 1\} \quad (3.14)$$

onde  $G_k$  é agora calculado para todo comprimento do meio ativo  $L$ :

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

O ganho não é uma função de  $z$ , mas após cada passagem altera-se, pois a inversão de população vai sendo reduzida, e o novo ganho será simplesmente uma expressão de conversão de energia. Onde para simplicidade usando  $g_k = \ln G_k$  temos:

$$\frac{g_{k+1}}{\sigma} = \int \eta_{1k} dz - \frac{k_1 \Delta J_k}{\hbar \omega} - \left[ \exp\left(-\frac{t_c}{\tau_R}\right) \left( \int \eta_{2k} dz + \frac{k_2 \Delta J_k}{\hbar \omega} \right) \right] \quad (3.15)$$

onde  $J_k = J_{k+1} T^{-1} - J_k$  e  $t_c$  é o intervalo de tempo entre passagens.

Temos assim dois extremos para a recuperação do ganho: 1- quando  $\bar{\tau}_R \ll t_c$  temos recuperação total e 2-  $\bar{\tau}_R \gg t_c$ , o meio não se recupera entre duas passagens consecutivas. A equação (3.15) torna-se:

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

onde o valor de  $p$  está definido na região

$$\frac{k_1}{k_2 + k_1} \quad (\text{total recuperação}) < p < 1 \quad (\text{nenhuma recuperação}).$$

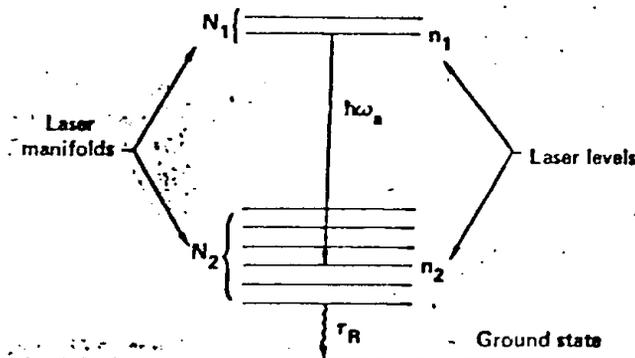


Fig.-3.7-. Esquema do sistema de níveis com os seus respectivos "manifolds".

Lowdermilk e Murray [6], utilizando as equações (3.14) e (3.16) simularam numericamente a evolução do pulso no amplificador. Nas discussões anteriores nada foi dito com respeito à forma do pulso curto a ser amplificado e a variação na sua duração, somente fizemos considerações sobre a sua energia. Para valores da fluência abaixo do valor de saturação não deve ocorrer não linearidade na amplificação, no entanto para maiores valores de fluência o pulso deve tender a se deformar no sentido de ter a sua frente mais amplificada que a cauda. Os efeitos sobre a sua duração, que é o que nos interessa depende da forma do pulso a ser amplificado, por exemplo: um pulso inicialmente gaussiano tende a estreitar-se enquanto que um pulso do tipo cosseno hiperbólico tende a alargar-se. Para fazer um estudo da deformação sofrida pelo pulso (referência [5], no nosso caso, é necessário decompor o pulso inicial, calculado na secção anterior, e usar as equações (3.14) e (3.16) para cada elemento do pulso decomposto. Na referência [6] Lowdermilk e Murray calcularam o valor máximo de fluência,  $J_p$ , o que deve ocorrer quando as perdas e o ganho igualam-se ( $GT=1$ ), o que vem dado por:

$$J_p = \frac{J_s}{p} \ln \left\{ TG_0 \left[ \frac{1-T}{T(G_0-1)} \right]^{1-T} \right\} \quad (3.17)$$

onde o valor de  $J_p$  é aproximadamente  $5J_s$ . A figura-3.8- mostra os valores calculados a partir de (3.17) em função do ganho inicial para alguns valores de  $T$ . Foi tomado para esses cálculos valores de  $p = 1$ , isto é, não há recuperação do amplificador entre passagens sucessivas. Pode-se notar deste gráfico que a fluência

de pico é muito menos afetada por variações no ganho quando o laser é bombeado bem acima do limiar ( $TG = 1$ ). Fluências da ordem de  $J_s \sim 0,65 \text{ J/cm}$  podem ser obtidas de um laser com pouca perda, e no laser de Neodímio com área útil  $A = \pi \cdot 0,52/4 \text{ cm}^2$  pode-se ter pulsos com energia de pico  $E_p \sim 130 \text{ mJ}$ .

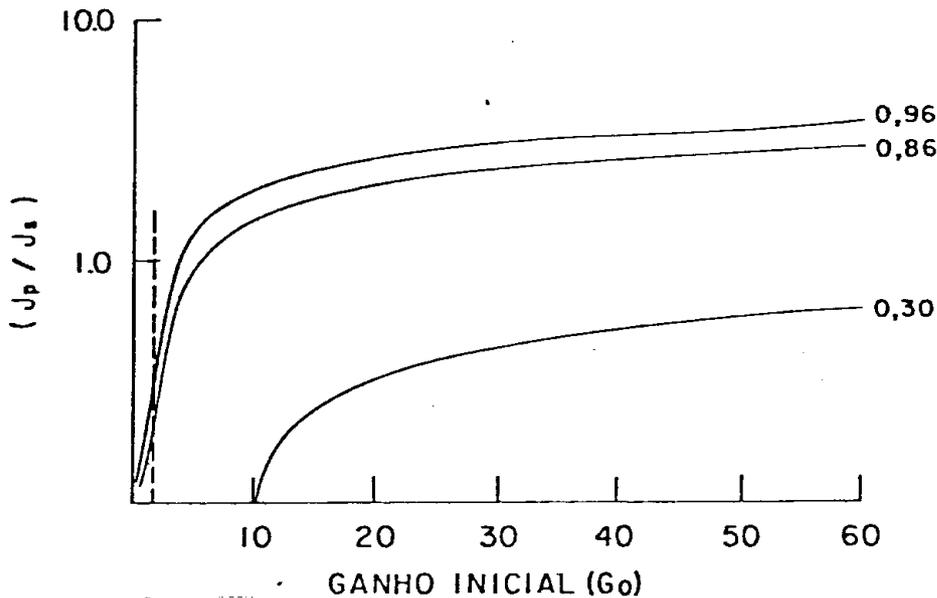


Fig.-3.8-. Fluência de pico em função do ganho inicial  $G = e^l$  para a amplificação regenerativa no laser a auto injeção para três diferentes valores da transmissão na cavidade  $T = 96\%$ ,  $86\%$ , e  $30\%$ . [5].

Fazendo uma analogia com a equação (3.5) temos:

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

de onde podemos tirar que a sensibilidade de  $\Delta t_2$  para variações de  $G_0$  é:

$$\frac{d(\Delta t_2)}{\Delta t_2} = \frac{T \delta G_0}{(TG_0 - 1)}$$

mostrando, novamente, que o sistema é menos sensível à variações no ganho inicial quando  $TG \gg 1$ , isto é, para bombeio bem acima do limiar. O trabalho com o laser bombeado acima do limiar garante-nos uma maior estabilidade em  $\Delta t_2$  e isto é muito importante do ponto de vista prático por duas razões: - primeiro, o instante no qual realiza-se o "dumping" é determinado pelo intervalo de tempo  $t$  com respeito à injeção e segundo, o "jitter" do pulso de saída pode dificultar sincronização em certas aplicações.

### 3-c- Extração do Pulso, - ("cavity dumping")

Na grande maioria das aplicações de pulsos lasers ultracurtos é vantajoso trabalhar com um único pulso. Em lasers normais funcionando em regime de acoplamento de modos obtém-se na saída, através de um espelho semi-refletor um trem de pulsos como visto na figura-3.1-c-; o que exige um sistema externo à cavidade para se fazer a seleção de um único pulso [4]. No laser a auto

injeção é possível manter um retardo variável, externamente, entre o instante da injeção e o instante em que o pulso, que está propagando pelo meio ativo atinge um valor desejável, na maioria das aplicações o seu valor máximo permitindo assim que a seleção do pulso seja feita intracavidade. Para isso usa-se uma cavidade com espelhos totalmente refletores e o pulso laser é extraído pela aplicação de um pulso elétrico com amplitude  $V_{\lambda/4}$  ou  $V_{\lambda/2}$  à célula de Pockels (figura-3.1-). Quando atua-se com um pulso elétrico de  $V_{\lambda/2}$  sobre a célula de Pockels deve-se ter esta atuação 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 a atuação é feita com um pulso elétrico de amplitude  $V_{\lambda/4}$  é possível ter-se na saída um pulso único ou um pulsos contituídos de dois sub-pulsos separados por um tempo  $t_c$ . Se o sinal de  $V_{\lambda/4}$  for aplicado quando o pulso luminoso estiver percorrendo o segmento  $L_2$  (figura-3.1a-) na saída teremos um único pulso. Se o pulso luminoso estiver percorrendo  $L_1$  a saída vem como um pulso duplo. Neste caso é possível ajustar a amplitude relativa do 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-d- Performance da Auto Injeção e Extração do Pulso.

A principal limitação desta técnica está relacionada com

o tempo de comutação dos elementos eletroópticos inseridos na cavidade laser (célula de Pockels) para se obter a auto injeção e a extração do pulso. Tal limitação pode ser ligeiramente superada utilizando-se valores de voltagens de modulação um pouco acima do valor indicado para se conseguir a auto injeção e a extração do pulso, como explicado em secções anteriores.

Pulsos de duração menor que nanosegundos (240ps) e potência de pico de 500MW foram obtidos [5]. Contudo estas operações tornam-se mais estáveis quando os pulsos atingem uma duração maior que 550ps, pois nesta região de largura de pulsos não temos mais as limitações causadas pelo moduladores eletroópticos. A energia do trem de pulsos gerados por auto injeção é igual à energia que se obtém num pulso de "Q-Switching", e por termos com a auto injeção um pulso mais curto, isso nos garante um maior valor na potência de pico do pulso. É possível aproximar a duração do pulso à dada pelo acoplamento ativo de modos e ao mesmo tempo obter valores de potência comparada com a do acoplamento passivo de modos; só que no caso da auto injeção a estabilidade na obtenção do pulso curto é muito maior. A aplicação da auto injeção não é restrita a lasers de estado sólido. Experimentos com lasers de corante bombeado por "flashes" tem sido realizado com sucesso [3], [9], [5]. Essa técnica pode dar bons resultados nas aplicações onde o tempo dos pulsos na cavidade é muito curto para se trabalhar em acoplamento ativo de modos, tal como em lasers de CO TEA e Excimer.

REFERENCIAS do CAPITULO -3-

- [1] Yung S. Liu. "Generation of High-Power Nanosecond Pulses from a Q-Switching Nd:YAG Oscillator Using Introducavity Injecting Technique". Optics Letters, 4, n. 11, 372, Novrmber (1979).
- [2] P. Ewart. Opto. Commun. 28, 379(1979).
- [3] Brito Cruz, E. Palange and F. De Martini. Opt. Commun., 39, 331(1981).
- [4] William G. Wagner and Bela A. Lengyel. "Evolution of the Giant Pulse in a Laser". Journal of Applied Physics; 34, n. 7, July 1963.
- [5] C.H. Brito Cruz, E. Palange and F. De Martini. "A Study of the Self-Injected Laser for Subnanosecond Pulse eneration".Appl. Phys. B35, 9-104(1984).
- [6] W.H. Lowdermilk and J.E. Murray. "The Multipass Amplifier: Theory and Numerical Analysis". J. Appl. Phys. 51(5), May 1980.
- [7] A. Penzkofer, Opto-Electronics, 6,87(1974).
- [8] W. Koeckner - Solid-State Laser Engineering - Spring-Verlag New York Heidelberg Berlin, 1976.
- [9] C.H. Brito Cruz, P. Maloni, M. Romagnoli. IEEE J. QE-19, 202-208(1983).

CAPÍTULO -4-4 - Descrição do Sistema e Resultado4-1-a- Sistema Laser a Nd:YAG.

O laser que foi modificado para a obtenção de pulsos curtos pela técnica de auto injeção é um laser a Nd:YAG; velho modelo da Holobeam. O cristal de Nd:YAG tem um comprimento de 50mm e diâmetro de 5mm; com um filme antirrefletor nas faces para evitar reflexões e conseqüentemente subcavidades (com esta mesma finalidade o cristal pode ter as duas faces cortadas em ângulos de  $6^\circ$  [1]). O cristal de Nd:YAG encontra-se dentro de uma cavidade elíptica ocupando um dos seus focos e é excitado (bombeado) através de "flashes" produzidos por uma lâmpada, ILC, que ocupa o outro foco da elipse.

Os "flashes" são produzidos através da descarga de um banco de capacitores de aproximadamente 40uF de capacidade, com uma tensão de carga de até 1000 volts. O chaveamento da lâmpada é feito através de um SCR (SKT16/08). O resfriamento do sistema é totalmente feito através de água deionizada gelada. As mudanças feitas na cavidade laser para a aplicação da auto injeção (figura-3.1-a-) consistiu no uso de dois espelhos,  $M_1$  e  $M_2$  ambos com refletividade 99% e raio de curvatura infinito montados sobre suportes angulares ajustáveis micrometricamente e separados por uma distância  $L=1,30$  metros. Um polarizador P, do tipo Glan-Thomson

com filme antirrefletor à 1.06 $\mu$ m, é montado no mesmo suporte da célula de Pckels PC2; esta montagem já é feita para ter-se o melhor valor possível da figura de rejeição do conjunto PC2 e polarizador, dado se 1000:1.

A célula de Pockels PC1, montada sobre suporte angular micrométrico, é um modelo 1057FW da Lasermetrics com tempo de comutação menor que 1(un)nanosegundo. Construída com um cristal de KD\*P de 25mm de comprimento, imerso num líquido casador de índice de refração (FC-107), esta célula possui eletrodos em forma de anel proporcionando uma abertura útil de 10mm; não tendo esta célula filme antirrefletor para comprimento de onda de 1.06 $\mu$ m. A voltagem  $V_{\lambda/4}$  com a qual atua-se nesta célula é de 3200 volts para o laser de Nd:YAG.

Com voltagem de  $V_{\lambda/4} = 3200$  volts atua-se em PC1 para a obtenção do "Q-Switching" e para se obter o "cavity dumping". A célula PC2, modelo 1071 da lasermetrics com tempo de comutação menor que 0.5 nanosegundos, é construída com um cristal de KD\*P de 25mm de comprimento, 10mm de diâmetro com eletrodos anulares, janelas com filme antirrefletor à 1.06 $\mu$ m e o cristal está imerso num líquido (FC107) para o casamento de índice de refração, e do ponto de vista elétrico funciona como uma carga capacitiva de 8pF. Nesta célula atua-se com uma voltagem de  $V_{\lambda/2} = 6400$  volts para rotação de 90° na polarização da luz para se conseguir a auto injeção. Os elementos da cavidade, espelhos células de Pockels, polarizador devem estar protegidos contra a deposição de materiais (poeira) nas suas superfícies, pois caso contrário pode ocorrer danos nas superfícies dos mesmos.

O alinhamento do sistema é feito com um laser de HeNe e com um polarizador graduado, ambos fora da cavidade laser. Procura-se um mínimo de luz entre o polarizador fora da cavidade e o polarizador P, acoplado à célula de Pockels PC2; uma vez obtido este mínimo roda-se o polarizador que está fora da cavidade de 90°. Agora aplica-se então à célula de Pockels PC1 uma voltagem de  $V_{\lambda/2} = 3200$  volts (voltagem de polarização de meia onda para 6328Å) e ajusta-se os micrômetros para efetuar-se o alinhamento, procurando um mínimo de transmissão de luz. O ajuste final é feito com o laser em funcionamento.

Temos na figura-4.1- o diagrama de blocos relativo ao experimento.

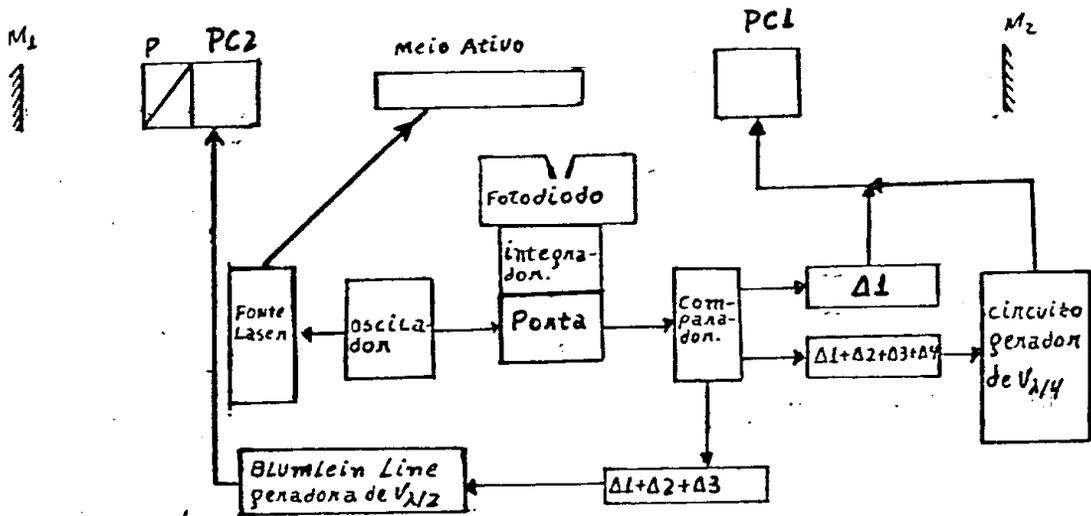


Fig.4.3- Diagrama de blocos do experimento.

#### 4-1.b- Geração dos Pulsos Elétricos Aplicados às Células de Pockels.

A sequência de aplicação dos pulsos elétricos obedecida para a obtenção dos pulsos ópticos do "Q-Switching", auto injeção e "cavity dumping" (extração) é mostrada na figura-3.2-. É necessário a fim de se obter uma estabilidade na intensidade de saída do laser, operar sempre com o mesmo valor de ganho inicial e executar uma correta operação de auto injeção do pulso regulando o tempo no qual a célula PC2 deve operar ; para obter-se este resultado foi construído um circuito eletrônico (TTL), esquematizado a princípio na figura-3.3-.

Com referência às figuras-3.3- e -4.1-, a luz emitida pelo "flash" responsável pela inversão de população do meio ativo é detetada por um fotodiodo e é integrada através de um circuito integrador. Este sinal integrado é proporcional ao valor da energia de bombeamento que por sua vez, é proporcional ao ganho do laser. É possível agora comparar o valor da tensão que sai do circuito integrador com um valor de tensão o qual é pré-fixado à nossa necessidade. Deste modo o sinal emitido pelo comparador é gerado sempre quando o valor de tensão do pulso integrado chega ao valor pré-fixado, isto é, quando atinge o valor desejado. O pulso emitido pelo comparador gatilha o circuito de retardo para a geração de um sinal de baixa tensão , o qual determina a aplicação do pulso de alta tensão à célula de Pockels PC1 para a operação de "Q-Switching". Uma parte do sinal elétrico de baixa tensão do "Q-Switching" também controla o funcionamento do circuito

de retardo que permite a aplicação do sinal de alta tensão sobre a célula de Pockels PC2 que dará origem ao pulso óptico de auto injeção. Parte desta baixa tensão após sofrer o atraso necessário para a operação de auto injeção controla também o circuito de retardo para a aplicação de  $V_{\lambda/4}$  sobre a célula de Pockels PC1 para a extração de um único pulso ("cavity dumping"). O atraso entre a aplicação do pulso elétrico de "Q-Switching" e o de auto injeção é aproximadamente 7,5us ; é por isso necessário haver uma boa sensibilidade e uma baixa indeterminação na aplicação do sinal de tensão sobre a célula de Pockels PC2.

Dado que o tempo de comutação das células de Pockels, que são normalmente comerciáveis, serem um pouco abaixo de nanosegundos; o que resulta importante é obter pulsos elétricos de alta tensão com tempo de subida inferior a 1(um) nanosegundo. Deste modo é então possível reduzir a duração do pulso de auto injeção melhorando o tempo de subida do pulso elétrico aplicado ao modulador eletroóptico (PC2). Para obter tais pulsos rápidos de alta tensão foi desenhado e construído um novo sistema pulsador [2] com a utilização de uma Krytron EG&G KN22B e de uma linha de retardo (Blumlein line). Este sistema demonstrou ser capaz de formar pulsos com a tensão desejada (6400 volts) e com o tempo de subida menor que 0.5 nanosegundos e duração temporal de 8 nanosegundos. A duração deste pulso de alta voltagem (8ns) está relacionada com o tempo de circulação do pulso óptico na cavidade laser, como dado pela teoria ( $t_g = \pi t_c$ ), e fixando-se este tempo com relação ao comprimento da cavidade foi determinado o comprimento da linha geradora destes pulsos de alta voltagem.

No início do bombeamento a célula de Pockels PC1, figura-3.1-a-, está mantida a uma tensão  $V_{\lambda/4} = 3200$  volts fazendo com que as perdas na cavidade sejam muito maior que o ganho. No instante  $t_0$  (figura-3.2-) a aplicação do pulso elétrico de "Q-Switching" faz com que a célula descarregue-se através de uma resistência de  $60\Omega$  dando assim origem ao pulso óptico de "Q-Switching". Em  $t_1$  (figura-3.2-) a aplicação do pulso elétrico na célula de Pockels PC2, através da "Blumlein Structure", faz com que seja extraída da cavidade a porção de luz contida em  $L_1$ . Depois de uma duração  $t_2$  a célula descarrega-se através de uma terminação de  $50\Omega$ ; tal sequência de operação dá origem ao pulso semente (pulso curto a ser injetado). Em  $t_2$ , figura-3.2-, é aplicado novamente am PC1 uma voltagem de  $V_{\lambda/4}$  para a extração do pulso curto amplificado da cavidade laser.

#### 4-1-c- Análise dos Circuitos Eletrônicos Utilizados.

Faremos aqui uma análise dos circuitos eletrônicos construídos para a geração dos pulsos elétricos de baixa voltagem que vão dar origem aos pulsos de alta tensão aplicados às células de Pockels responsáveis pelo "Q-Switching", auto injeção e extração do pulso

\* Circuito de Controle da Repetição do Laser.

Na figura-4.2- quadro-1.a-, temos o esquema do circuito

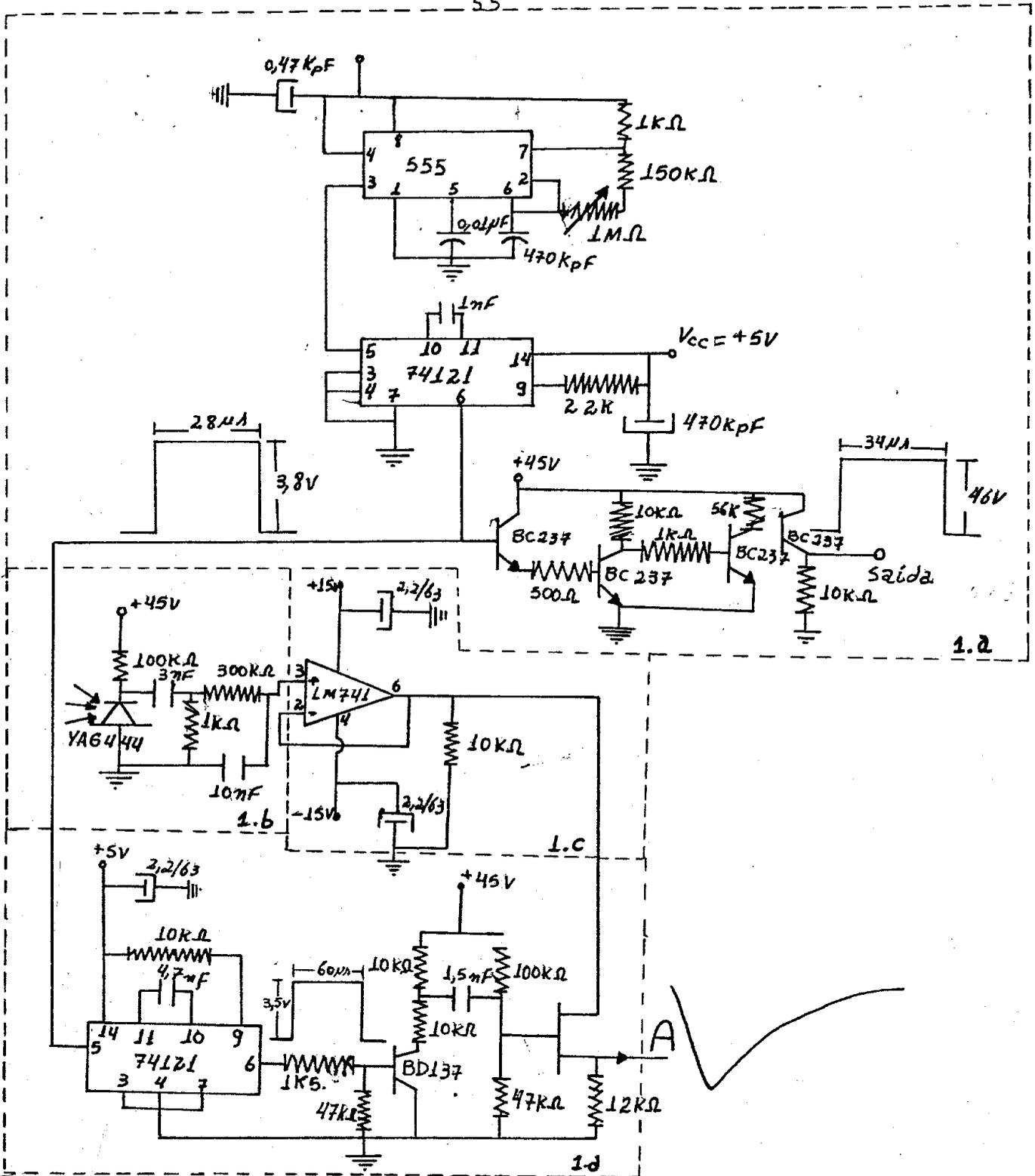


Fig.-4.1-. Mostra o esquema do circuito eletrônico do oscilador e amplificador de tensão (quadro 1.a), o fotodiodo que capta a luz emitida pelo "flash" e o circuito responsável pela integração da luz (quadro 1.b), o circuito que tem a função de amplificar corrente (quadro 1.c) e o circuito que funciona como porta, para evitar ruídos (quadro 1.d). Temos em A o sinal de saída.

eletrônico de um oscilador que foi construído para termos um controle externo na repetição do laser, o que é obtido através da variação do potenciômetro de  $1M\Omega$  conectado ao pino 6 do integrado 555. O integrado 74121 serve para limitar a largura do pulso gerado pelo integrado 555; e a sequência de transistores BC237 serve para amplificar o pulso de saída. Embora o pulso de saída tenha 46 volts de amplitude, o laser pode ser gatilhado com menor voltagem; tal amplitude é utilizada para podermos diminuir o "jitter" entre os disparos do laser.

\*\* Circuito de Estabilização e Controle do "Q-Switching" e Auto Injeção.

Na figura-4.2- quadro-b- temos o fotodiodo (YAG 444) que recebe a luz do "flash", a qual é proporcional ao ganho, que após passar pelo circuito integrador chega até a um seguidor LM 741, que tem como função amplificar a corrente (quadro pontilhado 1.c). Este sinal após a sua passagem pelo seguidor de emissor chega à fonte (source) do transistor MPF 102. Os elementos do quadro pontilhado 1.d têm a função de uma porta, a qual permanece fechada durante um período proibindo assim a passagem de qualquer sinal; tal porta é utilizada por termos no início do "flash" um ruído causado pela descarga de ionização da lâmpada de bombeio. O integrado 74121 tem acionada a sua entrada de número 5 (pino 5) por um sinal elétrico proveniente do pino 6 do 74121 (quadro-1. a-) do oscilador, para que tenhamos uma sincronização entre o gatilhamento da lâmpada e o instante no qual a porta permanecerá

fechada. Temos então um sinal como mostrado na saída do 74121 (pino 6) que através do transistor BD 137, que amplifica e inverte o pulso em relação a sua entrada (como desenhado no quadro 1.d) controla a porta ("gate") do MPF 102 que permanece fechado, i.e., sem transmitir nenhum sinal enquanto dura o pulso na sua porta (por volta de 60 $\mu$ s) e depois deixa passar todo sinal que chega à sua fonte (source), tendo assim eliminado todo ruído que por ventura tenha surgido até instantes após o início do "flash". O sinal elétrico de saída do MPF 102 é mostrado no quadro 1.d e na fig.4.3.

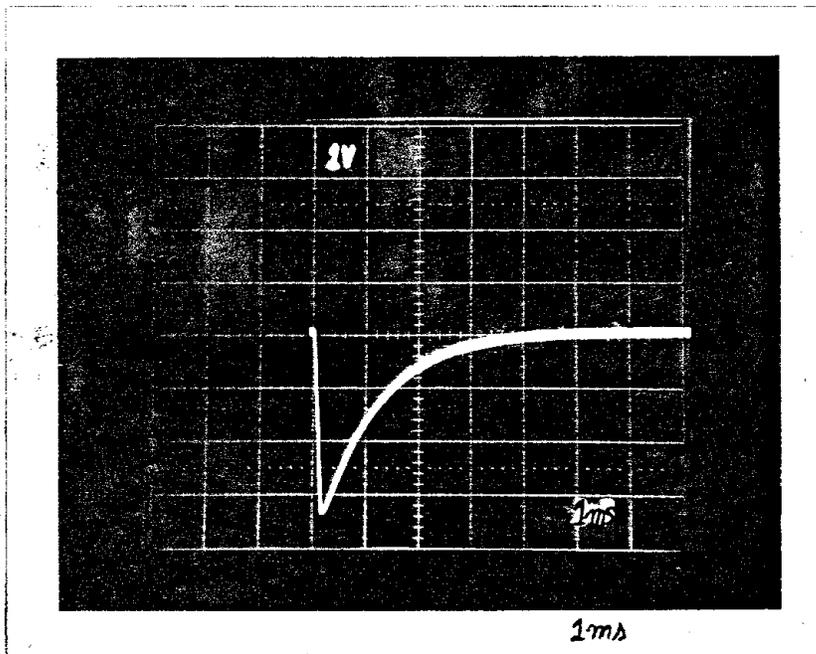


Fig.4.2-. Sinal da luz do "flash" captada pelo fotodiodo após ser integrado. Este sinal serve para disparar o comparador.

O sinal de saída do transistor MPF 102 vai até o pino 3 do integrado LM 741 (figura-4.3-), quadro 1.a, que funciona como um amplificador (ganho=1) igual ao descrito no parágrafo anterior. A partir daí o sinal elétrico através da saída (pino 6) chega a um comparador rápido (integrado LM 710) que compara o valor do sinal (figura-4.3) com um valor pré-fixado por nós, o qual pode ser variado através do potenciômetro  $\Delta 1$ , este valor define o ganho inicial do laser. Quando o sinal (fig. 4.3) atinge o valor pré-fixado no comparador este dispara e volta ao estado inicial após um intervalo de tempo como esquematizado na figura-4.4- quadro 1.c. Após o gatilhamento do comparador, temos como resultado na saída (pino 9) um pulso elétrico quadrado que é amplificado pela cadeia dos três transistores BC 237 como pode ser visto no quadro 1.c. Este sinal amplificado tem duas funções : i) controla a grade de uma thyatron através de um circuito de gatilho fazendo com que a voltagem de  $V_{\lambda/4}$  que estava sendo aplicada sobre a célula de Pockels PC1 (figura-1.a-) caia para zero, realizando o "Q-Switching" do laser, ii) uma parte deste sinal, através de um divisor de voltagem, atua no pino 5 do 74121 (quadro 1.d) que através do elemento capacitivo conectado nos pinos 10 e 11, e do potenciômetro de 10 voltas ( $\Delta 2$ ) conectado entre os pinos 9 e 14 provoca um atraso no sinal de entrada (tal atraso é dado por  $RC \ln 2$ ), este monoestável produz o ajuste grosso do atraso. O sinal agora retardado sai através do pino 6 e entra no pino 3 do outro 74121 sofrendo um novo atraso variável (ajuste fino). Na saída do terceiro 74121 temos o sinal com atraso e com largura definida.



A escolha dos pinos para a entrada do sinal nos integrados 74121 pode ser facilmente entendida através da lógica de disparo de tais integrados. Após sofrer este atraso com relação ao sinal que vai causar o "Q-Switching", este sinal passa por um amplificador (quadro 1.e) constituído pelos transistores BD 137 e BD 140 obtendo no coletor (saída) deste último o pulso que vai acionar os transistores de avalanche da "Blumlein Structure" [2] que por sua vez gera um pulso de alta voltagem (6400 volts) na célula Pockels PC2 para termos a auto injeção. O sinal elétrico amplificado ao qual estamos nos referindo pode ser visto na figura-4.5- e o sinal elétrico de alta tensão responsável pela auto injeção é visto na figura-4.6-.

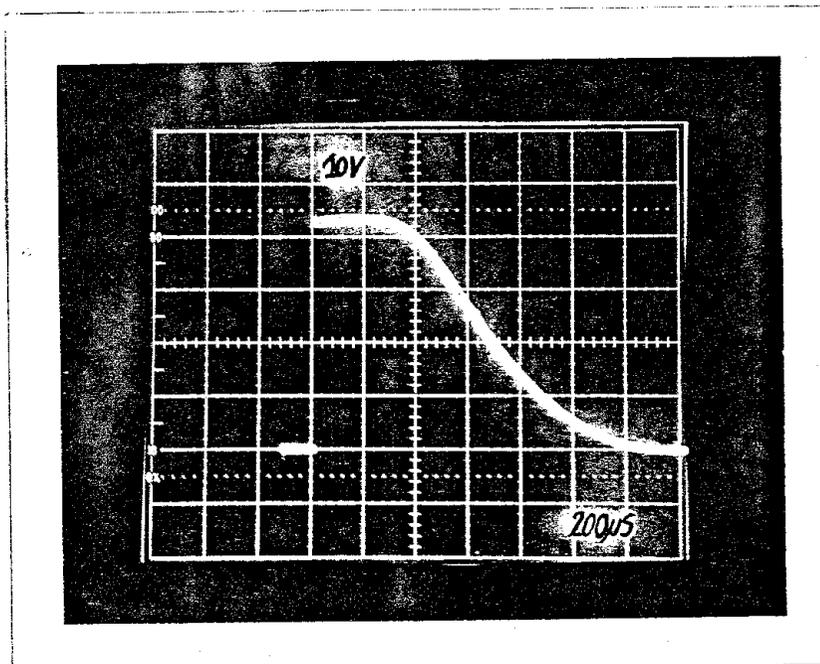


Fig.4.5-. Sinal elétrico de baixa voltagem para a auto injeção. Responsável pelo gatilhamento da válvula KN22B da "Blumlein Structure"; a qual faz com que seja aplicado a PC2 uma voltagem de  $V_{\lambda/2}$ .

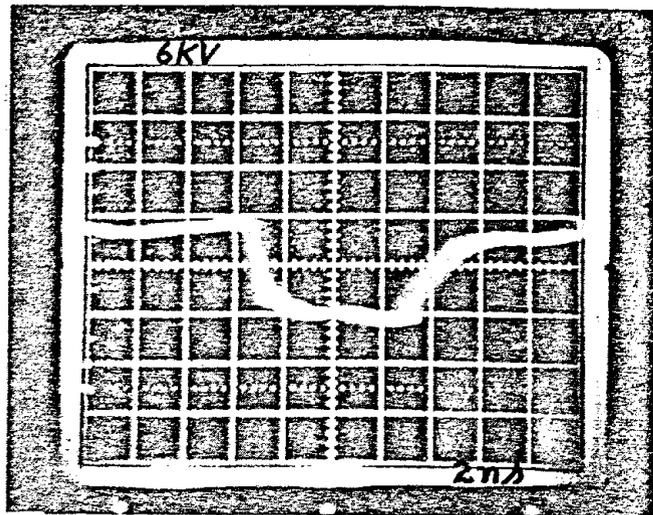


Fig.4.6-. Pulso elétrico de alta tensão gerado pela estrutura de Blumlein o qual é aplicado na célula de Pockels PC2 para o processo de auto injeção.

### \*\*\* Circuito de Extração do Pulso.

Para a extração do pulso ("cavity dumping") o que se fez foi um circuito semelhante ao utilizado para atrasar o pulso elétrico de auto injeção com relação ao pulso elétrico para o "Q-Switching", mas levando-se em consideração que a extração do pulso deva ocorrer depois da auto injeção, logo o atraso deve ser definido com relação a esta. Isto foi feito, como pode ser visto na figura-4.7-, tomando-se valores menores para as capacitâncias interligadas nos pinos 10 e 11 dos integrados 74121. A idéia que se teve aqui com a colocação dos potenciômetros  $\Delta 4$  e  $\Delta 5$ , ambos de 10 voltas e 50K $\Omega$  é a de se ter a possibilidade de uma variação

temporal linear na aplicação de  $\sqrt{\lambda/4}$  em PC1 para podermos extrair o pulso da cavidade em diferentes instantes, possibilitando assim um estudo da duração do pulso em relação ao tempo de vida na cavidade laser. Tal operação é extremamente difícil de realizar, necessitando assim um cuidado todo especial quanto à sincronização da auto injeção e a o instante de extração do pulso, porque o intervalo de tempo entre estas operações é menor que 50ns . Este sinal elétrico que vai sofrer um atraso com relação ao de auto injeção é retirado do pino 1(um) do primeiro integrado 74121 da figura-4.4- quadro 1d-. Após sofrer determinado atraso (figura -4.7-,quadro a) este sinal elétrico de baixa tensão passa por um processo de amplificação (figura-4.7-quadro b) e vai até um SCR TIC 126 E (quadro c) que quando gatilhado gera um pulso de aproximadamente 450 volts que é duplicado por um transformador de pulsos na razão de 1:2, tal pulso agora com aproximadamente 700 volts pode ser visto na figura-4.8-. Este sinal agora duplicado "vai" até a grade de uma válvula Krytron KN22 que faz com que ela seja gatilhada gerando assim um pulso de 3200 volts ( $\sqrt{\lambda/4}$ ) na célula de Pockels PC1 para a extração do pulso.

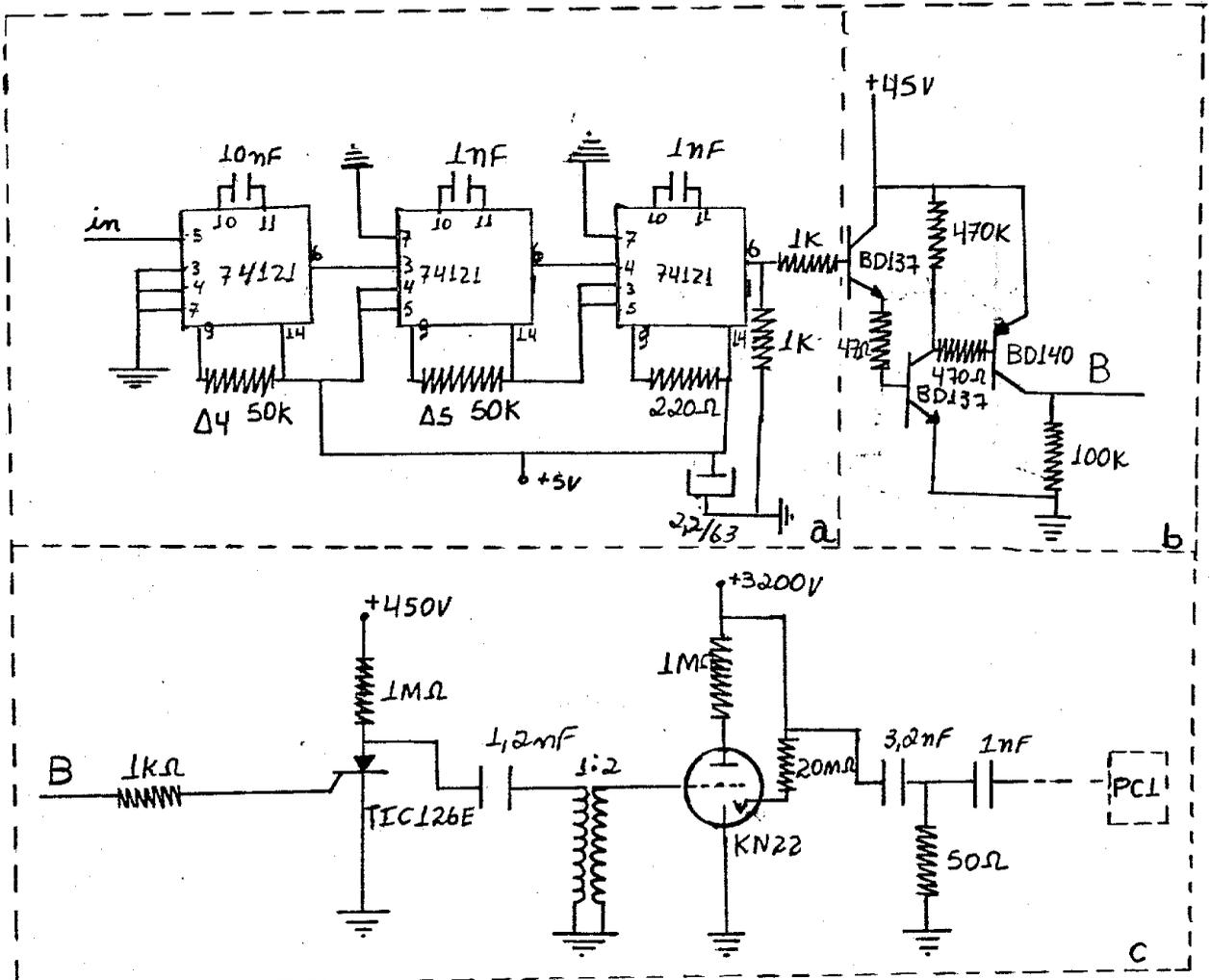


Fig-4.7-. Detalhes do circuito eletrônico da geração dos pulsos elétricos para o "cavity dumping". Os potenciômetros que regulam o atraso entre o instante de "cavity dumping" e auto injeção estão marcados com um  $\Delta$  (quadro a). Temos também o circuito construído para a geração de alta voltagem à célula PC1 (quadro c).

Estes circuitos eletrônicos, devem ser cuidadosamente construídos e ajustados quando se quer ter deles um bom resultado do ponto de vista da geração de pulsos elétricos de curta duração, tempo de subida mínimo, pouco "jitter" e imunidade a ruídos. É necessário que se construa todos os circuitos das figuras-4.2-, 4.4-, e -4.7-, com exceção do quadro c figura-4.4-, todos

em uma só caixa e com um terra eficaz. Obtêm-se melhor resultado se construídos numa só placa de circuito impresso ou quando construídos em placas diferentes deve ser colocado entre elas placas de alumínio ou cobre para melhor blindagem. As fontes de alimentação e as entradas nos integrados devem ter o máximo, que seja permitido, de capacitores para filtragem de ruídos, pois os monoestáveis 74121 e o comparador são extremamente sensíveis a ruído. Os pulsos elétricos de baixa e alta tensão que gatilham os integrados, o SCR, e as válvulas devem ter um tempo de subida rápida, de preferência da ordem de 20 nanosegundos, isso pode diminuir o "jitter" na obtenção dos pulsos ópticos. Para ter-se uma idéia de como isto pode ser conseguido basta que tomemos como exemplo o SCR TIC 126E da figura-4.7-quadro c que é gatilhado com um sinal elétrico de 1 (um) volt de amplitude, mas estamos entrando nele com um sinal de 45 volts, isso deve-se ao fato de que o sinal elétrico ao "tentar" atingir 45 volts, atingirá 1 volt bem rápido fazendo com que o SCR passe a conduzir; com isso garantimos que a variação temporal de condução do SCR seja pouca, causando um "jitter" muito pequeno. A fonte de alta voltagem para o "Q-Switching" e a extração do pulso é a mesma, uma vez que usamos voltagem igual para os dois processos ( $V_{\gamma/4} = 3200$  volts), já a fonte para a operação de auto injeção deve ser independente para nos permitir ajustes, pois esta vai fornecer voltagem à válvula EG&G KN22B da "Blumline Structure" [1].

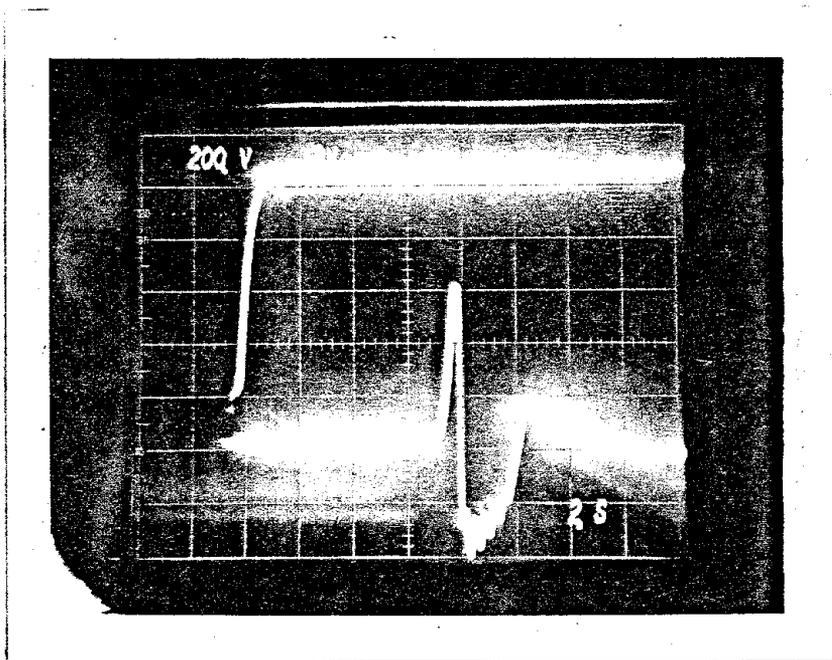


Fig.4.8.- Mostra o retardo entre o pulso elétrico para o "Q-Switching" (superior) e o pulso elétrico para o "cavity dumping"(inferior).

#### 4.2- Resultados.

Com o laser operando numa razão de 5 pulsos por segundo foi alinhado o sistema e posto a funcionar no modo "Q-Switching". Como ambos os espelhos do laser são totalmente refletores, a observação da evolução do pulso dentro da cavidade é feita através de uma fina lâmina de vidro dentro da cavidade em um determinado ângulo de modo que parte da luz seja retirada da cavidade por rearte da luz da cavidade através desse "beam splitter" atinge um fotodiodo ITL 1850 ( $T_n = 100\text{ps}$ ), com acesso ao "plug in" 7A19 do osciloscópio Tektronix7844 duplo feixe. Uma vez obtido o pulso

óptico de "Q-Switching" é feita a sua otimização para a obtenção de potência de pico máxima e uma forma temporal suave, sem modulação causada por acoplamento espontâneo. Isto é feito ajustando-se o valor da voltagem sobre PC1, o alinhamento entre tal célula e o polarizador P e o instante em que aplica-se o pulso elétrico para o "Q-Switching". O instante de aplicação deste pulso elétrico faz com que varie a intensidade e a largura do pulso de saída do laser, pois ele define a inversão de população acumulada. É possível obter-se pulso óptico de "Q-Switching" com largura de 20 nanosegundos, mas para um melhor ajuste do retardo entre a auto injeção e o "Q-Switching", que nos dará uma melhor estabilidade na obtenção de pulso gerados pela auto injeção, trabalhamos com o pulso de "Q-Switching" numa faixa de largura de 30ns a 50 nanosegundos, como mostra a figura-4.9-. Para a obtenção da auto injeção nós aplicamos aplicamos  $V_{\lambda/2}$  à célula de Pockels PC2 (figura-3.1-a-), esta voltagem é de aproximadamente 6400 volts, e a forma temporal do sinal elétrico de baixa tensão que gatilha os transistores de avalanche da "Blumlein Structure" para a geração de tal pulso de alta voltagem à PC2\* pode ser visto na figura-4.5-.

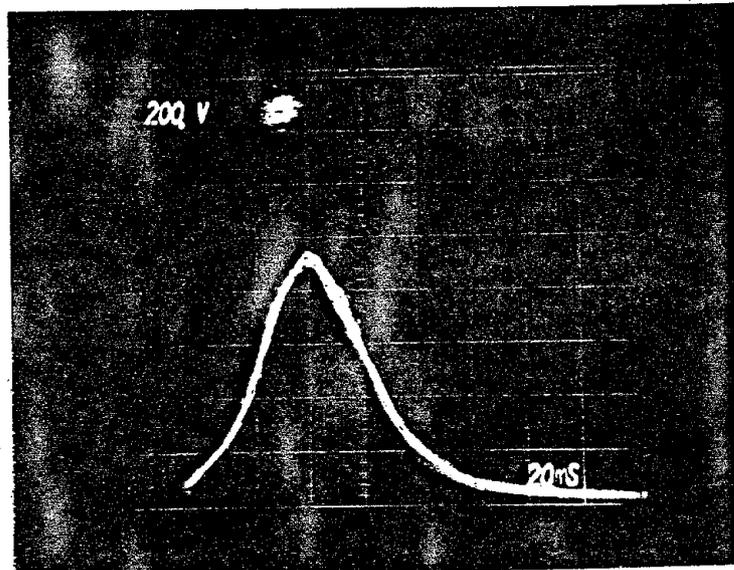


Fig.4.9-. Pulso óptico do "Q-Switching", escala horizontal 20 nanosegundos e escala vertical 200 milivolts por divisão.

#### \* Obtenção do Pulso óptico de Auto Injeção.

Para gerar o atraso entre o sinal elétrico para o "Q-Switching" e auto injeção são utilizados dois potenciômetros ( $\Delta 2$  figura-4.3-, quadro 1d) para um ajuste grosso e o segundo ( $\Delta 3$  figura-4.3-, quadro 1d) para um ajuste fino.. Partindo do máximo de  $\Delta 2$  e reduzindo, observa-se na saída do laser um trem de pulsos; a partir daí ajusta-se  $\Delta 3$  e  $V_{1/2}$  para a otimização dos pulsos.

Na figura-4.10- podemos ver o trem de pulsos gerado por auto injeção, e na figura-4.11- o trem de pulsos numa escala expandida. Podemos notar através da comparação entre o pulso óptico

de "Q-Switching" dado pela figura-4.9- e o trem de pulsos gerado por auto injeção dado na figura-4.10- que há um aumento da potência de pico disponível, o que já era esperado como discutido nos capítulos anteriores.

Podemos através da variação dos potenciometro  $\Delta 2$  e  $\Delta 3$  (figura-4.4-- e quadro 1d) medir o atraso entre o pulso do laser e o sinal elétrico de auto injeção. A partir desse atraso calcula-se o atraso necessário para a extração do pulso laser da cavidade, levando-se em consideração que a extração deve ocorrer após a auto injeção. Para os resultados obtidos aqui foi usado um atraso entre o sinal elétrico do "Q-Switching" (sinal responsável pela comutação de PC1, figura-3.1-a) e o de auto injeção (responsável pela comutação de PC2).

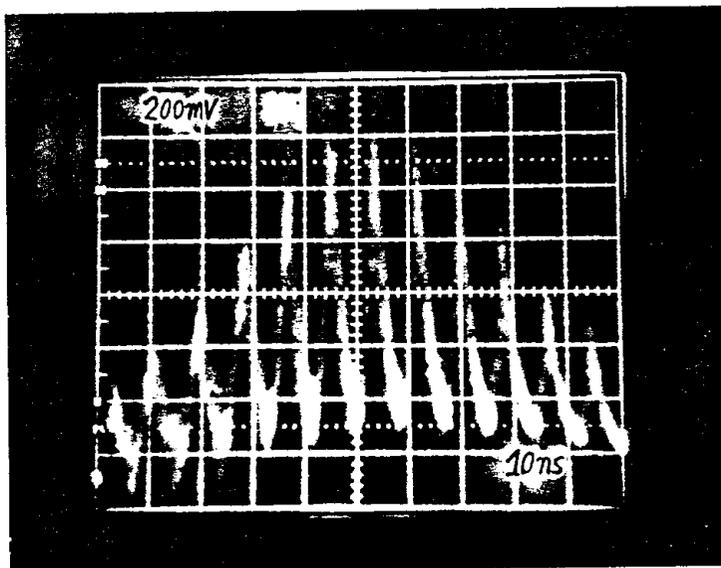


Fig.4.10-. Trem de pulsos gerado pela auto injeção. A escala horizontal é de 10 nanossegundo e a vertical de 200 milivolts por divisão.

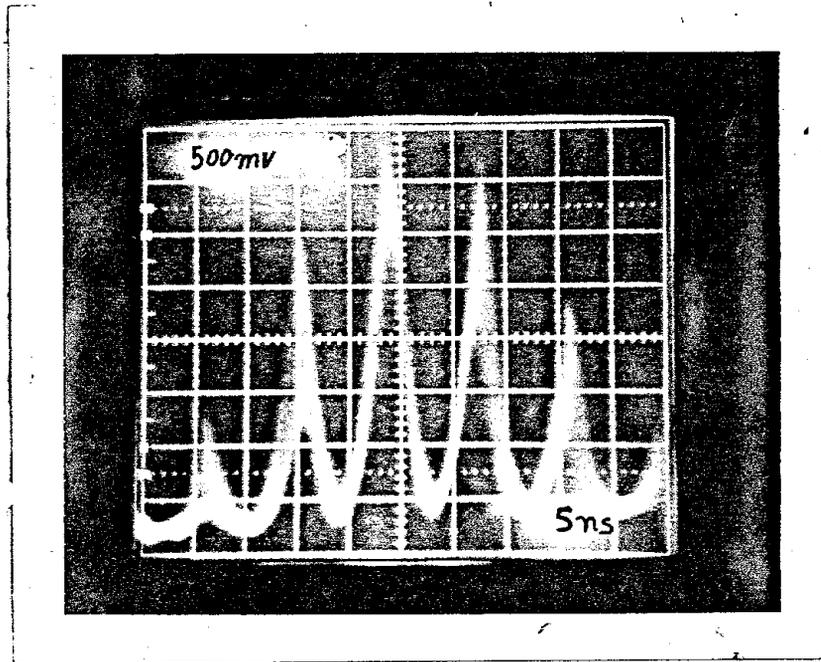


Fig.4.11-. Trem de pulsos gerado por auto injeção. A escala horizontal é de 5 nanosegundos e a vertical é de 500 milivolts por divisão.

Temos nas figuras-4.12 e 4.13- a evolução do pulso na cavidade laser quando estamos operando em "cavity dumping". Deve ser notado destas figuras que a de extração do pulso da cavidade foi feita em instantes diferentes. Para a obtenção desses resultados foi ajustada a tensão de  $V_{\lambda/4} = 3400$  volts sobre a célula de Pockels PC1 e o atraso entre o sinal elétrico de auto injeção e o sinal elétrico para o "cavity dumping", na figura-4.8- é dado o atraso entre o pulso elétrico de "cavity dumping" e "Q-Switching" como sendo aproximadamente 8,5 $\mu$ s..A obtenção de um único dá-se quando usamos  $V_{\lambda/4} = 3200$  volts e ajustamos o atraso  $\Delta 4$  (figura-3.3-) de modo que o pulso óptico esteja na parte  $L_2$  da cavidade, quando o pulso elétrico é aplicado à célula de Pockels PC1.

Quando temos o pulso de alta voltagem com tempo de subida lento ( $\ll 3\text{ns}$ ) o modo de operação acima descrito não é eficiente e torna-se necessário ajustar o atraso  $\Delta t$  (atraso necessário para a extração de um único pulso óptico), e a tensão  $V_{N/2}$  para um valor maior que 3200 volts. Com  $V_{N/2} = 3200$  volts e um ajuste de  $\Delta t$  obtivemos os pulso duplos vistos na figura-4.14-.

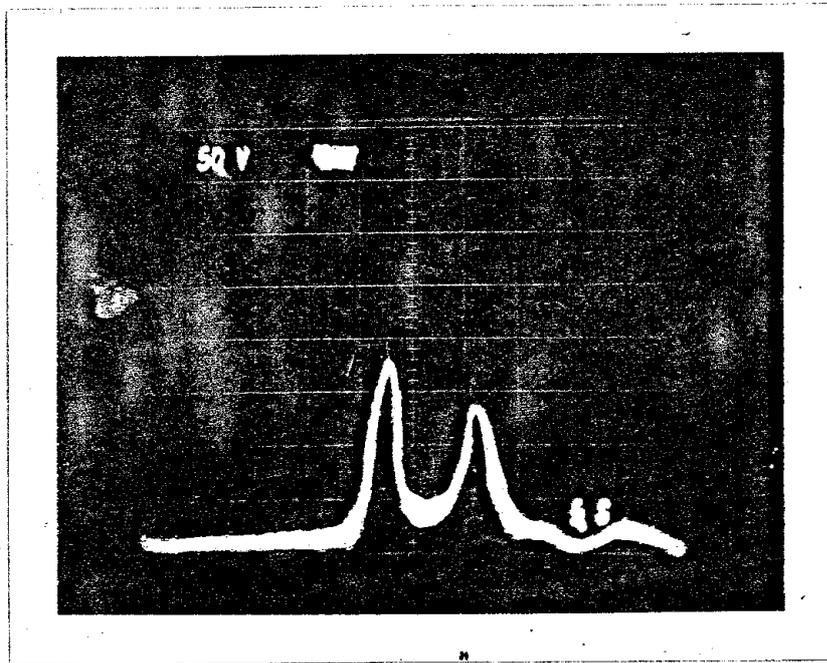


Fig.4.14-. Pulso duplo obtido pelo processo de "cavity dumping". A escala vertical é 50 milivolts e a horizontal é 5 nanosegundos por divisão.

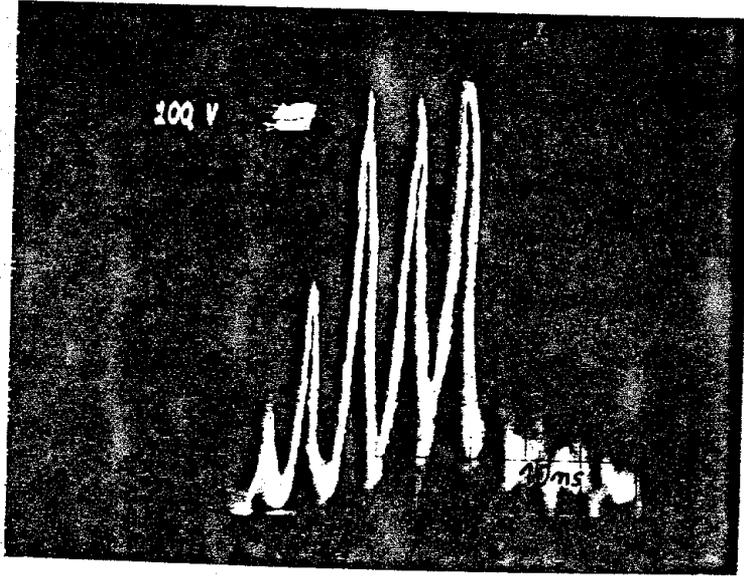


Fig4.12-.. Evolução do pulso laser na cavidade quando a estamos operando em auto injeção com posterior extração do pulso. A é Escala vertical 100 milivolts e a horizontal 10 nanossegundos por divisão.

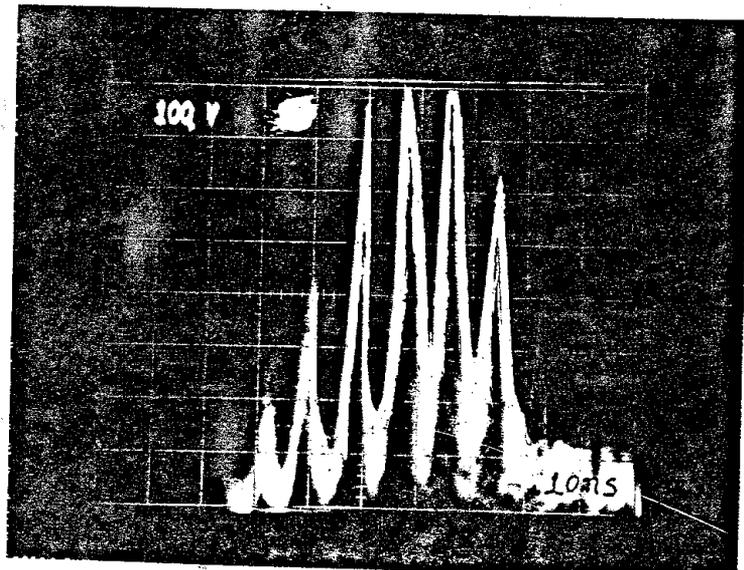


Fig.4.13-. Evolução do pulso laser na cavidade quando a estamos operando em auto injeção com posterior extração do pulso. Para a obtenção desta foto a extração do pulso foi feita em instantes posterior à conseguida com na foto-11- obedecendo a mesma escala..

É possível variar a duração do pulso de saída variando-se a geometria da cavidade, ou seja variando o comprimento de  $L_2$  (figura-3.1-a-). O que limita o tamanho de  $L_2$  é o tempo de comutação das células de Pockels, pois estes tornam-se comparáveis a  $2L_2/c$  (2ns para  $L_2=30\text{cm}$ ); dando para  $L_2$  um valor de aproximadamente 20cm o melhor resultado quanto a obtenção do pulso curto em relação à sua reprodutibilidade. Outra maneira de variar a duração do pulso é conseguido através da variação na duração do pulso elétrico de auto injeção  $t_q$  (figura-3.2-), como discutido no capítulo-3-. Tem-se conseguido dessa maneira obter pulsos de até 400ps, mas nestas condições a reprodutibilidade não é boa pois tanto varia a duração como a intensidade do pulso entre disparos sucessivos.

A duração dos pulsos conseguidos por nós, através do processo de auto injeção com posterior extração de tais pulso da cavidade, resultou ser menor que 1(um) nanosegundo e com uma energia de 260mJ quando bombeado ligeiramente acima do limiar, o que corresponde a uma potência de pico da ordem de Megawatts. A duração dos pulsos ópticos obtidos pode ser menor que 1(nanosegundo), pois o osciloscópio utilizado para as tomadas das medidas possui tempo de resposta da ordem de nanosegundos o que faz com que pulsos de menor duração sofram uma deformação (são integrados). O valor da energia medido (260mJ) corresponde à energia do trem de pulsos presente na cavidade; tal medida é feita através da retirada de uma porção da luz da cavidade com o uso de um "beam splitter". Procuramos dar na tabela-IV- um apanhado geral dos parâmetros e medidas de maior importância relativos ao expe-

rimento.

TABELA -IV-. Parâmetros e Medidas Relativas ao Experimento.	
comprimento da cavidade óptica. \	
	L = 130cm
	L <sub>1</sub> = 110cm
	L <sub>2</sub> = 20cm
	Largura t(ns)
Pulso elétrico do "Q-S"	1,3ms
Pulso elétrico de A.I.	0,7ms
Pulso elétrico do "C.D"	0,7us
Pulso elétrico de V <sub>1/2</sub>	0,8ns
	Atrasos relativos
Sinal elétrico do "Q-S" e "flash"	145us
Sinal elétrico do "Q-S" e de A.I.	7,5us
Sinal elétrico do "Q-S" e do "C.D."	8,5us
Sinal elétrico do "C.D." e A.I.	1,0us
Sinal óptico do laser e "flash"	80us
Sinal óptico "Q-S" e "flash"	153us
Sinal óptico do "Q-S" e elét. do "Q-S"	8us

As células de Pockels utilizadas neste experimento merecem um cuidado especial uma vez que o líquido, casador de índice de refração, no qual o cristal de KD\*P está imerso é muito volátil, e o cristal na ausência deste líquido pode ter a sua superfície danificada pela deposição de vapor de água, pois trata-se de um cristal higroscópico. Caso isto ocorra faz-se necessário então polir novamente o cristal.

Um dos problemas sérios com o laser utilizado aqui é o pulso de pré-ionização para a lâmpada utilizada no bombeamento do meio ativo, uma vez que este pulso é de alta tensão e ocorre sempre antes de qualquer pulso elétrico ou óptico. Como os circuitos por nós utilizados são extremamente sensíveis, este tal pulso de pré-ionização introduz nos mesmos um enorme ruído, o que fez com

que tivéssemos que construir um circuito eletrônico para a eliminação deste ruído.

Todos estes problemas relativos ao pulso de pré-ionização podem ser evitados fazendo-se o sistema de "trigger" da lâmpada através do processo de "simmering"; que basicamente consiste em ter-se continuamente uma corrente através da lâmpada. Esta baixa corrente já garante a pré-ionização da lâmpada, não necessitando assim de um pulso de pré-ionização; a não ser somente para o primeiro pulso. Este processo tem ainda a vantagem de aumentar o tempo de vida útil da lâmpada e dos componentes eletrônicos da fonte do laser, e ainda diminuir o "jitter" entre os disparos do laser.

REFERÊNCIAS do CAPÍTULO -4-.

- [1] W. Koechner - Solid-State Laser Engineering -  
Spring-Verlag New York Heidelberg Berlin, 1976.
- [2] C.H. Brito Cruz, E. Palange, A. Balbin Villaverde.  
"High-Voltage Subnanosecond Risetime Eletrical Pulse  
Generation for Picosecond Laser Applications". J.  
Phys. E: Sci. Instru., 17, 1984.

CAPÍTULO -5-CONCLUSÃO

Foi aplicado aqui, a um laser de Nd:YAG, a técnica de auto injeção para a geração de pulsos lasers ultracurtos com posterior extração destes pulsos ("cavity dumping") da cavidade ressonante. A aplicação desta nova técnica tem demonstrado a capacidade de geração de pulsos com largura temporal de subnanosegundos e altos valores de potência de pico. Essa nova técnica é de facilidade semelhante a operação de "Q-Switching" por modulação eletroóptica através de células de Pockels e tem a mesma eficiência esperada de uma operação de "Q-Switching", estando esta eficiência limitada pelo tempo de subida do sistema de chaveamento das células Pockels. Com "jitter" de poucos nanosegundos ( 5ns) observamos que a energia do trem de pulsos gerado pela auto injeção varia de 5% do valor da energia obtida com "Q-Switching", e a energia do pulso ,com duração de 1(um) nanosegundo, extraído da cavidade é de aproximadamente 100mJ . A utilização de duas células de Pockels para a obtenção dos pulsos ópticos aumenta as perdas na cavidade e dificulta mais no que diz respeito ao alinhamento, mas proporciono-nos uma grande redução na complexidade de construção dos circuitos eletrônicos . O uso desta técnica nos dá resultados, em relação à duração dos pulsos, comparáveis com o acoplamento ativo de modos e ao mesmo tempo obtém-se valores de potência característica ao acoplamento passivo de modos, mas com

maior estabilidade e reprodutibilidade que este dois métodos, permitindo assim uma melhor sincronização com eventos externos. A redução do comprimento da cavidade  $L_2$  a um valor limite, ou a duração dos pulsos de chaveamento dos moduladores diminuem a largura temporal do pulso óptico obtido por meio da auto injeção.

Permite ainda esta técnica uma compressão temporal do pulso óptico por ela gerado, através da colocação na cavidade laser de um absorvedor saturável; o que faz com que possamos obter pulsos ainda mais curtos. Tal processo será realizado por nós para podermos, fazer um estudo da evolução do pulso dentro da cavidade e do processo de compressão do corante.

A aplicação da técnica de auto injeção não está restrita apenas a lasers de estado sólido, pode ser aplicável também a lasers que ofereçam dificuldades em gerar pulsos ultracurtos, por exemplo: laser de  $\text{CO}_2$  TEA e Eximer.

O desenvolvimento desta técnica em nosso laboratório permite-nos agora uma ampla área de futuros trabalhos, sendo que podemos aplicá-la em:

- Bombeio de amplificadores para pulsos de picosegundos.
- Interação de campo intenso com a matéria.
- Estudo das propriedades de absorvedores saturáveis.
- Aperfeiçoamento da técnica de auto injeção pelo estudo da evolução do pulso curto dentro da cavidade, e estende-la a outros lasers.
- Estudos de plasma superficiais em semicondutores.
- Interação da luz com moléculas incluindo a medida do tempo de relaxação intermolecular e intramolecular.