

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

EFEITO FOTOGALVÂNICO  
EM LASER DE CO<sub>2</sub> CAÓTICO

FABIO RUEDA CALIER

RECIFE - PERNAMBUCO

SETEMBRO - 2002

**EFEITO OPTOGALVÂNICO  
EM LASER DE CO<sub>2</sub> CAÓTICO**

Por

Fabio Rueda Calier

Físico - Universidad Industrial de Santander- Colombia - 2000

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

Submetida em satisfação dos requisitos ao grau de

MESTRE EM FÍSICA

a

Secretaria de Pós-graduação

do

Departamento de Física

Universidade Federal de Pernambuco

Comissão Examinadora

\_\_\_\_\_ Prof. J. R. Rios Leite (UFPE) - Orientador

\_\_\_\_\_ Prof. Marcos Cesar Santos Oriá (UFPB)

\_\_\_\_\_ Prof. J. Wellington Rocha Tabosa (UFPE)

Data de aprovação: 11 de setembro de 2002

Este trabalho é dedicado:

A Deus (Yavé, Alá ou Jehová) qual-  
quer que seja seu nome.

À minha família.

A meus amigos.

## *AGRADECIMENTOS*

**Hugo** A Hugo L.D.S. Cavalcante, por me guiar nos caminhos da dinâmica e pela sua amizade no tempo que tenho passado no Brasil.

**José Roberto** A o Professor J.R. Rios Leite, por ter acreditado em mi, nos conselhos e as discussões de física.

**Jonas** A meu colega e grande amigo Jonas Campelo Gomes, pela sua ajuda na aquisição de dados.

**Jhon Fredy** A Jhon Fredy Martinez por ser meu amigo em todo momento.

**Daniel** A Daniel Alcoforado Pérez por sua ajuda na fabricação dos circuitos eletrônicos e consultor.

**Lincoln** A Lincoln Porfírio Ferro de Sousa por ser um amigo incondicional.

**Peter** A Pedro Ernesto G. Rodrigues por ser meu psicólogo nos momentos mais deprimidos.

**Ernesto** A Ernesto Valdes por compartilhar comigo os momentos mais felizes da minha vida.

**Roberto** A Roberto Lasaro Rodriguez por ser o negüe (meu grande amigo).

**Jorge** A Jorge Rodriguez por me ensinar que a vida amorosa é uma luta.

**Zinha** A Zinha por me dar o tempo mais feliz no Brasil.

**Professores** A todos o corpo de professores do departamento de física da UFPE pelo conhecimento que me transmitiram nos dois anos de mestrado.

**Funcionários** Aos funcionários do Departamento de Física, pela manutenção da infraestrutura necessária ao nosso trabalho, especialmente à secretária da pós-graduação.

**Financiamento** Às agências de financiamento à pesquisa FACEPE, CNPq e FINEP.

## Resumo

Estudamos a dinâmica da corrente de descarga de um laser de  $\text{CO}_2$  no regime caótico. O laser, de modelo convencional, tem como meio amplificador um tubo de descarga de comprimento 75 cm, que contém uma mistura dos gases  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  e He nas proporções 1:1:3 respectivamente e uma pressão média de 7 Torr. Esta mistura constitui o meio amplificador. Dentro da cavidade ótica, do tipo Fabry-Pérot, há uma célula de 5 cm de comprimento com gás saturável de  $\text{SF}_6$ , a uma pressão média de 75 militorr. A cavidade ótica com 150 cm de comprimento, tem em um dos extremos um espelho de raio de curvatura de 5 m e 100% de refletividade, colocado num PZT para movimentos finos. No outro extremo há uma grade de difração com 150 linhas/mm e 20% de acoplamento de saída. O PZT faz uma varredura de comprimento de cavidade que cobre de 60 MHz sobre a linha de transição 10P(18) do Laser de  $\text{CO}_2$ .

Neste trabalho estudamos a dinâmica do efeito fotogalvânico, com o laser de  $\text{CO}_2$  operando em modo Q-switching. Para observar tal efeito colocamos um resistor de  $1\text{k}\Omega$  em série com o circuito da corrente do tubo de descarga. Medimos então a queda de potencial neste resistor, sensível as variações que ocorre na corrente em função da potência da radiação laser dentro a cavidade. Para obter ter um bom sinal, estas flutuações da diferença de potencial são estudadas através da modulação da cavidade laser e com um amplificador Lock-in. Neste caso o que se observa é uma média de pulsações rápidas. Estas médias mostrarão um comportamento parecido com as médias temporais da intensidade do laser de  $\text{CO}_2$  observadas continuamente.

A dinâmica para a corrente é mais lenta que a dinâmica da intensidade, o que está de acordo com modelos de transferência de energia entre os níveis excitados do  $\text{CO}_2$  e a descarga do plasma.

## Abstract

We study discharge current dynamics of a CO<sub>2</sub> laser in the chaotic regime. The laser is of conventional type, formed by a discharge tube 75 cm long, containing the mixture gases CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> and He in the proportion 1:1:3 respectively with average pressure of 7 Torr. Within the optical cavity there is a 5 cm long cell with SF<sub>6</sub> as saturable gas at 75 mtorr average pressure. The optical cavity is 150 cm long. One end has a spherical mirror with 5 m radius of curvature and 100% reflector mouted on a piezoelectric transducer (PZT). The other side has a grating of 150 lines/mm and 20% output. The PZT tuning could cover near 60 MHz over the 10P(18) of CO<sub>2</sub> laser line.

This work we study the dynamics of the optogalvanic effect, with the CO<sub>2</sub> laser operating in Q-switching mode. For doing is, we put a resistor of 1k $\Omega$  connected in serial the current circuitry of the discharge tube and we measure the variation on the current with lock-in amplifier in function the laser power. The time average of the current is similar to the time average of the CO<sub>2</sub> laser intensity.

We observed that the current dynamics is slower than the intensity and population dynamics, in agreement with energy transfer models for the exited levels of the CO<sub>2</sub> molecule in gas mixtures.

# Sumário

<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
<b>1 LASER DE CO<sub>2</sub></b>	<b>4</b>
1.1 Otimizando um laser de CO <sub>2</sub>	6
1.1.1 Mistura dos gases	6
1.1.2 Fluxo de gás	6
1.1.3 Diâmetro do tubo de descarga	7
1.1.4 Corrente na descarga e pressão do gás	7
1.1.5 Cavityde ótica	7
1.2 Espectroscopia da molécula de CO <sub>2</sub>	9
1.2.1 Modos vibracionais das moléculas de CO <sub>2</sub> e N <sub>2</sub>	9
1.2.2 Níveis de energia das moléculas de CO <sub>2</sub> e N <sub>2</sub>	10
1.3 Laser de CO <sub>2</sub> no regime Q-switching passivo	12
1.3.1 Modelamento do laser de CO <sub>2</sub> com absorvedor saturável	13
<b>2 EFEITO FOTOGALVÂNICO</b>	<b>16</b>

---

2.1	Descargas em gases . . . . .	16
2.2	O efeito fotogalvânico . . . . .	19
2.3	O efeito fotogalvânico no laser de CO <sub>2</sub> . . . . .	22
2.3.1	Tratamento termodinâmico do efeito fotogalvânico . . . . .	22
2.3.2	A fase do efeito fotogalvânico . . . . .	25
<b>3</b>	<b>RESULTADOS EXPERIMENTAIS</b>	<b>28</b>
3.1	Montagem experimental . . . . .	28
3.2	Intensidade e corrente com o PZT modulado . . . . .	32
3.3	Perfil da intensidade e da corrente . . . . .	35
3.4	Intensidade e corrente com o PZT modulado e com SF <sub>6</sub> na célula . . . . .	36
3.5	Perfil da corrente e da intensidade com o laser em Q-switching . . . . .	43
	<b>CONCLUSÕES</b>	<b>45</b>
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>47</b>



# Lista de Figuras

1.1	Laser de CO <sub>2</sub> com espelho esférico e grade de difração . . . . .	5
1.2	Diagrama de estabilidade para cavidades óticas tipo Fabry-Pérot com espelhos planos e esféricos . . . . .	8
1.3	Esquema das moléculas de CO <sub>2</sub> e N <sub>2</sub> com indicação dos modos vibracionais e rotacionais [15, ?]. . . . .	10
1.4	Estrutura dos níveis de energia vibracional das moléculas CO <sub>2</sub> e N <sub>2</sub> . . . . .	11
1.5	Diagrama do modelo de três-dois níveis, para o laser de CO <sub>2</sub> com o absorvedor saturável. . . . .	13
2.1	Ilustração do efeito fotogalvânico: Ampola de gás que apresenta fluorescência com a descarga elétrica. . . . .	17
2.2	Esquema do comportamento típico da corrente em função da tensão aplicada em uma ampola de gás. . . . .	18
2.3	Esquema do comportamento da corrente em função da tensão aplicada . . . . .	19
2.4	Esquema da montagem para estudar o efeito fotogalvânico em uma ampola fora do laser. . . . .	20
2.5	Comportamento da corrente de descarga em uma coluna de gás como função da intensidade de luz incidente e atravessando o gás. . . . .	21

---

2.6	Esquema representativo das relaxações da molécula de CO <sub>2</sub> na descarga do laser [10]. . . . .	23
2.7	Gráficos das variações da corrente de descarga em laser de CO <sub>2</sub> [22]. . . . .	24
2.8	Fase do efeito fotogalvânico com respeito a fase de modulação da potência de um laser de CO <sub>2</sub> . . . . .	26
3.1	Esquema do montagem experimental feito . . . . .	29
3.2	Perfil da intensidade do laser de CO <sub>2</sub> em operação contínua, com chopper de referência no Lock-in . . . . .	31
3.3	Derivada da intensidade e da corrente do laser em função da frequência de sintonização . . . . .	33
3.4	Perfil da intensidade e da corrente do laser com frequência de modulação . . . . .	36
3.5	Evolução temporal da dinâmica do laser . . . . .	37
3.6	Pulsos periódicos da intensidade do laser e representação das bifurcações na dinâmica. . . . .	38
3.7	Series temporais dos pulsos da corrente da descarga e da intensidade do laser em transição caótica. . . . .	39
3.8	Series temporais dos pulsos da corrente da descarga e da intensidade do laser. . . . .	41
3.9	Bifurcações na dinâmica manifestadas na média da intensidade ( $\frac{dI}{d\nu}$ ) e da corrente ( $\frac{di}{d\nu}$ ) do laser. . . . .	42
3.10	Mudança na dinâmica manifestadas na média da intensidade e da corrente . . . . .	44

# INTRODUÇÃO

A emissão laser em regime contínuo pelas moléculas de  $\text{CO}_2$  foi descoberta por Patel em 1964 em uma mistura de  $\text{CO}_2$  e  $\text{N}_2$ . Antes desta data tinham-se observado descargas em gás  $\text{CO}_2$  com emissão pulsada. Com este resultado iniciaram-se estudos para aumentar a potência do laser  $\text{CO}_2$ . Patel mesmo demonstrou em 1965 que uma mistura de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  e He consegue aumentar a eficiência e a potência no regime contínuo. O laser de  $\text{CO}_2$  pode operar nos regime contínuo e com pulsos, com chaveamento do fator de qualidade Q da cavidade (Q-switched). O primeiro modelo teórico feito para explicar o funcionamento do laser de  $\text{CO}_2$  foi, pensando que o laser funcionada entre dois níveis rotovibracionais, o estado fundamental e um primeiro estado excitado [1, 2].

Atualmente o laser de  $\text{CO}_2$  tem um larga numero de aplicações dentro e fora da física, usado por exemplo na industria em corte e solda de metais, na perfuração de poços petrolíferos (Informação classificada como segredo comercial por USA), em odontologia para inibir o crescimentos de cáries e lesões nos dentes [3, 4], em meteorologia para monitorar condições atmosféricas. Em pesquisa vem sendo usada como uma fonte radiação infravermelha de alta potência e grande pureza espectral. Suas aplicações vão da separação de isótopos por seleção espectral até a realização de armadilhas óticas para átomos usando forças dispersivas [5].

O efeito Fotogalvânico ou Optogalvânico, *consiste nas mudanças das propriedades elétricas dos gases em uma descarga iluminada com radiação de comprimento de onda correspondente a uma transição atômica ou molecular*. No laser de  $\text{CO}_2$  este efeito foi

reportado em 1967 com o nome *propriedades do plasma em um laser de CO<sub>2</sub>*. No mesmo ano apareceu um trabalho com um modelo teórico explicando este efeito e dando boas aproximação para os dados experimentais [6]. O modelo toma a impedancia da mistura de gás e do circuito eletrônico em função da intensidade do laser de CO<sub>2</sub>.

Hoje existem vários fenômenos que se superpõem para explicar o efeito fotogalvânico em descargas de gases: A condutividade na coluna de gás é alterada por ionização de moléculas e átomos; pelo mecanismo de intercâmbio de momento em colisões inelásticas eletron-molécula; e pela variação do livre caminho médio entre colisões por mudança termodinâmica da densidade do gás [7, 8, 9].

Na atualidade o efeito fotogalvânico tem um grande número de aplicações : em espectroscopia de alta resolução; para estudar a transição de dois ftons, sem efeito Doppler; como velocímetro de eventos lentos e como estabilizador de potência em lasers de CO<sub>2</sub> [10, 11].

Historicamente se reconhece ao Poincaré como o primeiro cientista que discutiu o Caos, na mecânica do problema da gravitação dos três corpos. Lorentz descobriu o movimento caótico e o atrator estranho em 1963, associados a sistemas dissipativos, quando ele fazia um modelo atmosférico para previsão do tempo [12, 13]. Haken demonstrou em 1975 que as equações para um laser monomodo são equivalentes as equações de Lorentz. Os laser sendo osciladores não lineares, podem exibir o fenômeno de caos determinístico. Os lasers da CO<sub>2</sub> com pulsações Q-switch caótica foram demonstrados em 1988 [13, 14]. Nestes lasers a pulsação de Q é obtida de modo passivo com a introdução de uma célula contendo um gás absorvedor saturável dentro da cavidade ótica do laser.

O estudo aqui apresentado consiste em observação do efeito fotogalvânico em lasers de CO<sub>2</sub> em regime contínuo e com pulsação passiva por Q-switching. As técnicas de observação são pela medição da variação da corrente no laser seja diretamente, seja pela medição com um detetor síncrono (Lock-in) usando modulação da frequência do laser. Nos regimes pulsados periódicos e caóticos são examinados os tempos de relaxação presentes

nos processos de transferência de energia interna para energia translacional dos gases. Estes termos de relaxação são longos e não permitem a observação dos atratores obtidos com a potência variável do laser. A detecção feita com o amplificador de frequência entrelaçada (Lock-in) vai permitir observar os comportamentos das médias temporais das variáveis dinâmicas.

# Capítulo 1

## LASER DE CO<sub>2</sub>

Quando em 1964, Pantel descobriu as propriedades amplificadoras do CO<sub>2</sub> (gás carbônico puro) em transições rotovibracionais no infravermelho, em torno do comprimento de onda de 10  $\mu\text{m}$ , só conseguiu uns poucos miliwatts de potência por amplificação laser. Além disso o oscilador laser funcionava apenas de forma pulsada. Logo após, com a adição de nitrogênio gasoso (N<sub>2</sub>), misturado ao CO<sub>2</sub>, Legay sozinho primeiro, e após em 1964 Legay-Sommaire juntos conseguiram obter um laser de CO<sub>2</sub> operando de forma contínua e com uma potência de saída da ordem de watts [1].

Desde então, um laser de CO<sub>2</sub> convencional é constituído basicamente por dois tubos concêntricos de Pyrex, com o tubo menor contendo a mistura de gases e o outro com água fria para refrigerar o sistema. No tubo interno são colocados dois eléctrodos em contato com a mistura gasosa para produzir um plasma e desta forma obter a inversão de população nas moléculas de CO<sub>2</sub>, necessária para o efeito laser. O tubo amplificador é fechado es extremidades por janelas óticas, com transmissão em 10  $\mu\text{m}$ , de KCl, NaCl ou ZnSe. As janelas são colocadas em ângulo de Brewster, como mostra a Figura 1.1. No eixo do tubo amplificador é disposta a cavidade ótica com dois espelhos esféricos, ou um espelho plano e outro esférico, ou ainda um espelho esférico e uma grade de difração. O laser de CO<sub>2</sub> pode operar em regime contínuo ou pulsado por Q-switching. Este último

regime podendo ser passivo ou ativo. Diz-se de Q-switching ativo quando na cavidade ótica existe um elemento que varia bruscamente o fator de qualidade. Pode ser um espelho girando ou se movimentando ao longo do eixo ótico suficientemente rápido ou também devido a presença de uma roda mecânica dentada (chopper) dentro a cavidade. Q-switching passivo é obtido colocando-se dentro da cavidade ótica uma célula com gás saturável, que pode ser  $\text{SF}_6$ ,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{BCl}_3$ .

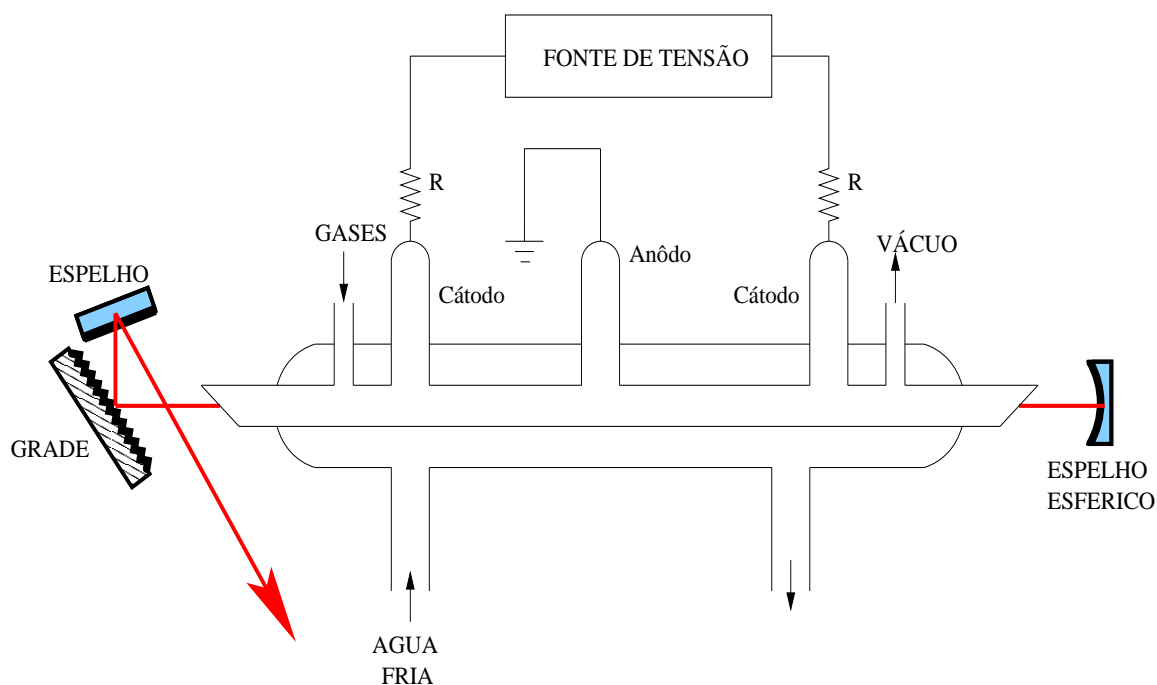


Figura 1.1: Laser de  $\text{CO}_2$  com espelho esférico e grade de difração. O gás é uma mistura de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  e He.

O laser de  $\text{CO}_2$  é o que até agora tem dado melhores resultados, em simplicidade e potência de saída trabalhando regime contínuo com emissão no infravermelho de  $10 \mu\text{m}$ . Tem-se conhecido lasers de  $\text{CO}_2$  operando com potência de saída de até  $10^3 \text{ W}$  contínuas e com pulsos de megawatt com pico de duração de microsegundos. Este laser tem sido muito bem aproveitados em aplicações industriais, na medicina na odontologia, etc.

## 1.1 Otimizando um laser de CO<sub>2</sub>

São muitos os parâmetros que influem no funcionamento ótimo de um laser de CO<sub>2</sub>. Aqui descrevemos brevemente os mais importantes.

### 1.1.1 Mistura dos gases

O agente ativo do laser de CO<sub>2</sub> típico é a mistura dos gases CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> e He. As moléculas de CO<sub>2</sub> fazem a emissão estimulada, as moléculas N<sub>2</sub> excitadas pela descarga transferem energia para as de CO<sub>2</sub> e o gás He estabiliza a descarga para que o plasma tenha N<sub>2</sub> e CO<sub>2</sub> excitados. Para achar as proporções ótimas dos gases, pode-se variar um de cada vez, fixando sempre o CO<sub>2</sub> assim: deixado constante o dióxido de carbono e nitrogênio, variando o hélio [CO<sub>2</sub>,N<sub>2</sub>]:[He], aqui tem-se uma aproximação não muito ótima, mas fixando o dióxido de carbono e o hélio, variando o nitrogênio [CO<sub>2</sub>,He]:[N<sub>2</sub>] para obter uma otimização da mistura de maior precisão e ter uma potência de saída máxima do laser. Estudos destas proporções mostraram que as taxas mais eficientes são [CO<sub>2</sub>]:[N<sub>2</sub>]:[He] respectivamente [0.8]:[1]:[7] com uma pressão total entre 5 a 20 Torr. lasers com altas pressões, atingindo até uma atmosfera na mistura, operam em regime pulsado. Estes tipos não serão considerados aqui.

### 1.1.2 Fluxo de gás

Quando ocorre a descarga na mistura dos gases, esta torna-se um plasma com temperatura translacional alta, tipicamente de 600 K. A energia térmica translacional é dissipada de duas formas. Uma delas é através das paredes do tubo de descarga (difusão), que são esfriadas pela jaqueta de água mostrada na Figura 1.1. O outro resfriamento é por introdução de gás frio no plasma, mantendo-se uma pressão média no tubo descarga e bombeado-se para o exterior o gás quente (convecção) [1]. A proporção da potência dissipada com resfriamento por difusão  $P_d$  e por convecção  $P_c$  vale  $P_d/P_c \propto \Lambda v_i/Dv$ ,



onde  $\Lambda$  é o caminho médio entre colisões da molécula de CO<sub>2</sub>,  $v_t$  a velocidade térmica da molécula de CO<sub>2</sub>,  $D$  o diâmetro do tubo de descarga e  $v$  a velocidade do fluxo. Assim a maior parte da energia térmica dissipada no tubo de descarga ocorre por convecção quando a velocidade do fluxo e o diâmetro do tubo forem grandes.

### 1.1.3 Diâmetro do tubo de descarga

Mesmo que a maior parte da energia térmica no tubo seja dissipada por convecção a dissipação térmica por difusão ajuda a manter o equilíbrio no tubo; é aí onde joga um papel importante a escolha do diâmetro do tubo para manter a pressão média constante, sem comprometer a eficiência de nenhuma das duas formas de dissipação térmica. O diâmetro do tubo de um laser convencional emitindo entre 1 e 50 Watts é de cerca de 1 cm.

### 1.1.4 Corrente na descarga e pressão do gás

Quando aplicamos uma diferença de potencial em um gás e este transforma-se em um plasma, a corrente tem um comportamento típico (que será explicado mais diante). A corrente no plasma aparece só a partir de um valor de tensão característico, que é função da pressão do gás no tubo. Então podemos dizer que a corrente é função da tensão aplicada no gás e a pressão média do mesmo. Só para ter uma idéia da ordem de grandeza das quantidades é possível dizer que para uma pressão de 6 Torr, e um potencial aplicado 12-15 kV teremos uma corrente de cerca de 10 mA, para um tubo de descarga de 1 m de comprimento e com diâmetro de 10 mm.

### 1.1.5 Cavityde ótica

A cavityde ótica determina a qualidade espectral da emissão do laser. Ela pode ser do tipo Fabry-Pérot, com a onda electromagnética confinada axialmente entre dois espelhos

planos ou esféricos. Em geral um dos espelho tem refletividade 100% e o outro espelho tem refletividade na faixa de 80-90% [15]. Assim a fração refletida realimenta e sustenta a oscilação laser enquanto a parcela transmitida forma o feixe de radiação emitida para o exterior. Outra variante que pode ter esta cavidade é colocar em um extremo um espelho e no outro uma grade de difração. Neste caso a realimentação é feita pela reflexão da primeira ordem da grade. O feixe que sai para o exterior corresponde a reflexão de ordem zero. As cavidades feitas com espelhos esféricos possuem maior estabilidade especialmente quando são confocais. Quando a cavidade ótica é feita com grade em um extremo e no outro lado tem um espelho esférico, a grade funciona como seletor de frequência em banda larga. Esta seleção da grade vai determinara a linha de emissão da molécula de CO<sub>2</sub>. Dentro de cada banda são selecionados os modos longitudinais da cavidade.

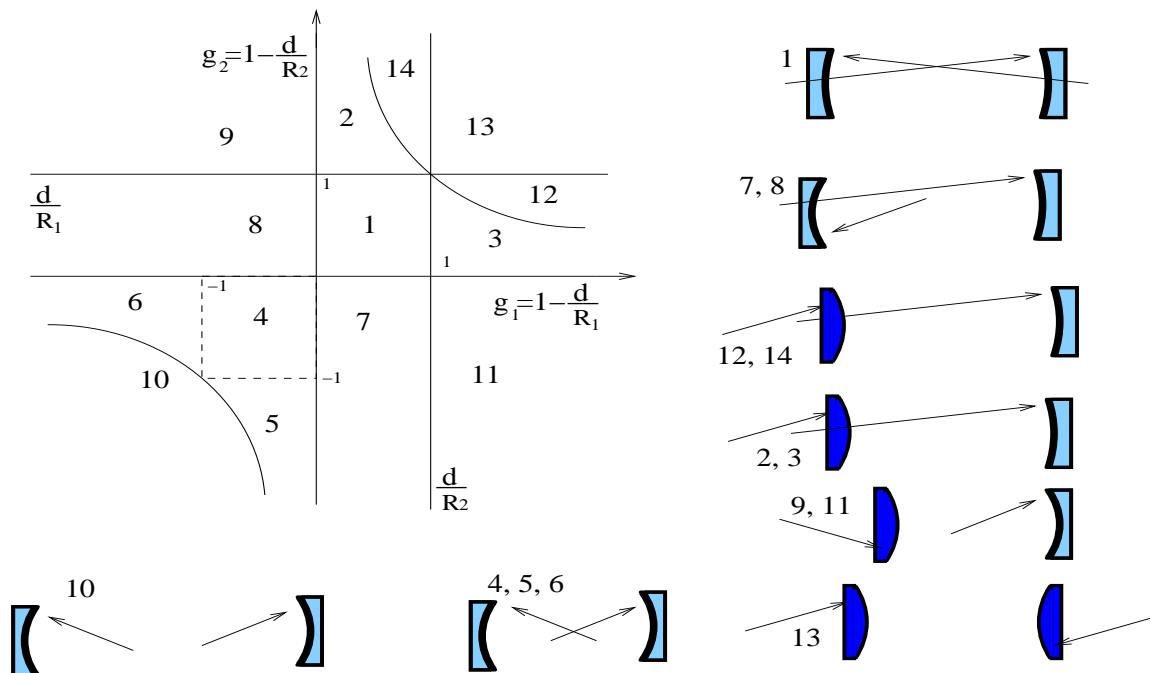


Figura 1.2: Diagrama de estabilidade para cavidades óticas tipo Fabry-Pérot com espelhos planos e esféricos. Os números com cada tipo de cavidade, indicam a zona no diagrama de estabilidade, respetivamente. As setas indicam o raio de curvatura dos espelhos [15].

Na Figura 1.2 temos uma série de oito cavidades óticas feitas com espelhos esféricos

e o diagrama de estabilidade, onde  $d$  é o comprimento da cavidade e  $R_1$ ,  $R_2$  os raios de curvatura dos espelhos. A cavidade confocal contém estabilidade máxima e no diagrama de estabilidade se ubica na zona um, enquanto que o laser de CO<sub>2</sub> usado em este trabalho localiza-se no diagrama de estabilidade entre as zonas um e três.

## 1.2 Espectroscopia da molécula de CO<sub>2</sub>

Estudos espectroscópico feitos nas moléculas de CO<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>, de seus modos vibracionais e rotacionais, mostram que a física dos processos de relaxação radiativos e não radiativos assim como de troca de energia de excitação, funcionam da forma que é apresentada na seguinte seção.

### 1.2.1 Modos vibracionais das moléculas de CO<sub>2</sub> e N<sub>2</sub>

Os experimentos espectroscópico realizados durante a segunda metade do século XX mostraram que a molécula de CO<sub>2</sub> é linear. Esta molécula tem seis graus de liberdade, representados na Figura 1.3. Quatro são vibracionais, sendo dois vibracionais longitudinais (um modo longitudinal simétrico e outro longitudinal antissimétrico) e dois modos vibracionais transversais (bending). Dois modos são rotacionais em torno de eixos perpendiculares ao eixo da molécula. Os graus de liberdade de rotação em torno do eixo da molécula tem o momento inércia muito pequeno, comparado com o momento de inércia perpendicular, é portanto desprezado. Também é possível representar na Figura 1.3 a molécula de N<sub>2</sub> com seu modo vibracional. Este tem aproximadamente a mesma energia que o modo vibracional antissimétrico do CO<sub>2</sub>. Por tanto este modo desempenha um papel importante na eficiência do laser de CO<sub>2</sub>, fazendo transferências de energia de excitação do N<sub>2</sub> para o CO<sub>2</sub>, na descarga.



tipo dipolo elétrico forçado e são regidas pelo teorema de *Wigner-Eckart* [16], cuja regra para as transições entre níveis segue a regra  $J_{saída} - J_{chegada} = \Delta J = \pm 1, 0$ . Na notação espectroscópica temos para a molécula de CO<sub>2</sub> de transições  $P(J_{chegada}) \equiv \Delta J = -1$  e  $R(J_{chegada}) \equiv \Delta J = 1$ . A transição tipo  $Q(J_{chegada}) \equiv \Delta J = 0$  são proibidas pela simetria da molécula. Podemos ver na Figura 1.4 a indicação das transições radiativas tipo  $P(J_{chegada})$  do laser de CO<sub>2</sub>.

Os tempos de relaxação da molécula de CO<sub>2</sub> dentro da mistura do laser foram extensivamente estudados [2]. Na descrição a ser dada no próximo capítulo, para o efeito fotogalvânico será feito um resumo das relaxação mais relevantes para este trabalho.

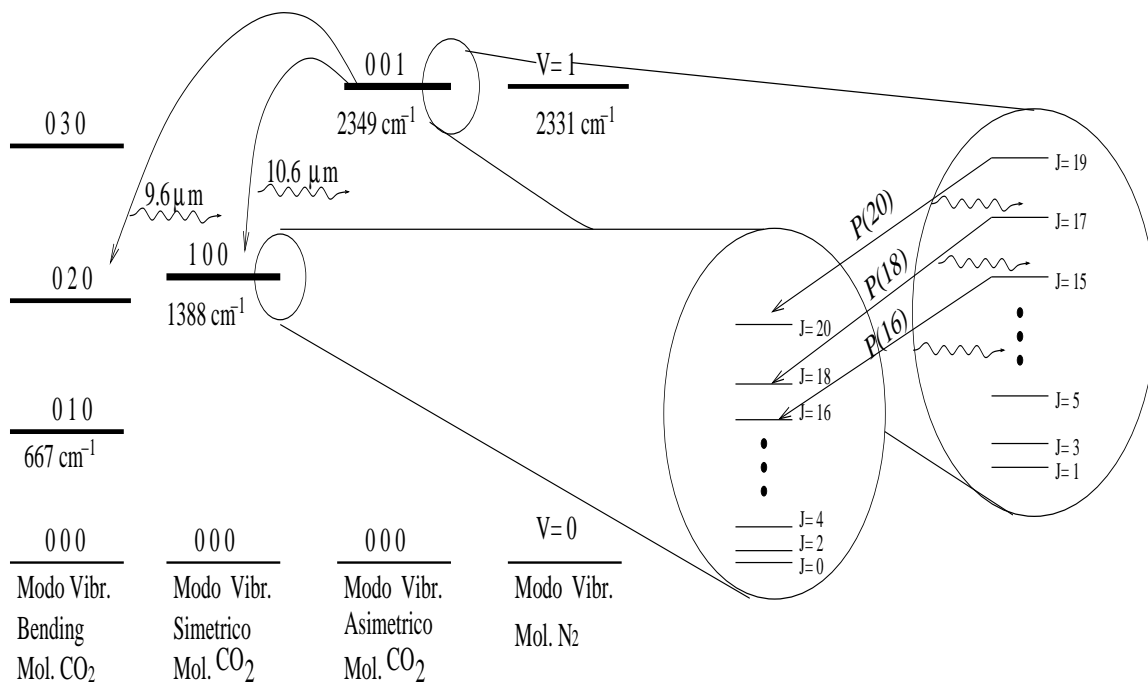


Figura 1.4: Estrutura dos níveis de energia vibracional das moléculas CO<sub>2</sub> e N<sub>2</sub> e a estrutura rotacional da molécula de CO<sub>2</sub>, com indicação de algumas transições tipo P.

### 1.3 Laser de CO<sub>2</sub> no regime Q-switching passivo

O laser de CO<sub>2</sub> com absorvedor saturável intracavidade (LSA) é um sistema muito estudado do ponto de vista da dinâmica não linear [17]. Do ponto de vista físico, o sistema oscila com pulsos periódicos ou caóticos devidos à competição entre o ganho e a absorção, saturados pela radiação na cavidade. Pelas equações matemáticas o sistema tem dois pontos fixos que ficam instáveis quando ocorrem as pulsações.  $I_0$  é um ponto fixo de intensidade zero que corresponde a um ponto de sela e  $I_+$  é um ponto fixo correspondente a uma intensidade diferente de zero. Quando não há gás SF<sub>6</sub> na célula o ponto fixo  $I_+$  é estável e o laser funciona em regime contínuo (cw). Este ponto fica instável por uma bifurcação de Hopf quando os parâmetros do laser são variados apropriadamente. Com a variação de um só parâmetro de controle o Q-switching passivo entra em uma cascata de dobramento de período, gerando uma série de comportamentos caóticos e periódicos, cuja interpretação teórica corresponde a uma bifurcação homoclínica quando são satisfeitas algumas condições de Shil'nikov. Lefranc *et.al.* [18], fizeram em 1990 uma caracterização completa deste regime. A primeira previsão e observação experimental de caos no laser de CO<sub>2</sub> operando em Q-switching passivo foi feita por Tachikawa *et.al.* [13, 14], usando para explicar este regime, um modelo de equações de taxas com três níveis para a molécula de CO<sub>2</sub> (meio amplificador) e dois níveis para o absorvedor saturável, como se pode ver na Figura 1.5.

A notação para os complementos da dinâmica do laser que usaremos neste trabalho, foi tomada de Tomasi *et.al.* [19], é resumida como segue:

**Regime T** : Este refere-se ao comportamento de pulsos periódicos de período T do Q-switching passivo, oriundo de uma bifurcação de Hopf. A partir da operação cw observa-se uma cascata de dobramentos de período  $2^n T$ , que levam o laser a um comportamento caótico. Estas bifurcações ocorrem para ganhos próximos do máximo de emissão do laser.

**Regime P<sup>(n)</sup>** : Refere-se ao regime periódico do Q-switching passivo com pulsos sempre

do mesmo formato. Um pulso alto e estreito seguido de uma série de  $n$  pulsos pequenos de período  $T$ .

**Regime  $C^{(n)}$**  : Este regime resulta de dobramentos de período do regime  $P^{(n)}$  quando os valores dos parâmetros de controle provocam pulsação entre  $P^{(n)}$  e  $P^{(n+1)}$ .

### 1.3.1 Modelamento do laser de CO<sub>2</sub> com absorvedor saturável

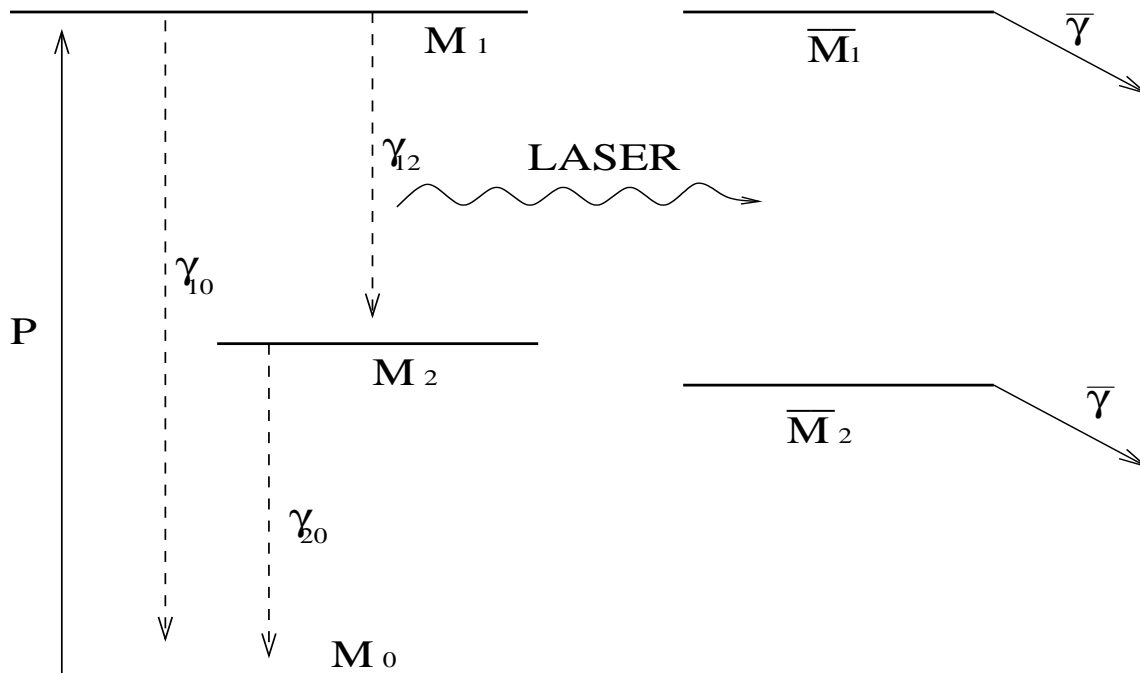


Figura 1.5: Diagrama do modelo de três- dois níveis, para o laser de CO<sub>2</sub> com o absorvedor saturável.

São muitos os modelos feitos para explicar a autopulsação do Q-switching passivo no laser de CO<sub>2</sub> com absorvedor saturável, sempre baseados na modificação do número de níveis para o meio de ganho. Os primeiros modelos consistiram em usar dois níveis para as equações de taxa de laser de CO<sub>2</sub> e dois níveis para o absorvedor saturável.

Uma reprodução quase quantitativa dos resultados experimentais foi conseguida Tachikawa *et.al.* [13], quando nas equações de taxa para o laser de CO<sub>2</sub> levaram em conta

um nível a mais, conforme ao esquema mostrado na Figura 1.5. Este modelo consegue prever os estados periódicos  $P^{(n)}$  e caóticos  $C^{(n)}$ . Este sistema de equações de taxa foram também resolvidas por Paulo de Oliveira na sua tese de doutorado [17] e corresponde a:

$$\dot{n} = n[B_g \ell(M_1 - M_2) - \bar{\ell} B_a \bar{M} - 2k] \quad (1.1)$$

$$\dot{M}_1 = -B_g n(M_1 - M_2) + P M_0 - (\gamma_{10} + \gamma_{12}) M_1 \quad (1.2)$$

$$\dot{M}_2 = B_g n(M_1 - M_2) - \gamma_{20} M_2 + \gamma_{12} M_1 \quad (1.3)$$

$$\dot{M}_0 = \gamma_{10} M_1 + \gamma_{20} M_2 - P M_0 \quad (1.4)$$

$$\dot{\bar{M}} = -2B_g M n - \bar{\gamma}(\bar{M} - \bar{M}^*) \quad (1.5)$$

Nestas equações,  $n$  é a densidade de fons da emissão laser,  $M_1$  a densidade de população do nível mais alto da transição laser,  $M_2$  a densidade de população no nível inferior da transição laser e  $M_0$  corresponde ao nível fundamental. Para o absorvedor saturável temos  $\bar{M}$ , a densidade de inversão de população. Ademais temos que  $\ell = \ell_g/L$  e  $\bar{\ell} = \ell_a/L$ , onde  $L$  é o comprimento da cavidade ótica,  $\ell_g$  o comprimento do tubo de descarga e  $\ell_a$  o comprimento da célula que contém o gás saturável.  $P$  é a taxa de bombeio;  $2k = cT/L$  a taxa de perdas da cavidade ótica; o  $T$  a transmitância do espelho.  $\bar{M}^*$  é a diferença de população, em equilíbrio térmico do absorvedor; e  $B_g$  e  $B_a$  são os coeficientes de amplificação e absorção respectivamente. Estes coeficientes tem uma correção da função de partição rotacional e do fator de degenerescência nos níveis.  $\gamma_{ij}$  é a taxa de relaxação do nível  $i$  para o nível  $j$  e  $\bar{\gamma}$  a taxa de relaxação da inversão de população do absorvedor saturável.

Somando as equações 1.2 e 1.3 e fazendo as seguintes substituições:

$$N = M_0 + M_1 + M_2$$

$$M = M_1 - M_2,$$



$$I = 2B_g n / \gamma_2$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{2}(\gamma_{20} - \gamma_{10} - 2\gamma_{12})$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{2}(\gamma_{20} + \gamma_{10} + 2\gamma_{12})$$

nas equações 1.1, 1.2, 1.3, 1.4 e 1.5, de ai fazendo um pouco de álgebra [17], é possível chegar ao conjunto de equações seguinte:

$$\dot{I} = I(B_g \ell M - \bar{\ell} B_a \bar{M} - 2k) \quad (1.6)$$

$$\dot{M} = -(I + 1)\gamma_2 M + P M_0 + \gamma_1 (N - M_0) \quad (1.7)$$

$$\dot{M}_0 = \gamma_2 N - \gamma_1 M - (\gamma_2 + P) M_0 \quad (1.8)$$

$$\dot{\bar{M}} = -2B_a \bar{M} n - \bar{\gamma}(\bar{M} - \bar{M}^*) \quad (1.9)$$

Este sistema de equações tem sido resolvidas numericamente para o estado estacionário e para as pulsações periódicas e caóticas com bons resultados [13]. O modelo foi testado em dois trabalhos experimentais por P.C. Oliveira *et.al* [20, 21]. Num deles estudo-se as bifurcações dos estados periódicos para os caóticos ou de caótico para caótico e de periódico para periódico, tirando-se médias temporais da intensidade do laser de CO<sub>2</sub>. No outro estudo-se a dinâmica, medindo-se a intensidade e o coeficiente de amplificação do laser. As variáveis dinâmicas são, neste caso, correlacionadas para achar projeções do atrator do sistema.

## Capítulo 2

# EFEITO FOTOGALVÂNICO

O efeito fotogalvânico (ou optogalvânico) foi observado pela primeira vez em descargas em gases e reportado por Penning em 1928 [22]. A observação deste efeito em lasers de  $\text{CO}_2$  foi feita em 1967. O efeito optogalvânico pode ser definido assim: *são mudanças nas propriedades elétricas de descargas em gases submetidos a iluminação, com radiação de comprimento de onda correspondente a uma transição atômica ou molecular* [23]. Tem-se feito muitos modelos teóricos para descrever o efeito optogalvânico e uma revisão detalhada pode ser vista nas referências [29, 30].

O efeito fotogalvânico é muito utilizado no estudo espectroscópico de alta resolução em gases, na construção de velocímetros [11], na estabilização de lasers [10] e na análises de taxas de carbono isotópico [24]. Apresentamos a seguir uma descrição qualitativa do efeito e da técnica de sua detecção em um laser a gás.

### 2.1 Descargas em gases

As primeiras experiências com descargas em gases foram em tubos de raios catódicos, onde colocavam-se dois eléctrodos dentro de um tubo de pirex com gás a baixa pressão. Quando o gás é submetido a um certo nível de tensão ele começa a conduzir e aparece uma

luminescência, cujo espectro é característico do gás. Com estas experiências iniciaram-se os estudos da estrutura da matéria [25]. A Figura 2.1 mostra um esquema do comportamento de uma ampola de gás, submetida a uma tensão externa e conduzindo eletricidade no estado de plasma. Estas ampolas, com emissão eficiente de luz visível, deram origem as atuais lâmpadas fluorescentes. Ampolas com vapor de mercúrio (Hg) dão as luzes brancas e com vapor de sódio (Na) as lâmpadas que tem cor amarelada, vistas na iluminação pública.

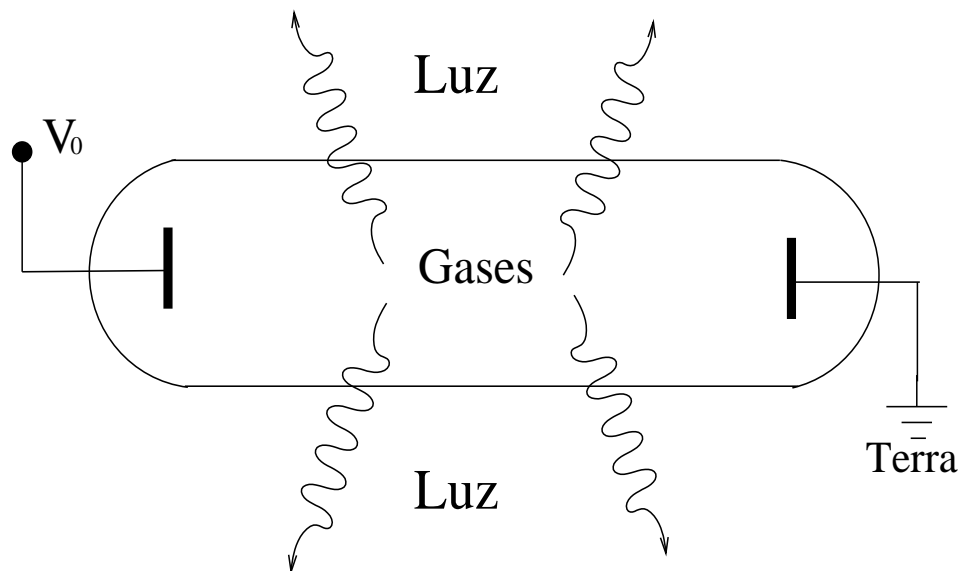


Figura 2.1: Ilustração do efeito fotogalvânico: Ampola de gás que apresenta fluorescência com a descarga elétrica.

Nas condições ordinárias os gases são maus condutores da corrente elétrica, porém se baixamos a pressão eles se tornam bons condutores quando se aplica uma diferença de potencial suficientemente elevada. Podemos ver um esquema do comportamento da corrente em função da tensão na Figura 2.2. A corrente é zero para tensões pequenas. Para um dado valor de  $V_t$  o gás começa a conduzir. Ocorre que a coluna do plasma gasoso tem resposta biestável, isto é, para um mesmo valor de tensão acima de  $V_t$  há dois valores possíveis da corrente. Esta é uma característica da condutividade dos gases que

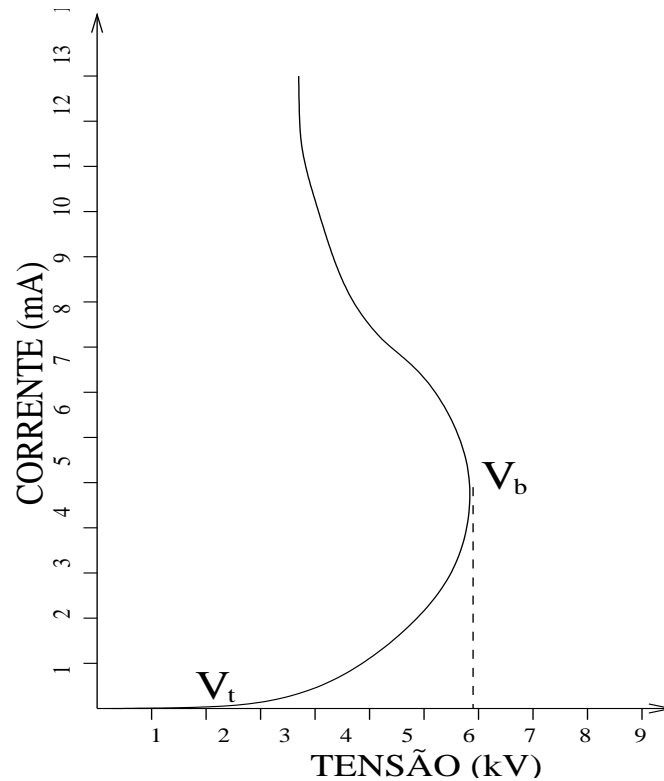


Figura 2.2: Esquema do comportamento típico da corrente em função da tensão aplicada em uma ampola de gás.

se manifesta fazendo a corrente crescer de modo explosivo quando a tensão ultrapassa o valor  $V_b$ . Frequentemente em misturas a baixa pressão  $V_b$  é muito próxima de  $V_t$ . Quando se aplica uma tensão  $V > V_b$  qualquer pequena flutuação faz ultrapassar o valor  $V_t$  e a ampola de gás é então instável para conduzir uma corrente finita.

Uma resistência elétrica é dita Ôhmica quando o resistor obedece à lei de Ohm  $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$ , onde  $\sigma$ , é a condutividade,  $\mathbf{E}$  o campo elétrico e  $\mathbf{J}$  a densidade de corrente [26]. O comportamento da corrente total em função da tensão é linear, como mostra a Figura 2.3a.

Quando conectamos em série a ampola do gás e o resistor podemos solucionar o problema de biestabilidade e da instabilidade que a corrente no gás apresenta. O resistor limita a corrente no gás. Na Figura 2.3b podemos ver um esquema do comportamento

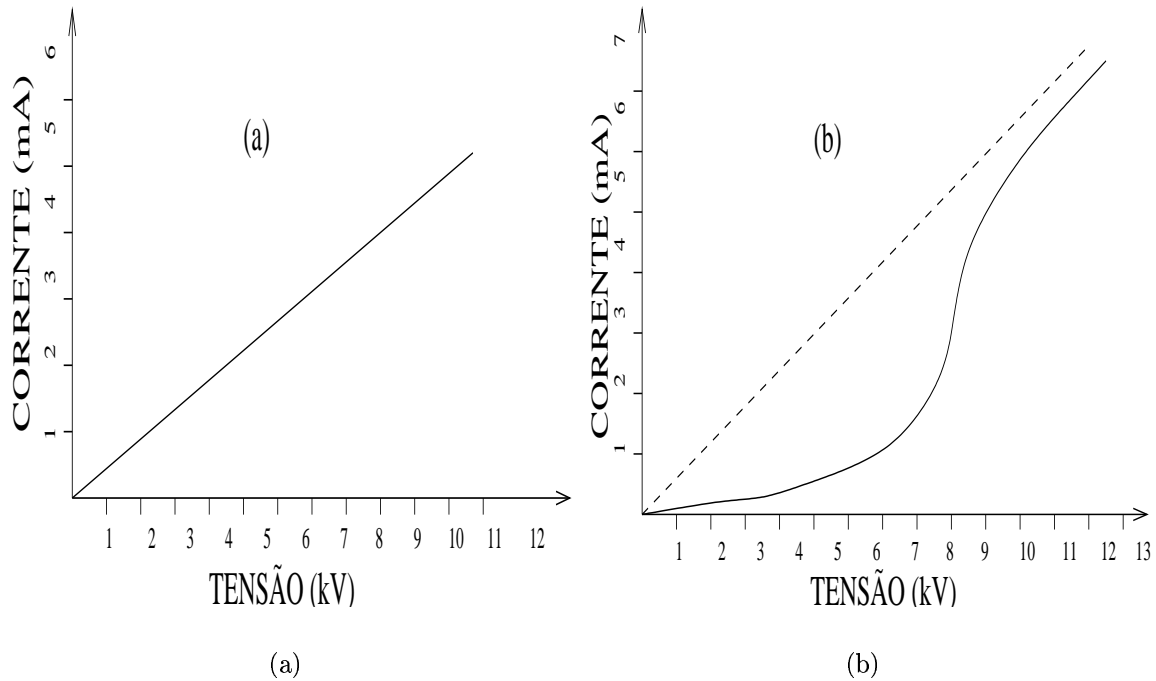


Figura 2.3: Esquema do comportamento da corrente em função da tensão aplicada: (a) em um resistor ôhmico, (b) na ampola de gás com resistor em serie.

que tem a curva corrente versus tensão para o gás e o resistor conectados em serie. É desta forma que o laser de  $\text{CO}_2$  está conectado à fonte de alta tensão contínua. Resistores de 50 a 100 k $\Omega$  são usados para controlar a corrente de descarga, que em geral é da ordem de 40 mA.

## 2.2 O efeito fotogalvânico

O efeito fotogalvânico ocorre quando uma ampola de gás sob ação de uma corrente recebe um feixe de luz. Temos na Figura 2.4 uma representação do arranjo para a observação desse efeito.  $I_{entrada}$  é um feixe luminoso com um comprimento de onda  $\lambda$  que pode estar na faixa do ultravioleta até infravermelho distante ( $\sim 150$  nm até  $\sim 20.000$  nm). Na ampola de gás  $M^+$ ,  $M$ ,  $e^-$  é uma mistura de gases no estado de oxidação, no estado excitado e

de elétrons livres, respectivamente, em um plasma formado pela descarga.  $I_{saída}$  é o feixe após atravessar o plasma.

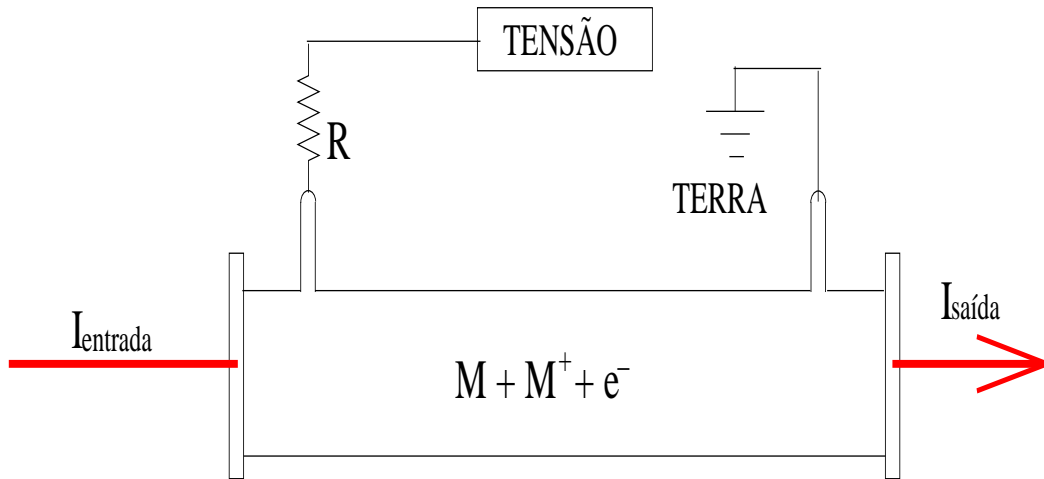


Figura 2.4: Esquema da montagem para estudar o efeito fotogalvânico em uma ampola fora do laser.

Conforme a valor de  $\lambda$  e o tipo de mistura de gases, o valor da intensidade do feixe após atravessar a descarga pode apresentar um dos três casos seguintes:

$$\begin{aligned}
 I_{saída} &< I_{entrada} \\
 I_{saída} &= I_{entrada} \\
 I_{saída} &> I_{entrada}
 \end{aligned}
 \tag{2.1}$$

O primeiro caso corresponde a uma absorção do gás, o segundo caso é quando o gás é transparente para  $\lambda$  e o último caso corresponde a uma emissão estimulada por  $I_{entrada}$  com comprimento de onda  $\lambda$ . Neste último caso podemos colocar o sistema da Figura 2.4 dentro de uma cavidade ótica e obtemos um laser emitindo um comprimento de onda próximo do comprimento  $\lambda$ . Como tínhamos definido antes, o efeito optogalvânico corresponde as mudanças elétricas dos gases na corrente descarga como função de  $I_{entrada}$ . A Figura 2.5 mostra um esquema típico do comportamento da corrente em função da intensidade do feixe incidente.

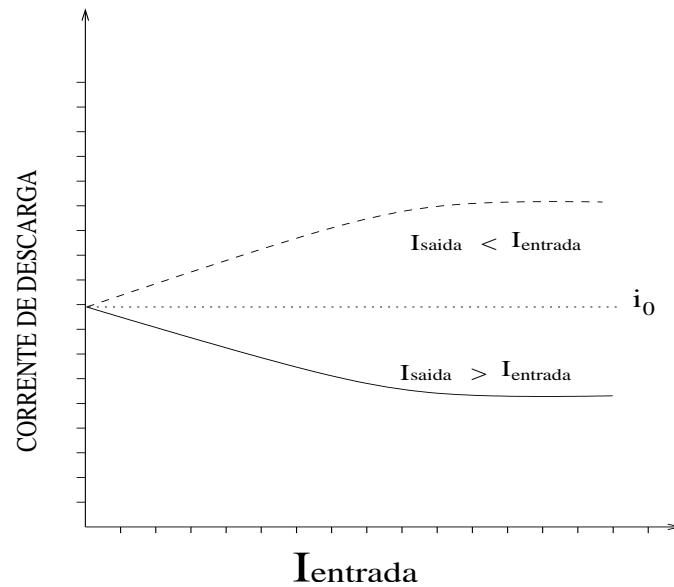


Figura 2.5: Comportamento da corrente de descarga em uma coluna de gás como função da intensidade de luz incidente e atravessando o gás.

Quando não incide luz a corrente na descarga é  $i_0$ . A incidência da luz pode aumentar ou diminuir este valor da corrente. No gráfico da Figura 2.5 a linha cheia indica o efeito fotogalvânico típico quando temos ganho óptico ou seja amplificação da luz pelo gás. A corrente tende a diminuir e diz-se que o efeito fotogalvânico é negativo. O efeito optogalvânico quando o gás é absorvedor esta, representado pela curva tracejada. Aqui a corrente cresce quando a resistência do gás diminui. A Figura 2.5 é uma representação muito simplificada e só vale para o regime contínuo da luz incidente e para condições do plasma onde a mistura dos gases perde energia de translação para a emissão estimulada. Veremos que em nossos experimentos, o laser de  $\text{CO}_2$  usado mostra o efeito com sinal oposto ao representado na Figura 2.5. Quando a coluna de gás recebe pulsos de luz a resposta fotogalvânica ganha uma dinâmica muito mais complexa. Tal dinâmica depende das taxas de relaxação dos gases e está descrita na seguinte seção.

## 2.3 O efeito fotogalvânico no laser de CO<sub>2</sub>

Em osciladores laser o efeito fotogalvânico é produzido pela própria radiação do laser dentro da cavidade ótica, passando pelo gás amplificador. O efeito optogalvânico no laser de CO<sub>2</sub> foi tratado com dependência temporal e independentemente do tempo por pesquisadores em nos EUA, no Japão e na Itália [27, 10, 28, 29, 30].

### 2.3.1 Tratamento termodinâmico do efeito fotogalvânico

Quando ocorre a descarga no tubo, a mistura dos gases CO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub> e He transforma-se em um plasma de alta temperatura. O laser de CO<sub>2</sub> operando em modo contínuo, pode ser visto como um sistema em equilíbrio térmico para três sub-sistemas. O primeiro sub-sistema consiste no gás CO<sub>2</sub> misturado com os outros componentes em um movimento translacional. Um quase-equilíbrio, devido as colisões que só mudam as velocidades dos componentes do plasma, que permite definir uma temperatura translacional do plasma,  $T_T$ . Outro sub-sistema, que resulta das colisões transferindo energia entre os níveis de vibração assimétricos  $(0, 0, \nu)$  da molécula de CO<sub>2</sub>, dá lugar a uma temperatura  $T_U$ , associada ao nível superior da emissão do laser. Finalmente os níveis vibracionais simétricos e de dobramento  $(\nu, 0, 0)$  e  $(0, \nu, 0)$  podem também ter uma temperatura,  $T_L$ , definida (aproximadamente) de acordo com a distribuição de população estabelecida por colisões ressonantes com transferência de energia. Nos lasers de CO<sub>2</sub> tem-se em geral  $T_u > T_L > T_T$ . Observe-se que  $T_U$  e  $T_L$  pode ultrapassar milhares de graus enquanto  $T_T$ , a temperatura do movimento das moléculas precisa ser limitada para não destruir as paredes do tubo. A temperatura translacional vai ser determinante no processo de variação da corrente elétrica no plasma. Seu valor vai depender do mecanismos de relaxação colisionais conforme indicados na Figura 2.6 para a molécula de CO<sub>2</sub> no laser.

A Figura 2.6 mostra os níveis de energia e as taxas relaxações de corrente de colisões inelásticas vibracional-vibracional-translacional (V-V-T) na molécula. As flechas



indicam as saídas de energia dos níveis vibracionais superior, **U**, inferior, **L**, e de emissão do laser. O aquecimento/resfriamento de gás produz diminuição/aumento da densidade local de moléculas na região de radiação, cujo resultado é um aumento/diminuição da corrente de descarga.

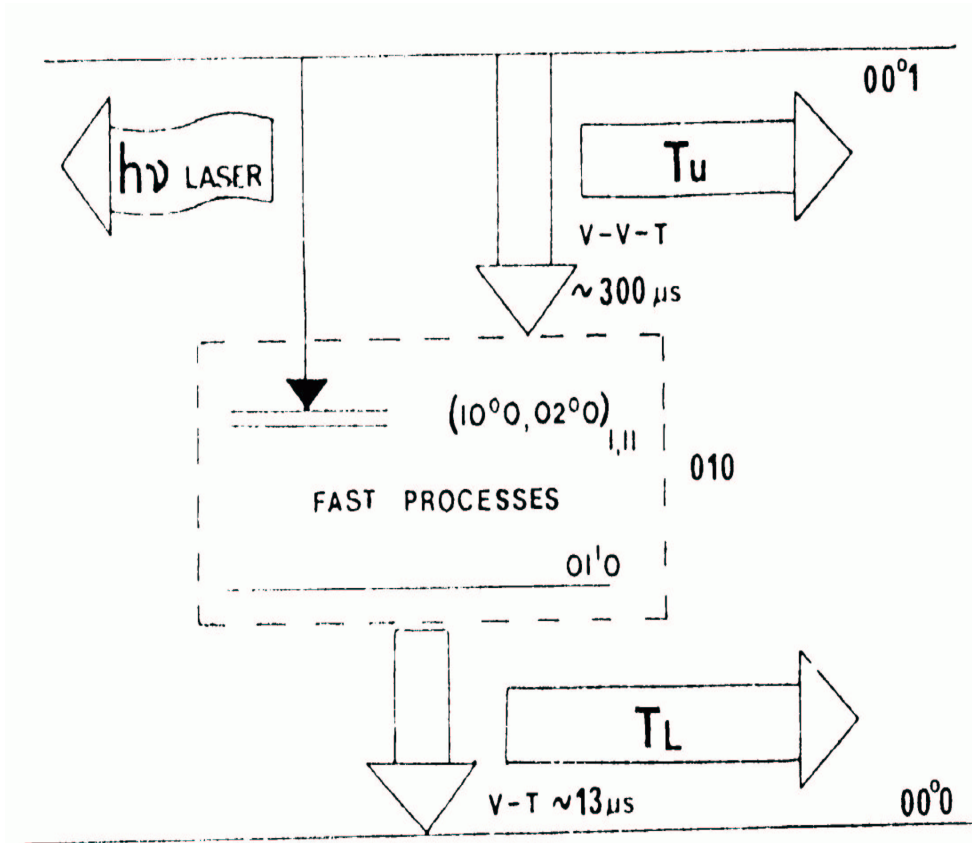


Figura 2.6: Esquema representativo das relaxações da molécula de CO<sub>2</sub> na descarga do laser [10].

Há três formas de diminuir a temperatura translacional dentro do tubo de descarga: por difusão, por convecção e por radiação (ver seção 1.1.2). Em presença da emissão estimulada as populações dos níveis vibracionais mudam e a energia vibracional pode ser transformada no aumento ou diminuição da temperatura do gás, através do processo de relaxação vibracional-translacional (V-T). Então com a emissão o laser tira ou coloca energia térmica translacional no plasma. A variação da temperatura no plasma produz

então uma variação na corrente de descarga. Este fenômeno pode ser explicado em termos da variação na densidade local de moléculas (olhando para o modelo termodinâmico) que faz variar a resistência elétrica, quando a temperatura varia com a pressão quase constante [22, 27].

Na Figura 2.7 podemos ver gráficos obtidos por Meucci [27], observando efeito fotogalvânico no laser de CO<sub>2</sub>. A Figura 2.7a mostra a diminuição da corrente de descarga, quando a potência do laser de CO<sub>2</sub> aumenta e a Figura 2.7b apresenta um aumento linear da corrente de descarga com a temperatura, dissipada por difusão para a água de resfriamento do laser de CO<sub>2</sub>. O nosso laser descrito no capítulo três, apresenta o efeito com sinal oposto ao da Figura 2.7

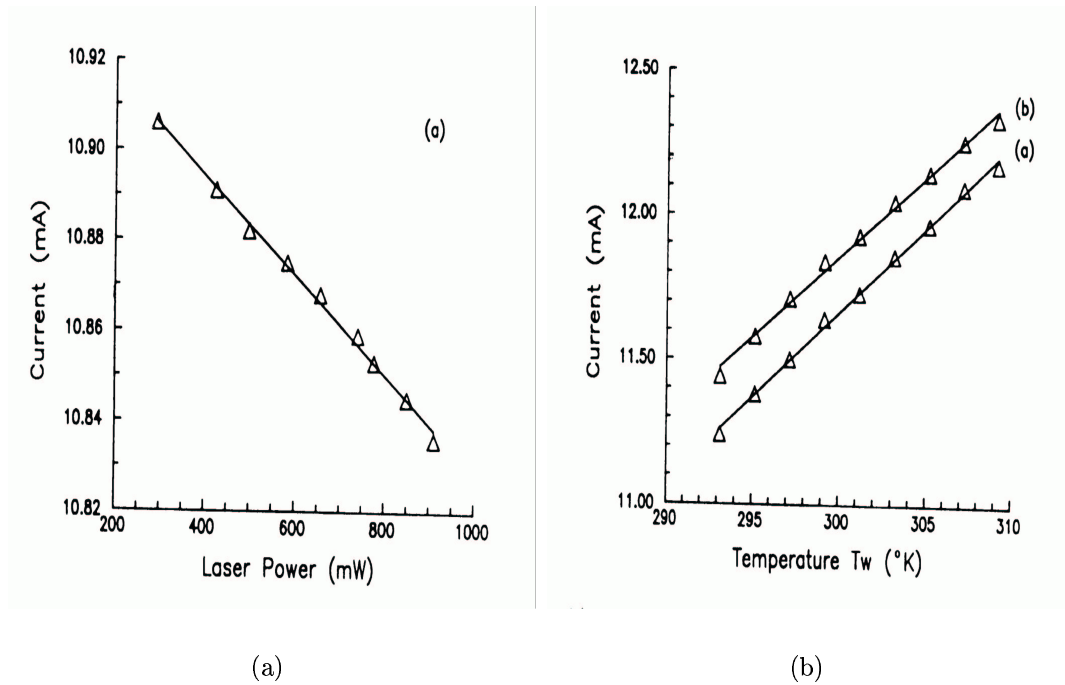


Figura 2.7: Gráficos das variações da corrente de descarga em laser de CO<sub>2</sub> [22].

### 2.3.2 A fase do efeito fotogalvânico

A técnica de medição do efeito fotogalvânico, usando o amplificador Lock-in e modulação da amplitude de radiação mostra um sinal que depende da fase da referência. A referência usualmente tem a sua fase escolhida como zero quando a radiação cresce com a modulação. Quando a frequência de modulação varia, o efeito fotogalvânico no laser contínuo pode mudar de fase. Esta mudança ocorre de forma regular quando aumentamos a frequência de modulação do PZT e mantemos e mantemos todos os outros parâmetros fixos [10] ou mudando-se a pressão do gás no tubo de descarga. Por exemplo, fixando uma frequência de modulação baixa no PZT, o efeito pode ter sinal positivo ou negativo variando a pressão no tubo de descarga, [28, 29, 30].

A mudança na fase em função da frequência de modulação foi estudada nos trabalhos feitos por Moffatt *et al* [10]. A amplitude do sinal e a sua fase são mostradas na Figura 2.8. Moffatt mostra que a fase do efeito fotogalvânico, medida em relação a fase da radiação do laser, esta muda em aproximadamente 2 kHz.

Na Figura 2.8, pode-se ver que a variação relativa da corrente de descarga e a mudança de fase como função da frequência de modulação medida por Moffatt [10]. O sinal do efeito fotogalvânico, de acordo ao modelo termodinâmico, é de fase oposta a baixa frequência de modulação, mas de forma estacionaria a fase diminui em amplitude com o aumento da frequência de modulação. A sinal do efeito fotogalvânico se anula entre 2 e 3 kHz. O sinal deixa de ser nula de novo a altas frequência de modulação, mas com a fase trocada e amplitude máxima na região 10 e 20 kHz. Em 100 kHz de frequência de modulação aproximadamente a corrente relativa desaparece.

A Figura 2.6 apresenta um esquema dos níveis de energia da molécula de CO<sub>2</sub> e a grande diferença entre os tempos de relaxação dos níveis **U** e **L** para explicar a mudança de fase no efeito fotogalvânico por modulação do PZT. Na Figura 2.6 vemos que a transição estimulada da radiação  $h\nu_{Laser}$  do nível mais alto compete com o processo de relaxação vibracional vibracional translacional (V-V-T) que em baixas frequência de modulação



**U** diminui porque a maior parte da população do nível (0 0<sup>0</sup> 1) é relaxada radiativamente ( $h\nu_{Laser}$  de energia por fóton emitido) e há relativamente poucas relaxações por colisões (V-V-T). Então quando a potência do laser aumenta, a temperatura  $T_T$  aumenta, a impedância da descarga aumenta também e a corrente diminui. A fase relativa é de 180°, portanto o efeito fotogalvânico tem sinal negativo.

Quando a frequência de modulação é alta,  $T_U$  permanece constante para quaisquer variação da potência do laser de CO<sub>2</sub>, enquanto  $T_L$  aumenta quando a potência do laser aumenta, então a impedância da descarga diminui e a corrente de descarga aumenta. A corrente de descarga agora está em fase com a frequência de modulação da cavidade.

Para frequências de modulação perto de  $1/2\tau_{001}$ , onde estão valendo os processos de relaxação (V-V-T) ( $\tau_{001}$  é o tempo que leva a relaxação desde o nível (0 0<sup>0</sup> 1)) e vale cerca de 300  $\mu$ s. A taxa de relaxação colisional (V-T) do grupo de níveis (0 1<sup>0</sup> 0) é uma ordem de grandeza mais rápidas, com valor aproximado de 13  $\mu$ s. As taxas de relaxação medidas por Tachikawa e Shimizu [13, 14] são 70 Hz/Torr para o estado excitado **U** e de 1.7 kHz/Torr para os estados **L** da transição laser.

Estes valores são para pressões suficientemente altas, quando a taxa de relaxação vibracional do nível (0 0<sup>0</sup> 1) para o grupo de níveis (0 1<sup>0</sup> 0), é maior que a taxa de emissão espontânea, então  $T_U$  aumenta e  $T_L$  fica constante. Para pressões suficientemente baixas, a maior parte da população do nível (0 0<sup>0</sup> 1) relaxa diretamente para o estado fundamental, via transição radiativa espontânea de comprimento de onda 4.3  $\mu$ m, com uma taxa de 385 Hz. Este valor faz com que para pressões abaixo de 7 Torr o efeito fotogalvânico tenha fase de 0° em baixa frequência de modulação e 180° para alta frequência de modulação. Esta situação, oposta a da Figura 2.8, é a que vai ocorrer em nosso experimento descrito no capítulo seguinte.

# Capítulo 3

## RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Este capítulo tem como objetivo descrever experimentos com a dinâmica do laser de  $\text{CO}_2$  operando em regime contínuo, e pulsado no modo Q-switching passivo. Como foi discutido anteriormente o regime pulsado possui uma larga variedade de comportamentos periódicos e caóticos interessantes de estudar, do ponto vista da óptica não-linear. Nos experimentos mede-se a corrente de descarga do laser de  $\text{CO}_2$  e suas variações nos regimes caóticos e periódicos operando no modo Q-switching. Inicialmente é mostrado um esquema da montagem experimental, explicando-se a técnica de modulação em frequência e detecção com amplificador um Lock-in. É apresentado em seguida o comportamento do laser contínuo sintonizado e o correspondente efeito fotogalvânico. Finalmente são relatados os efeitos de bifurcações dinâmicas observados com efeito fotogalvânico, com o laser em regime Q-switching.

### 3.1 Montagem experimental

Na Figura 3.1 podemos ver um esquema do laser de  $\text{CO}_2$  e da montagem usada para capturar as médias temporais assim como também as séries temporais da corrente de descargas e da intensidade do laser de  $\text{CO}_2$ . A montagem contém o laser de  $\text{CO}_2$  com os

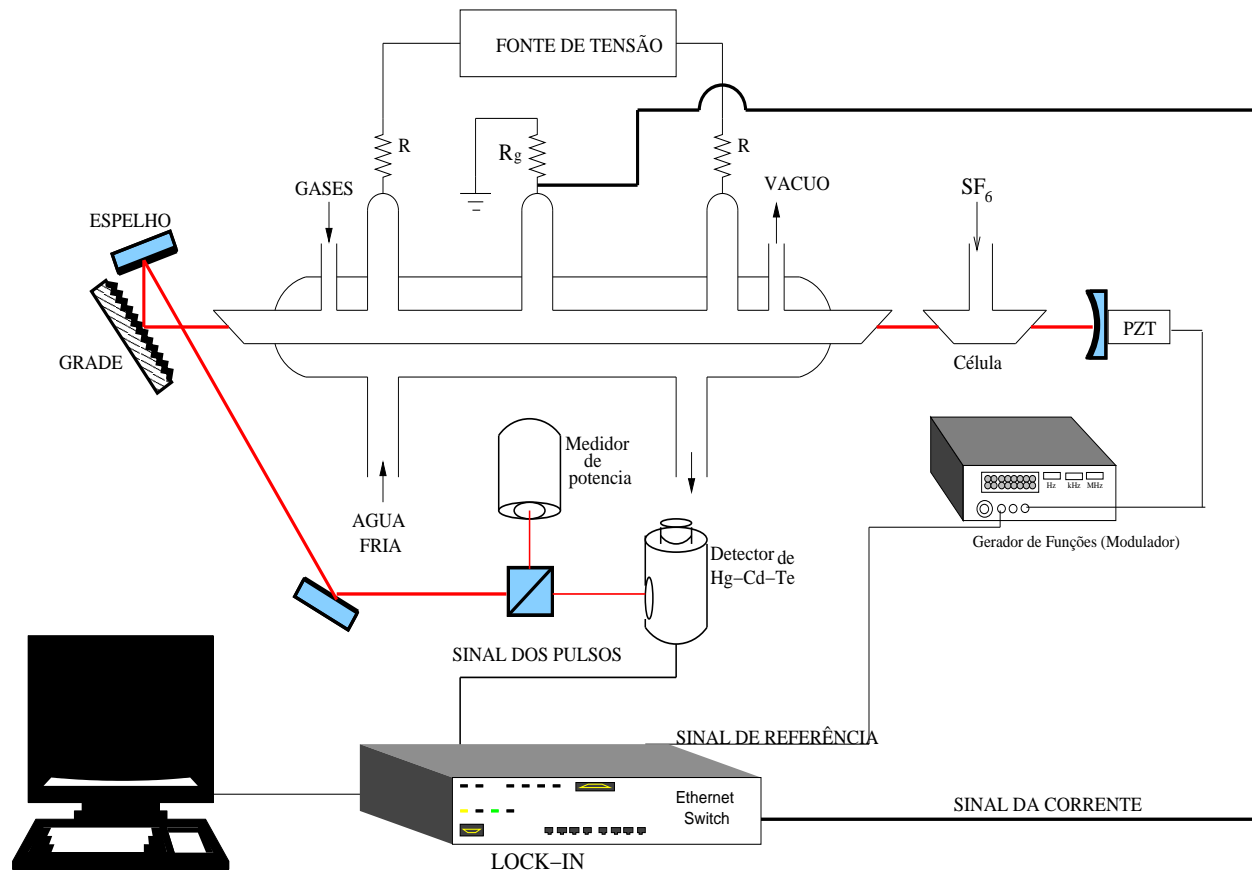


Figura 3.1: Esquema do montagem experimental para estudar o efeito fotogalvânico no laser de  $\text{CO}_2$ , operando no modo Q-switching.

seguintes componentes: um tubo de descarga com comprimento de 75 cm pelo qual flui uma mistura de  $\text{CO}_2$ ,  $\text{N}_2$  e He nas proporções 1:1:3 respectivamente e uma pressão média de 7 Torr da mistura de gás; uma célula de comprimento 5 cm, que contém o gás  $\text{SF}_6$  misturado com gás amortecedor, é o absorvedor saturável intracavidade que vai provocar pulsações de Q-switching; e a cavidade ótica tipo Fabry-Pérot tem que comprimento de 150 cm. Em um extremo da cavidade há um espelho esférico de raio de curvatura de 5 m e refletividade 100%, montado num cilindro de cerâmico piezoelétrico (PZT) que é movido com uma tensão de 0 a 450 Volts. No outro extremo há uma grade de difração com 150 linhas/mm e 30% de saída na reflexão de ordem zero. Esta grade reflete como realimentação cerca de 69% na primeira ordem de difração. Tal reflexão atua como seletor

de frequências de linhas rotovibracionais do  $\text{CO}_2$ . Dentro de cada linha selecionada o movimento do espelho pelo PZT faz uma sintonização de 50 MHz. O feixe de saída do laser é levado através de espelhos para um divisor de feixe. Um deles vai para um detetor de potência e o outro para um fotodetetor de intensidade rápido (Hg-Cd-Te). Este sinal é levada por um cabo coaxial para o amplificador Lock-in [31], cuja frequência de referência é produzida por uma roda dentada (chopper) ou pelo modulador do PZT.

O tubo de descarga tem dois eléctrodos, um cátodo no qual é aplicada um potencial de 15 kV e um ânodo conectado a terra. Para medir-se a corrente é conectado um resistor de  $1\text{k}\Omega$  em série no circuito. A diferença de potencial no resistor passa por um capacitor de  $450\ \mu\text{F}$  em série com o Lock-in para eliminar o nível DC. O sinal saída do capacitor é levada através de um cabo coaxial para Lock-in [31].

O Lock-in é um amplificador sensível à frequência e a fase de um sinal em relação a uma referência. Se o sinal de entrada no Lock-in contém a componente de frequência  $\omega$ , então esta componente de frequência  $\omega$  vai ser amplificada. A referência do Lock-in tem dois tipos de utilização. No caso de modulação do feixe com uma roda dentada (chopper), o sinal vinda do fotodetetor Hg-Cd-Te esta modulado em amplitude com a mesma frequência da roda dentada, que é usada como referência no Lock-in. A Figura 3.2 mostra esta amplificação. A modulação por roda dentada no exterior da cavidade do laser não afeta a corrente na descarga, logo não serve para detectar o efeito fotogalvânico.

A Figura 3.2 mostra o perfil da intensidade em função da frequência ótica do laser de  $\text{CO}_2$  obtido sem absorvedor saturável na célula. Este sinal foi obtido no detetor Hg-Cd-Te usando o chopper na frente do feixe com frequência de 554 Hz. Esta frequência foi usada como sinal de referência no Lock-in. O PZT faz uma varredura de 0 a 500 volts, que correspondem a 60 MHz na frequência ótica da cavidade. A varredura tarda 60 segundos. O controle da rampa do PZT e a aquisição de dados foram feitos por um computador para garantir que a aquisição dos dados e o movimento do PZT iniciaram ao mesmo tempo.



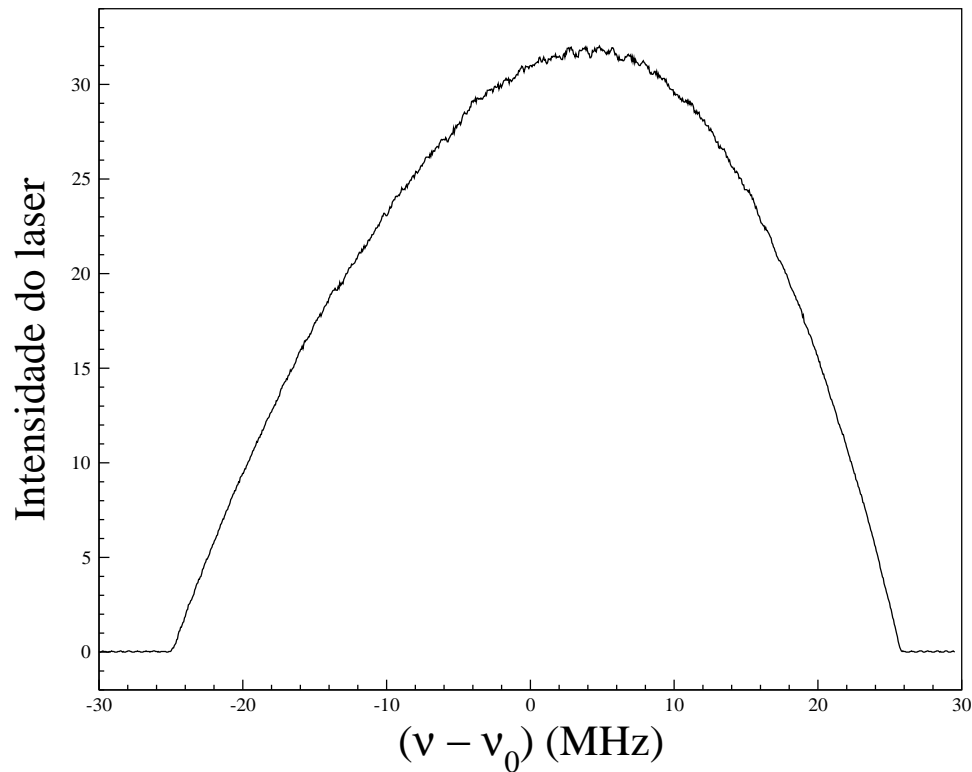


Figura 3.2: Intensidade do laser de CO<sub>2</sub> em operação contínua, com chopper de referência no Lock-in. Na ordenada temos uma intensidade máxima de 3 Watts, medida no detetor de potência. O valor de pico ocorre em  $\nu_0$  é 28359773,8165 MHz correspondente a linha espectral P(18) da banda de 10.6  $\mu\text{m}$  [Pag.22 da ref. [2]].

O segundo tipo de amplificação Lock-in é usada tanto para a potência da luz laser no fotodetector como para a corrente no circuito de alimentação da descarga. Neste caso não há roda dentada (chopper) na frente do feixe de luz. A tensão aplicada no PZT é modulada com uma pequena amplitude de 2 Volts pico a pico e o sinal desta modulação, é que vai ser o sinal de referência do Lock-in. O laser tem então sua frequência ótica de emissão modulada (modulação FM). A potência emitida e a corrente no circuito estão também (a variação da corrente) modulados na mesma frequência da modulação do PZT. Deste modo o efeito fotogalvânico pode ser detectado no Lock-in. Sendo uma “variação”

$\Delta S$  a parte modulada do sinal na entrada do Lock-in, a saída do lock-in vai apresentar um sinal amplificado na forma:

$$\Delta S = \left( \frac{\Delta S}{\Delta \nu} \right) d\nu \quad (3.1)$$

Onde  $d\nu$  ou  $\Delta \nu$  é a profundidade de modulação (frequências varridas em em período de modulação) na referência ótica produzida pela modulação do PZT. Este sinal de saída é portanto a derivada da intensidade ou da corrente em relação à frequência do laser. Consequentemente nossos sinais experimentais, correspondem ao perfil de emissão do laser e do efeito fotogalvânico vão aparecer como derivadas em relação a frequência ótica do laser. Tais experimentos serão descrito na seção seguinte.

## 3.2 Intensidade e corrente com o PZT modulado

Para os dados recolhidos aqui, a célula do absorvedor intracavidade estava com vácuo. Deste modo o laser opera em regime contínuo e sua potência cresce e diminui quando a cavidade ótica é sintonizada sobre a linha P(18) de  $10.6 \mu\text{m}$ . Os gráficos da Figura 3.3 foram feitos modulando a rampa de tensão do PZT, com uma função senoidal de 4 Volts pico a pico, gerada por um gerador de funções e frequências como está indicado na Figura 3.1.

Os gráficos **A** e **B** da Figura 3.3 mostram a derivada da intensidade do laser de  $\text{CO}_2$  e a derivada da corrente de descarga, respectivamente, obtidos com o Lock-in com amplificação usando modulação de frequência de 100 Hz no PZT. É possível ver que o sinal depende linearmente da frequência do laser e a derivada do sinal da Figura 3.2. Um comportamento parecido ocorre com a derivada da corrente de descarga apresentada no gráfico **B**. Esta variação da corrente corresponde ao efeito fotogalvânico. A fase da referência do Lock-in para todas as duas Figuras foi a mesma, escolhida para das o máximo sinal na modulação de potência.

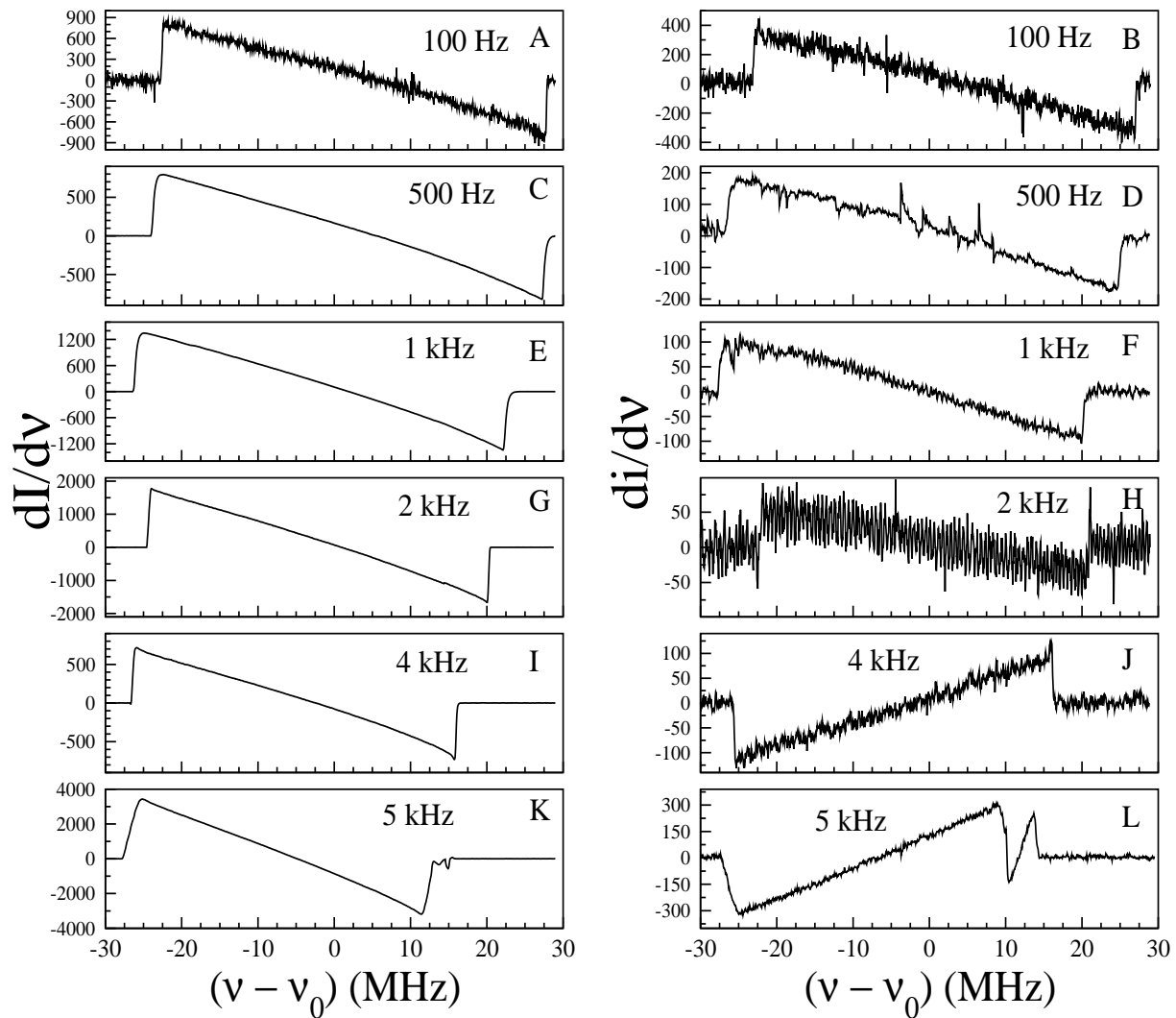


Figura 3.3: Derivada da intensidade e da corrente do laser em função da frequência de sintonização. A e B com modulação de 100 Hz, C e D com 500 Hz, E e F com 1 kHz, G e H com 2 kHz, I e J com 4 kHz, K e L com 5 kHz respectivamente. Notação (i) para a corrente e (I) para a intensidade do laser de CO<sub>2</sub>. As unidades usadas para os gráficos são Watts/MHz para a derivada da intensidade e Ampère/MHz para a derivada da corrente

Nos gráficos **C** e **D** da Figuras 3.3 é possível ver que para frequência de modulação de 500 Hz no PZT, a fase fotogalvânica continua aproximadamente igual a fase do sinal da intensidade. O efeito fotogalvânico continua positivo.

Os gráficos **E** e **F** da Figura 3.3, correspondem ao PZT modulado com frequência de 1 kHz, mostra que o sinal da derivada da corrente caiu, quando medido com a fase de referência ótima para a derivada da potência. Isto significa que a boa fase para medir o efeito fotogalvânico não é mais a mesma para a modulação da potência .

Ainda na Figura 3.3, nos gráficos **G** e **H** faz-se mais evidente a diminuição do sinal da derivada da corrente da descarga, quando é usado 2 kHz de frequência para modular o PZT. O gráfico **H** da Figura 3.3, mostra um sinal pequeno que indica que está acontecendo a mudança de fase do efeito fotogalvânico. Este fenômeno tinha sido reportado por Moffatt *et al* [10] e por Tachikawa *et al* [13, 14]. Como foi explicado no capítulo anterior, as relaxações V-V-T do nível  $(0, 0^0, 1)$  para o grupo de níveis  $(0, 1, 0)$  e a emissão espontânea para o nível fundamental diminuem quando o laser aumenta a potência. Enquanto as relaxações V-T dos níveis  $(0, 1, 0)$  para o nível fundamental fica quase constante. Para modulação em torno de 2 kHz os efeitos de aquecimento do sub-sistema translacional se cancelam, então a derivada da corrente de descarga quase que se anula. Não há manifestação do efeito fotogalvânico nesta frequência de modulação do PZT.

Os gráficos **I** e **J** da Figuras 3.3 correspondem a os sinais da derivada da intensidade e da corrente de descarga respectivamente, usando 4 kHz de frequência na referência do Lock-in. O gráfico **J** mostra que a fase do efeito fotogalvânico foi trocada. Para esta frequência, acontece que a relaxações V-V-T e por emissão espontânea do estado **U** ficam constantes, enquanto as relaxações do grupo de níveis  $(0, 1, 0)$  para o estado fundamental, é aumentado segundo a modulação do PZT. Então o sinal da derivada da corrente terá fase oposta ao sinal em baixa frequência de modulação.

Os gráficos **K** e **L** da Figuras 3.3 mostram que os sinais das derivadas da potência e da corrente continuam com fases opostas. O sinal da corrente aumentou mostrando que a sua fase está mais próxima de  $180^\circ$  em relação à fase do sinal da intensidade, com modulação de 5 kHz no PZT. No final da varredura em frequência, o sinal mostra uma pequena perturbação, causada pela não linearidade na resposta do PZT, quando é

modulado com altas frequências. No gráfico **L** da Figuras 3.3 aparece a mesma alteração, mas com amplitude maior. Este fenômeno está associado ao surgimento de pulsações do laser induzidas pela modulação do PZT. O laser apresenta caos por modulação (muito estudado pelo grupo de florência na Itália). O caos no laser de CO<sub>2</sub> é provocado pela presença de um modulador acústico-ótico dentro da cavidade ótica. As alterações são bifurcações nas séries temporais da intensidade do laser quanto a corrente de descarga. Tal fenômeno de dinâmica caótica deve ser distinguido da dinâmica caótica produzida pela presença do gás absorvedor saturável. Isto último vai ser apresentada na seção 3.4 e ocorre mesmo sem modulação do PZT.

### 3.3 Perfil da intensidade e da corrente

Para obter os perfis da intensidade do laser e da corrente de descarga, a partir dos sinais experimentais das derivadas foram usados os dados experimentais apresentados na Figura 3.3 e o programa **xmgrace** para integração numérica. O resultado deste processamento dos dados são os perfis da intensidade do laser de CO<sub>2</sub> e da corrente de descarga mostrados na Figura 3.4. Pode-se ver diretamente nas Figuras que os perfis apresentam curvas suaves. O gráfico **L** da Figura é o único que mostra uma alteração abrupta da suavidade, reflexo da dinâmica caótica induzida pelo PZT modulado a 5 kHz. Os gráficos da Figura 3.4 apresentam uma falta de simetria em relação ao eixo da intensidade (ordenada), causada pela resposta não linear do PZT, perto de 500 Volts. Os perfis destes gráficos devem ser comparados com o da Figura 3.2. A mudança de fase do efeito fotogalvânico em torno de 2kHz de modulação pode-se ver também representada, na seqüência da Figura 3.4.

Trabalhos recentes apresentam resultados para medições do perfil da intensidade do laser de CO<sub>2</sub> [20] e perfis da corrente de descarga [32].

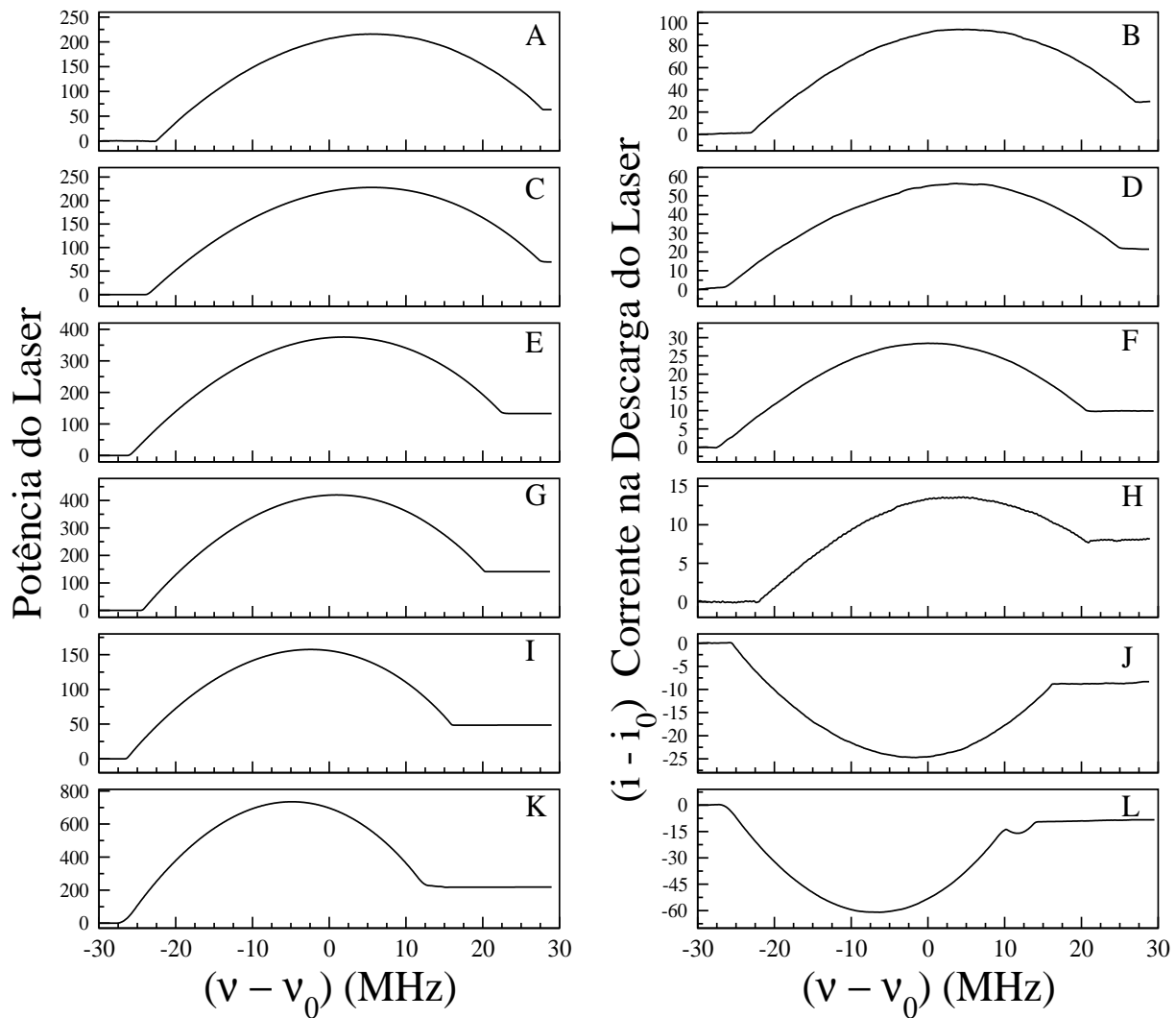


Figura 3.4: Perfil da intensidade e da corrente do laser com frequência de modulação. O pico da potência corresponde a 3 Watts e o valor de  $i_0$  é 18 mA.

### 3.4 Intensidade e corrente com o PZT modulado e com SF<sub>6</sub> na célula

Para estudar o efeito fotogalvânico com o laser pulsado, colocou-se na célula intracavidade um absorvedor saturável (gás SF<sub>6</sub>). Com este gás na célula o laser de CO<sub>2</sub> opera

em modo Q-switching, mostrando uma larga variedade de comportamentos dinâmicos, quando se faz a varredura no PZT. A Figura 3.5 mostra uma série de quatro gráficos da potência captados pelo detector Hg-Cd-Te onde é possível ver os comportamentos periódicos e caóticos das pulsações do laser. Os gráficos (a-c) da Figura 3.5 mostram séries

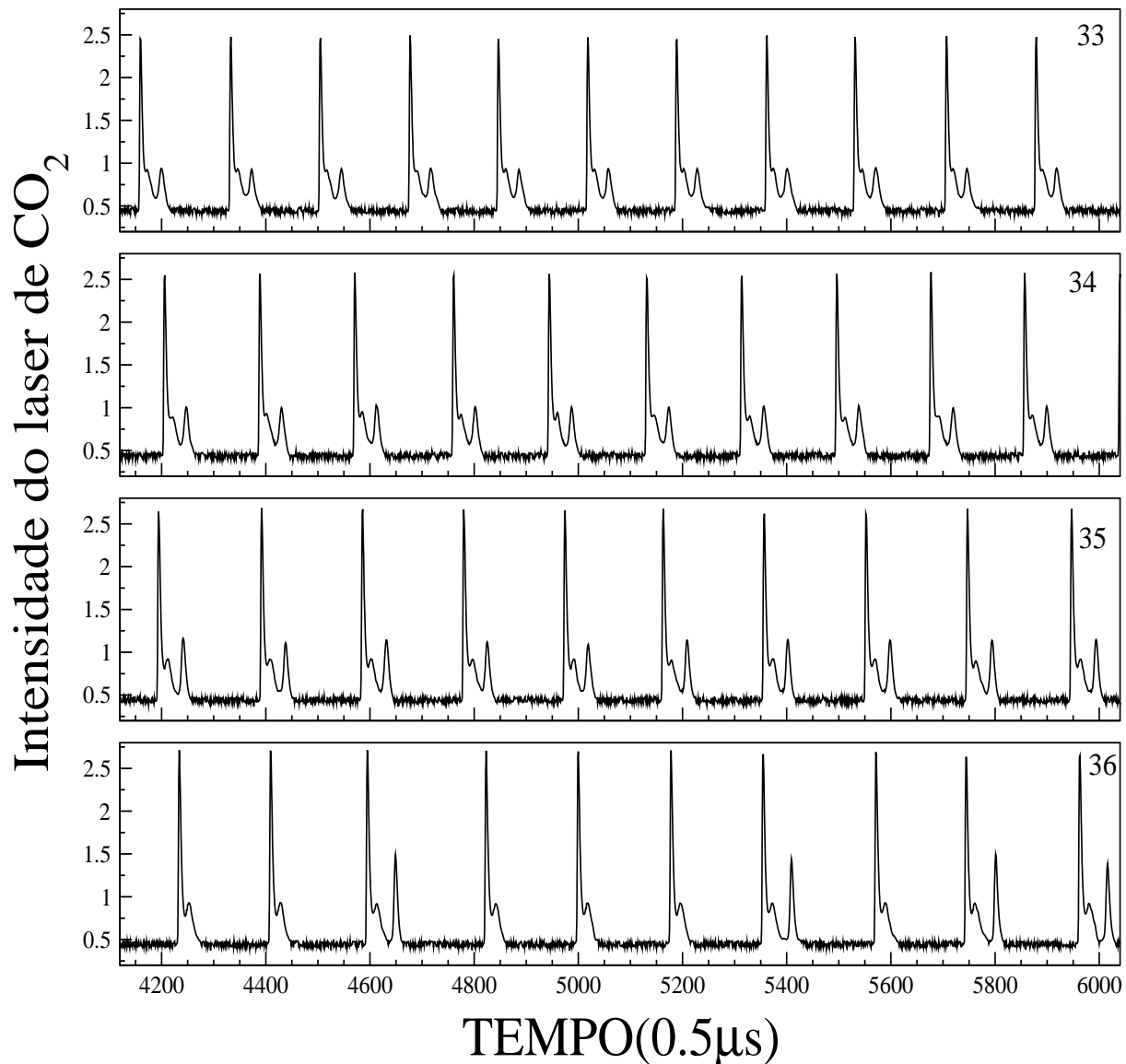


Figura 3.5: Evolução temporal da dinâmica do laser indo de um comportamento periódico para outro através de bifurcações incluindo por um comportamento caótico.

temporais da intensidade do laser de CO<sub>2</sub> com pulsos periódicos. No gráfico **d** a evolução da pulsação é caótica, como pode ser visto na mudança da forma dos pulsos. A Figura

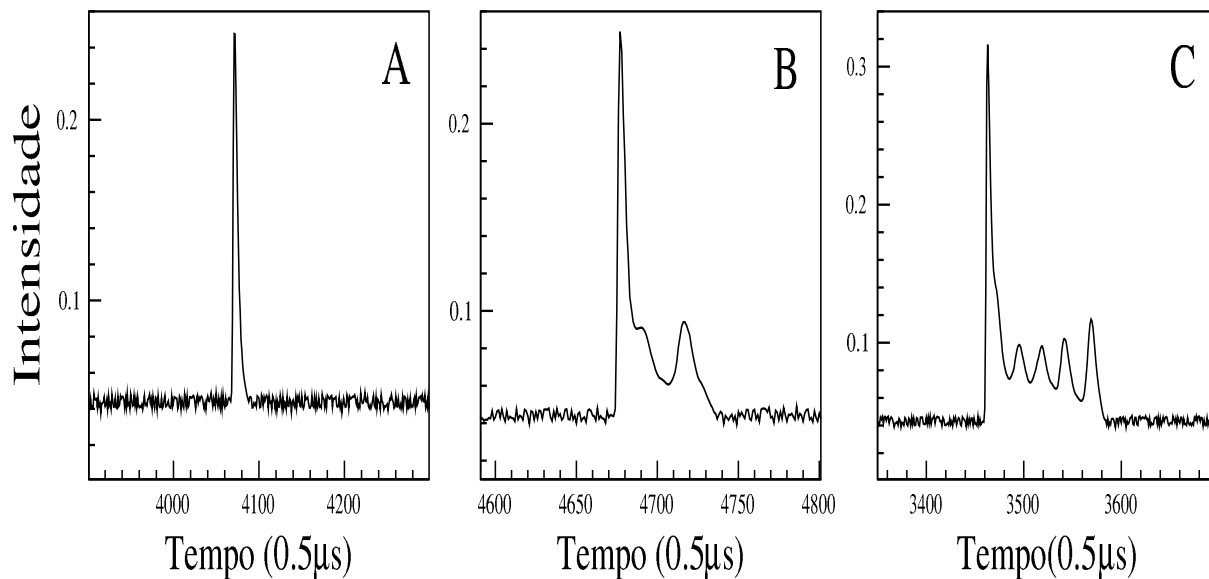


Figura 3.6: Pulsos periódicos da intensidade do laser e representação das bifurcações na dinâmica.

3.6 mostra três tipos individuais de pulsos da intensidade do laser de CO<sub>2</sub>, correspondentes a diferentes comportamentos das dinâmicas do sistema. Estes tipos diferentes podem aparecer em seqüência periódicas ou embaralhados de forma caótica e são obtidos para diferentes valores do ganho do laser. A variação do ganho é produzida durante a varredura do PZT. As séries temporais foram obtidas com uma placa de aquisições rápidas **GageScope** e os dados passados por um programa **TISEAN**, para tirar um pouco de ruído das séries.

O trabalho de Lefranc [18] com o modelo de três níveis para o médio ativo e dois níveis para o absorvedor saturável, descreve bem o comportamento do laser CO<sub>2</sub> no modo Q-switching. Lefranc apresenta diagramas de bifurcação que são aproximadamente reproduzidos com os dados da Figura 3.5.



O efeito fotogalvânico observado com o laser pulsado pode ser visto na Figura 3.8. Duas séries temporais são coletadas simultaneamente. São seqüências de pulsos da potência do laser e da corrente de alimentação. Em segmentos temporais longos podemos ter comportamentos periódicos e caóticos como as Figuras 3.5 e 3.6.

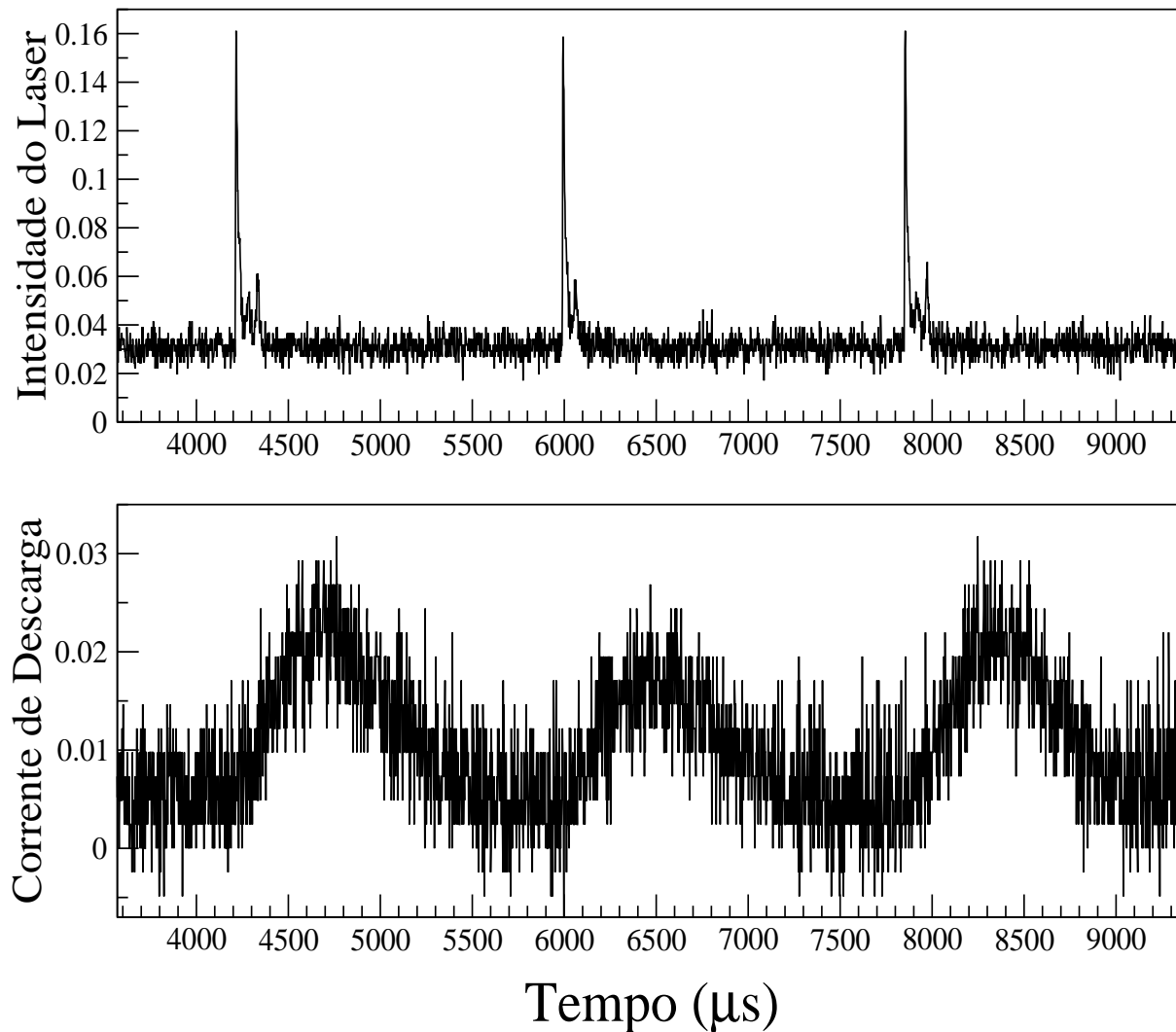


Figura 3.7: Series temporais dos pulsos da corrente da descarga e da intensidade do laser em transição caótica.

Observando a dinâmica temporal mostrada nos gráficos da Figura 3.8 é possível ver que para um mesmo período de tempo, a largura e forma dos pulsos não são iguais.

Não dá para ver a dinâmica rápida dos pulsos nas séries temporais da corrente. Os acontecimentos na corrente de descarga são aproximadamente 12 vezes mais lentos que os mesmos nos pulsos da intensidade do laser. Entretanto o pico e a área total do pulso da corrente varia, dependendo do pulso da potência. Isto pode ser observado no pico central da Figura 3.8.

Uma análise detalhada da forma dos pulsos da corrente está sendo desenvolvida por H. L. D. Cavalcante [33]. Usando o modelo de 3-2 níveis das equações 1.1 a 1.5, calculam-se as pulsações da molécula de CO<sub>2</sub>,  $M_1(t)$  e  $M_2(t)$ . Com estas populações é possível resolver uma expressão para a temperatura translacional e para a corrente em função do tempo [22].

A Figura 3.9 mostra um grupo de gráficos das derivadas das médias temporais da intensidade do laser e das derivadas de médias da corrente de descarga com gás SF<sub>6</sub> na célula intracavidade em função da frequência do laser. Tais medidas foram feitas com a mesma modulação FM com amplificador Lock-in já apresentado para o laser em regime cw. Nos gráficos cada pico nas curvas das derivadas (Figura 3.9) significa uma mudança na dinâmica do sistema, quando sai de um regime periódico para outro ou de um caótico para periódico e vice-versa. Estes picos caracterizam as bifurcações na dinâmica do sistema [21].

Nos gráficos **A** e **B** da Figura 3.9 mostram-se as derivadas das médias temporais da intensidade do laser e da corrente de descarga, respectivamente, com frequência de modulação do PZT em 500 Hz. No gráfico **A** desta Figura pode-se ver as bifurcações que tem o sistema, olhando-se para a derivada da média temporal da potência do laser. Aqui cada pico ocorre quando o sistema passa de um modo periódico ( $P^{(n)}$ ) para outro periódico ( $P^{(n+1)}$ ) ou de ( $P^{(n)}$ ) para ( $P^{(n-1)}$ ) e a dinâmica do sistema fica temporariamente caótica. Assim, cada pico do gráfico indica uma mudança dinâmica do sistema. O gráfico **B** da Figura 3.9, corresponde à derivada da média temporal da corrente de descarga.

Os gráficos **C** e **D** na Figura 3.9 correspondem à intensidade do laser e corrente

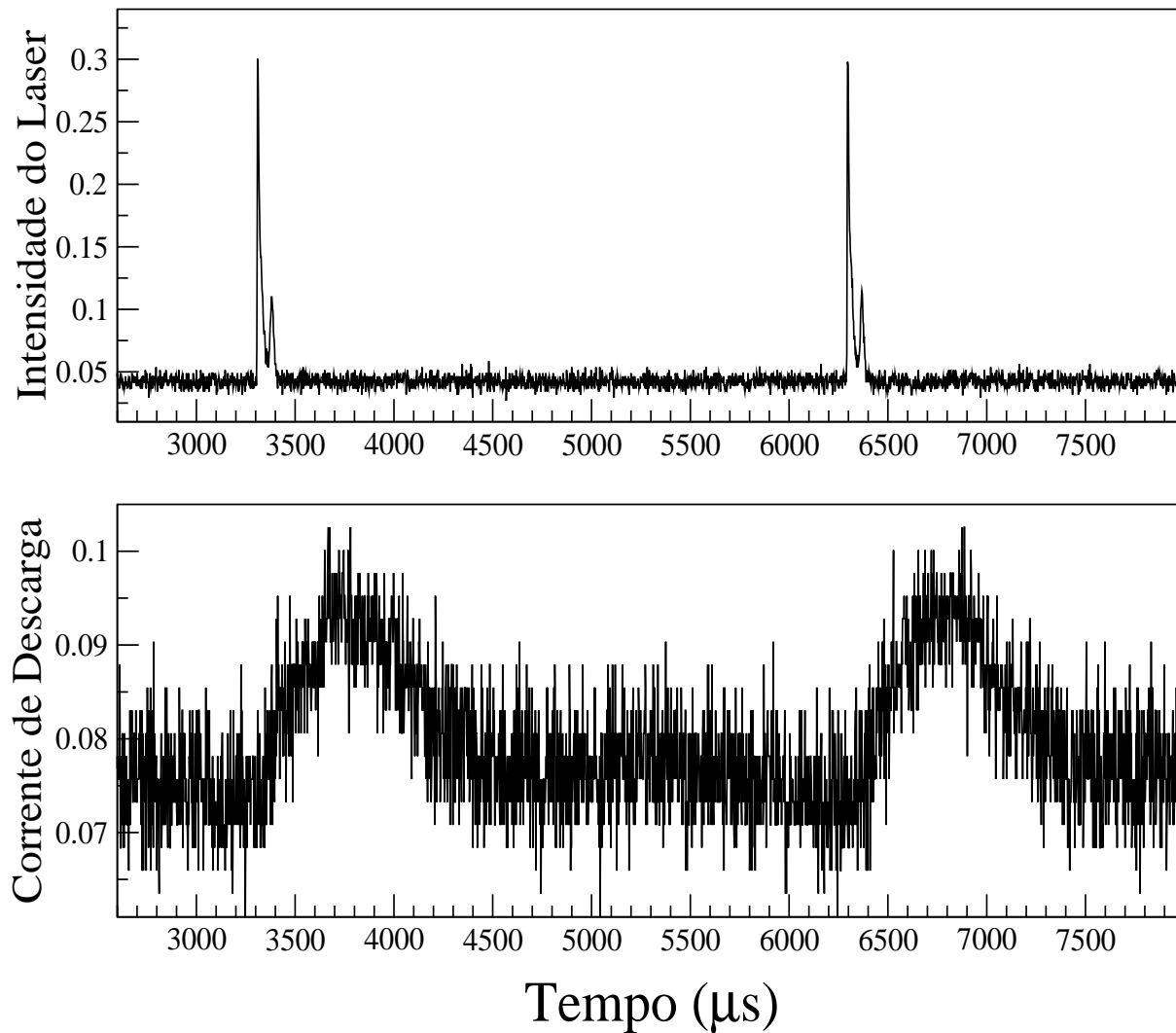


Figura 3.8: Series temporais dos pulsos da corrente da descarga e da intensidade do laser.

de descarga respectivamente, usado 1kHz como frequência de referência no lock-in. No gráfico **C** pode-se ver que o comportamento da média temporal da intensidade do laser, tem de forma geral a mesma dinâmica que o gráfico **A**. Aqui neste gráfico (**C**), tem-se filtrado ruído de baixa frequência e perdido intensidade nas bifurcações da dinâmica. Enquanto a média temporal da corrente de descarga (gráfico **D** da Figura 3.9) permanece igual na dinâmica e forma das bifurcações.

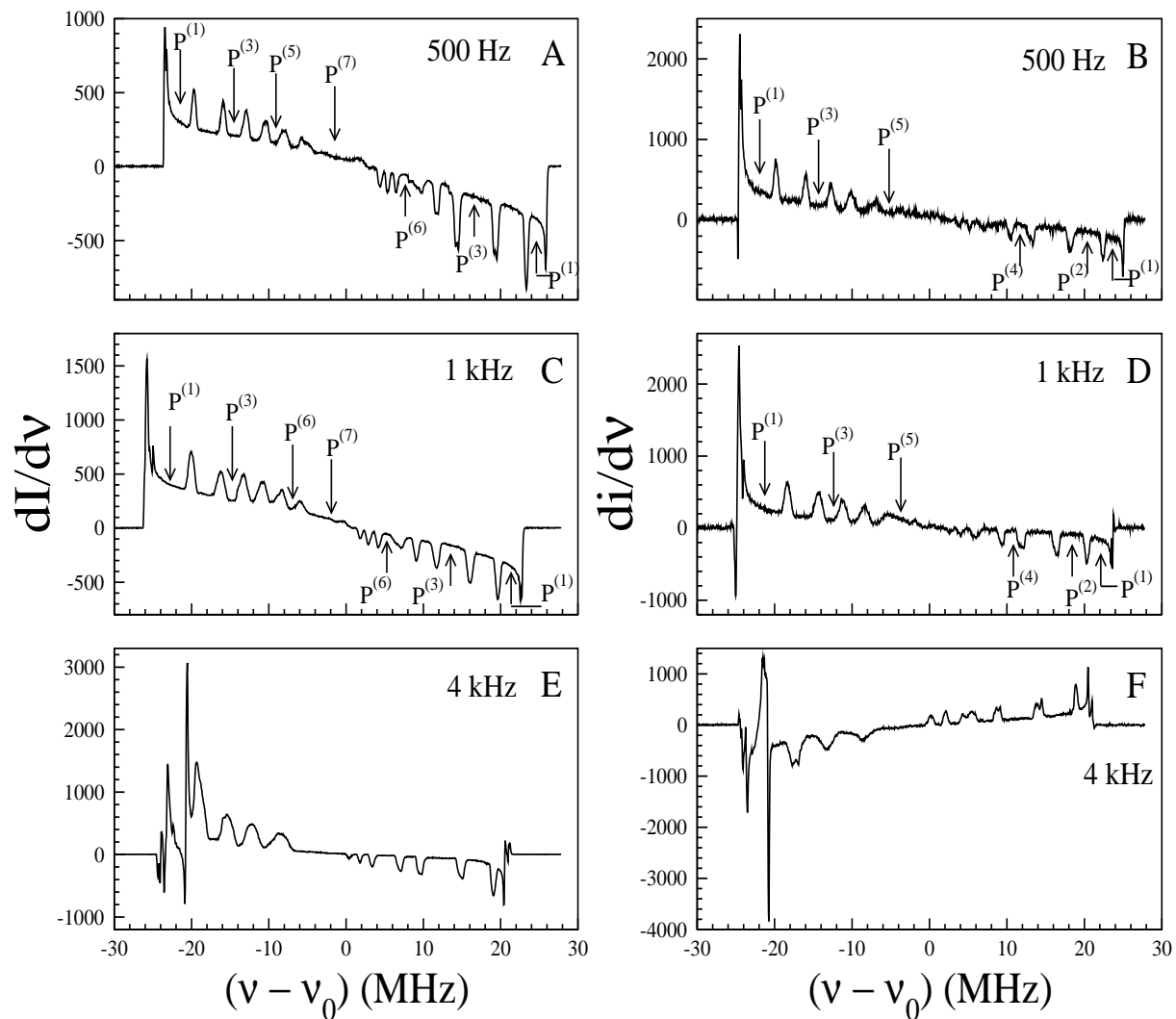


Figura 3.9: Bifurcações na dinâmica manifestadas na média da intensidade ( $\frac{dI}{dv}$ ) e da corrente ( $\frac{di}{dv}$ ) do laser.

Nos gráfico **E** e **F** da Figura 3.9, mostra-se a média temporal da intensidade e da corrente de descarga do laser de CO<sub>2</sub>, com frequência de modulação 4kHz. Estes gráficos apresentam anomalias nas médias temporais, que podem ser explicadas em termos das condições de operação do laser. O que pode-se ver nos gráficos são dois modos transversais electromagnéticos competindo na cavidade Fabry-Pérot, e isto é causado pelas mudanças nos parâmetros de operação do laser de CO<sub>2</sub>, como a pressão do gás SF<sub>6</sub>

na célula intracavidade, a abertura da íris, o comprimento da cavidade e pressão do gás no tubo de descarga. No gráfico **F** da Figura 3.9, dá para ver-se que a fase do efeito fotogalvânico trocou de sinal como no caso de funcionamento contínuo (ver Figura 3.3 e 3.4). Isto mostra que a mudança de fase no efeito fotogalvânico é independente do modo de operação do laser.

### 3.5 Perfil da corrente e da intensidade com o laser em Q-switching

Os perfis da intensidade e da corrente de descarga do laser de CO<sub>2</sub>, apresentados na Figura 3.10 foram obtidos por integração numérica dos dados tomados nas médias temporais da Figura 3.9. Esta transformação de dados foi feita usando um programa computacional instalado em **FreeBSD** chamado **xmgrace**. Os gráficos **A** e **B** da Figura 3.10 correspondem à intensidade do laser e a corrente de descarga respectivamente. O gráfico **A** pode-se ver que possui simetria parabólica quase perfeita, como ocorre no caso do modo de funcionamento contínuo, além de apresentar pequenas ondulações. Cada pequena ondulação sobre a parábola esta associada a uma mudança da dinâmica do sistema, representada nos gráficos da Figura 3.9 por um pico. A simetria da curva tão perto da parábola, pode-se explicar assim: a resposta não linear do PZT concordo com uma curva de equação  $\frac{dI}{d\nu} \approx -\nu^3$ , então a integral desta fica parabólica. No gráfico **B** da Figura 3.10, correspondente à corrente de descarga, mostra uma forte assimetria, mas é possível ver as mudanças na dinâmica da corrente na varredura do PZT.

Nos gráficos **C** e **D** da Figura 3.6, os perfis obtidos da intensidade do laser e a corrente de descarga respectivamente, são altamente assimétricos, mas é possível reconhecer as trocas na dinâmica do sistema. Nestes gráficos não observamos diferencias importantes em relação a **A** e **B**, isto é, só mudou a frequência de modulação para 1kHz.

Os gráficos **E** e **F** da Figura 3.10, apresentam os perfis da intensidade e a corrente

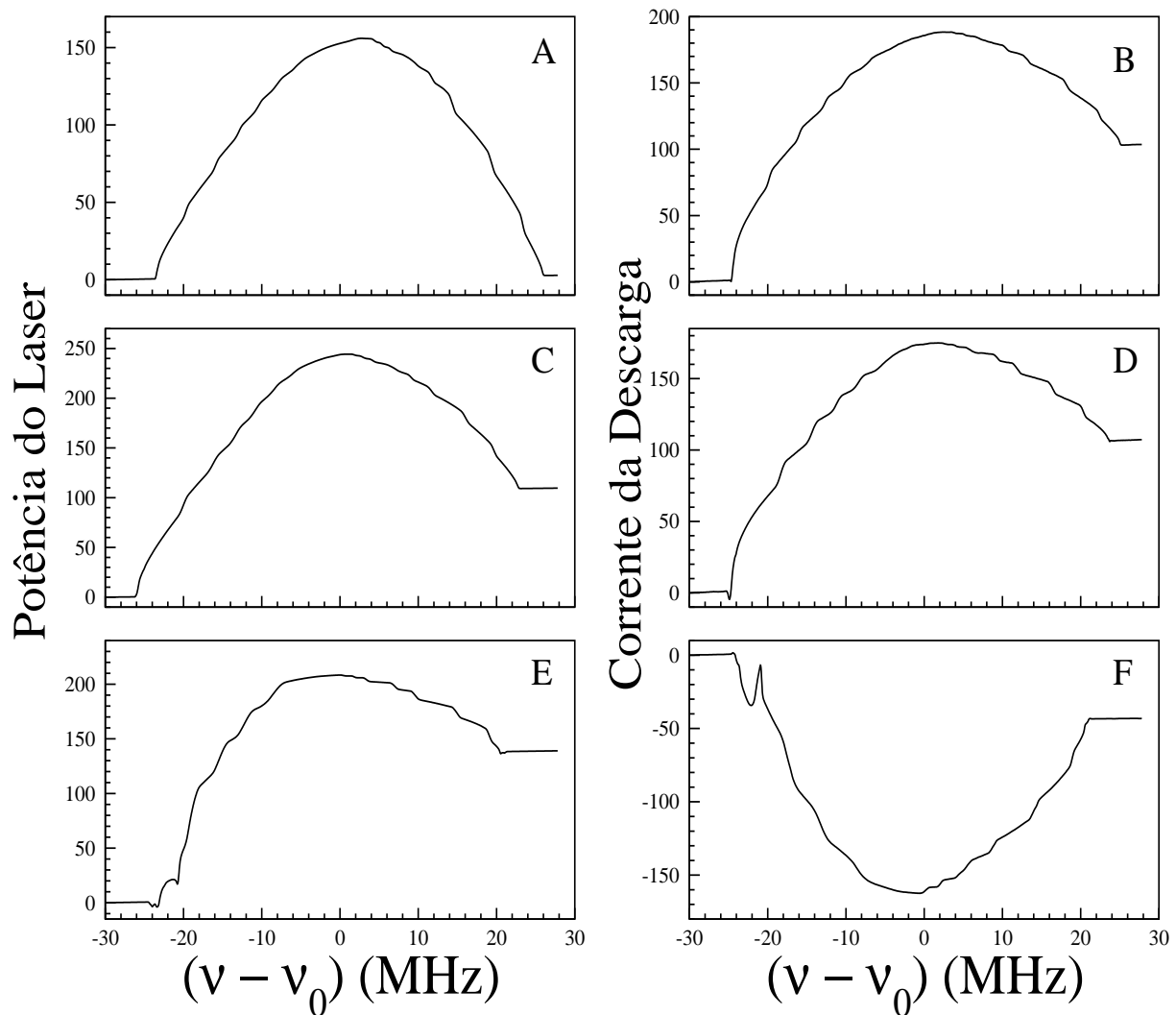


Figura 3.10: Mudança na dinâmica manifestadas na média da intensidade e da corrente, com o laser trabalhando em Q-switching.

de descarga do laser de  $\text{CO}_2$ , com o PZT modulado a 4 kHz. Estes apresentam uma assimetria muito mais marcada que os gráficos anteriores da Figura 3.10, consequência dos modos transversais electromagnéticos em competição. A troca de fase é aqui muito mais evidente e é possível também ver-se a mudanças na dinâmica nas ondulações sobre a curva.

# CONCLUSÕES

Em um estudo precedente ao do efeito fotogalvânico, tentamos primeiro medir a fluorescência visível através do tubo de descarga de um laser de  $\text{CO}_2$  com absorvedor saturável intracavidade, operando em regime caótico por Q-switching passivo. Para isto foi preciso montar um circuito amplificador com baixo ruído e rápido o suficiente para detectar os pulsos de luz gerados pela fluorescência do tubo de descarga, com o laser de  $\text{CO}_2$  trabalhando em modo Q-switching. Para tal objetivo foi necessário um importante trabalho de instrumentação; com eletrônica discreta, fotodetectores rápidos e sensíveis em diferentes faixas de frequências e fazendo circuitos impressos de baixo ruído. Os resultados da fluorescência visível não foram apresentados nesta monografia.

O efeito fotogalvânico foi então observado como variação da corrente do tubo amplificador do laser em função da potência emitida. Os primeiros experimentos para observar a variação da corrente de descarga do laser foram realizados com o laser de  $\text{CO}_2$  convencional em regime contínuo. O sinal do efeito fotogalvânico foi detectado simultaneamente com a variação da potência do laser usando-se uma varredura da frequência da cavidade do laser com modulação. Um amplificador síncrono foi usada para capturar simultaneamente as derivadas da potência do laser e da corrente de descarga em função da frequência de emissão. O efeito fotogalvânico do nosso laser em regime contínuo ocorre com sinal positivo. A corrente cresce quando a potência da radiação na cavidade aumenta. Este resultado é igual ao encontrado em laser com baixa pressão dos gases, por pesquisadores do Japão em 1990 [13, 14].

Para o laser operando pulsado por Q-switching foram feitas observações dos pulsos da potência e da corrente no laser. Tais medidas mostram que os pulsos de Q-switching, sejam com o laser periódico ou caótico, tem uma dinâmica muito mais rápida que a resposta da corrente no plasma. Entretanto a área dos pulsos da corrente tem indicação da energia total de cada pulso emitido pelo laser. Com medições feitas usando varredura na frequência da cavidade e modulações de frequências do laser, estudamos também bifurcações dinâmicas por observação de médias temporais. Diferentes modos de pulsação manifesta-se no efeito optogalvânico do laser de  $\text{CO}_2$ , operando em modo Q-switching. Para as médias temporais da corrente encontramos as mesmas bifurcações que se apresentam nas médias temporais da intensidade do laser operando em modo Q-switching.

Com este trabalho consegui habilidade para manipular o instrumental do laboratório, operando osciloscópios, amplificadores lock-in, laser de  $\text{CO}_2$  e interfaces aquisições de dados com computador. O tratamento das equações de taxa com o modelo 3-2 níveis esta sendo desenvolvido pelo aluno de doutorado H. L. D. S. Cavalcante [33] para comparação com nossos resultados experimentais.



# Referências Bibliográficas

- [1] W. W. Duley, *CO<sub>2</sub> Lasers Effects and Applications*, 1<sup>a</sup> edição. (Academic Press, 1976), Chap 1 - 3, pp 1 -127.
- [2] W. J. Witteman, *The CO<sub>2</sub> Lasers, Springer Series in Optical Sciences*, Vol. **53** 1953
- [3] J. D. B. Featherstone, N. A. Barrett-Vespone, D. Fried, *CO<sub>2</sub> Laser inhibition of artificial caries-like lesion progression in dotal enamel*, J. Dent. Res. **77**, 1397-1403 june 1998.
- [4] Z. V. I. Kantorowitz, D. M. D. Jhon e D. B. Featherstone, *Caries prevention by CO<sub>2</sub> Laser treatment: Dependency on the number of pulses used*, M. Sc, Jada **129**, may 1998 (pp 585).
- [5] M. D. Barrett, S. A. Saner e M.S. Chapman, *All optical formation of and atomic Bose-Einstein condensate*, Phys. Rev. Lett. **87** 10, 404 - 414, (2001).
- [6] Allan I. Carswell e Jhon I. Wood, *Plasma properties of the CO<sub>2</sub> laser discharge*, J. Appl. Phys. **38**, 3028 - 3030 (1967).
- [7] A. L. S. Smith e M. Brooks, *Radiation field induced perturbations in CO<sub>2</sub> laser plasmas: I. Current and pressur fluctuation*, J. Phys. D, Appl. Phys. **12**, 1237 - 1248 (1979).

- 
- [8] A. L. S. Smith e M. Brooks, *Radiation field induced perturbations in CO<sub>2</sub> laser plasmas: II. Spontaneous sidelight fluctuations*, J. Phys. D, Appl. Phys. **12**, 1249 - 1259 (1979).
- [9] James E. Lawler, *Experimental and theoretical investigation of the Optogalvanic effect in the helium positive column*, Phys. Rev. A, **22**, 1025 - 1033 (1980).
- [10] S. Moffatt e A. L. S. Smith, *High frequency optogalvanic signals and CO<sub>2</sub> laser stabilisation*, Optics Communications, **37**, 119 - 122 (1981).
- [11] Jong-Woon Choi, Young-Pyung Kim e Youn-Myung Kim, *Optogalvanic laser doppler velocimetry using the self-mixing effect of CO<sub>2</sub> laser*, Rev. Sci. Instrum. **68**, 4623 - 4624 (1997).
- [12] Steven H. Strogatz, *Nonlinear Dynamics and Chaos*, 1ª edição. (Perseus Books 1998).
- [13] Maki Tachikawa, Feng-Lei Hong, Kazuhito Tanii e Tadao Shimizu, *Deterministic chaos in passive Q-switching pulsation of a CO<sub>2</sub> Laser with saturable absorber*, Phys. Rev. Lett. **60**, 2266 - 1042 (1988).
- [14] Maki Tachikawa, Feng-Lei Hong, Kazuhito Tanii e Tadao Shimizu, *Laser instability and chaos pulsation in a CO<sub>2</sub> Laser with intracavity saturable absorber*, J. Opt. Soc. Am. B, **5**, 1077 - 1081, (1988)
- [15] A. Maitland e M. H. Dunn, *Laser Physics*, 1ª edição. North-Holland Publishing Company, Amsterdam - London
- [16] J. J. Sakurai, *Modern Quantum Mechanics*, 1ª edição. San Fu Tuan, Editor University of Hawaii, Manoa, Addison-Wesley Publishing Company, Inc.
- [17] Paulo Cesar de Oliveira, *Mistura de ondas e dinâmica do laser de CO<sub>2</sub>*, Tese de doutorado, Departamento de Física, Universidade Federal de Pernambuco 1993

- 
- [18] M. Lefranc, D. Hennequin e D. Dangoisse, *Homoclinic chaos in a Laser containing a saturable absorber*, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 239 - 249 (1991).
- [19] Ferdinando de Tomasi, Daniel hennequin, Bruno Zambon e Ennio Arimondo, *Instabilities and chaos in a infrared laser with saturavel absorber: experiments and vibrational model*, J. Opt. Soc. Am. B, **5**, 45 - 57, (1989)
- [20] P. C. de Oliveira, M. B. Danailov e J. R. Rios Leite, *Experimental dynamical variables of the caotic CO<sub>2</sub> laser with saturable absorber*, Phys. Rev. A., **55**, 2463 - 2466 (1997).
- [21] L. de B.Oliveira-Neto, Glauber J. F. T. da Silva, A. Z. Khoury, e J. R. Rios Leite, *Average intensity and bifurcations in a pulsed laser*, Phy. Rew. A, **54**, 3405 - 3408 (1996).
- [22] R. Meucci, Peng-ye Wang, e A. Lapucci, *Dynamic behavior of the optogalvanic effect in a CO<sub>2</sub> laser*, Opt. Lett. **16**, 1040 - 1042 (1991).
- [23] D. K. Doughty e J. E. Lawler, *Model of optogalvanic effect in the neon positive column*, Phys. Rev. A, **28**, 773 - 780 (1983).
- [24] D. E. Murnick e B. J. Peer. *Laser-based analysis of carbon isotope ratios*, Science, **263**, 945 - 947 (1994).
- [25] Otto Alcides Ohlweiler, *Introdução à química geral* 1ª edição. Editora Globo, Pôrto Alegre
- [26] John David Jackson, *Clasical Electrodynamics* third edition. John Wiley e Sons. Inc.
- [27] R. Meucci e peng-ye Wang, *Thermodynamic treatment of the optogalvanic effect in a CO<sub>2</sub> laser*, Opt. Comm. **83**, 327 - 330 (1991).
- [28] Fumiko O. Shimizu, Koji Sasaki e Kenichi Ueda, *Optogalvanic effect stady of vibrational Relaxation in CO<sub>2</sub> laser process*, Japanese J. Appl. Phys. **22**, 1144 - 1151 (1983).

- 
- [29] Maki Machikawa, Hiromi Murakami, Fumiko O. Shimizu e Tadao Shimizu, *Novel aspects of the optogalvanic effect in the CO<sub>2</sub> laser medium*, Japanese J. Appl. Phys. **29**, 958 - 962 (1990).
- [30] Maki Machikawa, e Tadao Shimizu, *Rate-equation analysis optogalvanic effect in CO<sub>2</sub> laser medium*, Japanese J. Appl. Phys. **30**, 1111 - 1116 (1991).
- [31] Manual Lock-in amplifier model SR510 (Stanford Research Systems, Inc. 1985), pp 1 - 69.
- [32] F. Tito Arecchi, Stefano Boccaletti, Marco Ciofine, Riccardo Meuci, *Pattern competition in a high-power CO<sub>2</sub> laser due to optogalvanic modulation of the pump profile*, Optical Engineering, **33**, 97 - 101 (1994).
- [33] H. L. D. S. Cavalcante, F. Calier, J. C. Gomes, D. Perez e J. R. Rios Leite *Optogalvanic effect in chaotic CO<sub>2</sub> laser*, a ser publicado.