

Universidade Estadual de Campinas  
Instituto de Física “Gleb Wataghin”

# Lasers de semicondutor de baixo ruído para espectroscopia atômica na região azul do espectro

Daniela de Andrade Manoel

Orientador: Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz

Banca Examinadora:

Dr. Aldário C. Bordonalli FEEC/UNICAMP

Dr. Niklaus U. Wetter IPEN

Dr. Newton C. Frateschi IFGW/UNICAMP

Dr. Fernando Iikawa IFGW/UNICAMP

Tese apresentada ao  
Instituto de Física Gleb Wataghin  
para a obtenção do título de doutora.

**FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA  
BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP**

M317L

Manoel, Daniela de Andrade

Lasers de semicondutor de baixo ruído para espectroscopia atômica na região azul do espectro / Daniela de Andrade Manoel. – Campinas, SP : [s.n.], 2003.

Orientador: Flávio Caldas da Cruz.

Tese (doutorado) - Universidade Estadual de Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Lasers semicondutores. 2. Ótica não-linear. 3. Átomos - Resfriamento. 4. Espectroscopia de alta resolução. I. Cruz, Flávio Caldas da. II. Universidade Estadual de Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE DANIELA DE ANDRADE MANOEL – RA 971779 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 28/11/2003.

**COMISSÃO JULGADORA:**

*Flávio Caldas da Cruz*

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz (Orientador da Candidata) – IFGW/UNICAMP

*Aldário Chrestani Bordonali*

Prof. Dr. Aldário Chrestani Bordonali – FEEC/UNICAMP

*Niklaus Ursus Wetter*

Prof. Dr. Niklaus Ursus Wetter – IPEN

*Newton Cesário Frateschi*

Prof. Dr. Newton Cesário Frateschi – IFGW/UNICAMP

*Fernando Takawa*

Prof. Dr. Fernando Takawa – IFGW/UNICAMP

# Resumo

Este trabalho apresenta o desenvolvimento de duas fontes laser na região violeta do espectro para serem usadas em espectroscopia atômica e aprisionamento de átomos de Cálcio. Ambas as fontes são baseadas em lasers de semicondutor com a frequência duplicada. Uma delas utiliza um laser com cavidade estendida e frequência duplicada por um cristal de niobato de potássio colocado em uma cavidade amplificadora. O laser emite em apenas um modo longitudinal com largura de linha estreita ( $<1$  MHz) e pode ser sintonizado continuamente dentro de intervalos de 800 MHz. O ruído de amplitude deste laser está próximo do nível “shot” para frequências acima de 1MHz. Um total de 18 mW de potência útil em  $\lambda = 423$ nm é obtido deste sistema. Esta luz foi utilizada para a desaceleração de átomos de Cálcio de um feixe atômico, posteriormente aprisionados em uma armadilha magneto óptica. A outra fonte de luz violeta é composta de um amplificador semicondutor óptico injetado por uma fração da luz do laser de cavidade estendida. Com a injeção óptica, o amplificador apresenta emissão laser com as mesmas características espectrais do laser injetor, porém com uma potência maior. Este sistema fornece 54 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm.

# Abstract

This work presents the development of two violet laser sources to be used mainly in atomic spectroscopy and cooling and trapping of Calcium atoms. Both sources are based on frequency doubled semiconductor lasers. One of them uses an extended cavity semiconductor laser, whose frequency is doubled by a potassium niobate crystal placed in a power enhancement cavity. The laser emits in a single longitudinal mode with narrow linewidth and can be continuously tuned within a 800 MHz range. The laser amplitude noise is at the shot noise level for frequencies above 1MHz. A total useful power of 18 mW at  $\lambda= 423$  nm is obtained from this system. This light is used to decelerate Calcium atoms from an atomic beam, which are captured by a magneto-optical trap. The other violet laser source is composed by a semiconductor amplifier optically injected by a fraction of the power of the extended cavity diode laser. With the optical injection, the amplifiers presents laser emission with the same spectral characteristics of the injecting laser, but with a higher power. Up to 54 mW of violet light is generated from this system.

# Agradecimentos

Durante estes quatro anos e meio de doutorado tive contato com muitas pessoas que de uma forma ou de outra contribuíram para que este trabalho fosse realizado e concluído. Por isso, gostaria de agradecer aqui

- Ao meu orientador Dr. Flávio Caldas da Cruz por ter aceitado orientar alguém que nunca havia pisado num laboratório, pelo apoio, incentivo e pela amizade, ao longo destes anos;
- A todos os membros do Grupo de Lasers e Aplicações em especial ao Reinaldo e David Figueira com os quais trabalhei mais diretamente. Também ao Haroldo e Davi Ortega cuja convivência também foi intensa, agradável e memorável;
- Aos técnicos João B. Rodrigues da oficina mecânica DEQ-IFGW e Jorge Pinheiro técnico de eletrônica;
- Ao Dr. Andreas Hemmerich e às pessoas do seu grupo, em especial ao Dr. Jan Grünert;
- Ao Dr. Paulo Nussenzeig e Dr. Marcelo Martinelli pelas discussões e apoio nas medidas de ruído do laser;
- À minha mãe e meu irmão e toda minha família pelo amor e por entender (quase sempre) porque eu não podia estar sempre presente;
- Ao Cláudio, pelo amor, carinho, amizade e paciência;
- Ao meu querido amigo de infância (que conheci há pouco mais de um ano) Dr. Marcelo Barbosa (Cello), amigo para a vida inteira e que cozinha divinamente;
- Aos também queridos Marta Elisa, Pila e Carlos Lopes (vulgo K), sempre presentes ainda que não estejam por perto;
- Às irmãs Cru: Laura, Cinthia, Ana Luiza, Cibelle e Roma;

- Ao Dr. Alessandro P. S. de Moura, respeitável professor da USP, vulgo Sandro, gente boa que não foge de uma boa discussão e perde poucas (mas perde algumas);
- Aos amigos Terra, Celinho, Daniel, Marcos, Eduardo e Montanha;
- Ao pessoal do “OSA Student Chapter at Unicamp”, pela oportunidade de participar de um grupo tão ativo e excelente. Em especial ao David, Elso, Lázaro, Paulo Freitas, Odilon, Luciana, Marcelo (sub) e ao Prof. Hugo Fragnito;
- Ao Fábio, Marcelo, Luciano, Roberta, Júlio, Matheus, Carlão e Milene;
- À FAPESP pelo suporte financeiro pessoal ao longo de quatro anos que viabilizou a execução desta tese;
- Ao apoio financeiro das agências CAPES, CNPq e FAEP;

# Conteúdo

<b>Resumo</b>	<b>iv</b>
<b>Abstract</b>	<b>v</b>
<b>Agradecimentos</b>	<b>vi</b>
<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>1 Lasers de semicondutor para espectroscopia atômica</b>	<b>3</b>
1.1 Breve revisão de lasers de semicondutor . . . . .	3
1.2 O laser de GaAlAs . . . . .	6
1.3 Outros lasers de semicondutor monomodo . . . . .	8
1.4 Aplicações dos lasers de semicondutor . . . . .	10
1.4.1 Resfriamento e aprisionamento de Cálcio . . . . .	11
<b>2 Laser de semicondutor com cavidade estendida alternativa</b>	<b>13</b>
2.1 Descrição da montagem experimental . . . . .	14
2.2 Características da emissão do laser e perdas no sistema . . . . .	17
2.3 Mecanismos de sintonia do laser . . . . .	19
2.3.1 Sintonia por temperatura . . . . .	19
2.3.2 Sintonia por retroalimentação dispersiva: cavidades estendidas . . . . .	21
2.4 Ruído AM e FM do laser . . . . .	26
2.4.1 Ruído de amplitude . . . . .	26
2.4.2 Ruído de frequência . . . . .	30
2.5 Duplicação da frequência do laser . . . . .	35
2.5.1 Geração de segundo harmônico . . . . .	35
2.5.2 A cavidade duplicadora . . . . .	38
2.6 Desaceleração de átomos de Cálcio de um feixe atômico usando laser de diodo	41



2.6.1	Montagem Experimental . . . . .	43
<b>3</b>	<b>Laser de semicondutor amplificado</b>	<b>49</b>
3.1	Características do amplificador e montagem . . . . .	50
3.2	Características da luz amplificada . . . . .	52
3.3	Duplicação da frequência da luz amplificada . . . . .	57
	<b>Conclusões</b>	<b>59</b>
<b>A</b>	<b>“Squeezing” de amplitude</b>	<b>63</b>
<b>B</b>	<b>Trabalhos Publicados</b>	<b>69</b>

# Introdução

A maior parte do conhecimento que se tem atualmente sobre a estrutura dos átomos e moléculas é baseado em dados espectroscópicos. As contribuições da espectroscopia não se restringem somente à física atômica e molecular, por exemplo a química e biologia molecular são campos do conhecimento nos quais a espectroscopia também tem papel importante. A espectroscopia fornece ferramentas para explorar átomos e moléculas. Por exemplo, medidas de comprimentos de onda de linhas espectrais permitem a determinação dos níveis de energia de sistemas atômicos ou moleculares. A largura de linha natural de uma linha espectral pode ser resolvida permitindo determinar tempos de vida médios de estados excitados. Medidas da largura Doppler determinam a distribuição de velocidade dos átomos que emitem ou absorvem luz e, com isso, pode-se determinar a temperatura da amostra. Estes são apenas poucos exemplos do tipo de informação que a espectroscopia pode fornecer. A quantidade de informação que pode ser extraída do espectro, todavia, depende essencialmente da sensibilidade e resolução que podem ser alcançadas.

Com a introdução dos lasers, a sensibilidade e a resolução espectral foram aumentadas em várias ordens de grandeza. Para ser uma boa fonte espectroscópica, o laser em geral precisa ser estável em frequência e em potência, além de ser sintonizável em comprimento de onda. Lasers de semicondutor têm se mostrado boas fontes para espectroscopia atômica onde estes requisitos são mais importantes. Eles vêm sendo empregados por exemplo no resfriamento e aprisionamento de átomos alcalinos metálicos, cujas transições usadas para resfriamento se localizam na faixa do infravermelho próximo, justamente onde estes lasers são mais disponíveis comercialmente.

O resfriamento e o aprisionamento de átomos alcalinos-terrosos têm recebido muita atenção ultimamente devido a interesses como padrões de frequência e relógios ópticos, investigação de colisões frias e a possibilidade de estender o regime quântico degenerado a estes átomos, possivelmente por meios puramente ópticos. A principal dificuldade de se trabalhar com elementos alcalino-terrosos é que as transições de resfriamento se encontram na região azul e violeta do espectro, onde fontes laser são bem mais difíceis de se obter do que no infravermelho

próximo. A despeito do recente desenvolvimento de laser de semicondutor emitindo no azul e violeta, as potências disponíveis ainda são limitadas, fazendo com que a geração de harmônicos ainda seja a melhor opção em muitos casos.

Utilizamos lasers de semicondutor que são apropriados para espectroscopia atômica pois podem operar monomodo e ser sintonizáveis quando empregadas técnicas como as cavidades estendidas. Muitos destes lasers são disponíveis comercialmente e em geral são baratos quando comparados com lasers de estado sólido ou gás, sendo ainda de mais fácil operação que a maioria dos lasers. Para a construção de sistemas portáteis de aprisionamento de átomos, lasers de semicondutor são a escolha natural.

Tendo em vista os fatos apresentados acima, o principal foco desta tese é o desenvolvimento de fontes laser de semicondutores na região azul e violeta para a espectroscopia atômica e em particular para resfriamento e aprisionamento de Cálcio. Duas fontes foram desenvolvidas a partir de lasers de semicondutor com frequência duplicada. Esta tese descreve os principais detalhes das montagens e os principais resultados de cada etapa. Ela está dividida em três capítulos, sendo que no primeiro fazemos uma breve introdução à física dos lasers de semicondutor e apontamos as principais qualidades destes lasers para a espectroscopia atômica, em particular do Cálcio. No Capítulo 2, descrevemos a montagem experimental e caracterizamos uma fonte laser baseada num laser de diodo com cavidade estendida alternativa e frequência duplicada. Este sistema gera uma potência útil de 18 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm. Neste capítulo, apresentamos a aplicação desta luz na desaceleração de átomos de Cálcio de um feixe atômico. No Capítulo 3, descrevemos o desenvolvimento e caracterização da outra fonte laser violeta. Esta fonte é baseada num amplificador semicondutor óptico que é injetado opticamente por uma fração do laser descrito no Capítulo 2. A frequência desta luz amplificada é duplicada gerando 54 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm. Os principais resultados e perspectivas de cada um dos sistemas são resumidos no capítulo de conclusão. O Apêndice A contém detalhes da investigação do ruído de amplitude do laser com cavidade estendida. Neste laser, foi investigada a possibilidade de observação de “squeezing” de amplitude que, todavia, não foi observado. A tese se encerra com o Apêndice B no qual estão cópias dos artigos publicados, frutos do trabalho desenvolvido ao longo do doutorado.

# Capítulo 1

## Lasers de semicondutor para espectroscopia atômica

O objetivo deste capítulo é apresentar de forma sucinta uma descrição geral do funcionamento dos lasers de semicondutor e os principais interesses deste tipo de laser para a espectroscopia atômica do Cálcio.

### 1.1 Breve revisão de lasers de semicondutor

Inventados em 1961 [1], os lasers de semicondutor foram os primeiros lasers que deixaram de ser utilizados apenas em laboratórios de pesquisa e aplicações específicas e entraram no mercado de massa. Amplamente utilizados na vida cotidiana, os lasers de semicondutor se distinguem de outros tipos de laser por várias características, por exemplo:

1. Pequeno tamanho( tipicamente  $300 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ ) permite que seja incorporado facilmente em outros instrumentos;
2. Pode ser bombeado diretamente por uma corrente elétrica com baixa potência (tipicamente algumas dezenas de miliampères a uma tensão de alguns Volts);
3. Sua eficiência de conversão da potência elétrica em luz, em geral, excede 50%;
4. Sua capacidade de ter a luz modulada pela modulação direta da corrente de injeção a taxas que podem exceder 20 GHz. Esta propriedade é muito importante para sistemas de comunicação óptica;

5. A tecnologia usada na sua produção é a mesma de semicondutores em geral, permitindo sua produção em massa.

Devido à produção em massa e ao crescente mercado das comunicações, os lasers de semicondutor podem ser encontrados a preços relativamente baixos e cobrindo uma faixa razoável do espectro eletromagnético, do infra-vermelho até o visível. Hoje já se pode encontrar à venda lasers de semicondutor emitindo no violeta [3].

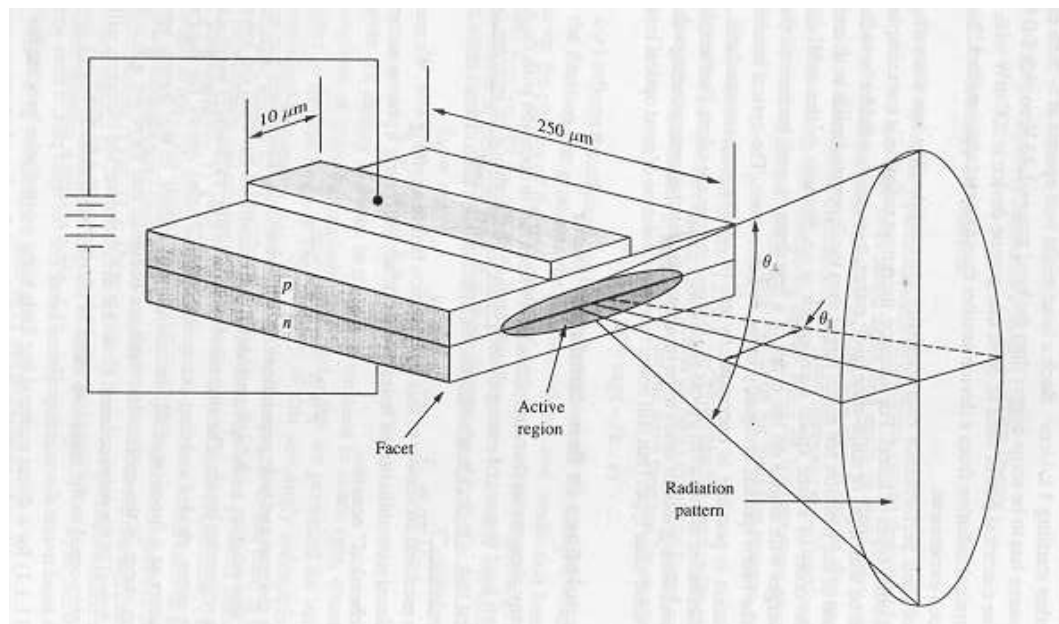


Figura 1.1: Uma junção  $p-n$  genérica de um laser. A região ativa fica na junção das regiões  $p$  e  $n$  por onde flui a corrente. O modo dentro do semicondutor é aproximadamente um elipsóide com uma extensão espacial muito maior que a região ativa, cujas dimensões de confinamento são diferentes nas direções perpendicular e paralela à junção. Isso resulta em diferentes ângulos de dispersão [2].

Apesar de ser diferente de outros tipos de laser, o laser de semicondutor, como todos os outros tipos, tem um meio de ganho onde ocorre a inversão da população; um bombeio que fornece energia; e uma cavidade que promove a oscilação. De maneira geral, a estrutura de um laser de semicondutor é extremamente simples, consistindo em nada mais que uma junção  $p-n$  onde a maior parte da física se faz presente, conectores para a corrente de alimentação e os espelhos da cavidade são as faces clivadas do semicondutor, como mostra a figura 1.1. Quando uma corrente elétrica atravessa a junção, os elétrons e buracos podem se recombinar emitindo energia na forma de radiação eletromagnética.

A principal diferença entre os elétrons em um semicondutor e em meios de outros lasers é que nos semicondutores todos os elétrons ocupam e comoartilham todo o volume do cristal. Em outros meios laser, de maneira geral, os elétrons de um átomo ou íon não se “comunicam” com os de outro. No semicondutor, todavia, ocorre uma sobreposição espacial das funções de onda e dois elétrons no cristal não podem ocupar o mesmo estado quântico [4]. Cada elétron deve ter uma função de onda espacial única e uma auto-energia associada. Esquematizando as energias permitidas para os elétrons em uma linha como na figura 1.2, vemos que os níveis de energia se agrupam em bandas separadas por “gaps” de energia.

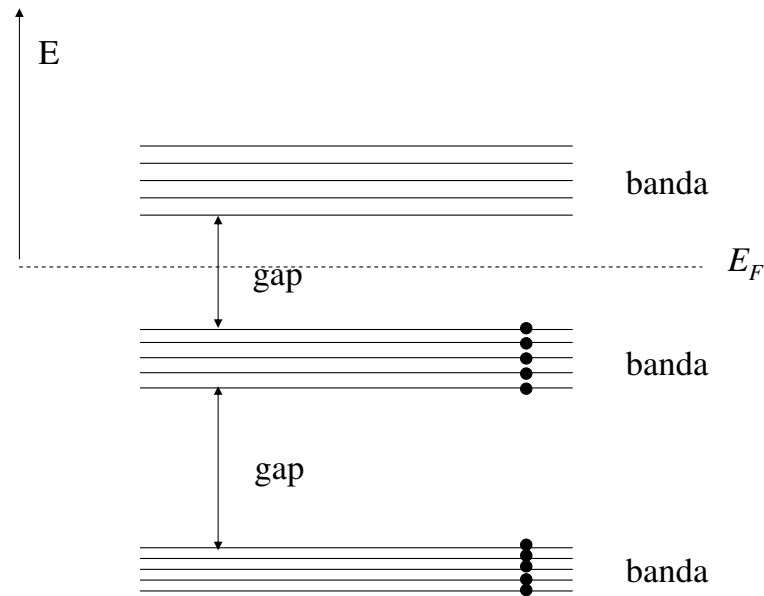


Figura 1.2: Esquema dos níveis de energia dos elétrons no cristal. A energia  $E_F$  que marca no limite de  $T \rightarrow 0$ , a transição dos estados totalmente ocupados ( $E < E_F$ ) para os estados vazios ( $E > E_F$ ), é chamada energia de Fermi.

Nos lasers de semicondutor a população a ser invertida é formada por elétrons e buracos que, ao se recombinarem, geram um fóton cuja energia é maior que a energia do “gap”. Apenas semicondutores com “gap” direto, como mostra a figura 1.3, permitem que ocorra a inversão e recombinação com alta probabilidade.

Na figura 1.3, a área sombreada representa os estados ocupados, enquanto que a região em branco representa os estados desocupados para os dois tipos de semicondutores. Nesta figura, poucos estados são ocupados na banda de condução e que há alguns estados vazios na banda de valência.

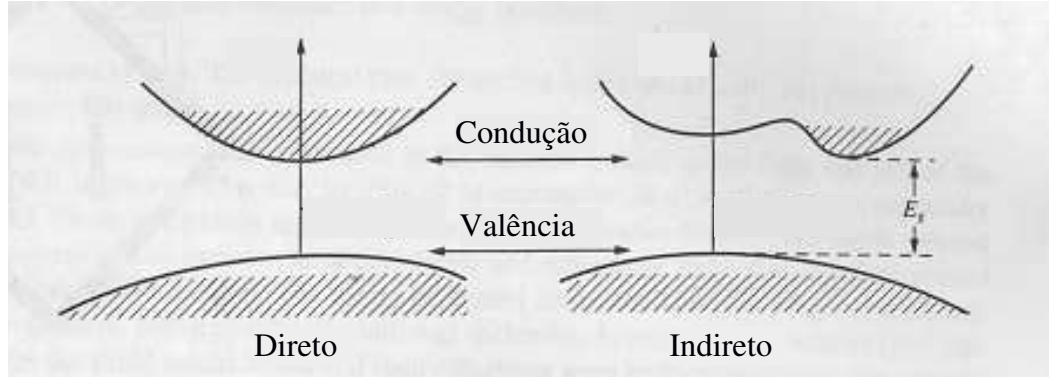


Figura 1.3: Esquemas de semicondutores com “gap” direto e indireto. Apenas no caso de “gap” direto ocorre a emissão laser [2].

A corrente necessária para fazer o laser oscilar é da ordem daquelas que circulam em circuitos integrados, o que possibilita a produção em massa destes lasers usando as mesmas técnicas de fotolitografia de circuitos eletrônicos, além de permitir que sejam integrados monoliticamente a estes circuitos.

## 1.2 O laser de GaAlAs

Nesta seção iremos tratar de um tipo de laser semicondutor muito comum: os lasers de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ , onde  $x$  indica a fração de átomos de Ga em GaAs substituídos por Al. A região espectral na qual emitem estes lasers varia de 750 nm a 880 nm. Estes lasers foram os primeiros a serem usados em comunicação óptica e hoje em dia são utilizados em comunicações óptica via fibra para distâncias curtas (menores que 2 km) [4].

Daremos especial atenção a esta classe de laser porque os lasers que utilizamos no desenvolvimento da tese pertencem a este grupo. Um laser genérico deste tipo, esquematizado na figura 1.4, tem uma fina região ativa de GaAs entre duas camadas de  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ . Por isso, é chamado um laser de heteroestrutura dupla.

A região ativa usualmente não é dopada enquanto que uma das camadas  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  é altamente  $p$ -dopada e a outra  $n$ . A diferença entre os índices de refração  $n_{\text{GaAs}} - n_{\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}} \simeq 0,62x$  e o cristal ternário com fator molar  $x$  geram um guia de onda entre as três camadas. O modo fundamental tem a maior parte de sua energia concentrada na camada GaAs (com mais alto índice), como se vê na figura 1.5.

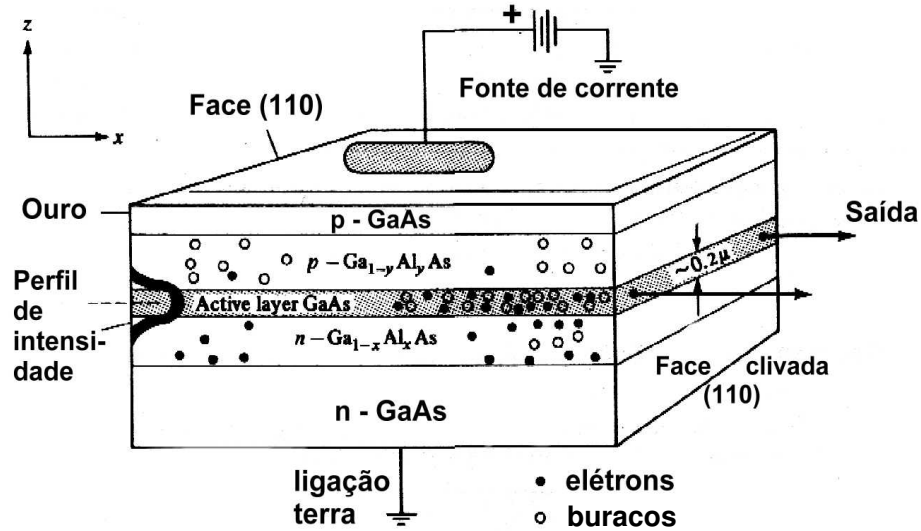


Figura 1.4: Um típico laser de heteroestrutura dupla GaAs-Ga<sub>1-x</sub>Al<sub>x</sub>As. Elétrons e buracos são injetados na região ativa GaAs [4].

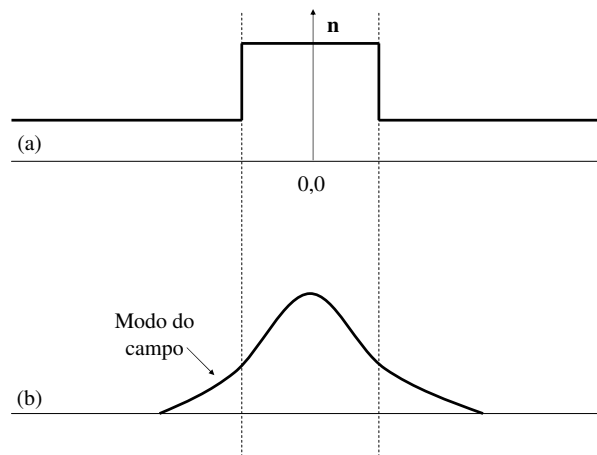


Figura 1.5: (a) Perfil espacial do índice de refração, responsável pelo guia de onda dielétrico na camada com índice mais alto (GaAs). (b) Perfil de intensidade do modo óptico num guia de onda chato.

### O laser de poço quântico

O laser de heteroestrutura dupla não possui meios para confinar a corrente e a radiação na direção lateral. A saída é típica de lasers de área larga que acomodam mais de um modo transversal, resultando em saltos de modo e instabilidades que não são aceitáveis para aplicações como espectroscopia ou comunicações. Para superar estes problemas, lasers de semiconductor utilizam alguma forma de confinamento de portadores e do modo do laser. Um



exemplo de aplicação desta idéia são os lasers de poços quânticos [5]. A principal característica deste tipo de laser é que a região ativa GaAs é cercada por todos os lados por um índice de refração menor GaAlAs, tal que eletromagneticamente tenha a estrutura de um guia de onda retangular. As dimensões da região ativa e as descontinuidades do índice de refração são escolhidas de tal maneira a permitir a propagação de apenas um modo pelo guia de onda.

### 1.3 Outros lasers de semicondutor monomodo

Para espectroscopia e para outras aplicações como comunicações ópticas lasers monomodo são necessários. Existem outros tipos lasers de semicondutor que são construídos para operarem monomodo como os lasers de poços quânticos. A cavidade destes lasers são feitas de modo a manter apenas um modo oscilante e se valem de diferentes técnicas para tanto. A figura 1.6 mostra três diferentes tipos de lasers monomodos por construção.

Nos lasers de cavidade vertical (VCSEL) figura 1.6 (a) a cavidade é muito pequena ( $\sim 0.25\mu\text{m}$ ) fazendo com que o “free spectral range” da cavidade seja muito maior que a largura do ganho [6]. Esta região de ganho extremamente pequena, requer espelhos de Bragg com alta eficiência e alta refletividade para que ocorra a oscilação. Mas, por suas pequenas dimensões, este tipo de laser é atrativo para a construção de “arrays” bi-dimensionais [7].

Os lasers de semicondutor com retroalimentação distribuída (DFB) [8],[9] possuem uma grade de difração construída dentro da cavidade do laser como mostra a figura 1.6 (b). Esta grade é uma estrutura com variação periódica do índice de refração ao longo do guia-de-onda da camada ativa do laser. Esta grade faz com que apenas um modo tenha ganho suficiente para oscilar.

Na figura 1.6 (c), vemos esquematizado um laser do tipo refletor de Bragg distribuído (DBR) [10],[11]. Nestes lasers a retroalimentação é feita também pela difração de Bragg. A estrutura destes lasers é similar àquela dos lasers DFB, diferindo apenas no fato da grade de difração se encontra em uma parte da cavidade, em geral, em uma região onde não haja bombeio.

A sintonia do comprimento de onda dos lasers DFB e DBR é feita pela variação da temperatura e da corrente de injeção. A principal aplicação deste tipo de laser é em telecomunicações porque além das qualidade espectrais, eles podem ser integrados aos circuitos.

Um dos lasers que utilizamos é um laser de poço quântico monomodo transversal e longitudinal. Apesar de emitir apenas em um único modo, a largura de linha deste laser é da ordem de alguns MHz. Por isso, utilizamos este laser em configuração de cavidade estendida.

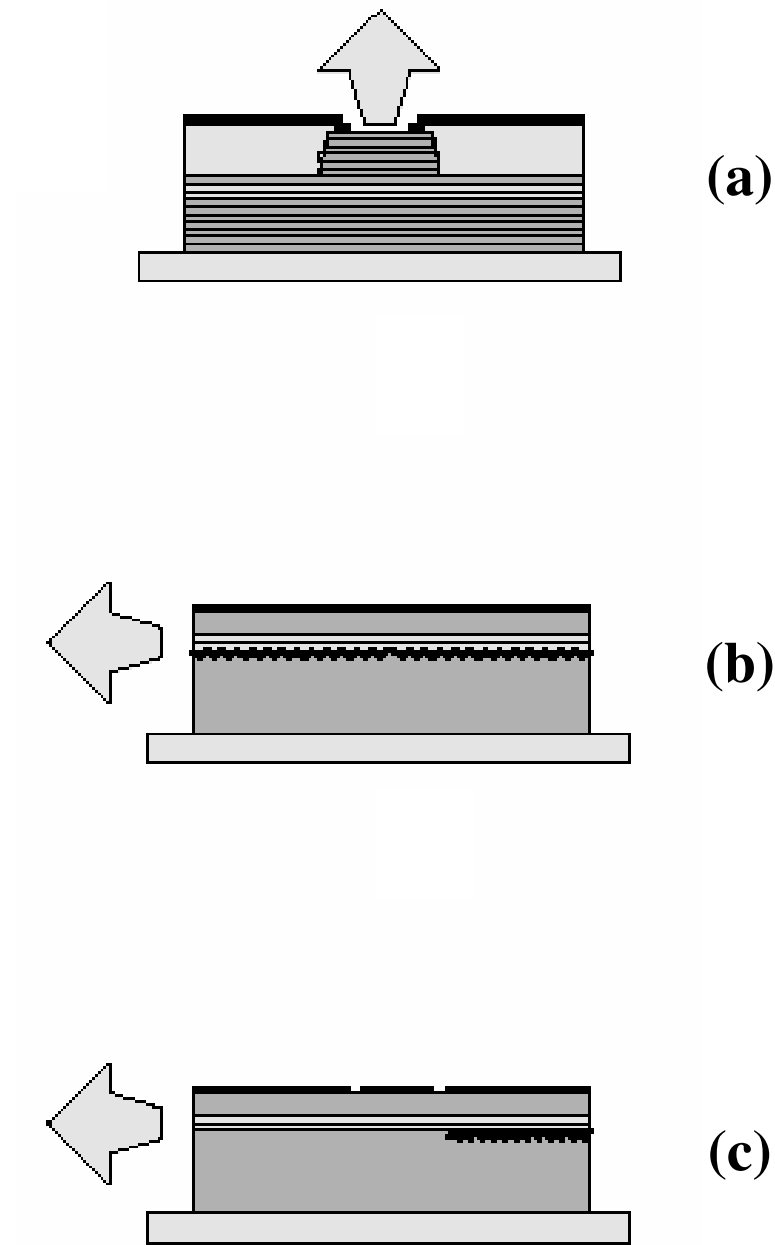


Figura 1.6: Três diferentes tipos de lasers de semiconductor monomodos. Lasers de cavidade vertical (VCSEL) (a); lasers de semiconductor com retroalimentação distribuída (DFB) (b); laser com refletor de Bragg distribuído (DBR) (c) [12].

Este laser será descrito no capítulo seguinte.

## 1.4 Aplicações dos lasers de semicondutor

Lasers de semicondutor são particularmente atrativos por seu relativo baixo custo e facilidade de operação. Quando operados em configuração de cavidade estendida, sob injeção óptica externa, ou quando são desenhados especialmente para isso, emitem em apenas um modo longitudinal e apresentam boa estabilidade em frequência e amplitude. Estes lasers além de serem sintonizáveis continuamente dentro de certos intervalos de comprimento de onda, podem ter suas frequências moduladas pela simples modulação da corrente de injeção [13].

Estes lasers estão disponíveis comercialmente em comprimentos de onda que vão do infravermelho próximo até parte do visível. Os compostos quaternários de InGaAsP são lasers que emitem em duas bandas do infravermelho, em 1300 nm e 1550 nm, e por isso são particularmente interessantes para sistemas de telecomunicações com fibras ópticas. Os semicondutores de AlGaAs que emitem de 750 nm a 890 nm, são utilizados na oftalmologia, no armazenamento óptico de dados e no bombeio óptico de lasers de estado sólido. Os lasers que emitem no visível, próximo de 670 nm, são baseados em semicondutores de InGaAlP e têm ampla aplicação comercial como em aparelhos de DVD. Mais recentemente, lasers baseados em semicondutor de GaN estão emitindo na faixa azul e violeta do espectro por volta de  $\lambda = 405$  nm. O principal interesse comercial nesses lasers é o armazenamento de dados em “compact disk” (CD), os chamados “blue disks” que são capazes de armazenar muito mais dados que os CDs comuns.

Os lasers semicondutores encontrados na região de 750 nm a 870 nm frequentemente são empregados no resfriamento e aprisionamento de átomos alcalinos metálicos e no desenvolvimento de padrões de frequência. Átomos como o Césio e o Rubídio, possuem transições em comprimentos de onda,  $\lambda = 852$  nm e  $\lambda = 780$  nm respectivamente, que são facilmente atingidos com estes lasers.

Uma das principais restrições ao uso de lasers de semicondutor na espectroscopia atômica é o intervalo de comprimento de onda ainda restrito no qual eles estão disponíveis. Nos últimos anos, o intervalo do espectro no qual se encontram comercialmente estes lasers foi estendido para a região azul e violeta [3], mas os níveis de potência ainda são limitados. A geração de harmônicos ou a mistura de ondas ainda são a melhor maneira de se obter potências da ordem de dezenas de miliwatts em determinados comprimentos de onda.

### 1.4.1 Resfriamento e aprisionamento de Cálcio

Devido à estrutura de níveis semelhante ao Hélio, com dois elétrons na última camada, elementos alcalinos terrosos possuem séries de níveis singleto e tripleto que dão origem a linhas “fortes” para transições “intra-série” e linhas “fracas” para transições entre séries. Por exemplo, a transição ressonante quase fechada  $^1S_0 - ^1P_1$ , entre o estado fundamental e o primeiro estado singleto, tem uma largura de linha natural (34.6 MHz para o Ca) que é excelente para manipulação atômica usando a pressão de radiação. Por outro lado, a transição “proibida” de intercombinação  $^1S_0 - ^3P_1$ , também partindo do estado fundamental, tem baixa taxa de transição e conseqüente estreita largura de linha (408 Hz para o Ca) [14]. A figura 1.7 mostra um diagrama simplificado da estrutura de níveis do Cálcio.

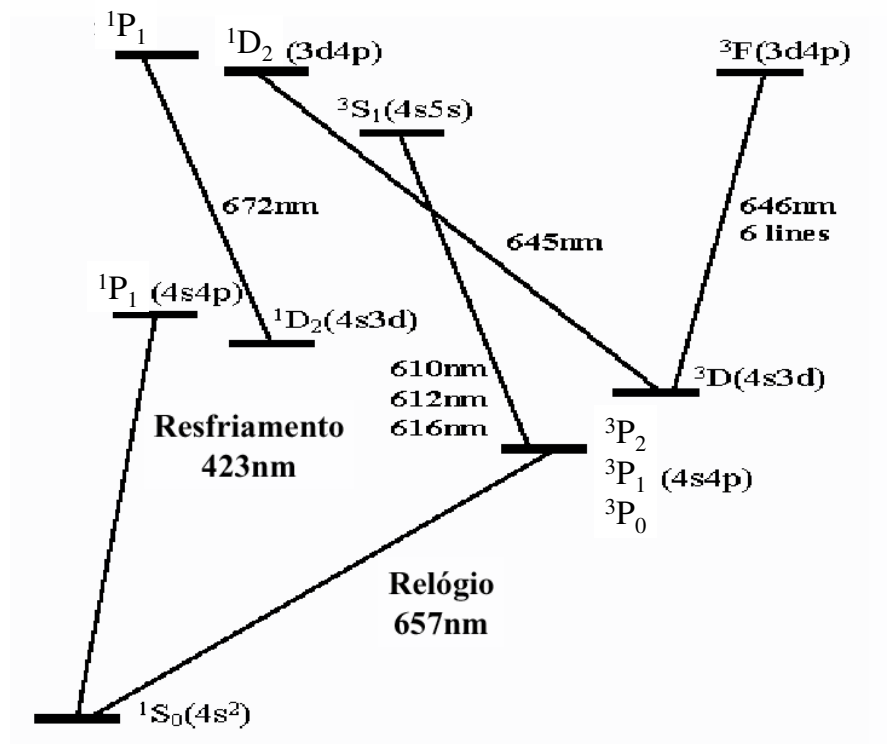


Figura 1.7: Diagrama de níveis simplificado do Cálcio, mostrando alguns estados singleto e tripleto.

Os isótopos mais abundantes dos alcalinos terrosos (por exemplo  $^{40}\text{Ca}$ ) não possuem “spin” nuclear e portanto estrutura hiperfina. Isto dispensa o uso de um laser de “rebombeio”, necessário em armadilhas de alcalinos metálicos. A falta de estrutura hiperfina também estimula o estudo de colisões entre os átomos frios porque tanto a análise teórica como a interpretação dos dados tornam-se mais simples [15]. Embora esta ausência de estrutura hiperfina

e a alta taxa da transição  $^1S_0 - ^1P_1$  sejam certamente benéficas para resfriamento e aprisionamento a laser, o comprimento de onda desta transição requer um laser no azul ou violeta (423 nm para o Ca). Ele também precisa ter potência considerável porque os parâmetros de saturação das transições atômicas são correspondentemente maiores nestas regiões do espectro. No caso do Cálcio, para a transição de resfriamento  $^1S_0 - ^1P_1$ , a intensidade de saturação é de  $I_{sat} = 60mW/cm^2$ .

Outra dificuldade em se trabalhar com alcalinos terrosos é que, devido à baixa pressão de vapor à temperatura ambiente, a armadilha magneto-óptica (MOT) não pode ser facilmente carregada a partir de uma célula, sendo usualmente necessária a produção de um feixe atômico. No caso específico do Cálcio, além da armadilha em funcionamento na UNICAMP [16], atualmente existem apenas outros três grupos que possuem armadilhas magneto-ópticas desse elemento, sendo um em Boulder nos Estados Unidos [17], e dois na Alemanha, em Braunschweig [14] e em Hamburgo [18].

Um padrão de frequência e um relógio atômico baseados em Cálcio estão sendo desenvolvidos em nosso laboratório na UNICAMP. Uma das principais motivações deste trabalho é desenvolver fontes de radiação baseadas em laser de semicondutor, com potência suficiente para o resfriamento e aprisionamento dos átomos de Cálcio.

## Capítulo 2

# Laser de semicondutor com cavidade estendida alternativa

Neste capítulo trataremos de um sistema que desenvolvemos ao longo do doutorado. Neste sistema, um laser de diodo comercial monomodo opera com uma configuração de cavidade estendida. Como veremos a seguir, ao estender a cavidade do laser, podemos fazer uma sintonia fina do comprimento de onda em que o laser emite e reduzimos o ruído de amplitude e frequência do laser. Lasers de diodo operando com cavidades estendida são bastante comuns. Em geral, estas cavidades são formadas por uma grade de difração colocada a alguns centímetros da lente colimadora do laser. A grade de difração é colocada de maneira a refletir de volta para o laser a primeira ordem de difração. Como essas grades em geral não são feitas para o comprimento de onda desejado, elas acabam gerando perdas da ordem de 40% na potência do laser. Para diminuir estas perdas, optamos por utilizar uma configuração alternativa de cavidade estendida. Esta cavidade é formada por uma lamínula de microscópio e um prisma. As perdas de potência são reduzidas para 18% como será visto adiante. A frequência deste laser é duplicada pela geração do segundo harmônico por um cristal não linear de Niobato de Potássio. A frequência do laser precisa ser duplicada pois este laser será usado para desacelerar átomos neutros de Cálcio de um feixe atômico. Para tanto, precisamos ter o laser ressonante com uma transição atômica. Esta transição, no caso do Cálcio está na região violeta do espectro, mais especificamente em  $\lambda = 423$  nm.

A seguir, apresentamos a descrição do sistema experimental acima descrito e uma breve introdução às configurações mais usuais de cavidades estendidas. O efeito da cavidade estendida no laser de diodo também é tratado neste capítulo bem como a duplicação da frequência do laser. Finalizamos com a desaceleração dos átomos de Cálcio pelo laser com frequência

duplicada.

## 2.1 Descrição da montagem experimental

Descreveremos nesta seção a montagem experimental do sistema de laser de semicondutor com cavidade estendida que tem sua frequência duplicada. Os elementos presentes na montagem são brevemente descritos nesta seção. Discussões mais aprofundadas sobre as partes do sistema serão encontradas nas seções subsequentes deste capítulo.

O laser de diodo que usamos é um laser comercial SDL 5422 - H<sub>1</sub>. É um laser de diodo de AlGaAs, de poço quântico com cavidade guiada por índice, como descrito no capítulo anterior. Este laser emite em regime monomodo. No encapsulamento deste laser existe um elemento peltier que permite sintonizar o comprimento de onda no qual o laser emite pela variação da temperatura do laser. A figura 2.1 mostra o laser de diodo em seu encapsulamento da maneira como ele é adquirido. Como todo laser de diodo, este laser possui uma divergência bastante



Figura 2.1: Laser de diodo SDL 5422 - H<sub>1</sub>. O encapsulamento possui um elemento peltier que permite a variação da temperatura do laser, resultando numa variação do comprimento de onda no qual o laser emite.

alta. Para corrigir isso, precisamos de uma lente colimadora colocada próxima da janela de saída do laser. Esta lente tem uma distância focal de 6,24 mm e está fixada em um suporte de alumínio, como mostra a figura 2.2.

À temperatura  $T = 20^{\circ}\text{C}$ , este laser emite em  $\lambda = 856 \text{ nm}$ . Queremos forçá-lo a emitir em  $\lambda = 846 \text{ nm}$ . Para tanto, precisamos resfriá-lo. Para essa variação de comprimento de onda, a variação da temperatura do laser é grande fazendo necessário manter a temperatura externa do laser por volta de  $T = 11^{\circ}\text{C}$ . O laser foi então fixado a uma peça de cobre para melhor dissipar o calor e a esta peça de cobre foi colocado outro peltier que controla a temperatura do

suporte. Este peltier está fixado também a um suporte de alumínio por onde se mantém água circulando e que fixa todo o suporte do laser à base de cobre. A figura 2.2 mostra o laser no suporte de cobre já com a lente colimadora posicionada. O laser está colocado dentro de uma caixa de alumínio para uma melhor estabilidade mecânica e um fluxo constante e baixo de nitrogênio mantém uma atmosfera seca evitando que água se condense sobre a janela do laser ou sobre a lente colimadora. Na caixa estão fixados os conectores para controle da corrente do laser e controle de temperatura do laser.

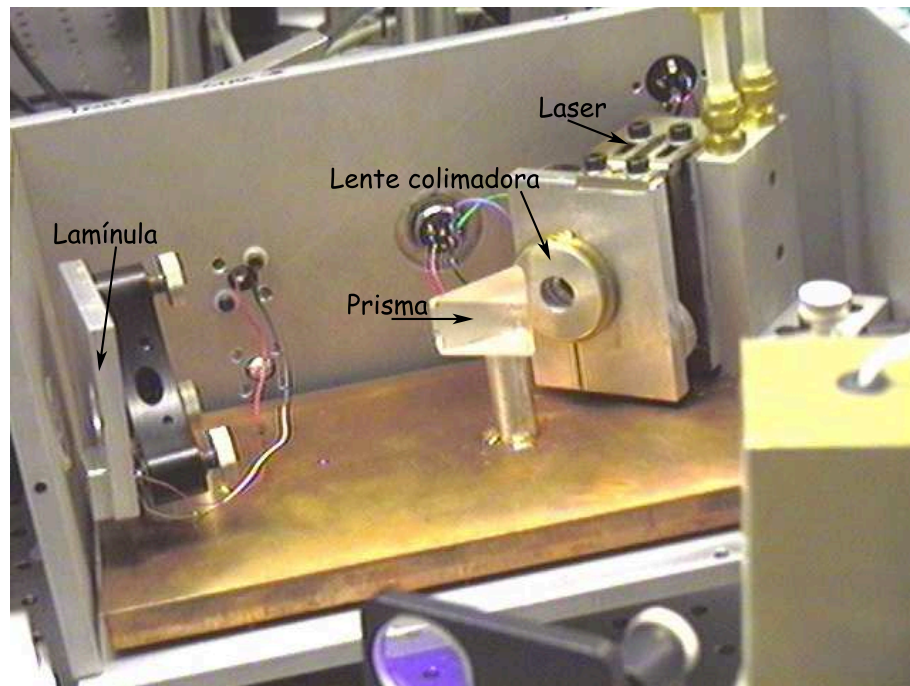


Figura 2.2: Laser de diodo posicionado no suporte de cobre com a lente colimadora. Todo o suporte está dentro de uma caixa de alumínio para melhorar a estabilidade mecânica do sistema e evitar que água se condense sobre o laser. Também está dentro da caixa a cavidade estendida do laser formada pela lamínula e pelo prisma.

Dentro da caixa, montada na mesma base de cobre, está também a cavidade estendida do laser. Uma lamínula de microscópio posicionada a 16 cm da lente colimadora e um prisma isósceles compoem a cavidade estendida. O prisma faz a dispersão espacial da luz e a lamínula atua como um etalon que reflete 8% da luz dispersada de volta para o laser.





com a de um laser de Hélio Neônio (He-Ne) de frequência conhecida. O restante do feixe laser terá sua frequência duplicada por um cristal não linear de Niobato de Potássio ( $\text{KNbO}_3$ ) de 1 cm de comprimento. Este cristal é colocado num dos focos de uma cavidade óptica ressonante com o harmônico fundamental. Para melhorar o casamento do modo do laser com o modo da cavidade, um par de lentes é colocado no caminho do laser fazendo um telescópio. A cavidade faz com que a potência circulante seja da ordem de alguns Watts e a potência de segundo harmônico gerada seja bem maior se comparada com aquela gerada pela simples passagem do laser pelo cristal. A cavidade e o cristal são montados dentro de uma caixa de acrílico sobre uma base de alumínio. Isso resulta numa melhor estabilidade mecânica da cavidade que é mantida ressonante com o laser eletronicamente. Um sistema de servo controle analisa o sinal de erro gerado pelo feixe refletido pela cavidade após passar pela placa de quarto de onda ( $\lambda/4$ ) e pelo prisma de Wolaston (W.P.). O comprimento da cavidade é então variado, mantendo-a ressonante com o laser.

A seguir, discutiremos com maiores detalhes a cavidade estendida do laser, seus efeitos na emissão do laser e o processo de duplicação da frequência do laser.

## 2.2 Características da emissão do laser e perdas no sistema

Como lasers de diodo em geral, o laser que utilizamos possui um modo espacial elíptico e astigmático. O raio maior da elipse é aquele perpendicular ao plano da junção do semicondutor. O laser possui uma polarização que é paralela à junção.

A inclinação da curva, ou “slope efficiency”, medida para este laser é 0,75 mW/mA. Alimentamos o laser com uma fonte de corrente contínua comercial *Melles Griot* - Series 200. Para corrente máxima de injeção de  $i = 200$  mA, obtemos 185 mW de potência do laser. A figura 2.4 mostra a curva de potência do laser em função da corrente de injeção. Para fazer esta curva a potência do laser foi medida após a cavidade estendida, por isso, a potência máxima que obtivemos foi 151 mW. O limiar de oscilação do laser está por volta de 23 mA.

Somente uma parte desta potência será utilizada. Devido a perdas nos componentes ópticos, 50% da potência total do laser se perde ao longo da montagem. A cavidade estendida causa perdas de 18%, contudo, a principal fonte de perdas do sistema são os isoladores ópticos. Os isoladores ópticos são necessários no sistema para evitar que reflexões espúrias perturbem o modo de emissão do laser. Particularmente quando o laser é alinhado para a cavidade de duplicação, a qual será tratada em seção posterior, notamos que com apenas um

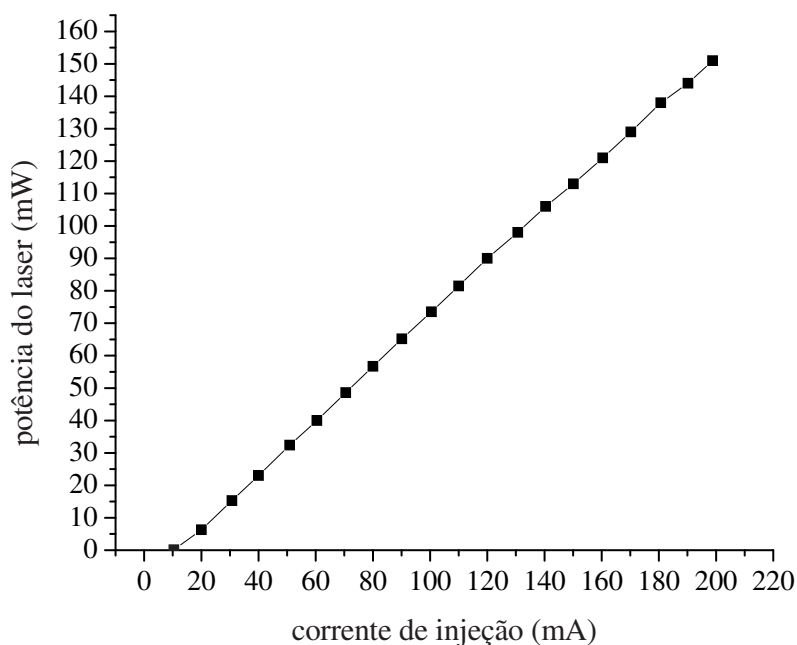


Figura 2.4: Curva da potência do laser de diodo em função da corrente de injeção.

isolador óptico ainda havia retroreflexão para o laser o que tornava instável. Perdas entre 10 – 15% são comuns em isoladores ópticos. O isolador usado, New Focus, possui um fator de isolamento de 30dB e perdas da ordem de 14%. Se fez necessário utilizar outro isolador óptico. Não existia em nosso laboratório outro isolador óptico para  $\lambda = 850$  nm. Utilizamos, então, o isolador de que dispúnhamos e que é feito para  $\lambda = 780$  nm. O fator de isolamento deste isolador é igual ao daquele para  $\lambda = 850$  nm, no entanto, as perdas que ele introduz no sistema são da ordem de 25%. Além dos isoladores, por volta de 10% da luz do laser é desviada para análise. Uma parte desta luz é enviada para uma cavidade de Fabry-Perot na qual analisamos a estrutura de modos do laser e o restante para um medidor de comprimento de onda.

Dos 185 mW iniciais que o laser emite, após as perdas no sistema, no máximo 90 mW chegarão à cavidade duplicadora. Podemos reduzir estas perdas se substituirmos o isolador óptico feito para  $\lambda = 780$  nm por um que introduza menos perdas.

## 2.3 Mecanismos de sintonia do laser

Para que um laser seja uma boa ferramenta para espectroscopia, é necessário poder sintonizá-lo. O comprimento de onda no qual um laser de semicondutor emite é definido pelo material do qual ele é feito e por sua estrutura. Este comprimento de onda também é função da temperatura do laser e da densidade de portadores. Variando estes parâmetros, podemos sintonizar o laser. Como veremos a seguir, alguns comprimentos de onda não são acessados quando a sintonia é feita só pela variação da temperatura do laser. Para se obter uma sintonia contínua, é necessário usar uma cavidade estendida além do controle da temperatura. Variando-se a corrente de injeção, também sintonizamos o laser. Contudo, para obter máxima potência esse não é um mecanismo de sintonia que usamos.

### 2.3.1 Sintonia por temperatura

Como já mencionamos, variando-se a temperatura varia-se a frequência do laser. Esta sintonia, todavia, não é sempre contínua pois o tamanho da cavidade do laser e o máximo do perfil de ganho do laser não variam sincronizadamente.

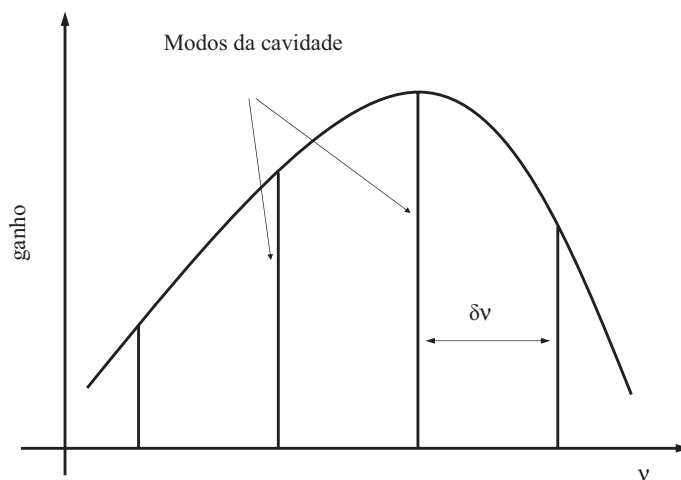


Figura 2.5: Esquema do perfil de ganho do laser e dos modos da cavidade. Ao se variar a temperatura do laser os modos da cavidade e o máximo do perfil de ganho variam. Como a frequência dos modos varia menos que a do ganho, depois de alguma sintonia, o máximo do perfil atinge outro modo da cavidade, no qual o laser passará a oscilar.

A diferença de temperatura,  $\Delta T$ , altera a diferença de energia  $E = E_1 - E_2$  entre os níveis das bandas de condução e valência. O índice de refração é alterado por  $\Delta n = (dn/dT)\Delta T$  e o comprimento da cavidade por  $\Delta L = (dL/dT)\Delta T$ . A frequência  $\nu_c = mc/2nL$  (onde  $m =$  inteiro) do modo da cavidade é alterada então por

$$\Delta\nu_c = \frac{\delta\nu_c}{\delta n} \frac{dn}{dT} \Delta T + \frac{\delta\nu_c}{\delta L} \frac{dL}{dT} \Delta T = -\nu \left( \frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \right) \Delta T, \quad (2.1)$$

enquanto que o máximo do perfil de ganho varia conforme

$$\Delta\nu_g = \frac{1}{h} \frac{\delta E_g}{\delta T} \Delta T. \quad (2.2)$$

A variação da frequência da cavidade,  $\Delta\nu_c/\Delta T$  fica em torno de apenas 20% da variação do perfil de ganho  $\Delta\nu_g/\Delta T$  [19]. Quando o máximo deste perfil atinge outro modo da cavidade, o ganho deste modo será maior do que daquele no qual o laser está emitindo de forma que a frequência do laser salta descontinuamente para o novo modo.

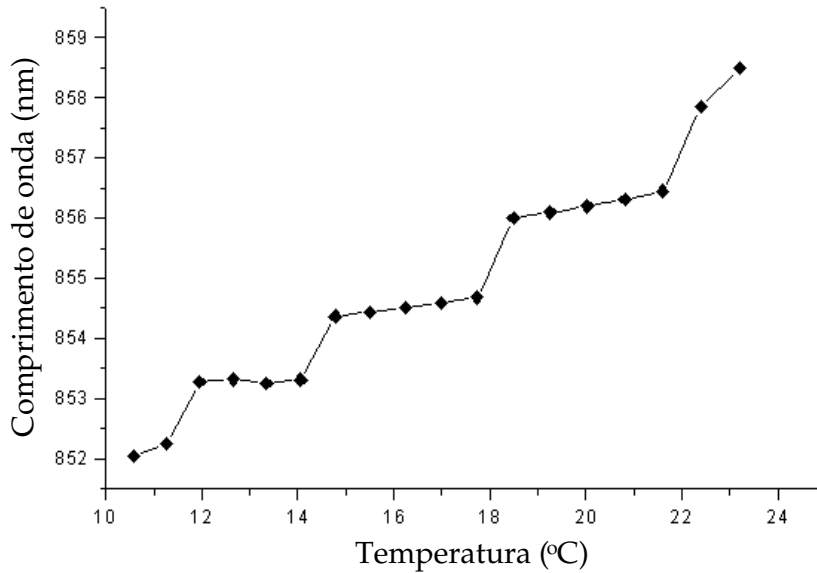


Figura 2.6: Variação do comprimento de onda do laser em função da variação da sua temperatura. A curva foi medida para valores da temperatura do laser até 10°C. Para conseguir valores mais baixos de temperatura é preciso manter o suporte do laser mais frio. Quando fizemos essa curva, ainda não controlávamos a temperatura externa do laser. O comprimento de onda não varia continuamente com a temperatura. Os saltos são devidos a uma variação não sincronizada do tamanho da cavidade do laser e do máximo do perfil de ganho do laser.

Este salto pode ser para o modo seguinte da cavidade ou para outro modo mais distante. Como pode ser observado na figura 2.6, esses saltos não são igualmente espaçados, evidenciando que ocorrem saltos de dois ou três modos. Isso ocorre porque o modo da cavidade no qual o laser oscila tem de “casar” com um modo do espectro de “hole burning” [19], o que acaba acontecendo para diferentes modos com a variação da temperatura.

A figura 2.6 mostra como o comprimento de onda de nosso laser varia em função da temperatura. O intervalo de temperatura que utilizamos para obter essa curva estava limitado na época porque não estávamos controlando a temperatura do suporte do laser. Assim sendo, o peltier do laser não conseguia baixar a temperatura abaixo dos 10°C.

Para conseguirmos sintonizar o laser em  $\lambda = 846$  nm foi necessário manter todo o suporte do laser em  $t = 11^\circ\text{C}$ . Ao sintonizar o laser pela temperatura observamos também histerese nestes saltos de modo. Se ao baixarmos a temperatura o salto acontece para um dado valor, ao aumentarmos a temperatura, o salto vai acontecer para um valor mais alto.

### 2.3.2 Sintonia por retroalimentação dispersiva: cavidades estendidas

Lasers de diodo são particularmente sensíveis à realimentação óptica. Potências mínimas refletidas de volta para o laser afetam a emissão do laser. Para evitar que reflexões espúrias perturbem o modo do laser, isoladores ópticos<sup>1</sup> se fazem necessários. Pode-se, todavia, tirar proveito desta sensibilidade à retroalimentação para sintonizar o laser e estreitar sua largura de linha. A maneira mais usual é utilizar as cavidades estendidas.

Cavidades de lasers de diodo geralmente têm baixa finesse pois são formadas pelas faces clivadas do semicondutor. A idéia das cavidades estendidas é aumentar o fator de qualidade (Q) ou simplesmente aumentar o tamanho da cavidade do laser para reduzir a largura de linha em que este laser emite. Diferentes configurações para as cavidades estendidas são encontradas mas todas fazem uso de uma retroalimentação dispersiva. Nesta seção, trataremos de duas configurações mais comuns destas cavidades: Littrow e Littman.

#### Configuração de Littrow

A configuração de Littrow consiste de uma grade de difração posicionada a alguns centímetros (5 cm é um número típico) da lente colimadora do laser. A grade é colocada de maneira a

---

<sup>1</sup>Isoladores ópticos são dispositivos que utilizam polarizadores e um cristal de Faraday para permitir a passagem da luz em sentido, impedindo porém que ela passe no sentido oposto.

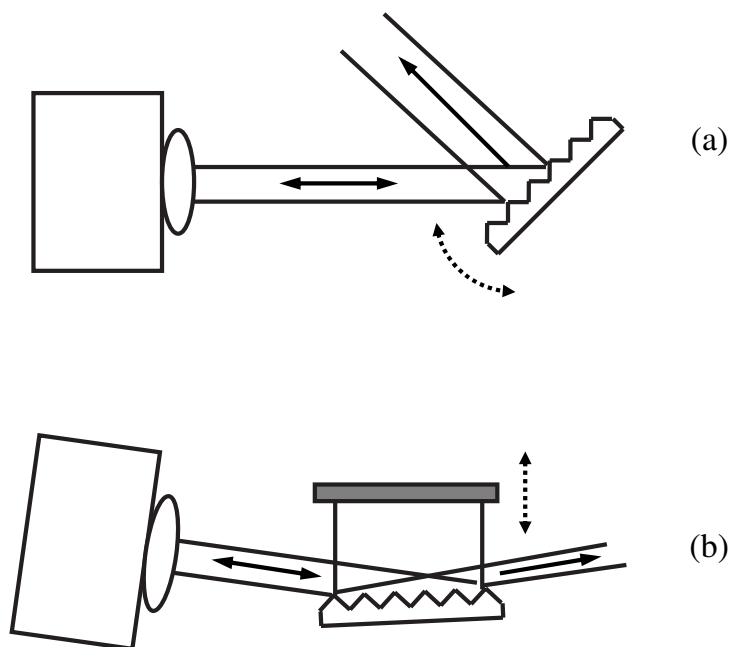


Figura 2.7: Configurações mais usais de cavidades estendidas. A configuração de Littrow (a) utiliza apenas uma grade de difração colocada em ângulo tal que a primeira ordem de difração retorne ao laser. A configuração de Littman (b), utiliza uma grade de difração, na qual o laser tem uma incidência razante e um espelho que reflete de volta para o laser a primeira ordem difratada.

refletir diretamente de volta para o laser a primeira ordem difratada, como pode ser observado na figura 2.7 (a), forçando a oscilação a ocorrer no comprimento de onda refletido. Aproximadamente 10% da potência do laser é refletida de volta. Ao girar a grade em torno de um pivô, selecionamos diferentes comprimentos de onda que serão refletidos de volta para o laser sintonizando o laser. A redução da largura de linha está diretamente ligada à resolução da grade: para uma maior dispersão, maior será a redução da largura de linha. Como a sintonia é feita movendo-se a grade de difração, acaba-se movendo também o feixe de saída do laser o que pode causar desalinhamentos no resto da montagem.

### Configuração de Littman-Metcalf

Para evitar este problema do deslocamento espacial do feixe ao sintonizar o laser pode-se utilizar a configuração de Littman-Metcalf [20]. Esta configuração utiliza a grade de difração e também um espelho. A grade é posicionada de maneira que o laser tenha uma incidência

razante. Utiliza-se a ordem zero de difração como o feixe de saída do laser e a primeira ordem é refletida de volta para o laser por um espelho, como mostra a figura 2.7(b). Movendo o espelho sintonizamos o laser. Como a grade não se move nesta configuração, o feixe de saída do laser permanece imóvel ao se sintonizar o comprimento de onda. Uma área maior da grade de difração é coberta pelo laser resultando em maiores perdas na potência final do laser.

Estas são apenas as configurações mais usuais, todavia, existem diversas outras [21]. Não existe uma configuração que seja melhor que outra para todos os casos. Cada sistema tem suas necessidades e as diferentes configurações de cavidade estendida se tornam mais ou menos interessantes dependendo destas necessidades.

### **Cavidade estendida de nosso laser**

No nosso caso, precisávamos de uma cavidade estendida com baixas perdas de potência do laser e que não deslocasse o feixe espacialmente ao sintonizá-lo. A principal responsável pelas perdas na cavidade é a grade de difração (na configuração de Littman, as perdas típicas são da ordem de 40%). Optamos, então, por uma configuração que não utilizasse grade. Ao invés da grade de difração, usamos um prisma como elemento dispersor e um etalon de vidro para promover a retroalimentação para o laser, como mostra a figura 2.2. O etalon nada mais é do que uma lamínula de microscópio de 200  $\mu\text{m}$  de espessura colocada a 16 cm do laser. O prisma é posicionado logo após a lente colimadora, de maneira que o laser incida em ângulo de Brewster [22], minimizando as perdas por reflexão nesta face. O prisma de que dispúnhamos, todavia, não era um prisma de Brewster [23]. Assim, o laser não incide em ângulo de Brewster na segunda face do prisma, ocasionando perdas por reflexão. As perdas devidas ao prisma ficam em torno de 10%. A lamínula reflete 8% da luz de volta para o laser, totalizando perdas de 18% da potência do laser. A dispersão dos prismas é menor que a das grades de difração resultando em uma redução na largura de linha do laser menor do que aquela obtida com as configurações acima descritas. A seguir, mostramos como se dá a sintonia do comprimento de onda pela atuação desta cavidade estendida. O efeito da cavidade estendida sobre a largura de linha do laser será tratado na seção seguinte.

### **Sintonia do comprimento de onda pela ação da cavidade estendida**

A sintonia contínua do comprimento de onda com a cavidade estendida se dá em um intervalo de frequência igual ao “free spectral range” da cavidade,  $\Delta\nu = FSR = 800 \text{ MHz}$ . Para sintonizarmos o laser dentro deste intervalo utilizamos o elemento piezo-elétrico (pzt) que está fixado no suporte do etalon. Para intervalos maiores de sintonia saltos ocorrem. Apenas



variando a posição do etalon, conseguimos sintonizar o laser num intervalo de 3,5 nm. A figura 2.8 apresenta este intervalo de sintonia. Observa-se que ocorrem saltos durante o intervalo de sintonia. Estes saltos são devidos a efeitos de etalons presentes na cavidade. Os saltos maiores, de 1,5 nm foram identificados como sendo saltos devidos ao etalon da cavidade estendida (200  $\mu\text{m}$  de espessura). Os saltos menores, de 0,1 nm, são devidos a um batimentos dos modos da cavidade formada pela cavidade do laser até a lente colimadora, com aproximadamente 1 cm de comprimento, com os modos da cavidade estendida, de 16 cm de comprimento. Notamos que a maior sintonia se dá quando a incidência do laser no etalon se aproxima da normal, quando a reflexão do etalon se aproxima do máximo. Os pontos na figura 2.8 foram obtidos variando-se horizontalmente o etalon em torno do ponto no qual o laser tem incidência normal, o zero no eixo X.

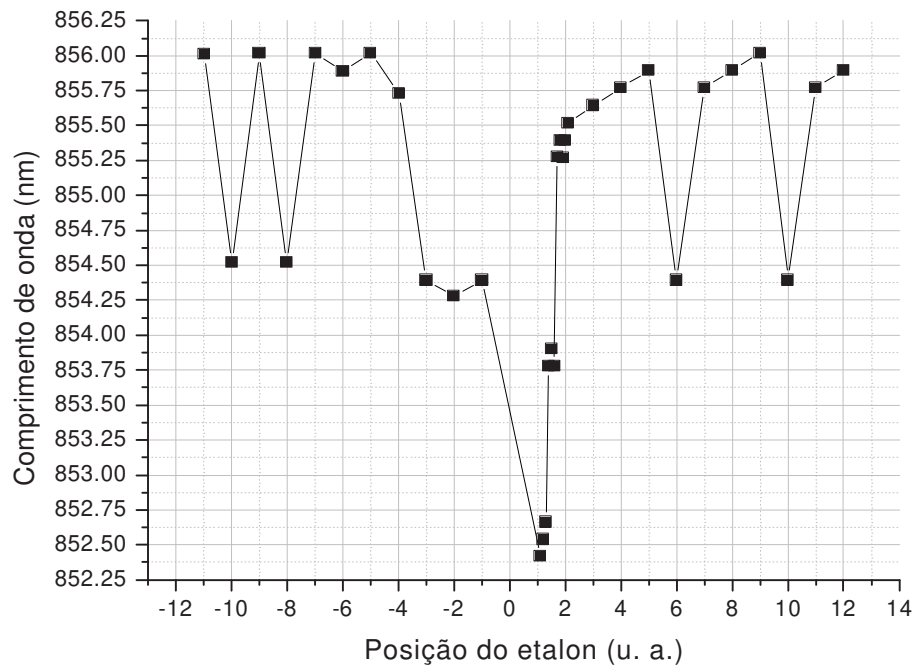


Figura 2.8: Sintonia do comprimento de onda do laser apenas devido à atuação da cavidade estendida. As descontinuidades dão devidas a efeitos de etalons dentro da cavidade.

Quando o laser está incidindo normalmente ao etalon, o laser apresenta um comportamento multimodo. Isso ocorre porque nesta situação a cavidade formada pelo etalon se acopla totalmente à cavidade do laser resultando numa cavidade com uma refletividade efetiva dada pelo batimento das refletividades do etalon, 8% e das faces do laser, 30%. A figura 2.9 mostra este comportamento multimodo do laser. Nesta situação, há uma competição dos modos de ambas cavidade e os modos do etalon acabam por gerar perdas para o modo principal da cavidade

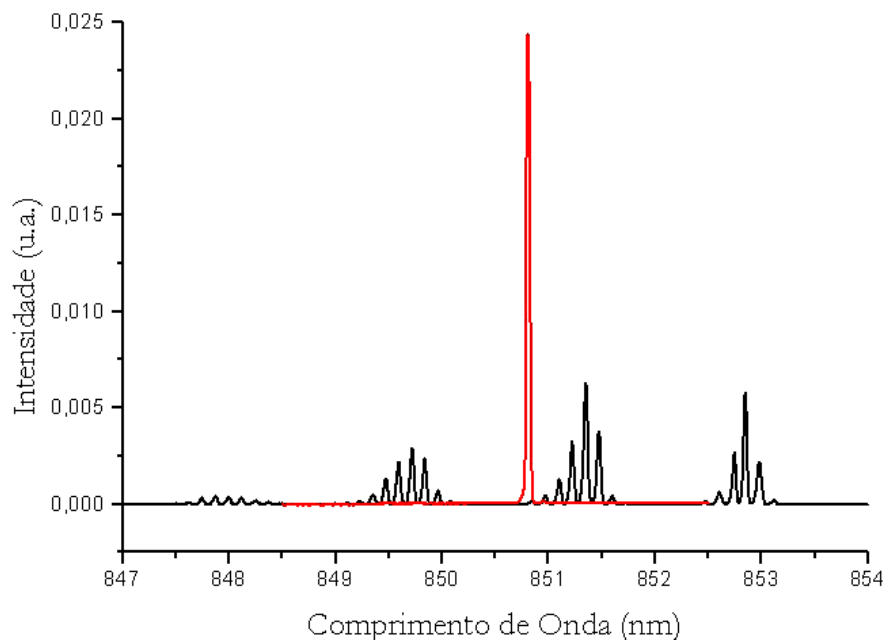


Figura 2.9: Espectro do laser de diodo monomodo (em vermelho) e multimodo (em preto) quando o laser incide normalmente ao etalon.

do laser permitindo que outros modos tenham ganho suficiente para oscilarem. Identificamos neste espectro também, os mesmos efeitos de etalon que havíamos observado na curva de sintonia do laser pela cavidade estendida. Os modos em que o laser está oscilando na condição monomodo são espaçados por uma distância de 0,1 nm caracterizada pelo batimento dos modos da cavidade do laser mais a lente colimadora, com a cavidade estendida. Além desta modulação, existe outra de 1,5 nm, causada pelo etalon da cavidade estendida. A largura da envoltória dos modos oscilantes na figura 2.9, no caso multimodo, é determinada pelo batimento do modo da cavidade do laser e do espectro de “hole burning” como já observado no caso da sintonia por temperatura.

Observamos que com a variação da temperatura do laser e a retroalimentação da cavidade estendida conseguimos sintonizar o laser em todos os comprimentos de onda que quisemos, em particular, em  $\lambda=846\text{nm}$ . Provavelmente, utilizando estes dois mecanismos, podemos sintonizar o laser em qualquer comprimento de onda dentro da banda de ganho do semiconductor.

Além de sintonizar o laser a cavidade estendida também reduz o ruído do laser e reduz a largura de linha, como veremos nas seções seguintes.

## 2.4 Ruído AM e FM do laser

Lasers utilizados em espectroscopia atômica devem ter baixo ruído de amplitude e frequência. Lasers de diodo caracteristicamente apresentam níveis de ruído de amplitude baixos, o ruído de frequência, todavia, se mostra em geral alto. Nesta seção trataremos dos ruídos de amplitude e frequência do laser de diodo com cavidade estendida. Veremos que a ação da retroalimentação da cavidade reduz os níveis de ambos os ruídos.

### 2.4.1 Ruído de amplitude

Lasers de diodo monomodos, quando operados bem acima do limiar de oscilação, tipicamente apresentam flutuações de amplitude que se aproximam do nível “shot” para frequências acima de 1MHz [24]. O ruído aumenta para frequências mais baixas com uma dependência aproximadamente  $1/f$  [21].

#### Nível “shot”

É oportuno neste momento nos determos um pouco no conceito de “shot noise”. O ruído “shot”, ou balístico, é um “ruído branco” ou seja, independe da frequência. O ruído “shot” é uma propriedade intrínseca da luz e aparece tanto para a luz de um laser como para a luz térmica gerada por um filamento aquecido. O ruído “shot” é totalmente aleatório, decorrelacionado e sua intensidade é determinada pela intensidade da luz detectada [25]. O conceito de ruído “shot” é bastante utilizado na mecânica quântica pois o limite mínimo determinado pelo princípio da incerteza para o ruído de amplitude de um laser é o ruído “shot”.

#### O que é “squeezing” de amplitude

Com algumas técnicas pode-se reduzir o ruído do laser para níveis abaixo do nível “shot”. Esta redução é chamada “squeezing” de amplitude.

Segundo o princípio de incerteza de Heisenberg, existe um limite mínimo para a determinação simultânea dos valores de duas grandezas canonicamente conjugadas,  $[\hat{X}, \hat{Y}] = iC$  [41]

$$\langle (\Delta X)^2 (\Delta Y)^2 \rangle \geq \frac{C^2}{4}. \quad (2.3)$$

Em uma medida, o que caracteriza esta incerteza é a existência de ruído. Podemos então pensar neste limite como sendo um ruído mínimo. Este não é um ruído técnico, mas uma

propriedade intrínseca da luz e as técnicas conhecidas de estabilização não conseguem reduzir o ruído do laser para níveis abaixo deste limite.

Ainda que não seja possível reduzir a incerteza na medida das grandezas simultaneamente, nada impede que ela seja reduzida em apenas uma delas, desde que a relação dada pelo princípio da incerteza seja conservada. Esta redução na incerteza de uma das grandezas conjugadas recebe o nome de “squeezing”.

No Apêndice A, discutiremos quais cuidados devem ser tomados para a observação de “squeezing” de amplitude.

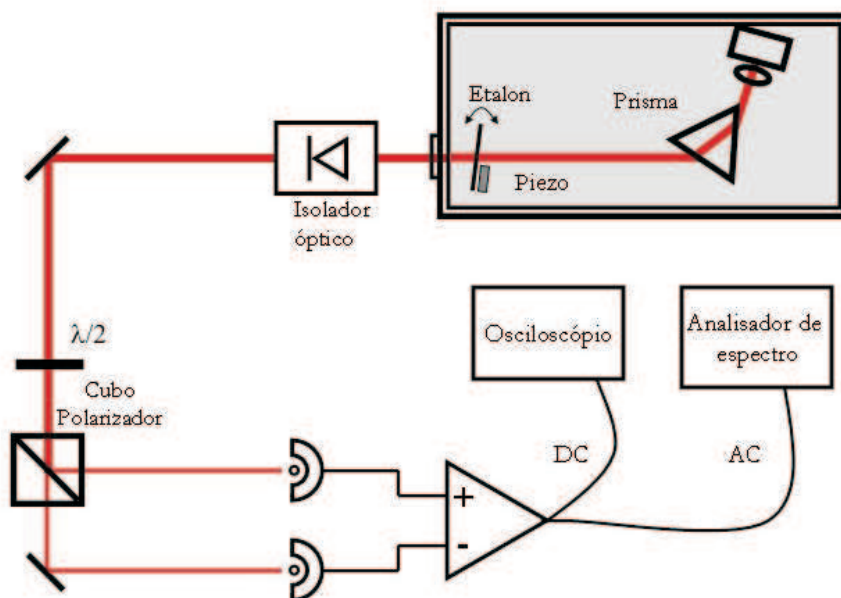


Figura 2.10: Esquema da montagem para medida do ruído de amplitude do laser de diodo. O feixe do laser é dividido em dois pelo divisor de feixe e enviado para um fotodetector homodino. A potência de cada um dos feixes é controlada pela placa de meia onda ( $\lambda/2$ ). O sinal dos fotodiodos pode ser somado ou subtraído, posteriormente sendo amplificado. O sinal de saída deste fotodetector está dividido em uma parte AC, enviada para o analisador de espectro, e outra DC, analisada no osciloscópio. Este fotodetector é o mesmo descrito no Apêndice A.

Para medirmos o ruído do laser e determinarmos o nível “shot” enviamos todo o feixe do laser para um divisor de feixe de maneira a dividir o feixe em dois com a mesma potência. Para ajustar a potência de cada um destes feixes, utilizamos uma placa de meia onda posicionada antes do cubo polarizador. Ambos os feixes são enviados para um fotodetector balanceado, sendo que cada um dos feixes é enviado a um fotodiodo. A fotocorrente gerada pelos fotodiodos

pode ser somada ou subtraída e, posteriormente, este sinal é amplificado, como mostra a figura 2.10.

O fotodetector utilizado para as medidas de ruído foi montado em nosso laboratório. Utilizamos dois fotodiodos *EG&G FND-100* que possuem baixo ruído e alta eficiência de detecção. O amplificador utilizado é um *AD-829* que também apresenta baixo nível de ruído. Para alimentar este fotodetector utilizamos baterias, visando diminuir qualquer possível ruído. Utilizamos 6 baterias recarregáveis de 12 V, sendo que  $\pm 12$  V são para alimentar o amplificador operacional e  $\pm 36$  V de tensão para polarizar os fotodiodos. Após ser amplificado, o sinal é dividido em uma parte AC que é analisada pelo analisador de espectro e uma parte DC, enviada para o osciloscópio e usada para monitorar e balancear o sinal do fotodetector. Este fotodetector foi utilizado nas medidas de ruído de amplitude e de frequência e está descrito no Apêndice A.

Na detecção da luz, deve-se tomar cuidado para não haver saturação dos fotodiodos pois isso pode atenuar e distorcer o ruído resultando em um nível falsamente baixo. Na figura 2.11 vemos espectro do ruído de amplitude do laser para uma dada corrente de injeção,  $i = 70$  mA. A curva em verde é o ruído do laser sem que a cavidade estendida esteja em ação. Em azul temos o ruído do laser com a atuação da cavidade. Vemos uma significativa redução do ruído, de até 10 dBm, com a atuação da cavidade estendida. Para evitar a saturação dos fotodiodos, a máxima corrente de injeção que pode ser utilizada no laser para obter esses dados é relativamente baixa,  $i = 70$  mA, ficando pouco mais que três vezes acima do limiar de oscilação do laser,  $i = 23$  mA. Quanto maior a corrente de injeção, menores são os efeitos da emissão espontânea na luz do laser e, conseqüentemente, menor o nível de ruído de amplitude que esse laser apresenta. O baixo valor da corrente de injeção pode explicar porque existe um excesso de ruído do laser quando a cavidade estendida não atua. Se aumentarmos a corrente de injeção observamos que começa a ocorrer saturação nos fotodiodos e a determinação do nível “shot” bem como do ruído do laser deixam de ser confiáveis.

Como se pode ver na figura 2.11, o ruído de amplitude de nosso laser se aproxima do nível “shot” com a atuação da cavidade estendida. Nas frequências mais baixas, até 700 kHz, observamos um comportamento do tipo  $1/f$ . Além deste comportamento esperado, observamos uma estrutura de picos no ruído do fotodetector que provavelmente é devida à contaminação pela rede elétrica. Para frequências mais altas, espera-se um ruído plano, entretanto, existem três picos no ruído do laser em 4,9 MHz, 6,3 MHz e 7 MHz. Não identificamos a origem deste ruído. Quando medíamos o ruído do laser para frequências mais altas, observamos um pico no ruído do laser para 13.6 MHz que conseguimos identificar como sendo de uma máquina de

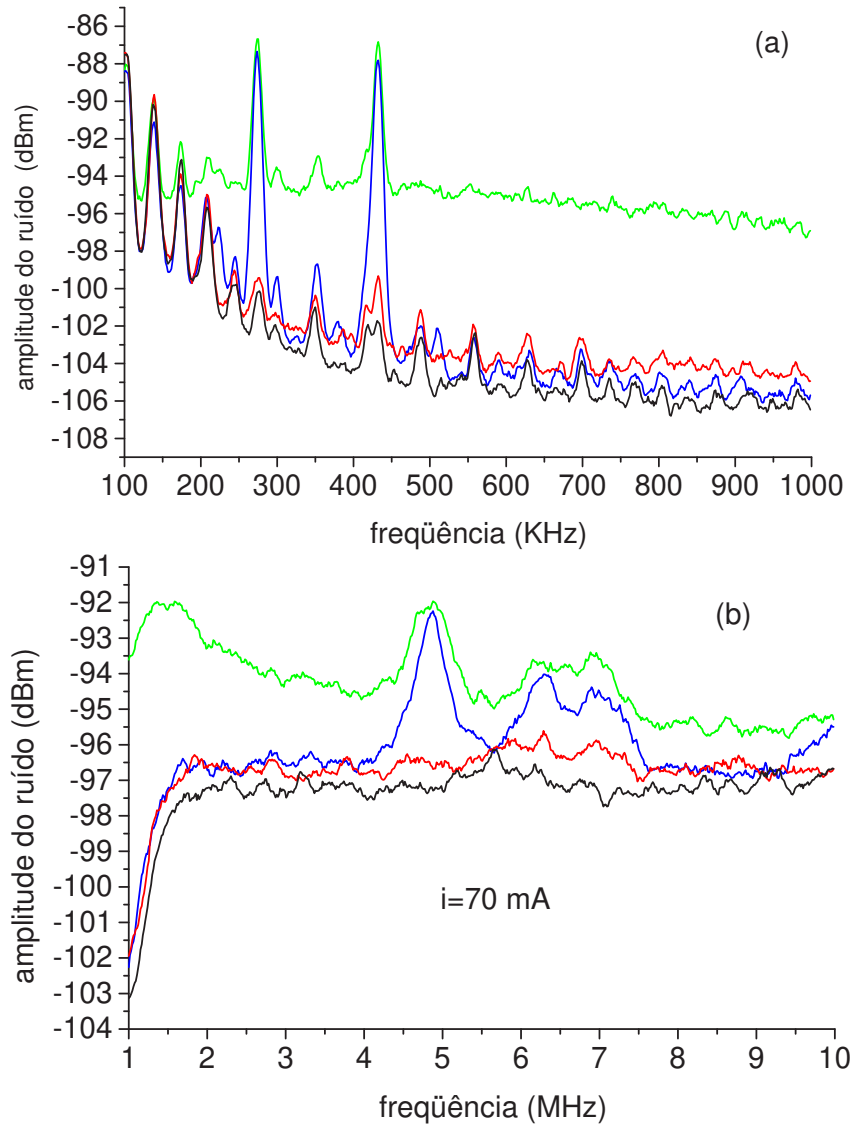


Figura 2.11: Espectro do ruído de amplitude do laser de diodo para  $i = 70 \text{ mA}$  de corrente de injeção em duas faixas de frequência, de  $100 \text{ kHz} \rightarrow 1 \text{ MHz}$ , (a), e de  $1 \text{ MHz} \rightarrow 10 \text{ MHz}$ , (b). As linhas pretas indicam ruído eletrônico do fotodetetor. As linhas vermelhas correspondem ao nível “shot”. Em azul temos o ruído do laser com a atuação da cavidade estendida e, em verde, o ruído do laser quando a cavidade estendida não atua.

“sputtering” de um laboratório vizinho. Para frequências além de  $10 \text{ MHz}$  os ruídos tendem para o nível “shot” e, para frequências acima de  $15 \text{ MHz}$ , o fotodetetor pára de responder. Na figura 2.11(b) nota-se que para frequências de  $1$  a  $2 \text{ MHz}$  existe uma descontinuidade no nível do ruído. Essa descontinuidade ocorre pela largura de banda de resolução do analisador de espectro utilizada na medida ser de  $1 \text{ MHz}$ .

### 2.4.2 Ruído de frequência

Como no caso do ruído de amplitude, para se obter o espectro do ruído de frequência do laser utilizamos o fotodetector homodino. O feixe do laser é dividido em dois e enviado para os fotodiodos como no caso anteriormente descrito. A diferença é que em um dos braços, colocamos uma cavidade de Fabry-Perot de baixa finesse,  $\mathcal{F} = 15$ , como mostra a figura 2.12. Variamos o tamanho da cavidade e olhamos para o sinal deste fotodiodo para encontrar o pico de ressonância do laser. A placa  $\lambda/2$  é usada para fazer com que o sinal DC do outro fotodiodo esteja a meia altura do pico de ressonância da cavidade. Uma vez que esta situação é atingida, paramos de varrer a cavidade e a mantemos ressonante com laser. O espectro do ruído de frequência será dado pela diferença dos sinais dos fotodiodos. A cavidade converte o ruído da frequência do laser para amplitude, pois com a variação da frequência do laser, ele se afasta da ressonância, diminuindo o número de fótons transmitidos pela cavidade.

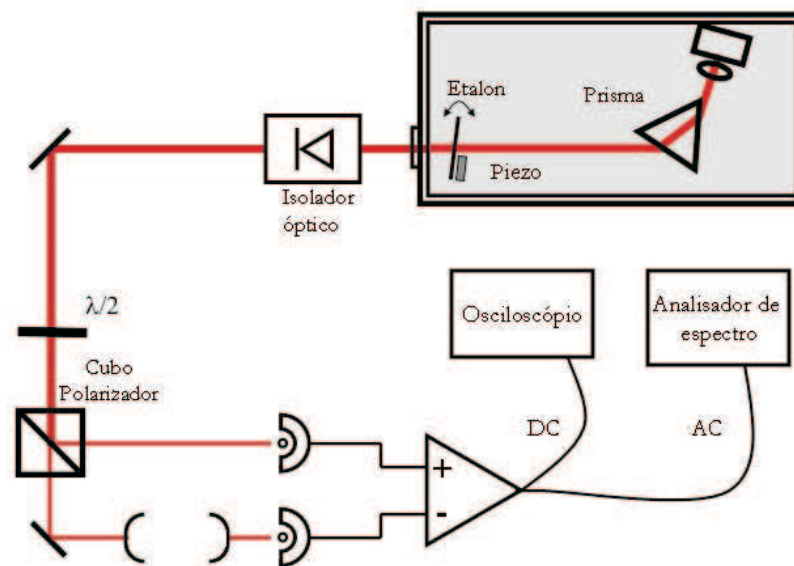


Figura 2.12: Esquema de medida do ruído de frequência do laser. Semelhante ao esquema para medida de ruído de amplitude porém existe uma cavidade de baixa finesse antes de um dos fotodetetores. A cavidade atua como uma conversora das flutuações da frequência do laser para flutuações da amplitude do laser. O fotodetector utilizado para as medidas de ruído de frequência é o mesmo usado para as medidas de ruído de amplitude.

Com este esquema de medida obtemos o espectro do ruído do laser ao analisar o sinal da saída AC do fotodetector em função da frequência com um analisador de espectro. A figura

2.13 mostra o espectro do ruído de frequência do laser para duas faixas de frequência de análise, de 100 kHz a 1 MHz e de 1 MHz a 10 MHz, para uma corrente de injeção do laser de 70 mA.

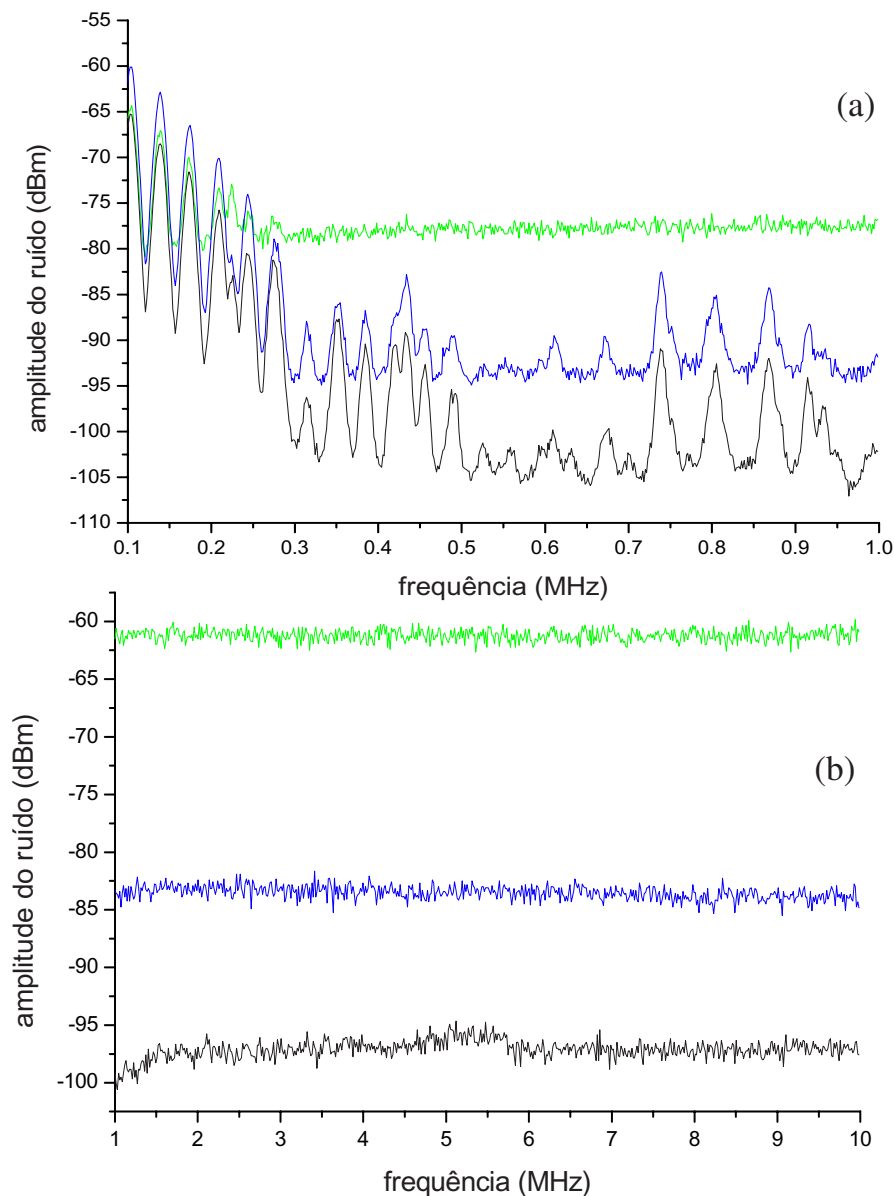


Figura 2.13: Ruído de frequência do laser de diodo para duas faixas de frequência. (a) apresenta o ruído para baixas frequências 100 kHz  $\rightarrow$  1 MHz; (b), de 1 MHz  $\rightarrow$  10 MHz. Em verde vemos o laser sem a atuação da cavidade estendida. Quando a cavidade atua, observamos uma redução do nível de ruído (em azul). Em preto, o ruído eletrônico do fotodetector.

Vemos que o ruído da frequência do laser é reduzido quando a cavidade estendida está



atuando (curva em azul) se comparado com aquele do laser sozinho (curva em verde). Essa redução do ruído é expressiva, sendo maior que 30 dB para as frequências acima de 1 MHz. Como no caso do ruído de amplitude, notamos alguns picos no espectro do ruído que esperávamos ser plano. Nas baixas frequências estes picos se parecem com aqueles encontrados no ruído de amplitude e devem ser originários de contaminações por efeito de antena das conexões do sistema. Para frequências acima de 1 MHz o espectro não apresenta estruturas como é esperado.

### Largura de linha do laser

Para muitas aplicações em espectroscopia atômica de alta resolução, é essencial que o comprimento de onda do laser seja tão estável quanto possível. Isto significa que flutuações  $\Delta\lambda$  em torno de  $\lambda_0$  devem ser menores que as larguras de linha das transições a serem resolvidas. As flutuações na frequência do laser têm diversas origens, podendo ser causadas por flutuações no comprimento da cavidade ou no índice de refração. As flutuações são divididas em flutuações de longo e curto termo, sendo que as primeiras são causadas principalmente por variações de temperatura e as últimas são devidas a vibração dos espelhos da cavidade, variações do índice de refração e variações na corrente de injeção. Além destas fontes de ruído que podem ser contornadas com técnicas de controle, existe uma fonte de ruído que é inerente ao processo de geração da luz e que faz com que exista um limite mínimo para a largura de linha de um laser. Este limite está ligado à emissão espontânea de fótons que acrescentam uma aleatoriedade na fase da luz emitida, causando alargamento da largura de linha [4]. Este alargamento é dado pela fórmula de Schawlow-Townes [26]

$$2\Gamma = \frac{\pi h\nu(\Delta\nu_c)^2}{P} n_{sp} \quad (2.4)$$

onde  $\Delta\nu_c$  é a largura de linha da cavidade de Fabry-Perot,  $P$  é a potência do laser e  $n_{sp}$  é o número de fótons de emissão espontânea. Para um laser de semicondutor operando acima do limiar,  $n_{sp}$  se aproxima da unidade. Para a maioria dos tipos de lasers, a largura de linha de Schawlow-Townes é bastante estreita e o que acaba por determinar a largura de linha do laser são fatores como instabilidades mecânicas e variações de temperatura. Lasers de semicondutor, no entanto, possuem cavidades muito curtas e com baixo Q, o limite de Schawlow-Townes acaba sendo da ordem de megahertz e limita a largura de linha destes lasers [4].

Estendendo a cavidade do laser, o limite cai para valores mais baixos e a largura de linha do laser é reduzida.  $\Delta\nu_c$  está relacionada com o tempo de vida do fóton dentro da

cavidade e conseqüentemente com as perdas passivas desta. Quando o laser é operado com uma configuração de cavidade estendida, o tempo de vida do fóton dentro da cavidade é significativamente maior devido à propagação num meio livre de perdas por uma distância muito maior (o comprimento  $L \sim cm$  da cavidade estendida é muito maior que o da cavidade do laser  $l \sim \mu m$ ). Isso acaba reduzindo as flutuações de fase espontâneas. Além de reduzir as flutuações de fase, a cavidade estendida desacopla a freqüência do laser da forte dependência do índice de refração. Como o caminho óptico do laser com cavidade estendida passa a ser  $nl + L$  a freqüência dos diferentes modos da cavidade passa a ser dada por  $\nu = c/[2(nl + L)]$ . Para  $L \gg nl$ , as variações do índice de refração passam a desprezíveis [26].

A redução da largura de linha de Scawlow-Townes resultante do aumento do caminho óptico da cavidade estendida se dá às custas de um aumento da sensibilidade a perturbações mecânicas. A freqüência da cavidade estendida está mais sujeita a variações por vibrações e variações de temperatura. Mesmo com esse aumento de sensibilidade mecânica do sistema, a largura de linha resultante é em geral mais estreita que aquela do laser solitário. Se uma largura de linha mais estreita for necessária, deve-se empregar alguma estabilização ativa da cavidade.

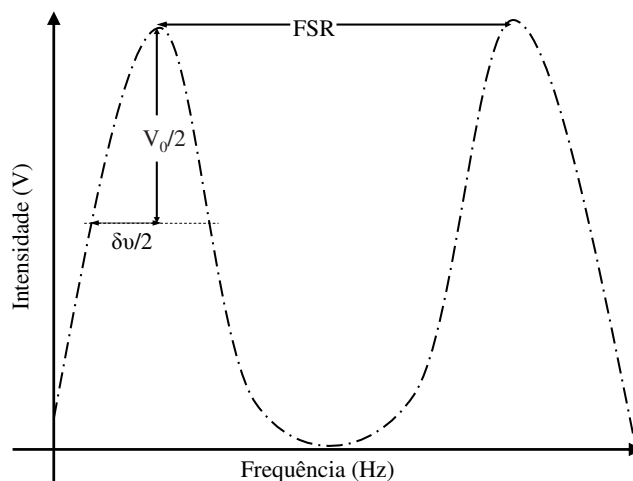


Figura 2.14: Esquema dos picos de ressonância de uma cavidade de Fabry-Perot utilizada para se estimar a largura de linha do laser.

Para estimar a largura de linha do laser usando uma cavidade de Fabry-Perot temos que saber como relacionar a variação do sinal em Volts ( $\Delta V$ ) com uma variação da freqüência em

Hertz ( $\Delta\nu$ ). Sabemos que a largura de linha da cavidade de Fabry-Perot é dada por

$$\delta\nu_{FWHM} = \frac{FSR}{\mathcal{F}}, \quad (2.5)$$

onde  $FSR = c/2L$  é o “Free Spectral Range” da cavidade e  $\mathcal{F}$  sua finesse. À meia altura, baseado no esquema apresentado na figura 2.14, podemos estabelecer uma relação aproximada

$$\frac{V_0}{\delta\nu} = \frac{\Delta V}{\Delta\nu}, \quad (2.6)$$

onde  $V_0$  é a altura do pico em Volts. Assim, temos então uma relação entre a variação da frequência  $\delta\nu$  e a variação da tensão medida  $\Delta V$  dada por

$$\Delta\nu = \left( \frac{FSR}{V_0 \mathcal{F}} \right) \Delta V. \quad (2.7)$$

Sabendo como relacionar a variação da tensão com a variação da frequência, podemos estimar a largura de linha do laser medindo a variação da tensão, uma vez que sabemos que o FSR da cavidade é 2 GHz, que sua finesse é 12 e que  $V_0 = 1 V$ . A figura 2.15 mostra a variação da tensão medida pelo fotodetector por 1 min para o laser com a retroalimentação da cavidade estendida e sem, respectivamente (curvas em azul e verde). Com esses dados concluímos que a largura de linha do laser, para 1 min, cai de 2,2 MHz para 765 kHz com a atuação da cavidade estendida.

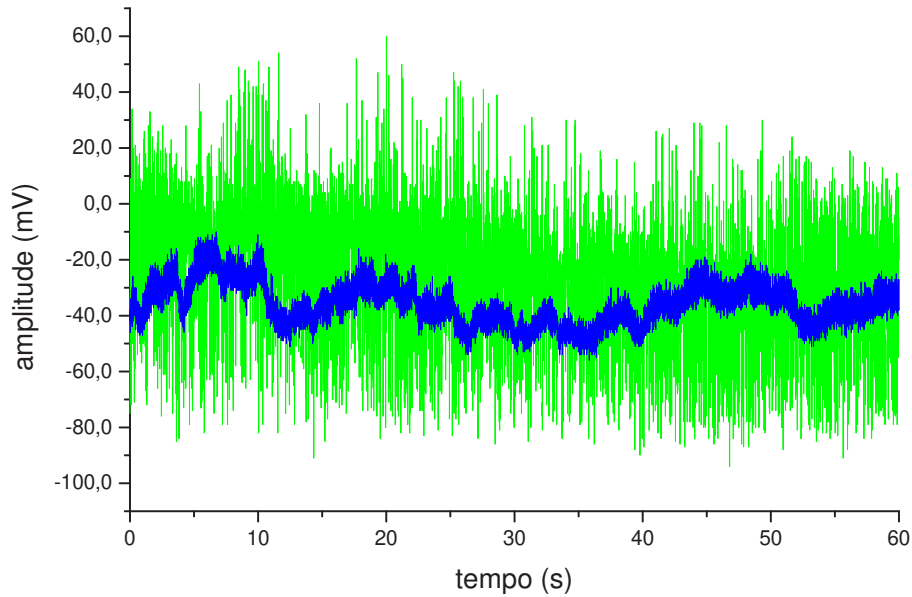


Figura 2.15: Medida da deriva da frequência do laser com o tempo. Para os dois casos, com e sem a atuação da cavidade estendida, respectivamente as linhas em azul e verde.

A configuração de cavidade estendida utilizada em nosso laser reduziu o ruído de amplitude e frequência do laser, resultando num laser com largura de linha mais estreita e ruído de amplitude próximo do nível “shot” para frequências acima de 1 MHz. A cavidade estendida também permitiu a sintonia do comprimento de onda do laser, tornando-o uma boa ferramenta para espectroscopia atômica no infravermelho. Queremos, todavia, utilizar esta fonte de luz para espectroscopia na região azul do espectro. Para tanto, duplicaremos a frequência do laser via geração do segundo harmônico como descreveremos a seguir.

## 2.5 Duplicação da frequência do laser

Até o presente momento vimos descrevendo as características do laser de diodo com cavidade estendida alternativa. Agora vamos nos deter um pouco no processo de geração da luz azul que irá acessar a transição de aprisionamento  $^1S_0 - ^1P_1$  dos átomos de Cálcio. Uma vez que temos o laser sintonizado em  $\lambda = 846$  nm, para gerar luz em  $\lambda = 423$  nm precisamos duplicar a frequência do laser, ou dividir o comprimento de onda pela metade. Fazemos isso via um processo não linear: a geração do segundo harmônico.

### 2.5.1 Geração de segundo harmônico

Fenômenos ópticos não lineares aparecem quando o campo óptico é comparável em magnitude ao campo no interior da matéria. Efeitos não lineares são descritos por uma polarização não linear

$$P = \epsilon_0[\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + \dots], \quad (2.8)$$

onde  $\chi^{(n)}$  é a susceptibilidade de ordem  $n$ . Apenas em meios não centro-simétricos teremos susceptibilidades de ordem par  $\chi^{(2)}, \chi^{(4)}, \dots$  [27]

A geração do segundo harmônico é um caso especial de não linearidade de segunda ordem. Para a geração do segundo harmônico usamos um cristal não-linear de niobato de potássio ( $\text{KNbO}_3$ ). Este cristal é birrefringente, biaxial, transparente para o intervalo ( $\lambda = 400 - 3400$  nm) e pode ser adquirido comercialmente. Para este cristal, podemos escrever as componentes

da polarização dielétrica induzida como

$$\begin{bmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{bmatrix} = \epsilon_0 \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_y E_z \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{bmatrix}. \quad (2.9)$$

No caso da direção de propagação no cristal ser (100), ou seja, direção ( $x$ ) e se o plano de polarização estiver orientado na direção ( $y$ ), (010), ( $E_x = E_z = 0$ ) e teremos a polarização resultante na direção ( $z$ )

$$P_z(2\omega) = \epsilon d_{32} E_y^2. \quad (2.10)$$

Alguns valores de ( $d_{ie}$ ), que nada mais são que os elementos do tensor da susceptibilidade de segunda ordem (com a contração dos índices [27]), são ( $d_{31} = 20,5 \text{ pm/V}$ ); ( $d_{32} = 33,3 \text{ pm/V}$ ) e ( $d_{33} = 16,0 \text{ pm/V}$ ), para ( $\lambda = 825 \text{ nm}$ ).

A eficiência do processo de geração do segundo harmônico pode ser obtida a partir da polarização induzida, eq.(2.10). Supondo que a amplitude da onda no ( $2^\circ$ ) harmônico é pequena em relação àquela do ( $1^\circ$ ) harmônico, de forma tal que podemos desprezar a variação de ( $E(\omega)$ ) ao longo do comprimento do cristal (caso de baixa eficiência de conversão), então

$$\begin{aligned} E(2\omega) &= \int_{r=0}^L \frac{\omega}{nc} d_{32} E^2(\omega) e^{i\Delta kr/2} dr \\ &= \frac{\omega}{inc} d_{32} E^2(\omega) e^{i\Delta kr/2} \frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2}. \end{aligned} \quad (2.11)$$

Sendo  $\Delta kL$  a diferença de fase entre os dois harmônicos e ( $L$ ) o comprimento do cristal. Como

$$I = \frac{nc\epsilon_0}{2} |E|^2; \quad (2.12)$$

$$I(2\omega) = I^2(\omega) \frac{2\omega^2 |d_{32}|^2 L^2}{n^3 c^3 \epsilon_0} \left( \frac{\sin(\Delta kL/2)}{\Delta kL/2} \right)^2 \quad (2.13)$$

obteremos a eficiência máxima na condição de “casamento de fase” ( $\Delta kL = 0$ ), então

$$I(2\omega) = \eta I^2(\omega), \quad (2.14)$$

onde a eficiência de conversão do cristal,  $\eta$ , é

$$\eta = \frac{2\omega^2 |d_{32}|^2 L^2}{n^3 c^3 \epsilon_0}. \quad (2.15)$$

No niobato de potássio, podemos conseguir a condição de casamento de fase variando a temperatura do cristal [28]. Nestas condições, conseguimos o casamento de fase não crítico: o comprimento de “walk off” se torna muito grande e os feixes fundamental e segundo harmônico não se separam dentro do cristal. A potência gerada aumenta com o quadrado de  $(L)$ , mas isso só se dá na região em que os dois feixes ( $(\omega)$  e  $(2\omega)$ ) se sobrepõem. O casamento de fase não crítico, então, contribui para otimizar a geração do segundo harmônico.

O casamento de fase que obtemos para esta região do espectro ( $(\lambda = 846nm)$ ) é do tipo I, ou seja, a onda incide polarizada no eixo ordinário (extraordinário) e o segundo harmônico é gerado polarizado no eixo extraordinário (ordinário). Na figura 2.16, vemos a dependência da temperatura com os diversos comprimentos de onda para o casamento de fase não crítico do tipo I no  $(KNbO_3)$  [29].

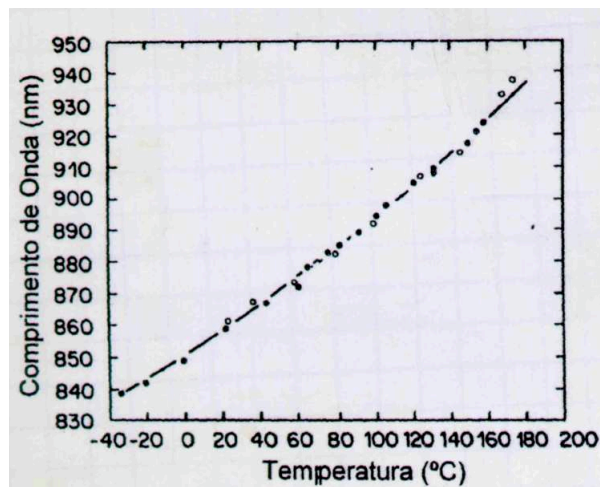


Figura 2.16: Comprimentos de onda para os quais se obtém o casamento de fase não-crítico para o  $KNbO_3$ , em função da temperatura do cristal [29].

O cristal que utilizamos para a duplicação da frequência do laser tem 1 cm de comprimento. O cristal é cortado no eixo “a” e suas faces possuem um revestimento anitrefletor. A eficiência de conversão para o segundo harmônico do  $KNbO_3$  em passagem única medida é  $\eta = 0,01 W^{-1}$  como se pode ver na figura 2.17. Assim, para esse cristal, uma potência incidente de 100 mW geraria no caso ótimo uma potência de 100  $\mu W$ . Para resfriar e aprisionar átomos de Cálcio, precisamos de algumas dezenas de miliwatts de luz azul, assim sendo, é necessário aumentar a fração da potência do laser convertida para o segundo harmônico. Conseguimos aumentar a eficiência de conversão com o auxílio de uma cavidade óptica. Dentro da cavidade óptica a potência circulante é muitas vezes maior que a potência incidente do laser. Com isso,

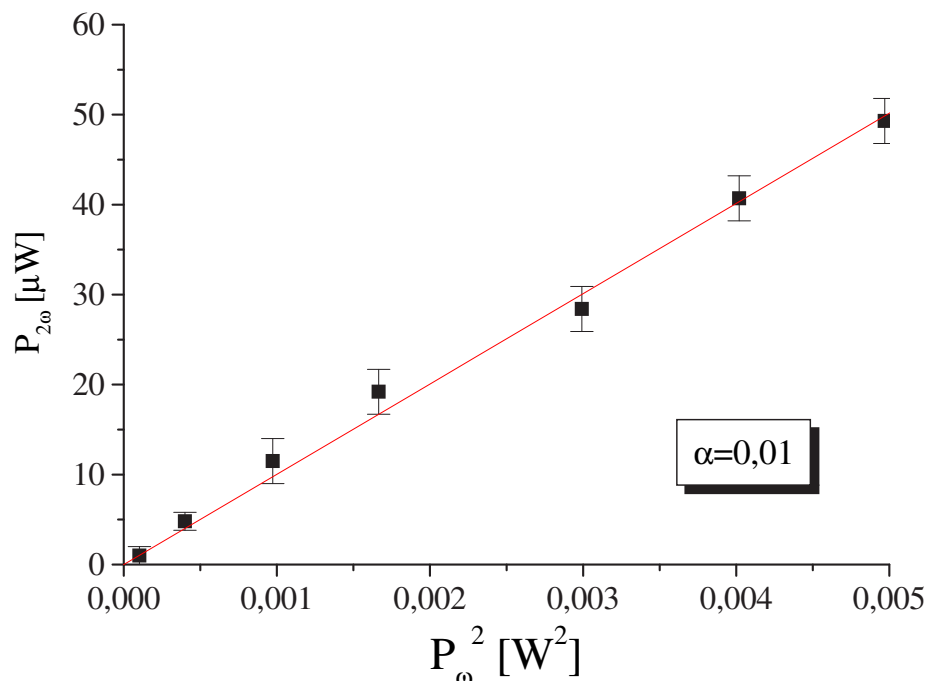


Figura 2.17: Medida da eficiência de geração do segundo harmônico para o cristal de  $KNbO_3$  em passagem única.  $\alpha$  dá a inclinação da curva que representa a eficiência de geração do segundo harmônico.

consegue-se uma potência resultante de luz no segundo harmônico muito maior que no caso do laser incidindo diretamente no cristal.

### 2.5.2 A cavidade duplicadora

A cavidade utilizada é uma cavidade em anel com dois espelhos planos e dois curvos com 10 cm de raio de curvatura, como mostra a figura 2.18. Um dos espelhos planos é o espelho de entrada e possui uma transmitância de 2,3% para  $\lambda = 846$  nm. Os outros espelhos são altamente refletivos para o harmônico fundamental. O outro espelho plano é montado sobre um elemento piezo-elétrico (pzt) que permite variar o comprimento da cavidade mantendo-a ressonante com o laser. Os espelhos de saída possuem uma transmitância de 94% para  $\lambda = 423$  nm, sendo que um deles é utilizado como espelho de saída para o segundo harmônico gerado. Logo após o espelho de saída uma lente convergente de 10 cm é colocada para colimar a luz gerada, uma vez que ele sai em um feixe divergente da cavidade. A figura 2.18 mostra uma foto da cavidade duplicadora montada sobre uma base de alumínio e coberta por uma caixa de acrílico. Nesta caixa de acrílico são fixados os conectores de controle do pzt e de temperatura do cristal.



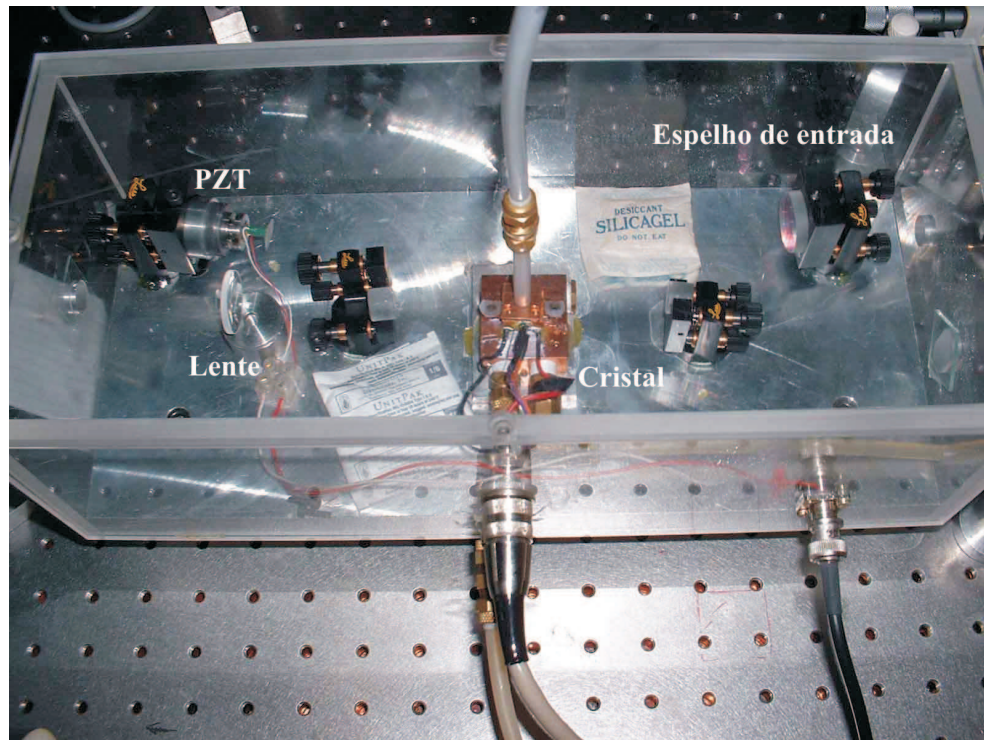


Figura 2.18: Cavity óptica usada para aumentar a eficiência de geração do segundo harmônico pelo cristal de  $KNbO_3$  de 1 cm de comprimento colocado no foco dos espelhos curvos. A cavity é montada sobre uma base de alumínio de uma caixa de acrílico. Na caixa de acrílico são fixados os conectores do controle de temperatura do cristal e de tensão do pzt.

No centro dos dois espelhos curvos, o cristal de  $KNbO_3$  é posicionado. O cristal é colocado sobre um suporte de cobre em cuja base foi colado um elemento peltier conectando-o a uma base de cobre por onde circula água. No suporte do cristal existe um termistor para o controle da temperatura. Essa montagem permite que a temperatura do cristal seja levada até aquela necessária para o casamento de fase que, para  $\lambda = 846 \text{ nm}$ , é  $t_{cf} = -13^\circ\text{C}$ . Para evitar que água condense e congele sobre o cristal, um fluxo muito baixo de nitrogênio é mantido sobre o cristal. A caixa de acrílico ajuda a manter uma atmosfera seca além de melhorar a estabilidade mecânica da cavity.

Como o laser de diodo possui um modo elíptico, nem toda potência incidente se acopla ao modo circular  $TEM_{00}$  da cavity. O casamento de modo do laser com a cavity é da ordem de 80%. Poderíamos utilizar um par de prismas anamórficos para corrigir a elipticidade do modo do laser, melhorando o casamento dos modos. Concluímos, contudo, que as perdas de potência do laser inseridas pelos prismas não eram compensadas pelo melhor casamento



dos modos.

A cavidade gera uma potência circulante 40 vezes maior que aquela incidente no espelho de entrada quando não há geração de segundo harmônico. Ao gerar segundo harmônico esse fator de aumento cai para 11 vezes pois a geração do segundo harmônico atua como fonte de perda na cavidade.

Para a geração do segundo harmônico ser eficiente é necessário que a cavidade esteja em ressonância com o laser. Vibrações, variações de temperatura e oscilações na frequência do laser fazem com que rapidamente laser e cavidade saiam de ressonância. Para mantê-los ressonantes uma estabilização eletrônica ativa se faz necessária. Para tanto utilizamos um sistema de servo-controle que analisa o sinal de erro e atua no pzt da cavidade duplicadora variando seu tamanho e, assim, corrigindo a dessintonia. Esse sinal de erro é gerado pela técnica de espectroscopia de polarização de Hänsch-Coulliaud [30]. Nesta técnica, dentro da cavidade precisa haver um elemento polarizador, em nosso caso o cristal duplicador faz esse papel. Analisam-se as polarizações da luz circulante na cavidade, paralela e perpendicular. A polarização perpendicular permanece igual, mas a paralela sofrerá um desvio de fase ao fazer uma volta completa se estiver fora da ressonância. Esse desvio será para uma direção ou outra dependendo do sinal da dessintonia. Gera-se o sinal de erro ao comparar as polarizações da luz antes e depois de entrar na cavidade. Com a estabilização eletrônica a cavidade e o laser se mantêm em sintonia por horas. É possível variar a frequência do laser dentro de um intervalo de 1 GHz e ainda manter laser e cavidade ressonantes.

Com este sistema, a partir de 77 mW de luz em  $\lambda = 846$  nm chegando à cavidade duplicadora, geramos 16 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm, com uma eficiência de conversão de 22%. Essa potência é medida logo após a saída da cavidade. Essa luz gerada sofre perdas de 8% ao deixar o cristal duplicador pois ele não possui revestimento antirefletor para  $\lambda = 423$  nm. Ao deixar a cavidade duplicadora, 6% da luz serão perdidos pois a transmitância do espelho de saída para o segundo harmônico é de 94%. Se levarmos em consideração as perdas no segundo harmônico, veremos que a potência gerada foi de 23 mW e uma eficiência de 26%. Uma potência mais alta de luz em  $\lambda = 423$  nm pode ser gerada se as perdas no harmônico fundamental forem reduzidas.

## 2.6 Desaceleração de átomos de Cálcio de um feixe atômico usando laser de diodo

A luz gerada pela duplicação da frequência do laser de diodo pode ser usada na manipulação de átomos neutros de Cálcio. Na operação diária, pequenos desalinhamentos levam a uma geração do segundo harmônico não otimizada e geramos 9 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm. Esta potência, todavia, é suficiente para desacelerar átomos de Cálcio térmicos de um feixe atômico e estudar os efeitos da dessintonia do feixe de desaceleração sobre os átomos aprisionados por outro laser.

### A armadilha magneto óptica, MOT (Magneto Optical Trap)

Esta etapa do trabalho foi realizada em conjunto com outro aluno de doutorado do grupo. Esta armadilha aprisiona os átomos de um feixe atômico provenientes de um forno. Os átomos que deixam o forno estão “quentes”, ou seja, têm velocidade da ordem de 700 m/s. Ao chegarem na região onde serão aprisionados, estes átomos têm em média velocidade de poucos cm/s. Mais do que reduzir a velocidade média dos átomos, para haver resfriamento é necessário que haja uma compressão da distribuição de velocidades, aumentando a densidade do espaço de fase [31]. Os átomos são desacelerados pois absorvem fótons do laser que carregam momentum, mas estes fótons só podem ser absorvidos se o laser estiver em ressonância com os átomos. Com a desaceleração, os átomos rapidamente sairiam de ressonância com o laser devido ao efeito Doppler, o que acabaria por inviabilizar o resfriamento de um número significativo de átomos. Pode-se, contudo, compensar o efeito Doppler fazendo uso do efeito Zeeman. Uma bobina com perfil de campo espacial, a chamada bobina Zeeman, mantém os átomos ressonantes com o laser durante o processo de resfriamento.

A armadilha magneto-ótica, demonstrada pela primeira vez em 1987 [32], faz uso de campo magnético não homogêneo e regras de seleção radiativas tirando proveito do bombeio ótico e da pressão de radiação. O MOT funciona pelo bombeio ótico de átomos se movendo lentamente numa região de campo magnético inhomogêneo, como o formado por um quadrupolo magnético. Para cada direção temos um par de feixes contra-propagantes com polarizações circulares opostas, com um desvio para o vermelho,  $\delta$ , da frequência atômica. Bobinas anti-Helmholtz geram o campo magnético inhomogêneo. Devido ao desvio Zeeman, os átomos espalham sempre mais luz do feixe laser que se dirige para o centro da armadilha, mantendo-se aprisionados.

Um MOT de átomos de Cálcio está sendo operado em nosso grupo usando um laser de Ti:Safira cuja frequência foi estabilizada e duplicada [33]. O feixe laser é dividido em quatro.

Um é usado para desacelerar os átomos do feixe atômico e os três restantes serão os feixes de aprisionamento do MOT. Esta armadilha se localiza no centro do feixe atômico que, próximo da região de aprisionamento possui uma seção transversal de 1 cm de diâmetro. Um dos problemas de se fazer a armadilha no mesmo eixo do feixe é a influência que o laser de aprisionamento pode causar nos átomos aprisionados. Se a frequência e a intensidade deste laser forem próximas das dos feixes de aprisionamento, a pressão de radiação que ele irá causar será da mesma ordem de grandeza. Isso causará um desbalanço das forças da armadilha fazendo com que átomos sejam ejetados.

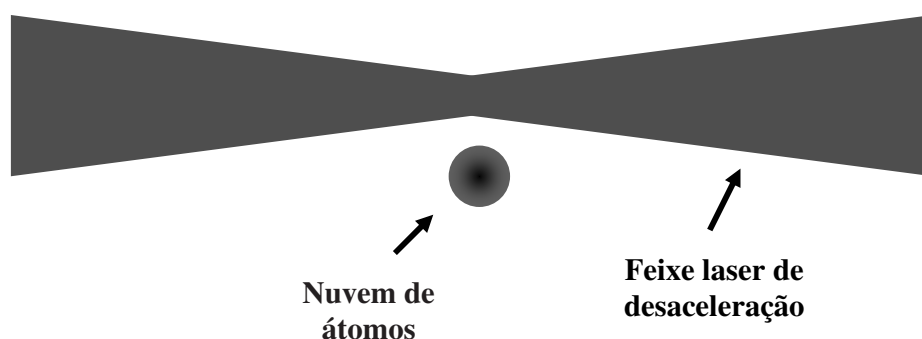


Figura 2.19: Esquema da focalização do feixe laser de desaceleração para o aprisionamento e desaceleração com feixes de mesma frequência. Nessa situação, o centro do MOT se localiza dentro da extensão transversal do feixe atômico.

Para carregar eficientemente um MOT a partir de um feixe atômico desacelerado, é necessário minimizarmos a influência do laser de desaceleração sobre os átomos aprisionados. Isso pode ser feito de, pelo menos, três maneiras distintas. O MOT pode ser posicionado fora do eixo do feixe atômico, com os átomos desacelerados sendo defletidos para a região de aprisionamento por um melaço óptico bidimensional [14]. Podemos utilizar um modulador acusto-óptico (AOM) para deslocar a frequência do feixe desacelerador em relação à frequência dos feixes de aprisionamento ou, ainda, um laser independente [31]. Ou então, utilizar um feixe laser opaco no centro, projetando a sombra de um anteparo sobre a nuvem de átomos [34]. Todos esses métodos compartilham o mesmo problema de consumo de potência. A estratégia empregada em nossa armadilha foi outra. Focalizamos o feixe laser de desaceleração próximo ao centro da armadilha, mas deslocado cerca de 2mm desse centro no plano transversal à direção de propagação do feixe atômico, como mostra a figura 2.19. Dessa forma, um feixe

laser com uma cintura da ordem de algumas dezenas de micrometros não tem praticamente influência nenhuma em nuvens atômicas com diâmetros inferiores a 2 mm. Com esse esquema evitamos as perdas de potência pelo uso do AOM, do desvio da potência para fazer o melaço ou da produção do feixe opaco no centro. Para determinar a eficiência desta nova técnica, o laser de diodo descrito neste capítulo foi utilizado para desacelerar independentemente os átomos do feixe atômico.

### 2.6.1 Montagem Experimental

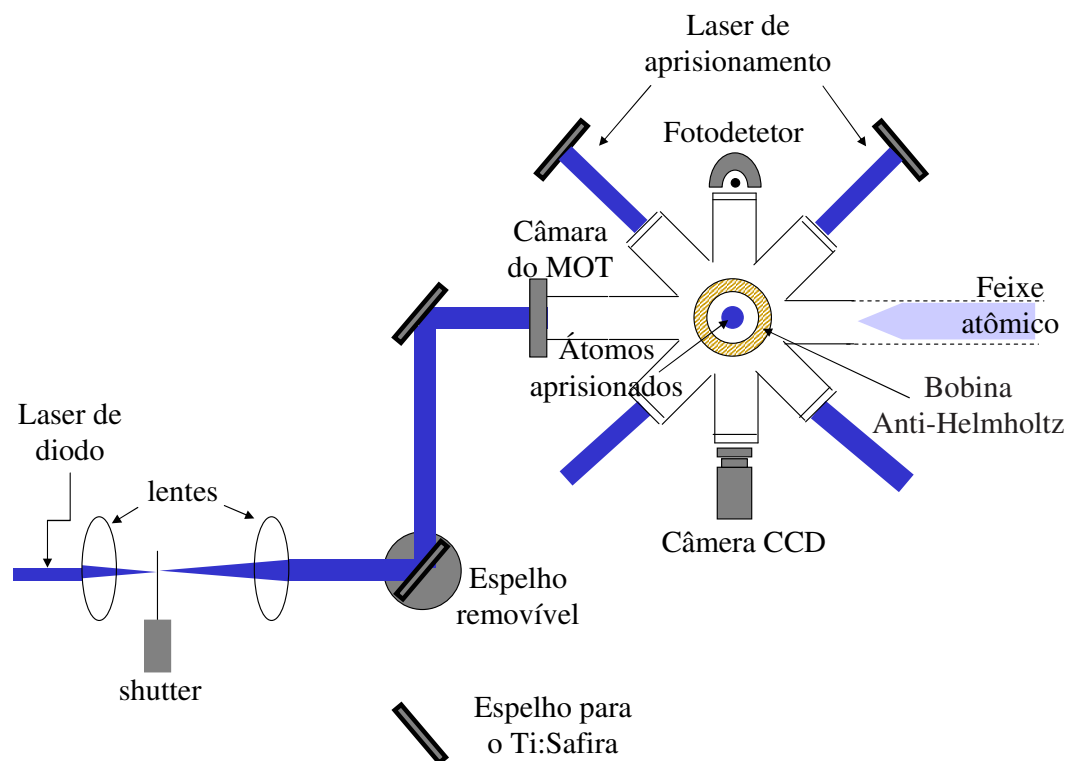


Figura 2.20: Esquema simplificado do sistema de feixe atômico e armadilha magneto-ótica (MOT). Estão omitidos o forno de onde sai o feixe atômico e o feixe vertical de aprisionamento. Os feixes laser de aprisionamento vêm do laser de Ti:Safira. O espelho removível é usado para escolher qual feixe laser irá desacelerar os átomos do feixe atômico: o laser de diodo ou o laser de Ti:Safira. O MOT é analisado pela câmera CCD e pelo fotodetector. A bobina Zeeman também não aparece no esquema.

Na figura 2.20, vemos um esquema simplificado da montagem experimental do sistema da armadilha atômica. Após deixar a cavidade de duplicação, o feixe laser duplicado é enviado à mesa onde se encontra a armadilha dos átomos. Este feixe laser é enviado a um telescópio a

fim de ajustar seu perfil espacial para coincidir com o feixe atômico divergente. No foco deste telescópio é posicionado um “shutter” para modular a amplitude deste laser. O “shutter” nada mais é que um relê, ao qual foi acoplada uma lâmina de barbear. O tempo em que este “shutter” é ligado ou desligado é de cerca de  $200 \mu s$ . Para produzir o feixe de átomos, um forno aquece uma amostra de Cálcio metálico acima de  $450^\circ C$ . Neste forno existe um pequeno orifício por onde saem os átomos em um feixe de átomos térmicos.

A figura 2.20 mostra o laser de diodo sendo usado para desacelerar os átomos. Para que o laser de Ti:Safira desacelere os átomos, basta retirar o espelho removível. O feixe laser no plano vertical não está sendo mostrado, bem como a outra bobina anti-Helmholtz. O sinal gerado pelo fotodetector após ser amplificado por um amplificador corrente-tensão (SR570) é analisado num osciloscópio.

Tipicamente, a potência do laser de desaceleração está em torno de 6 mW, seja do laser de diodo ou do Ti:Safira, enquanto que a potência de cada feixe do MOT ficou por volta de 10 mW. A corrente circulante nas bobinas do MOT foi variada de 0,5 A a 1,75 A. Para cada valor da corrente nas bobinas variamos as dessintonias dos lasers de resfriamento e do MOT até acharmos o ponto onde a fluorescência observada pelo fotodetector fosse maior, quando então as dessintonias eram anotadas. Este fotodetector foi calibrado usando-se um medidor de potência “Coherent-Field Master”.

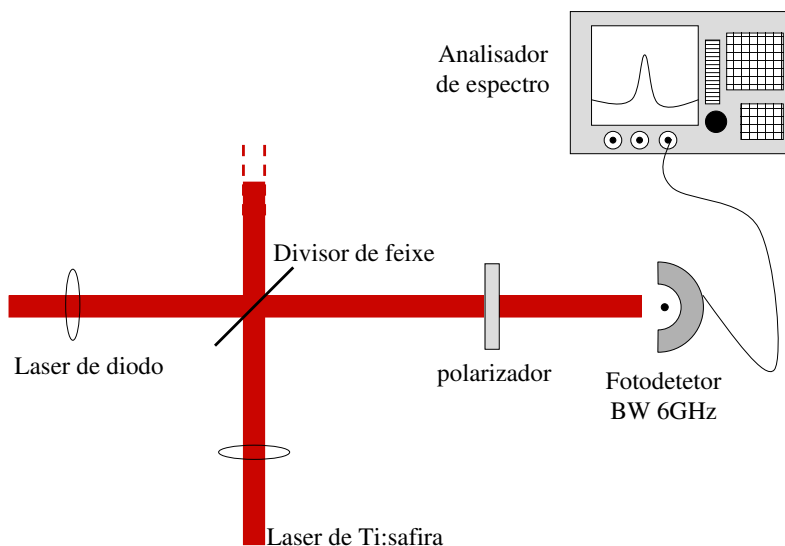


Figura 2.21: Esquema de detecção do batimento do laser de diodo com o laser de Ti:safira. Parte da potência dos lasers de diodo e Ti:safira se sobrepõe num divisor de feixes para ser analisada no fotodetector de 6 GHz. Esta detecção é feita usando o harmônico fundamental.

Para determinar a dessintonia do laser em relação à transição atômica do Cálcio, medimos o batimento do laser de diodo com o laser de Ti:safira usando um fotodetector com largura de banda de 6 GHz. Os feixes dos lasers foram sobrepostos usando um divisor de feixes e suas polarizações controladas com um polarizador; o sinal gerado pelo fotodetector é analisado num analisador de espectro, como mostra a figura 2.21. Como a largura de linha rápida do laser de Ti:Safira é de 20 kHz; com uma variação térmica de 10 MHz/h, pudemos medir a dessintonia do laser de diodo com alta precisão. Analisamos o batimento dos harmônicos fundamentais. A idéia era fazer essa medida usando o segundo harmônico gerado, contudo o sinal que obtínhamos com o fotodetector era muito pequeno.

O centro da transição ressonante de resfriamento do Cálcio foi determinado por uma análise espacial da fluorescência atômica induzida pelo feixe vertical do MOT [16]. O desdobramento Zeeman espacial dos átomos aprisionados foi observado variando-se a frequência do laser de Ti:safira.

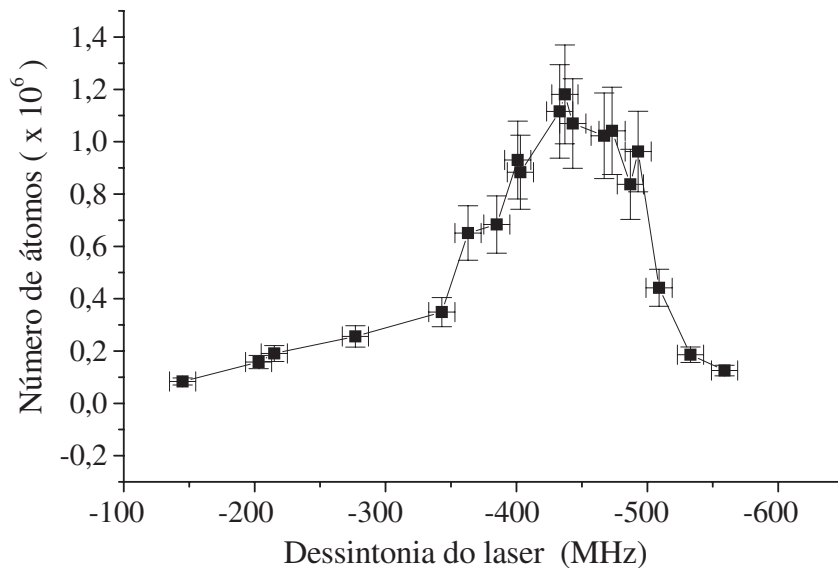


Figura 2.22: Número de átomos aprisionados em função da dessintonia do laser de desaceleração. Valores obtidos para uma dessintonia fixa dos feixes de aprisionamento de 84(10) MHz.

A fluorescência observada pelo fotodetector corresponde á luz emitida pelos átomos aprisionados de num certo ângulo sólido. Sabendo que a energia de cada fóton é dada por  $h\nu$ , podemos estimar o número de átomos aprisionados observando a fluorescência destes átomos.

A dessintonia que maximiza a fluorescência observada pelo fotodetector é apresentada na

figura 2.22. Mantendo fixa a dessintonia dos feixes de aprisionamento<sup>2</sup> em  $-84(10)$  MHz, para um gradiente de campo magnético axial de 63 Gauss/cm, fizemos uma varredura da frequência do feixe de desaceleração independente. A fluorescência máxima e, por conseqüência, o número máximo de átomos ocorrem para uma dessintonia de  $-438(15)$  MHz.

Para o mesmo gradiente de campo magnético axial, variamos a dessintonia dos feixes de aprisionamento e ajustamos a dessintonia do feixe de desaceleração maximizando o número de átomos aprisionados. Para esta condição, o valor da dessintonia de aprisionamento que resultou em um maior número de átomos aprisionados foi aproximadamente  $-100$  MHz, como mostra a figura 2.23. Praticamente o mesmo valor obtido desacelerando o feixe atômico com a mesma fonte laser, todavia, com a desaceleração independente, conseguimos aprisionar cerca de 25% mais átomos.

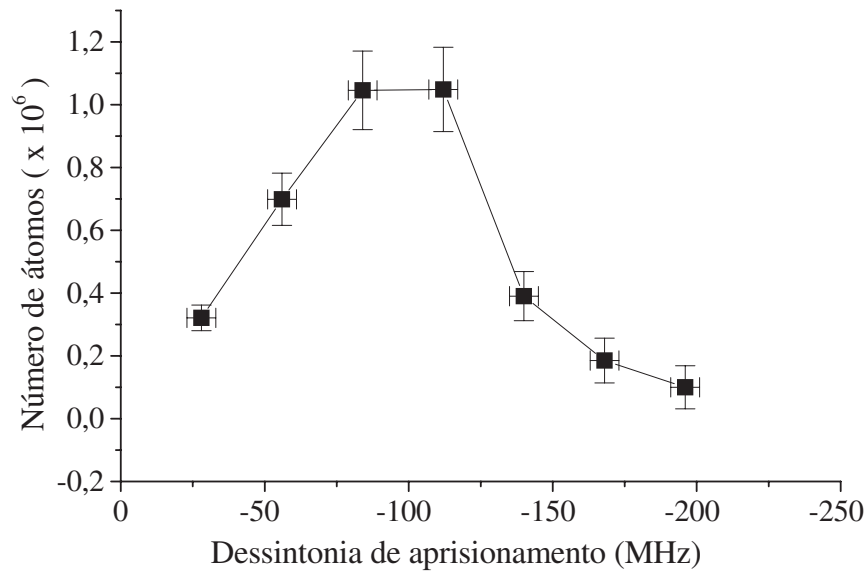


Figura 2.23: Número de átomos aprisionados em função da dessintonia dos feixes laser de aprisionamento, otimizando ponto a ponto a dessintonia do feixe de desaceleração.

Existe um compromisso entre o fluxo de átomos lentos gerados no volume de captura da armadilha e a perda decorrente da extração de átomos aprisionados por pressão de radiação do feixe de desaceleração nesses átomos que define a dessintonia ótima do feixe de desaceleração. Essa dessintonia varia consideravelmente com o gradiente de campo da armadilha. Para gradientes de até 80 Gauss/cm, a desaceleração independente aprisiona 25% mais átomos. Para

<sup>2</sup>O sinal negativo indica que a dessintonia é feita para frequências mais baixas, ou, como costumamos dizer, uma dessintonia para o vermelho.

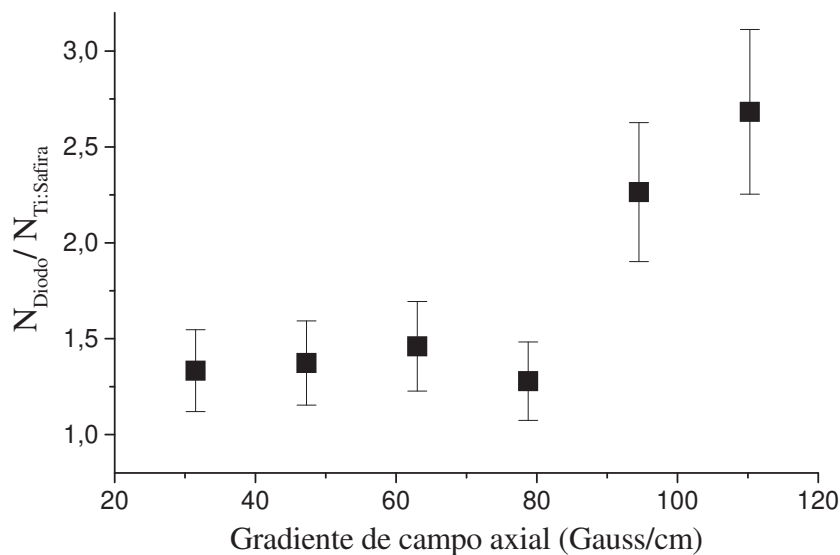


Figura 2.24: Razão do número de átomos aprisionados desacelerando com o laser de diodo e com o laser de Ti:Safira pelo gradiente de campo axial da armadilha.

gradientes maiores, a razão entre o número máximo de átomos aprisionados desacelerando independentemente ( $N_{Diodo}$ ) e desacelerando com o laser focalizado ( $N_{Ti:Safira}$ ) aumenta com o gradiente de campo, como mostra a figura 2.24. O gradiente de campo máximo é limitado a 110 Gauss/cm pelo aquecimento das bobinas anti-Helmholtz refrigeradas a ar que aumenta a resistência das bobinas impedindo que uma corrente maior circule por elas. Para um gradiente de campo de 110 Gauss/cm e uma temperatura do forno de 580° C, desacelerando independentemente o feixe atômico, obtemos um número de átomos na armadilha 2,7 vezes maior.

Outro resultado interessante que obtivemos com esse estudo dos parâmetros da armadilha foi que o número de átomos aprisionados não é fortemente dependente da potência dos feixes de aprisionamento. Mantendo fixa a potência de desaceleração e variando a de aprisionamento, notamos que, como mostra a figura 2.25, uma redução de 10 vezes na potência dos lasers da armadilha, de 10 mW para 1 mW, causa uma redução de menos de duas vezes no número de átomos aprisionados. A potência do laser de desaceleração, no entanto é muito mais influente no número de átomos aprisionados. Podemos concluir assim que um mínimo de 10 mW são suficientes para a desaceleração e aprisionamento dos átomos de Cálcio num MOT.



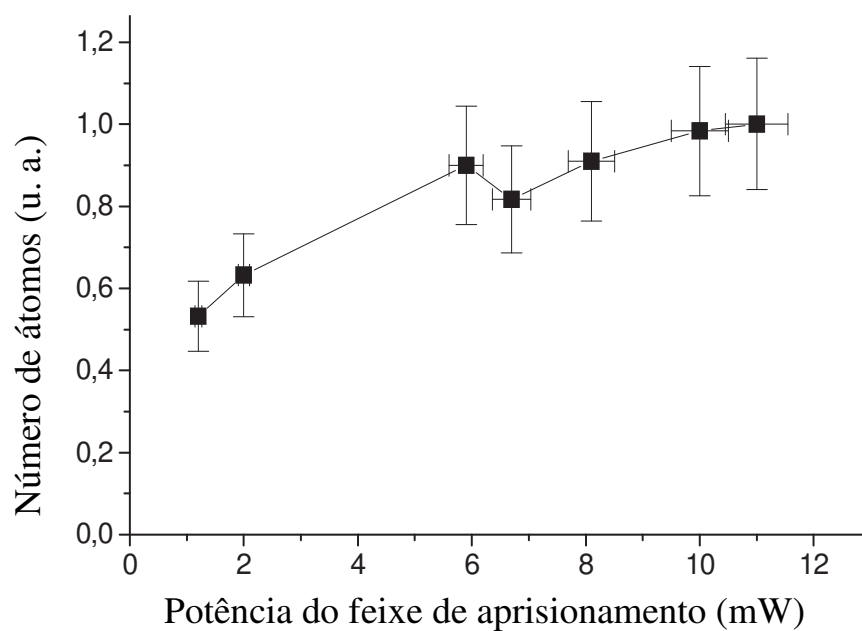


Figura 2.25: Número de átomos aprisionados em função da potência em cada um dos feixes de aprisionamento do MOT.

## Capítulo 3

# Laser de semicondutor amplificado

Neste capítulo, trataremos de outro sistema de laser de semicondutor com frequência duplicada desenvolvido no laboratório. Um laser de semicondutor comercial SDL-8630, emitindo no infravermelho próximo ( $\lambda = 850$  nm) com potência máxima de 500 mW é utilizado como amplificador. Esse laser é injetado opticamente por uma fração da potência do harmônico fundamental do laser descrito no capítulo anterior, resultando num laser com mais alta potência, mantendo as características espectrais do laser de diodo com cavidade estendida. Este laser monomodo e com largura de linha estreita se torna apropriado para ser utilizado na espectroscopia atômica de alta sensibilidade. Com uma potência do primeiro harmônico maior, geramos mais luz azul do que aquela gerada pelo laser de cavidade estendida. Com algumas dezenas de miliwatts de luz azul podemos trabalhar confortavelmente no resfriamento e aprisionamento dos átomos de Cálcio. Temos interesse em uma segunda fonte de luz azul para experimentos de fotoassociação de Cálcio. Além disso, o laser de Ti:Safira com frequência duplicada, hoje utilizado para resfriar e aprisionar átomos de Cálcio, pode ser substituído por este laser de semicondutor que por não precisar de um laser de bombeio, é mais barato e pode ser facilmente transportável.

Descreveremos nas seções seguintes a montagem experimental da amplificação da luz. Algumas características desta luz serão apresentadas e o capítulo é concluído com detalhes da duplicação da frequência do laser. Parte deste trabalho foi desenvolvida em conjunto com um aluno de mestrado do grupo que segue dando continuidade às possíveis aplicações da luz produzida com o sistema.

### 3.1 Características do amplificador e montagem

Nesta seção nós descrevemos os detalhes do amplificador óptico utilizado e do sistema de injeção óptica. O laser que é usado para injetar este sistema é o laser de diodo com cavidade estendida que foi apresentado no capítulo anterior. Assim sendo, neste capítulo não serão apresentados detalhes sobre este laser. Nesta seção é apresentado um esquema da montagem experimental que inclui a cavidade óptica usada para a duplicação da frequência da luz amplificada. Detalhes deste processo, todavia, serão apresentados na seção seguinte.

O amplificador que usamos é vendido como um laser de diodo SDL-8630, que emite em  $\lambda = 850$  nm, com uma potência máxima de  $P_{max} = 500$  mW para uma corrente de injeção de  $i = 2,2$  A. Originalmente, este laser é operado em configuração de cavidade estendida de Littrow, fazendo com que ele emita monomodo e seja sintonizável. Este laser tem como elemento de ganho um chip semicondutor “tapered” que consiste em um contato de corrente com diâmetro afilado de aproximadamente  $150 \mu\text{m}$  na face de saída, até  $5 \mu\text{m}$  na face voltada para cavidade estendida. A região ativa do poço quântico confina o modo do laser a uma altura de aproximadamente  $1 \mu\text{m}$  próxima à junção p-n ao longo do chip. A face de saída do chip possui baixa-reflectância e a outra face possui revestimento anti-refletor para suprimir a oscilação de modos parasitas. A cavidade estendida é formada por uma lente colimadora de alta abertura numérica e uma grade de difração orientada na configuração de Littrow. Um esquema da cavidade deste laser é mostrado na figura 3.1 A cavidade do laser é composta pela grade de difração de um lado e pela face de saída do chip do outro.

Após deixar a cavidade, o feixe laser é astigmático e elíptico. Para corrigir este feixe e colimá-lo, uma série de elementos ópticos é posicionada após a face de saída do laser. O astigmatismo é tipicamente da ordem de várias centenas de microns. A elipicidade do feixe é da ordem de  $3 : 1$ , sendo que a maior divergência ocorre no plano perpendicular ao da junção p-n. A figura 3.2 ilustra esquematicamente a óptica utilizada para corrigir o feixe. Tanto o eixo rápido (fast axis), perpendicular à junção, quanto o eixo lento (slow axis), paralelo à ela, são mostrados na figura 3.2. O primeiro elemento óptico é uma lente esférica usada para colimar o feixe. Esta lente tem uma grande abertura numérica que captura 85% da luz do laser. Ela é posicionada de maneira a colimar o eixo rápido, produzindo um feixe de aproximadamente 2 mm largura a meia altura (FWHM).

A fonte do feixe emitido no eixo lento pode ser considerada como sendo um ponto localizado dentro do amplificador próximo à saída, fora da distância focal da primeira lente colimadora. Como resultado disso, o eixo lento acaba focalizando em um ponto após a lente colimadora. Como o eixo rápido está praticamente colimado no foco do eixo lento, a seção reta do feixe

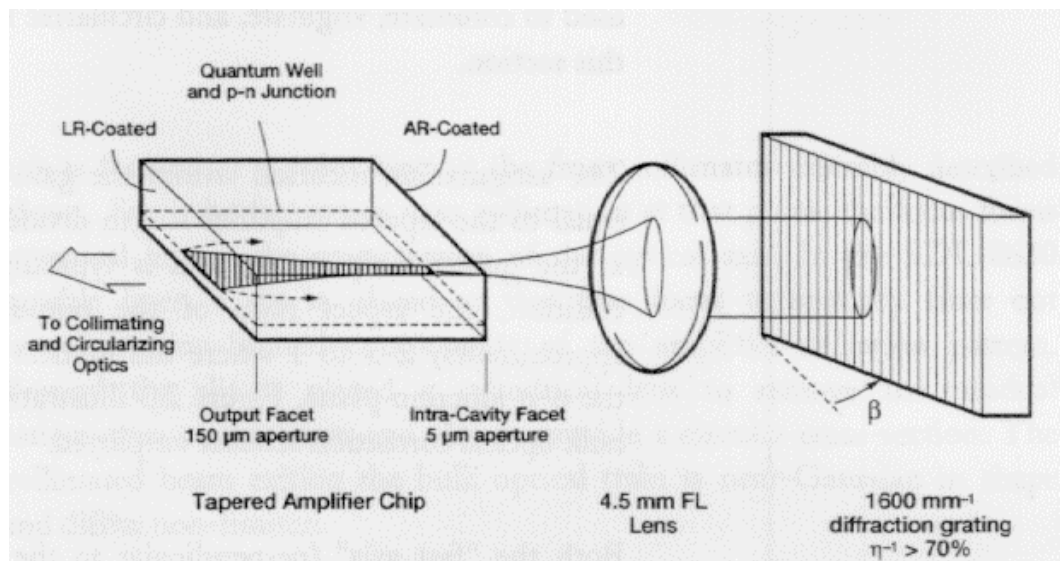


Figura 3.1: Esquema da cavidade estendida do laser SDL-8630, usado como amplificador da luz do laser de diodo com cavidade estendida descrito no capítulo anterior. Este esquema foi retirado da referência [35].

é uma linha vertical. Neste ponto, uma fenda é colocada para filtrar espacialmente componentes fora do limite de difração. Após a fenda, uma lente cilíndrica é usada para reduzir o astigmatismo do laser e promover uma seção reta circular. O feixe colimado após essa óptica é praticamente gaussiano. O último elemento é um divisor de feixe com revestimento anti-refletor que desvia uma pequena fração do feixe para um fotodiodo que monitora a potência de saída do laser.

Ao ser operado nessa configuração de cavidade estendida, a largura de linha do laser fica em torno de 50 MHz [35]. Ao ter a frequência duplicada, esta largura de linha passa a ser 100 MHz, fazendo com que ele não seja adequado para aplicações nos átomos de Cálcio. Para poder utilizar este laser nos átomos de Cálcio, sua largura de linha deve ser reduzida para valores menores do que aqueles que a cavidade estendida pode proporcionar. Para obter um laser com largura de linha mais estreita utilizamos injeção óptica externa neste laser. Removemos a cavidade estendida do laser transformando-o em um amplificador óptico e injetamos uma fração da potência de um laser com largura de linha estreita. Com a injeção óptica externa, o amplificador apresenta emissão laser com as mesmas características do laser que o injeta. A figura 3.3 mostra um esquema da montagem experimental deste sistema de laser mestre injetando o amplificador. Neste esquema também se pode ver o estágio de duplicação da frequência do laser, igual àquele apresentado no capítulo anterior. Dois isoladores ópticos

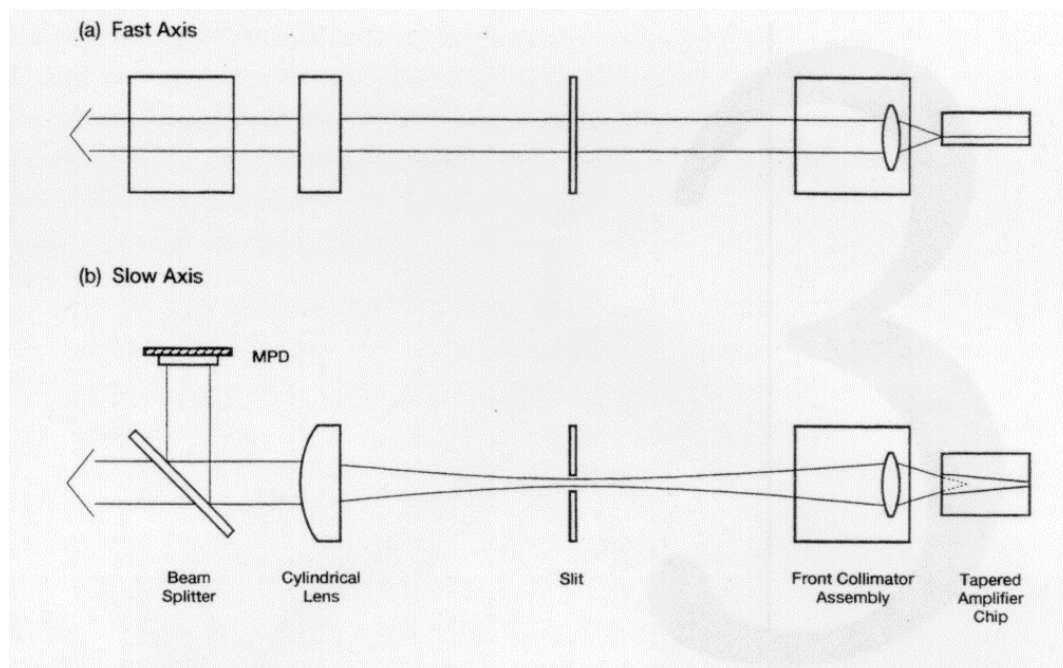


Figura 3.2: Esquema do conjunto de elementos ópticos utilizados para colimar e corrigir o astigmatismo e a elipicidade do feixe de saída do laser [35].

são colocados após o laser mestre e após o amplificador para evitar que reflexões espúrias perturbem o modo do laser.

Originalmente, no amplificador a refrigeração do “chip” semicondutor é feita por um ventilador que resfria um dissipador de calor diretamente anexado ao “chip”. Para evitar que vibrações mecânicas causadas pelo ventilador pudessem acrescentar ruído ao laser amplificado, este ventilador foi removido e um dissipador que permite a circulação de água foi adaptado ao já existente. Mantendo um fluxo baixo de água pelo dissipador, o “chip” mantém sua temperatura constante.

A estrutura de modos do laser mestre e do amplificador é analisada pela mesma cavidade de análise de Fabry-Perot e o comprimento de onda é medido pelo medidor de comprimento de onda comercial Burleigh WA-1000.

## 3.2 Características da luz amplificada

Uma vez que o sistema de injeção foi apresentado, passamos agora para a análise das características da luz amplificada. Nesta seção, veremos como é a emissão do amplificador após a remoção da cavidade estendida e os efeitos da injeção óptica na emissão do laser. O am-

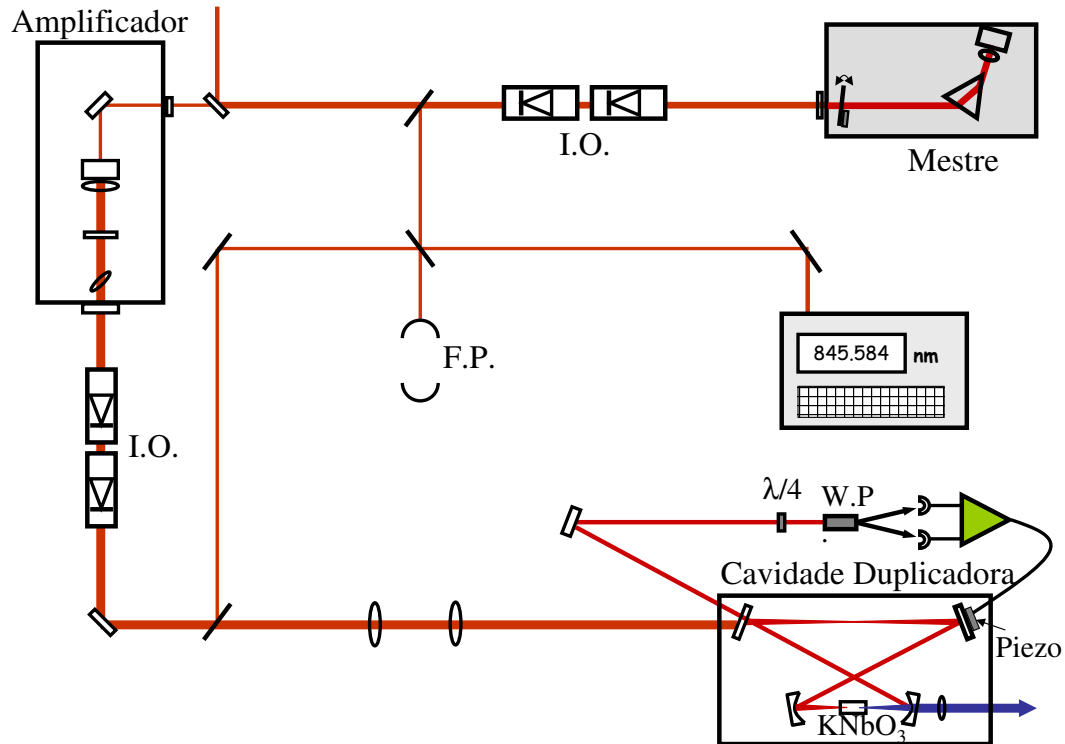


Figura 3.3: Esquema da montagem experimental do laser de semiconductor amplificado com frequência duplicada. O laser chamado de mestre é o laser de diodo com cavidade estendida descrito no capítulo anterior. I.O. são os isoladores ópticos, W.P. o prisma de Wolaston usado na geração do sinal de erro juntamente com a placa de quarto de onda,  $\lambda/4$ . F.P. é a cavidade de análise de Fabry-Perot.

plicador ao ser injetado pelo laser mestre, passa a emitir luz com as mesmas características espectrais que o laser mestre, porém com uma potência mais alta [36].

O amplificador, sem a cavidade estendida e sem a injeção óptica externa do laser mestre a potência máxima de saída do laser não é maior que 50 mW, como se pode ver na figura 3.4. Ao se injetar o laser com 18 mW do laser mestre, observamos que a potência máxima passa a ser 500 mW para a corrente de injeção máxima de 2,2 A.

Para que a injeção óptica do laser mestre seja otimizada, o modo espacial deste laser deve ser muito parecido em forma e divergência com aquele do amplificador [36, 37]. De maneira geral, os modos do laser mestre e do amplificador são elípticos e similares, porém eles são focalizados diferentemente. Para uma injeção otimizada, é necessário um melhor casamento dos modos que pode ser obtido com o uso de um par de lentes convergentes em uma configuração de telescópio. Em nosso caso, não otimizamos o modo do laser que injeta o amplificador, assim uma potência de injeção maior é necessária para saturar a injeção. Ao aumentar a

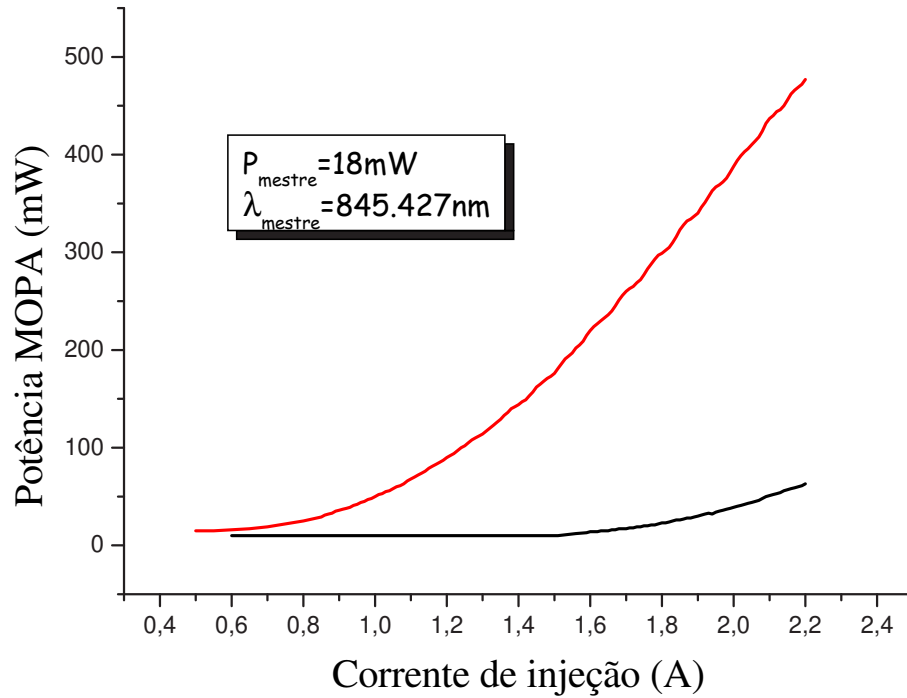


Figura 3.4: Potência de saída do amplificador em função da corrente de injeção. Em preto, o amplificador sem cavidade estendida nem injeção óptica externa. Em vermelho, este mesmo amplificador sendo injetado por 18 mW.

potência injetora, a potência do amplificador também aumenta como mostra a figura 3.5. Esta variação ocorre linearmente até que o amplificador esteja saturado, quando então, o aumento da potência de injeção aumenta muito pouco a potência amplificada. Notamos que para a potência máxima de injeção que aparece no gráfico,  $P_{inj} = 14 \text{ mW}$  ainda estamos numa região linear e a potência amplificada para a corrente de injeção está abaixo dos 500 mW. Este valor é atingido com uma potência de injeção de  $P_{inj} = 18 \text{ mW}$ , usada diariamente na operação do sistema.

Para analisar o espectro de emissão da luz amplificada, enviamos uma fração de cada um dos feixes para um analisador de espectro óptico “86145B Agilent Technologies” via uma fibra óptica. Sem a injeção externa, o espectro do amplificador apresenta apenas um patamar ao longo de toda a banda de ganho do semiconductor que é devido à “ASE” (amplificação da emissão espontânea), como mostra a figura 3.6.

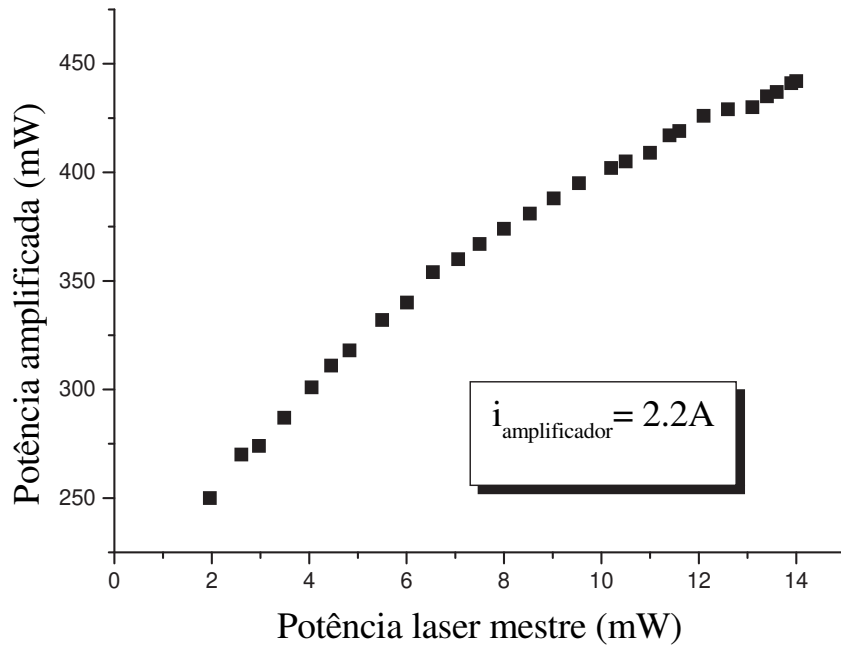


Figura 3.5: Potência de saída do amplificador em função da potência de injeção do laser mestre.

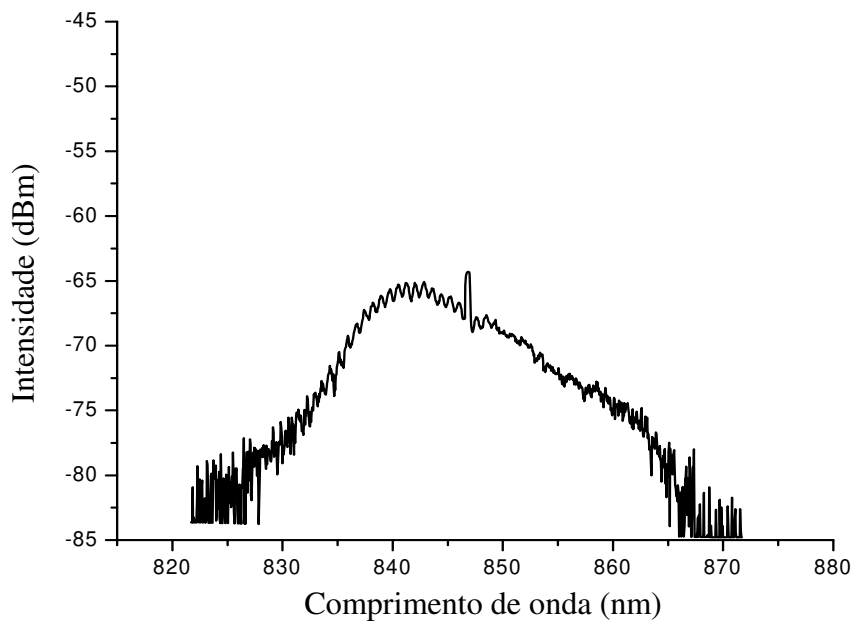


Figura 3.6: Espectro de emissão do amplificador sem a cavidade estendida e sem injeção óptica do laser mestre. O patamar que se observa corresponde a “ASE” (amplificação da emissão espontânea).



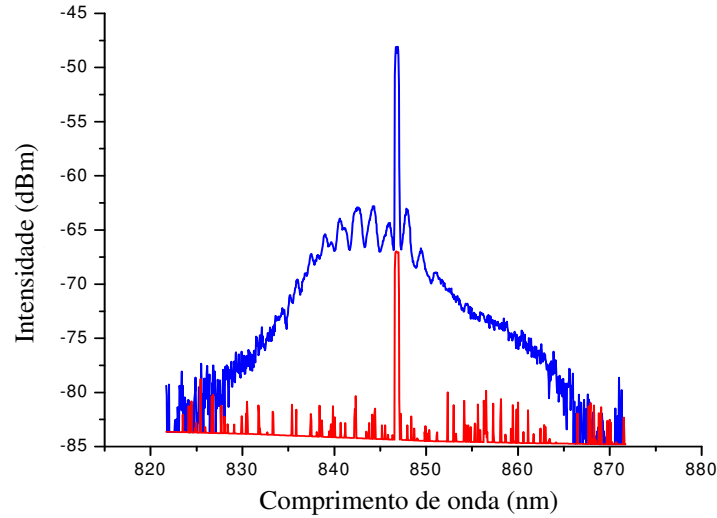


Figura 3.7: Espectro da emissão do amplificador injetado por 18 mW do laser mestre, em azul. Em vermelho, o espectro de emissão do laser mestre.

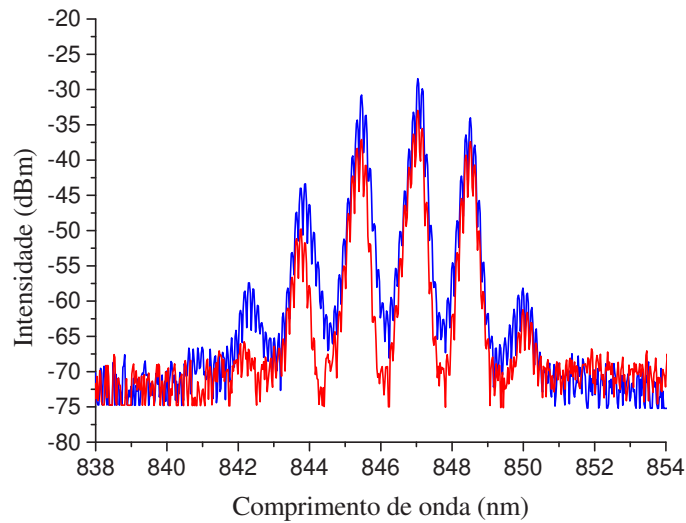


Figura 3.8: Espectro da emissão multimodo do amplificador injetado, em azul. Em vermelho, o espectro de emissão multimodo do laser mestre.

Com a injeção do laser mestre, observamos que a emissão do amplificador é igual à do laser mestre. Quando o laser mestre injeta o amplificador com luz monomodo, sobre o patamar da “ASE”, observa-se um pico de emissão laser no mesmo comprimento de onda no qual emite o laser mestre, figura 3.7. Se, todavia, o laser mestre estiver emitindo multimodo, o amplificador também irá apresentar emissão multimodo, como se observa na figura 3.8.

A seguir, detalharemos o processo de duplicação da luz amplificada descrita até aqui.

### 3.3 Duplicação da frequência da luz amplificada

A luz amplificada tem uma potência máxima de saída de 500 mW. Ao longo do caminho até a cavidade duplicadora, todavia, aproximadamente 40% desta potência será perdida. Além dos 10% que são desviados do feixe principal para análise dos modos e comprimento de onda do laser, dois isoladores ópticos são responsáveis por uma perda de 30%. Devido a essas perdas, um máximo de 300 mW de luz amplificada chega à cavidade duplicadora.

A cavidade duplicadora é uma cópia daquela utilizada para duplicar a frequência do laser de diodo descrito no capítulo anterior. O cristal que fará a duplicação da frequência também é um cristal de Niobato de Potássio ( $\text{KNbO}_3$ ) com 1 cm de comprimento. A cavidade duplicadora é mantida ressonante com o laser pelo mesmo método descrito no capítulo anterior. Assim sendo, o processo de duplicação não será repetido nesta seção.

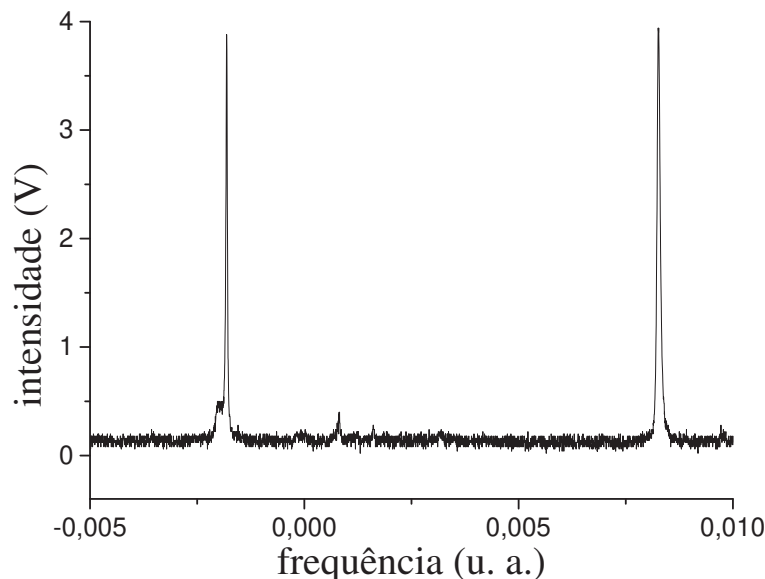


Figura 3.9: Picos de ressonância do laser com a cavidade duplicadora. O casamento dos modos é quase perfeito.

Pelo fato do modo do laser ser quase-circular e o astigmatismo ter sido reduzido pela óptica do amplificador, o casamento dos modos do laser e da cavidade duplicadora é praticamente perfeito. Na figura 3.9 vemos os picos de ressonância do laser na cavidade duplicadora. Ao lado dos picos principais existe um pico pequeno (aproximadamente 8 vezes menor que o

principal) que identificamos como sendo uma reflexão do laser por uma das faces do cristal, amplificada pela cavidade.

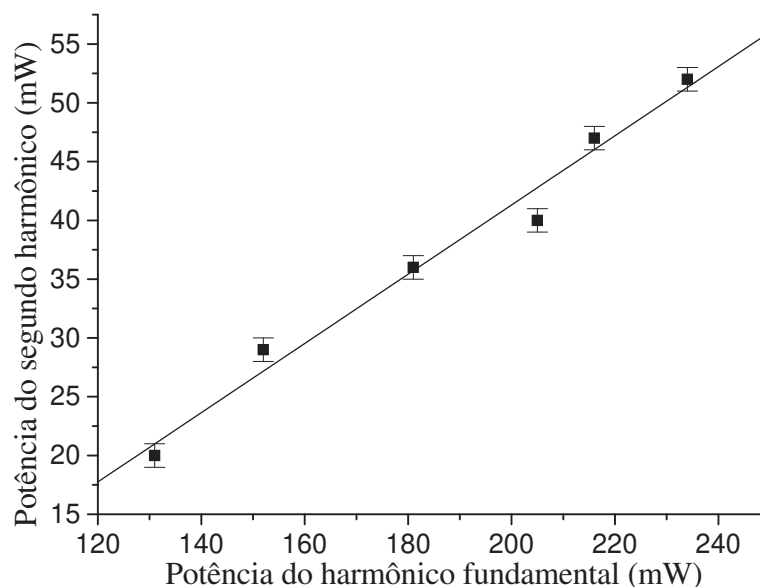


Figura 3.10: Potência do segundo harmônico gerada em função da potência incidente na cavidade do harmônico fundamental.

Apesar do casamento dos modos ser melhor para esse laser, a eficiência de geração do segundo harmônico é a mesma que a do laser de mais baixa potência, 22%. Nota-se também uma dependência linear da potência de segundo harmônico gerada com a potência incidente do harmônico fundamental, como pode ser observado na figura 3.10. Esse comportamento linear é diferente do esperado, uma vez que pela equação 2.14 a potência do segundo harmônico está relacionada com o quadrado da potência do primeiro harmônico. Esse comportamento linear está ligado a um efeito conhecido como “BLIIRA” (blue light inducing infrared absorption)[38]. A geração do segundo harmônico para potências altas no cristal de  $\text{KNbO}_3$  faz com que parte da luz do harmônico fundamental seja absorvida, reduzindo a eficiência da conversão e podendo danificar o cristal. Este efeito é potencializado quando o cristal é resfriado para alcançar o casamento de fase.

A potência total gerada do segundo harmônico foi 54 mW para 245 mW de potência do harmônico fundamental chegando à cavidade. Para obter a curva apresentada na figura 3.10, um filtro de densidade variável foi colocado na frente do feixe laser que incidia na cavidade duplicadora, o que acabou por reduzir um pouco mais a potência do primeiro harmônico, limitando-a aos 245 mW citados.

# Conclusões e Perspectivas

Foram aqui apresentados os principais trabalhos realizados durante o doutorado. O primeiro deles foi o desenvolvimento de uma fonte de radiação laser sintonizável, com 18 mW de potência, emitindo no violeta ( $\approx \lambda = 423$  nm) baseada em um laser de diodo com cavidade estendida e com frequência duplicada. O segundo trabalho envolveu uma fonte de luz laser violeta baseada na amplificação de parte da luz do laser de diodo de cavidade estendida, cuja frequência também é duplicada. Esta fonte fornece 54 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm. Apresentaremos agora, as principais conclusões de cada trabalho, bem como algumas sugestões de trabalhos futuros.

Para acessar a transição ressonante  $^1S_0 - ^1P_1$  do Cálcio, em  $\lambda = 423$  nm, foi desenvolvida uma fonte laser baseada num laser de diodo com cavidade estendida e frequência duplicada. A configuração da cavidade estendida que utilizamos neste laser difere das mais utilizadas, compostas por uma grade de difração e, às vezes, por um espelho. Esta configuração alternativa utiliza um prisma para fazer a dispersão espacial da luz e um etalon de vidro, refletindo parte da luz de volta para o laser. Nossa configuração mostrou que reduz a largura de linha do laser e permite sintonizar o comprimento de onda de forma contínua dentro de um curto intervalo. Por utilizar um prisma ao invés de uma grade de difração, as perdas por espalhamento se mostraram menores em nossa cavidade quando comparadas com aquelas de cavidades que utilizam grade.

Dois motivos principais nos levaram a evitar ao máximo perdas na potência do laser. O primeiro deles era conseguir a máxima potência de luz em  $\lambda = 423$  nm para resfiar e aprisionar átomos de Cálcio. Como é necessário gerar o segundo harmônico para atingir o comprimento de onda da transição do Cálcio e processos não lineares têm baixa eficiência, perdas devem ser minimizadas. A possibilidade de observar “squeezing” de amplitude neste laser era o segundo motivo para se reduzir as perdas no sistema porque perdas no caminho óptico diminuem o nível de redução do ruído do laser [25]. Ainda que não tenhamos observado “squeezing” de amplitude neste laser, o nível de ruído do laser se mostrou próximo do nível “shot” para frequências acima de 1 MHz, mostrando que este laser é interessante para espectroscopia

atômica de alta sensibilidade, por exemplo, espectroscopia com frequência modulada acima de 1MHz [43].

Um cristal de niobato de potássio gera o segundo harmônico da luz do laser circulante numa cavidade óptica, gerando 18 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm a partir de 77 mW de luz do primeiro harmônico com uma eficiência de conversão de 22%. A configuração alternativa da cavidade estendida minimizou as perdas na potência do laser.

Utilizamos essa luz gerada para desacelerar átomos de Cálcio de um feixe atômico. Estes átomos desacelerados são aprisionados por um laser de Ti:Safira duplicado em frequência em uma armadilha magneto óptica (MOT). Neste experimento, desacoplamos a frequência dos laser de desaceleração e aprisionamento e realizamos um estudo de otimização do número de átomos aprisionados. Concluímos que em um MOT de átomos de Cálcio como o nosso, no qual os feixes de aprisionamento têm um pequeno diâmetro (1 cm), a potência do laser de aprisionamento tem pouca influência no número de átomos aprisionados, ao contrário da potência do laser de desaceleração. Assim, a potência mínima necessária para se ter um MOT de átomos de Cálcio pode ser tão baixa quanto 10 mW. Concluímos que somente com o laser de diodo de cavidade estendida seria possível fazer um MOT para átomos de Cálcio.

Considero o desenvolvimento desta fonte laser a principal contribuição deste doutorado. Este laser abre a possibilidade de construir um sistema de aprisionamento de Cálcio compacto e transportável. Sendo a fonte laser ideal para a construção de um relógio óptico portátil. Por apresentar baixos níveis de ruído, este laser também se mostra uma ótima fonte para espectroscopia FM.

A continuação natural deste trabalho seria fazer a armadilha utilizando apenas o laser de diodo. Existe espaço para otimizar este sistema e conseguir uma potência final maior de luz violeta. Para tanto, será necessário trocar um dos isoladores ópticos utilizados que é feito para outro comprimento de onda,  $\lambda = 780$  nm. Este isolador apresenta um bom fator de isolamento para  $\lambda = 850$  nm, porém acrescenta perdas no sistema.

Outro sistema desenvolvido ao longo do doutorado também teve como objetivo gerar luz violeta. Uma fração da potência do laser de diodo descrito acima foi usada para injetar um amplificador óptico semiconductor. Quando injetado, o amplificador gera 500 mW de potência de saída com as mesmas características espectrais do laser mestre. Duplicando a frequência deste laser numa cavidade óptica ressonante semelhante àquela usada no outro sistema, geramos 54 mW de luz em  $\lambda = 423$  nm. Parte deste trabalho foi desenvolvida em conjunto com um aluno de mestrado do grupo que deve dar continuidade à aplicação da luz gerada em uma armadilha de átomos de Cálcio.

A potência total que pode ser simultaneamente gerada por estas duas fontes de luz violeta sintonizáveis é de 70 mW. Além do interesse na quantidade de potência gerada, estas duas fontes se tornam particularmente importantes pois estão previstos experimentos que utilizarão duas fontes de luz azul, por exemplo, a fotoassociação de Cálcio [44]. Enquanto uma das fontes aprisiona os átomos de Cálcio, a outra é utilizada para promover a formação de moléculas frias de  $\text{Ca}_2$ . Para este tipo de experimentos é essencial a existência de duas fontes laser sintonizáveis no violeta.



# Apêndice A

## “Squeezing” de amplitude

No projeto inicial do doutorado, pretendíamos investigar a possibilidade de observar “squeezing” de amplitude no laser de diodo com cavidade estendida. Vários trabalhos descrevem técnicas para a obtenção de “squeezing” de amplitude e relatam e discutem sua observação em lasers de diodo [24, 25, 39, 40]. Embora tenhamos implementado as técnicas sugeridas, não observamos “squeezing” de amplitude em nosso laser. Ainda que seja um pouco frustrante, a não observação do “squeezing” não chega a surpreender, uma vez que nem todos os lasers de diodo reproduzem os resultados igualmente. Grandes variações no comportamento do ruído são encontradas entre os lasers comerciais ainda que possuam especificações idênticas [25].

Neste apêndice, descreveremos brevemente o fenômeno de “squeezing” de amplitude, as técnicas sugeridas para sua obtenção e os detalhes da medida.

Para o caso da amplitude do laser o ruído mínimo corresponde àquele de um estado coerente, ou seja, uma distribuição Poissoniana ou aleatória dos fótons [41]. O chamado nível “shot”, introduzido no Capítulo 2, corresponde a este ruído aleatório. Pode-se reduzir o ruído de amplitude do laser para níveis abaixo do nível “shot”, o que chamamos “squeezing” de amplitude.

Para que se promova a redução do ruído do laser abaixo do nível “shot”, o laser deve emitir monomodo [40] para evitar uma falsa redução do ruído do laser causada pela interferência de ruídos dos diferentes modos. Assim, o laser em todas as medidas de ruído será operado com retroalimentação da cavidade estendida. A seguir, apresentaremos a técnica mais utilizada para promover a redução do ruído do laser.



### Supressão das flutuações da corrente de injeção

Yamamoto e co-autores [42] demonstram que o ruído de amplitude de um laser de semicondutor se aproxima do limite quântico, ou nível “shot”, quando este é injetado por uma corrente bem acima do limiar de oscilação. O limite é devido às flutuações de amplitude na corrente de injeção na região de frequências abaixo do “Free Spectral Range” da cavidade do laser. Quanto melhor for a eficiência de recombinação do semicondutor, mais o ruído de amplitude do laser seria devido às flutuações do bombeio quando este laser estiver operando bem acima do limiar. É preciso portanto que o laser esteja operando acima do limiar para que a emissão espontânea seja uma pequena fração da potência total do laser. Assim como a emissão espontânea, eventos aleatórios como espalhamento e absorção da potência do laser contribuem para a redução do “squeezing” e devem ser minimizados. Neste mesmo trabalho, eles mostram que estas flutuações de amplitude do bombeio podem ser eliminadas pelo aumento da impedância para altas frequências da corrente de injeção do laser. Com a implementação deste esquema, foi mostrado que se pode reduzir o ruído de amplitude do laser abaixo do limite quântico, ou seja, obter “squeezing” de amplitude [24].

Para se aumentar a impedância para altas frequências basta adicionar, na entrada de alimentação do laser, um filtro passa-baixa. Em nosso sistema, implementamos um filtro passa-baixa de 5 elementos como mostra a figura A.1 cuja atenuação em 1 MHz é de 20 dB. Observamos redução no ruído de amplitude da corrente de injeção do laser com a presença do filtro como mostra a figura A.2.

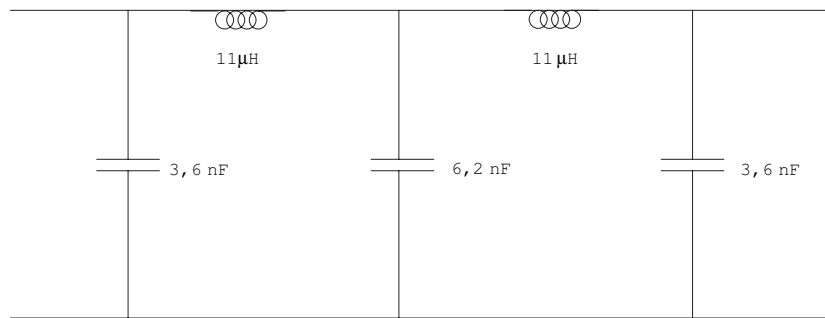


Figura A.1: Filtro passa-baixa usado na entrada de alimentação do laser de diodo para aumentar a impedância para altas frequências.

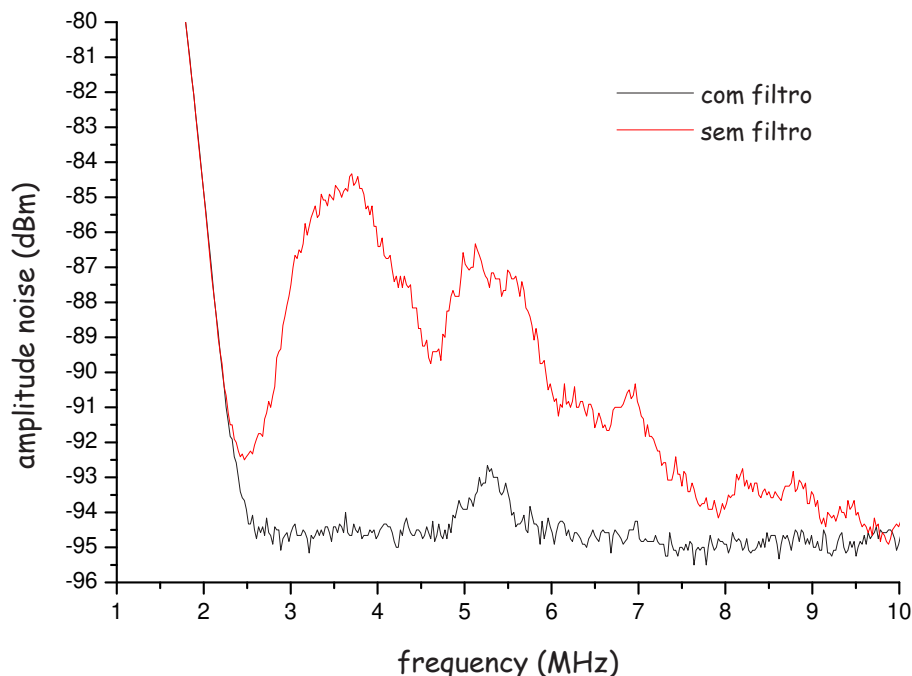


Figura A.2: Ruído elétrico da corrente injetora do laser de diodo, medida entre os terminais do laser.

Para frequências como 3 MHz a redução chega a ser maior que 10 dB. O ruído de amplitude do laser, todavia, ficou limitado ao nível “shot” mesmo com a implementação deste esquema de supressão das oscilações da corrente de injeção.

### Detecção de “squeezing”

Se para se promover luz com estatística sub-poissoniana é preciso haver uma alta eficiência do laser semiconductor, para se detetar esta luz também é necessário que os fotodetetores sejam eficientes. Quando a luz é detetada com alta eficiência, as flutuações da foto-corrente gerada são uma cópia real das flutuações de intensidade da radiação. Valores típicos para a eficiência de detecção para  $\lambda = 850$  nm ficam na ordem de  $\eta = 70\%$ . O esquema para se detetar “squeezing” é o mesmo utilizado para a medida de ruído de amplitude apresentado no Capítulo 3, a detecção homodina. Neste esquema, dividimos o feixe de saída do laser em duas partes iguais que são enviadas para os dois fotodiodos do detetador homodino. O fotodetetador homodino foi montado por mim seguindo o esquema do circuito apresentado na figura A.3. Os fotodiodos usados, FND-100, são fotodiodos rápidos ( $f_{3dB} = 350$  MHz). Os sinais destes fotodiodos, podem ser somados ou subtraídos, utilizando a chave (SW). Ao se somar os sinais obtemos o ruído de amplitude do laser e ao subtraí-los, determinamos o nível “shot”. Os

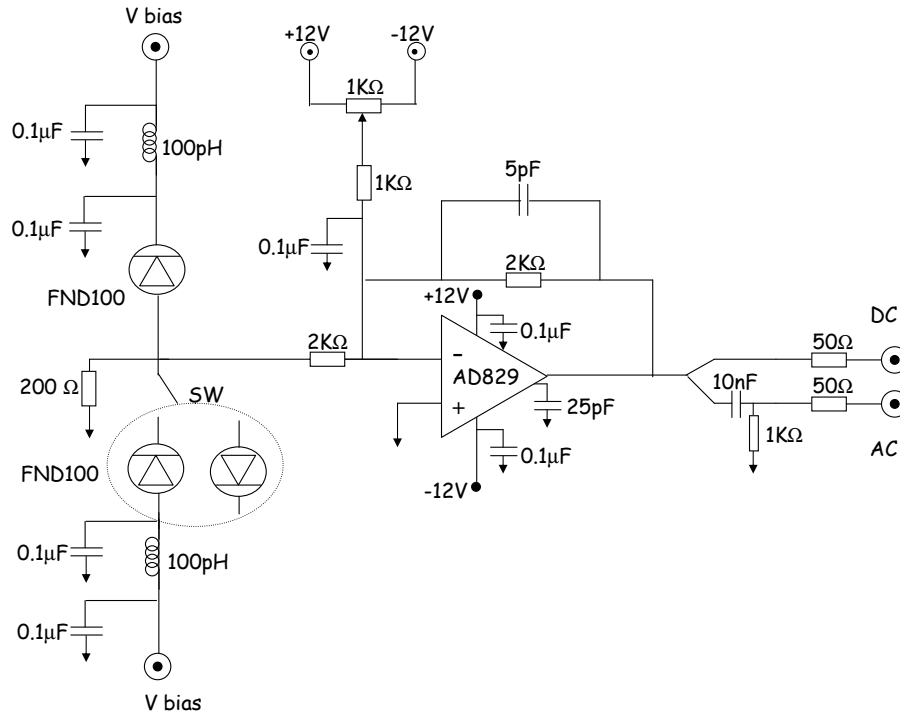


Figura A.3: Esquema do circuito do fotodetector homodino utilizado para as medidas de ruído do laser de diodo.

foto-diodos são polarizados por uma tensão  $V_{bias} = \pm 36$  V. A foto-corrente gerada é enviada a um amplificador (AD-829) de baixo ruído. Este circuito responde até frequências de 15 MHz, limitando o fotodetector a este intervalo. Depois de amplificado, este sinal é dividido em duas partes: uma AC, que contém as informações sobre o ruído do laser é enviada a um analisador de espectro; uma parte DC, monitorada por um osciloscópio, é utilizada para o balanço dos sinais dos fotodiodos.

Além de utilizar fotodiodos com alta eficiência, outros cuidados devem ser tomados na detecção da luz para que não se crie um falso “squeezing”:

- As respostas dos dois fotodiodos devem ser as mesmas para que não se determine um nível “shot” mais alto que o real;
- Os fotodiodos devem operar na região de resposta linear. Se os fotodiodos operarem na região de saturação, parte das flutuações da radiação podem ficar mascaradas resultando num nível falsamente mais baixo do ruído do laser;
- O circuito amplificador também não pode estar saturado para evitar um nível de ruído do laser falsamente baixo.

Surge, então, um dos maiores problemas para a detecção do “squeezing”: a máxima eficiência dos lasers ocorre para a corrente de injeção máxima, bem acima do limiar de oscilação, ou seja, para altas potências. Para que a luz sub-poissoniana seja observada, toda luz deve ser detetada, não se podendo atenuá-la sob pena de destruir o “squeezing”. O limite de potência é dado pelo nível de saturação dos detetores, tipicamente da ordem de 50 mW. Assim, para obter uma detecção confiável, o laser não pode operar com máxima eficiência, fazendo com que as maiores supressões de ruído não sejam observadas.

Quando fomos fazer a medida do ruído do laser, notamos que a máxima corrente de injeção que poderíamos usar era 70 mA. Acima deste valor, o sinal AC dos fotodiodos começava a apresentar saturação. Um problema que enfrentamos ao usar o fotodetector da figura A.3 para fazer as medidas de ruído do laser, foi que o ruído eletrônico do detetor ficava muito próximo do nível “shot”. O sinal AC, que carrega informações sobre o ruído do laser, é pequeno, da ordem de  $\mu\text{V}$ , se comparado com o sinal DC da ordem de V. No fotodetector, os sinais AC e DC são amplificados conjuntamente, assim sendo, não podemos ajustar um ganho expressivo na amplificação sob pena de saturar o amplificador. Como resultado, temos o sinal AC muito próximo do nível de ruído elétrico do detetor dificultando uma possível observação de “squeezing”.

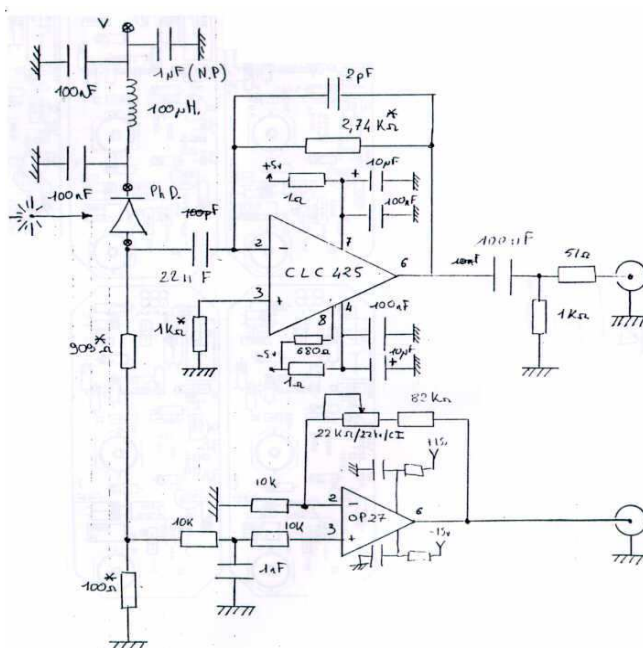


Figura A.4: Esquema do fotodetector emprestado pelo Dr. Martinelli, IF-USP, utilizado para as medidas de ruído do laser.

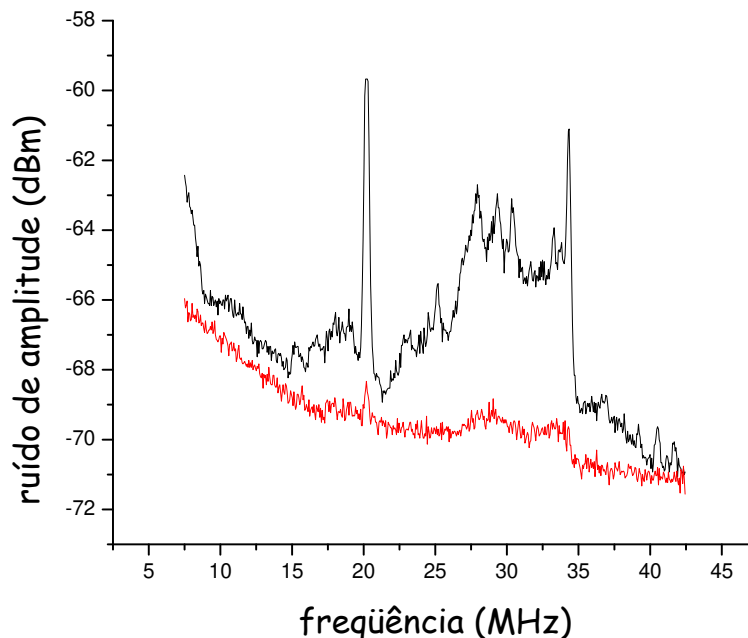


Figura A.5: Ruído de amplitude do laser de diodo. A curva em vermelho é o nível “shot”. As curvas foram obtidas para uma corrente de injeção de 70mA.

Antes de alterarmos o nosso fotodetector para amplificar separadamente os sinais AC e DC, o Dr. Marcelo Martinelli (pos-doc no IF-USP) nos emprestou os fotodetectors e nos auxiliou nas medidas de ruído. Cada fotodiodo tem os sinais AC e DC divididos e amplificados separadamente, como mostra a figura A.4. O amplificador CLC 425 de baixo ruído faz a amplificação do sinal AC e a soma dos sinais de cada fotodiodo é feita em um estágio separado que não aparece no esquema. Os fotodiodos utilizados, FND100, são os mesmos que usávamos em nosso fotodetector.

Ao fazer as medidas de ruído do laser, não observamos redução “squeezing”. A figura A.5 mostra o espectro do ruído de amplitude do laser de diodo sob a ação da retroalimentação da cavidade estendida e com o esquema de supressão de ruído da corrente de injeção. Notamos que existe um grande excesso de ruído para algumas frequências em particular, como para 20 MHz e de 25 a 35 MHz caracterizando contaminação de RF provavelmente pelos cabos de conexão. Além desta contaminação, todavia, notamos que para nenhum intervalo de frequência observamos redução abaixo do nível “shot”.

# Apêndice B

## Trabalhos Publicados

### Trabalhos publicados em periódicos internacionais

1. D.A. Manoel, R.L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz. Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity. *Optics Communications* **201** (1-3), 157 (2002);
2. R.L. Cavasso-Filho, W.C. Magno, D.A. Manoel, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz. Deceleration, Trapping and Two-Photon Cooling of Calcium Atoms. *Journal Of The Optical Society Of America B-Optical Physics* **20**, n. 5, 994 (2003);
3. R.L. Cavasso-Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz. Calcium magneto-optical trap loaded from a decelerated atomic beam. *Brazilian Journal of Physics* **33**, 355 (2003);
4. R.L. Cavasso-Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, D. Pereira, F.C. Cruz. On-axis Calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser. *Applied Physics B-Laser and Optics* **78** (1), 49 (2004);
5. D.A. Manoel, D.L.S. Figueira, D. Pereira, F.C. Cruz. Single-frequency blue light source based on optically injected diode laser. Aceito para publicação no *Optical Engineering*.

### Inovação tecnológica

F.C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin, D.A. Manoel, R.L. Cavasso-Filho. Fonte de radiação laser contínua, de frequência única e de alta potência na região azul e ultravioleta, baseada em apenas um laser semiconductor. 2002. Patente: Privilégio e Inovação. n. PI0203564-2. 20 de maio de 2002 (Depósito).

**Trabalho publicado em congresso internacional**

R.L. Cavasso Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz. Optical Frequency Standards Based on Cold Calcium Atoms, Proc. 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology, St. Andrews, Scotland, World Scientific, 546 (2001).



ELSEVIER

1 January 2002

Optics Communications 201 (2002) 157–163

OPTICS  
COMMUNICATIONS

www.elsevier.com/locate/optcom

# Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity

D.A. Manoel, R.L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz\*

*Instituto de Física 'Gleb Wataghin', Universidade Estadual de Campinas, Campinas, SP 13083-970, Brazil*

Received 6 September 2001; received in revised form 1 November 2001; accepted 1 November 2001

## Abstract

We report on an alternative extended cavity scheme used with a 180 mW quantum well GaAlAs diode laser, operating near 850 nm. A dispersing prism and a thin glass plate are employed to enforce stable single-mode operation in the strong feedback regime, with no need for laser AR coatings. Compared to other configurations where a grating is used, the lower loss in the extended cavity allows higher fundamental power available for second harmonic generation. For example, by frequency doubling using potassium niobate in a power enhancement cavity, enough power can be generated from a single diode laser to decelerate and trap calcium atoms with radiation at 423 nm. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

*PACS:* 42.55.Px; 42.60.Da; 42.65.Ky

*Keywords:* Diode laser; Frequency doubling; Extended cavity

## 1. Introduction

High-resolution atomic and molecular spectroscopy requires single-mode and tunable lasers. Diode lasers, particularly attractive because of their relative low cost and long lifetime, generally do not fit this requirement, but can be forced to oscillate single-mode when used in extended cavity configurations [1,2]. Although their tuning range is acceptable for most applications, they are available only in certain wavelength regions. In particular, laser cooling and trapping of alkaline-

earth atoms, as calcium, is one example that requires tens of milliwatts of single-mode laser power in the blue-violet region. In spite of the recent progress on development of diode lasers emitting in the blue region of the spectrum [3], the commercially available devices have still relative low power and the spectral range covered by them is rather limited. Thus, nonlinear frequency generation is still the solution to cover a broader range with high power. In the present work we describe an alternative configuration for an extended cavity, consisting of a dispersing prism and a thin glass plate, used with a 180 mW quantum well GaAlAs diode laser, operating near 850 nm. Compared to the Littman [4] and Littrow [5] configurations, where a grating is used as the dispersing element, losses by reflection and scattering

\* Corresponding author. Tel.: +55-19-3788-5406; fax: +55-19-3788-5427.

*E-mail address:* flavio@ifi.unicamp.br (F.C. Cruz).



in a prism with faces near Brewster angle can be made negligible, making available more single-mode output power. This is particularly important for second harmonic generation, whose efficiency is proportional to the square of the fundamental power, and may also be potentially useful for squeezing experiments, where losses severely reduce the amount of noise reduction [6]. We have doubled the laser frequency in a potassium niobate ( $\text{KNbO}_3$ ) crystal placed inside a power enhancement cavity, showing that enough light can be generated from a single diode laser to decelerate and trap calcium atoms, using its strong dipole  $^1\text{S}_0$ – $^1\text{P}_1$  transition, at 423 nm. After describing the extended cavity setup, we present measurements of the spectral distribution of the laser amplitude and frequency noise, and then describe the doubling stage.

## 2. The laser setup

We have used a commercial diode laser (SDL-5422-H1), which can deliver up to 180 mW at an operating current of 200 mA. The laser package includes an internal thermoelectric cooler (peltier) and a thermistor for temperature control. An aspheric lens ( $f = 6.24$  mm) was used to collimate the elliptical laser beam. We have verified that the laser usually operates in single longitudinal-mode regime near 856 nm at room temperature, with a linewidth of 2 MHz. With measured threshold current near 20 mA and slope efficiency of 1 mW/mA (0.8 mW/mA under optical feedback), this type of laser is normally operated far above threshold and has, for instance, been used in experiments demonstrating amplitude squeezing at room temperature [6]. We have previously used the same type of device to decelerate a calcium atomic beam [7]. In that experiment, the laser was used in Littman configuration [4] to assure stable single-mode operation and tuning. The Littman and Littrow [5] schemes, which employ optical feedback from the zero or first-order diffraction beams from a grating, are well known and widely used types of extended cavity configurations, used to enforce controlled single-mode operation in diode lasers. However, very often scattering or absorp-

tion losses in an ordinary grating can be quite large (30–40%), and thus the price to achieve single-mode operation is reduced power. Of course this loss can be greatly reduced by using a proper selected, low-loss grating for the specific wavelength of interest. When power is relevant, an usual solution is to injection-lock a second, high-power device [8]. For trapping alkaline-earth elements, for example, tens of milliwatts of single-mode radiation are needed in the blue–violet region, which can be achieved by second harmonic generation of near infrared diode lasers [9]. In order to have more available power at the second harmonic, proportional to the square of the fundamental power, we have built the extended cavity in an alternative way. We use a prism as a dispersing element and a thin glass plate to reflect a fraction of the light back into the laser. Fig. 1 shows a diagram of the optical setup, including the frequency doubling stage. The laser, prism and thin plate were mounted on a copper plate inside a closed aluminum box with passive insulation to reduce acoustical noise coupling. For the same reason, the laser exit is closed with a glass window. We operated the cavity with total lengths varying from 15 to 20 cm, and the results that we will present are for this last case. By using a Brewster prism, losses for p-polarized light will arise only from reflection in the thin plate and can be made smaller than 10%. In our case, we only had available an isosceles prism with an apex angle of  $65.6^\circ$ , instead of  $67.5^\circ$  required to have a Brewster prism. For this prism, we measured reflection and absorption losses of 10%. The thin plate (a 160  $\mu\text{m}$  thick microscope cover slide) was glued to a mirror mount, with a piezoelectric transducer that allowed control of its tilt angle. The reflectivity in the uncoated glass plate was measured to be 9% near normal incidence. This was verified to be enough to enforce stable single-mode operation in the strong optical feedback regime [10]. For high power diode lasers ( $>30$  mW) the output facet has sufficiently low reflectivity, so that antireflection coatings are not necessary. Therefore our setup seems particularly well suited for these high power lasers.

Fig. 2 shows the resonance peaks of a scanning Fabry–Perot interferometer ( $\text{FSR} = 1.5$  GHz), for

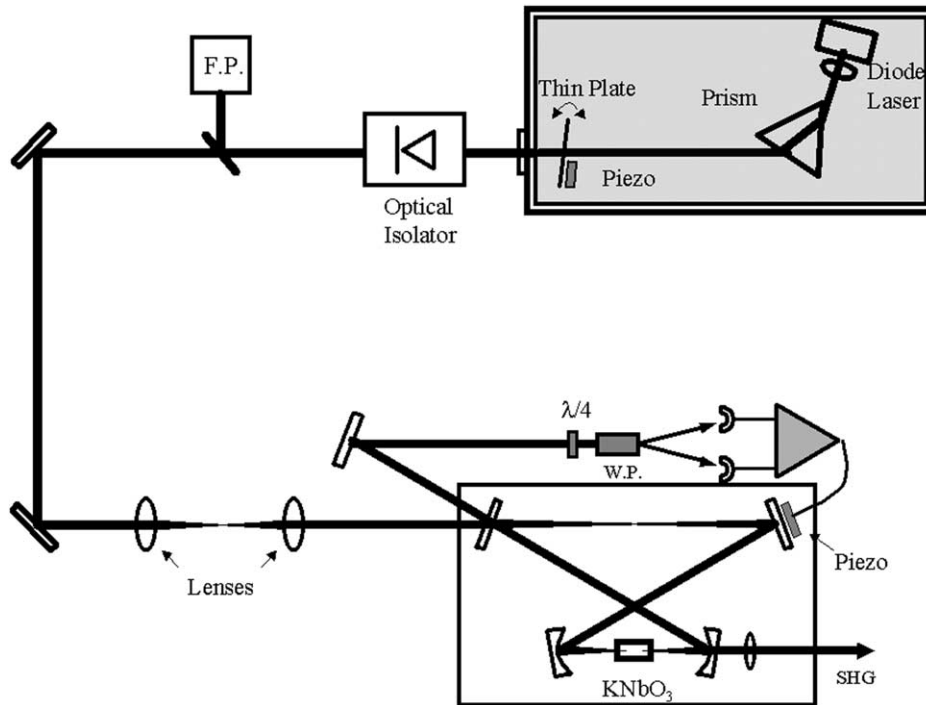


Fig. 1. Schematic diagram of the frequency doubled diode laser. The laser and extended cavity are placed in an aluminum box. The beam is analyzed by a 1.5 GHz Fabry-Perot cavity, FP. Two plano-convex lenses are used for mode matching. The quarter-wave plate,  $\lambda/4$ , and Wollaston prism, WP, are used in the Hänsch-Couillaud technique.

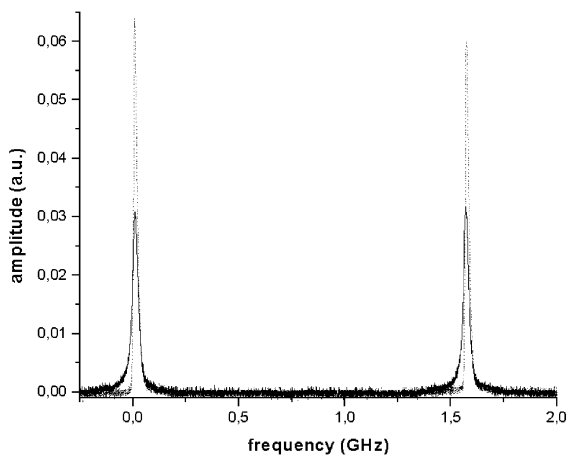


Fig. 2. Resonance peaks of the analyzing Fabry-Perot interferometer (FSR = 1.5 GHz) shown in Fig. 1. The solid line corresponds to the laser without optical feedback and the dot-dashed line to the laser with feedback.

the laser with and without optical feedback. Under optical feedback, a different wavelength is selected and tuned.

### 3. Tuning

For fixed current and no optical feedback, the laser wavelength can be course tuned by controlling the temperature. At 200 mA and room temperature it oscillates in a single longitudinal mode at 856 nm. The wavelength of 846 nm, which should be doubled for cooling and trapping calcium, can be reached by cooling the laser with the internal peltier. We have used homemade temperature controllers, whose stability is better than 0.01 K. They have also an useful feature, which allows adjusting the rate of the temperature change. This is particularly important for slowly tuning the  $\text{KNbO}_3$  doubling crystal to the phase

matching temperature for doubling 846 nm radiation ( $-13\text{ }^{\circ}\text{C}$ ), reducing the risk of depoling.

For fixed temperature and current, optical feedback from the thin plate, which acts as an etalon, is used to enforce stable single-mode operation in a specific wavelength, providing the plate is not at normal incidence. In our extended cavity setup we have three frequency selective components: the laser cavity (with modes separated by 40 GHz), the plate (etalon modes separated by 620 GHz) and the extended cavity (20 cm long). The wavelength can be tuned either by tilting the thin plate or by changing the injection current. By only tilting the plate, we could select wavelengths in a maximum range of 3.5 nm. In this case, the laser jumps between modes of the laser cavity (separated by 40 GHz, or 0.1 nm) or modes of the plate (separated by 620 GHz, or 1.5 nm). Between these larger wavelength jumps, continuous and mode-hop-free tuning is observed in intervals of 1 GHz, which corresponds nearly to the spacing between the extended cavity modes. No attempt was made to increase this range, and a significant improvement could be expected by properly combining tilting and current tuning, or by combining tilting and translating the plate.

When the thin plate is near normal incidence, the laser oscillates in a very stable multi-mode regime. The laser emission spectrum under optical feedback, obtained using a doubled grating monochromator (resolution of  $0.1\text{ \AA}$ ), is shown in Fig. 3

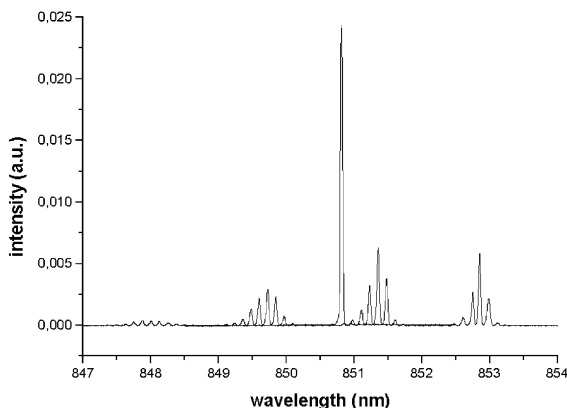


Fig. 3. Emission spectra corresponding to the single-mode and multi-mode regimes of the laser under optical feedback.

for this multi-mode regime, and for the single-mode regime, when the plate is not at normal incidence. Frequencies separated by 40 GHz are observed, corresponding to the laser cavity modes. These modes are modulated in intensity by a curve whose minima are separated by 620 GHz, corresponding to the free spectral range of the thin plate.

#### 4. Amplitude and frequency noise

In order to characterize better the optical feedback, we have measured the spectral distribution of amplitude modulation (AM) and frequency modulation (FM) noise, shown in Figs. 4 and 5 respectively. The AM noise measurements were done using a homemade homodyne detector [11]. We split the laser beam in two equal intensity beams, which are detected by two photodiodes (EG & GFND100). The sum or difference in their photocurrents is amplified by a low noise transimpedance video amplifier (AD829) and then AC coupled in a spectrum analyzer (HP8562A). The sum corresponds to the laser noise and the difference to the shot noise (standard quantum level). For the FM noise measurements, the same setup is employed, but a low finesse ( $F = 15$ ) Fabry–Perot cavity is used as a frequency to amplitude converter. A reference laser beam is also used in this case to subtract the contribution of the AM noise.

The curves from the bottom to the top in Fig. 4 correspond, respectively, to the photodetector noise, laser shot noise, and laser noise with and without optical feedback. The injection current was reduced to 70 mA to avoid saturation of the photodetectors. For frequencies below 100 kHz the AM noise is essentially technical, due to electrical and acoustical noise coupling. For frequencies above 500 kHz the laser noise is essentially white, a few dB above the shot noise level, with only a few discrete features. Under optical feedback the AM noise is reduced by 4 dB, coming very close to the shot noise. We note that this same type of laser has been used with optical feedback and pump suppression techniques [12] to achieve AM noise reduction below the shot noise level (amplitude squeezing) [6]. The extended cavity that we describe here may be of advantage also for these types of

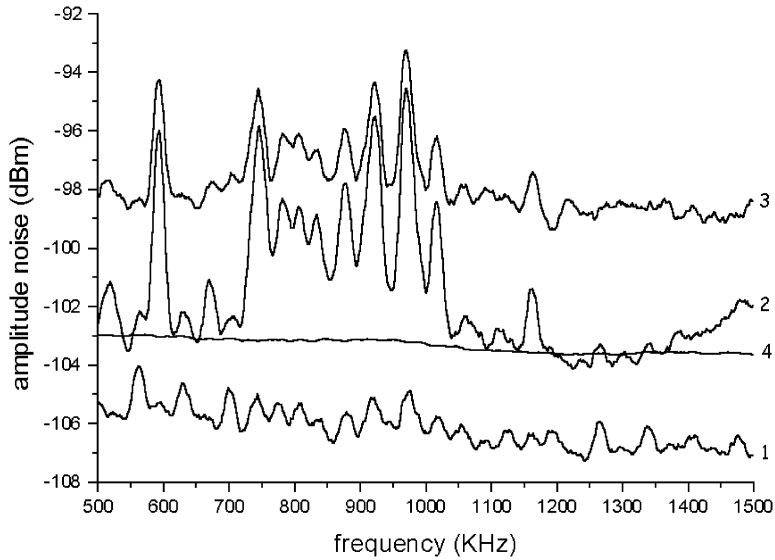


Fig. 4. AM noise of the diode laser at an injection current of 70 mA. The curves correspond to: (1) photodetector electronic noise, laser (2) with and (3) without optical feedback, and (4) shot noise.

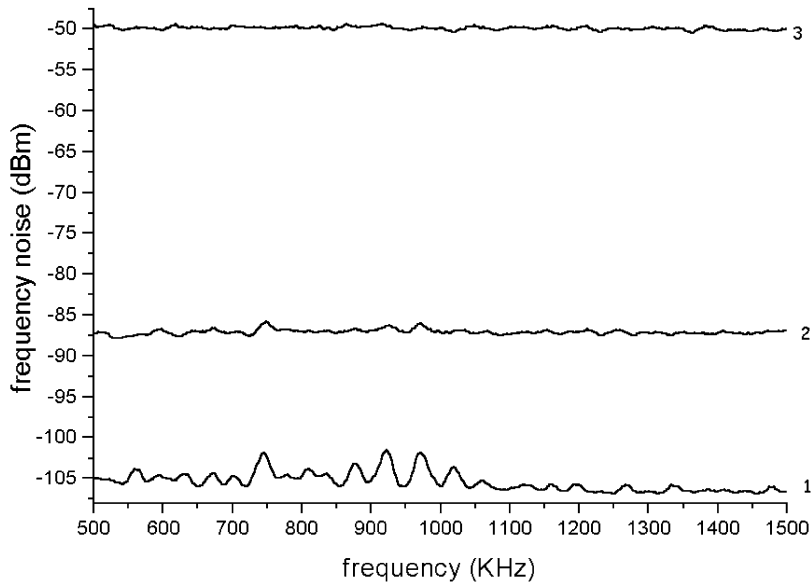


Fig. 5. FM noise of the diode laser at an injection current of 70 mA. The curves correspond to: (1) photodetector electronic noise and laser (2) with and (3) without optical feedback.

experiments, where lower losses would lead to a lower reduction in the amount of squeezing.

Because of the short cavity, the linewidth of a bare diode laser is often given by the fundamental

Schawlow-Townes limit, which can be quite large, on the order of several MegaHertz. The use of an extended (longer) cavity allows a great reduction of this limit, but it adds technical noise (mechanical,

thermal and acoustical) which gives rise to a linewidth in the form of jitter of a narrow spectral feature. For example, fast linewidths of tens of kiloHertz are achieved with Littman or Littrow configurations. For longer times ( $>1$  s) the linewidth can be much bigger depending on the amount of technical noise. For the laser setup that we describe here, our measurements indicate similar numbers. For example, the laser linewidth (rms frequency fluctuation in 1 min interval) was measured to be 2 MHz, without optical feedback, and 760 kHz, under optical feedback. The curves for FM noise shown in Fig. 5 correspond, from the bottom to the top, to the detector noise and laser noise, with and without optical feedback. We see that when optical feedback is used the FM noise is reduced by 37 dB, for example from 500 to 1500 kHz. The already mentioned linewidth of 760 kHz, which could be obtained also by integrating the FM noise distribution, is of course dominated by technical noise at lower Fourier frequencies ( $<100$  kHz).

One possible disadvantage of using a prism is that the dispersion is smaller than for a grating. This would limit the spectral resolution and thus the ability to force single-mode operation. We suspect that the good performance obtained with the extended cavity with a prism and thin plate could be partially due to the fact that we have used a laser that usually runs in single-mode without optical feedback. The general application of this configuration to other high power diode lasers still need to be verified, specially for devices which are naturally multi-mode.

## 5. Frequency doubling

The laser has been frequency doubled in a potassium niobate ( $\text{KNbO}_3$ ) crystal placed inside a power enhancement cavity. High conversion efficiencies have been demonstrated for frequency doubling diode lasers with this crystal. For example, in [13] it is demonstrated that a 60% efficiency from a 90 mW diode laser at 860 nm. The alternative extended cavity described here can make available at least 150 mW of single-mode infrared light for second harmonic generation. However our frequency doubling setup has losses in some

optical components, which limit the power available for doubling. The glass exit window of the box is not AR-coated and has loss of 10%. In addition, two optical isolators (60 dB) account for a total loss of 35%, since one of them is designed for a different wavelength. They are necessary to avoid feedback from the doubling cavity, which is mainly due to a small reflection in the crystal facets, which propagates in the opposite way and whose power builds up in the cavity. As a consequence of these losses, we only had available 86 mW (at 856 nm) for frequency doubling.

For cooling and trapping calcium, a few tens of milliwatts are necessary at 423 nm, so that the laser has to be tuned to 846 nm by lowering its temperature below  $-15$  °C. For this, we use the peltier inside the laser package, but with the laser case temperature stabilized to about 13 °C. That is necessary because of the limited temperature excursion possible with a single peltier. Tuning to the Calcium line at 845.351 nm/2 (air) has been verified with a wavemeter. Frequency doubling has been done in a 1 cm long, a-cut  $\text{KNbO}_3$  crystal, with AR coated facets. Type-I non-critical phase matching is achieved by varying its temperature. The single pass efficiency,  $\eta = P_{2\omega}/P_{\omega}^2$ , has been measured to be equal to  $0.01 \text{ W}^{-1}$ . The power enhancement ring cavity is made of two flat mirrors and two curved ones ( $R = 10$  cm), with the crystal placed between the curved mirrors. The cavity has also been mounted in a box to reduce acoustic noise. The input coupler is one of the flat mirrors and is 2.3% transmitting at 846 nm. The output coupler is one of the curved mirrors and is 94% transmitting at the second harmonic. Two lenses were used to optimize the mode matching, which was measured to be 80% due mainly to the elliptical shape of the diode laser beam. The cavity is kept in resonance with the laser by the Hänisch–Coulliaud polarization technique [14]. For 77 mW of incident power in the doubling cavity, we could generate 20 mW at 423 nm, representing an efficiency of 26%. The cavity power build up was measured to be 40 when the crystal temperature is far from to the phase matching condition. At the phase matching condition, the power build-up drops to 11, due to the SHG and BLIIRA [15]. Although the frequency doubling setup has not

been optimized, the high power available in the infrared indicates that a single diode laser can be used to decelerate a calcium atomic beam [7] and trap the atoms in a magneto-optical trap [16]. For this, a total power of 30 mW at 423 nm would be sufficient [17].

## 6. Conclusion

We have described an alternative extended cavity setup with reduced losses, which seems to be particularly suitable for use with high power diode lasers and for second harmonic generation. The cavity uses a dispersing prism and a thin plate to provide strong optical feedback. About 150 mW of single-mode power in the infrared has been obtained. Measurements have showed a considerable reduction of the laser amplitude and frequency noise under optical feedback. In a non-optimized frequency doubling setup, using potassium niobate in a power enhancement cavity, 20 mW of blue power near 423 nm has been generated for 77 mW of infrared power. By reducing losses between the laser and the doubling cavity, a single diode laser can be used for cooling and trapping atomic calcium. The extended cavity setup with reduced losses might also be useful to achieve larger amounts of amplitude squeezing in diode lasers at room temperature.

## Acknowledgements

This work is supported by FAPESP, CAPES and CNPq, Brazilian government agencies.

## References

- [1] J.C. Camparo, *Contemp. Phys.* 26 (1985) 443.
- [2] C.E. Wieman, L. Hollberg, *Rev. Sci. Instrum.* 62 (1991) 1.
- [3] N.M. Johnson, A.V. Nurmikko, S.P. DenBaars, *Phys. Today* 53 (2000) 31.
- [4] M.G. Littman, H.J. Metcalf, *Appl. Opt.* 17 (1978) 2224.
- [5] W. Demtröder, in: *Laser Spectroscopy*, Springer, Berlin, 1996, p. 116.
- [6] T.-C. Zhang, J.Ph. Poizat, P. Grelu, J.F. Roch, P. Grangier, F. Marin, A. Bramati, V. Jost, M.D. Levenson, E. Giacobino, *Quant. Semiclass. Opt.* 7 (1995) 601.
- [7] G. Woehl Jr., G.A. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin, *Appl. Opt.* 38 (1999) 2540.
- [8] J.H. Marquardt, F.C. Cruz, M. Stephens, C. Oates, L.W. Hollberg, J.C. Bergquist, D.F. Welch, D. Mehuys, *Proc. SPIE Conf.* 2834 (1996) 34.
- [9] C.W. Oates, F. Bondu, R. Fox, L. Hollberg, *Eur. Phys. J D* 7 (1999) 449.
- [10] R.W. Tkach, A.R. Chraplyvy, *J. Lightwave Technol.* LT-4 (1986) 1655.
- [11] S.B. Alexander, *J. Lightwave Technol.* LT-5 (1987) 523.
- [12] S. Machida, Y. Yamamoto, Y. Itaya, *Phys. Rev. Lett.* 58 (1987) 1000.
- [13] P. Lodahl, J.L. Sorensen, E.S. Polzik, *Appl. Phys. B* 64 (1997) 383.
- [14] T.W. Hänsch, B. Couillaud, *Opt. Commun.* 35 (1980) 441.
- [15] H. Mabuchi, E.S. Polzik, H.J. Kimble, *J. Opt. Soc. Am. B* 11 (1994) 2023.
- [16] H.J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York, 1999.
- [17] By using a similar frequency doubling setup with potassium niobate, we have generated up to 200 mW at 423 nm, using 500 mW input power from a Ti:sapphire laser.

# Deceleration, trapping, and two-photon cooling of calcium atoms

Reinaldo L. Cavasso Filho, Wictor C. Magno, Daniela A. Manoel, Artemio Scalabrin, Daniel Pereira, and Flavio C. Cruz

*Instituto de Física "Gleb Wataghin," Universidade Estadual de Campinas, C.P. 6165, Campinas, SP 13083-970, Brazil*

Received August 1, 2002; revised manuscript received December 12, 2002

We report on a system for atomic beam deceleration and magneto-optical trapping of calcium atoms that uses the  $^1S_0-^1P_1$  transition, in which a single laser is used to trap and slow the atoms. The slower laser beam is focused near the magneto-optical trap's center, which has a waist size much smaller than the atomic cloud such that its influence on the trapped atoms is greatly reduced. We also investigate the theoretical possibility of cooling by use of a two-photon  $(4s^2)^1S_0-(4s5s)^1S_0$  transition. Excitation near resonance with the  $^1P_1$  level results in an equilibrium temperature seven times smaller than the Doppler limit of the  $^1S_0-^1P_1$  transition.

© 2003 Optical Society of America

OCIS codes: 020.0020, 020.7010, 020.4180.

## 1. INTRODUCTION

Laser cooling and trapping of neutral atoms have made important contributions to science in the past two decades that were directly recognized by the award of the Nobel Prize in physics 1997 and, indirectly, in 2001, for observation and studies of Bose–Einstein condensation. However, laser cooling of neutral atoms is still done chiefly with the alkali-metal elements, which were the first ones to be manipulated with near-resonant laser radiation. Although noble gases are also included in the list of laser-cooled atoms, we consider here alkaline-earth elements, for which only few groups of researchers have reported cooling and trapping. The main reason for this choice is technical. Whereas the cooling transitions of alkali metals can be addressed by industry standard diode or dye lasers and the atoms can be captured from room-temperature vapor cells, the alkaline-earth elements require more-complicated laser sources, in the violet or ultraviolet range, and efficient loading of a magneto-optical trap<sup>1</sup> (MOT) is possible only from atomic beam systems. Nevertheless, the interest in these elements has been increasing in past years owing to applications of the elements in optical frequency standards and clocks, investigation of cold collisions, and the possibility of extending the quantum-degenerate regime to these elements, possibly by all-optical means.

The two electrons in the outer shell account for series of singlet and triplet levels that give rise to strong and very weak optical transitions. For calcium, for example, the almost closed  $^1S_0-^1P_1$  resonant transition between the ground state and the first singlet state has a large natural width ( $\gamma/2\pi = 34.6$  MHz), which makes the transition excellent for laser manipulation by radiation pressure. However, the spin-forbidden  $^1S_0-^3P_1$  transition has a natural linewidth of only 400 Hz.<sup>2,3</sup> Such a narrow transition departing from the ground state has applications as an optical frequency standard and clock,<sup>4</sup> in atomic

interferometry,<sup>5</sup> in high-resolution spectroscopy,<sup>6</sup> and in laser cooling into microkelvin temperatures.<sup>7,8</sup>

The zero nuclear spin of the most abundant isotopes of alkaline earths and the consequent absence of hyperfine structure obviates the use of the repump laser that is required for alkali-metal elements. This lack of hyperfine structure also stimulates the study of cold collisions because both the theoretical analysis and the interpretation of data are thus simpler.<sup>9</sup> In spite of these advantages, the final achievable temperature is dictated by the usual Doppler limit, which is 831  $\mu$ K for the calcium  $^1S_0-^1P_1$  transition. Figure 1 presents an energy-level diagram of the level structure of  $^{40}\text{Ca}$  that shows the relevant levels, transition wavelengths, and Einstein coefficients. In this paper we discuss our system for laser cooling and trapping of calcium atoms with the  $^1S_0-^1P_1$  transition at 423 nm, along with the possibility of performing two-photon Doppler cooling with the  $^1S_0-^1S_0$  transition. Recently, lower temperatures than the Doppler limit of the  $^1S_0-^1P_1$  transition were achieved by a second stage of cooling with the narrow  $^1S_0-^3P_1$  intercombination transition.<sup>7,8</sup> However, for this cooling to be effective, the transition has to be broadened by coupling of the  $^3P_1$  metastable state to another upper level. Although this technique can reach temperatures of only a few times the one-photon recoil (near 3  $\mu$ K), the number of atoms initially trapped with the  $^1S_0-^1P_1$  transition that can be transferred to the microkelvin regime by this quenching cooling is only  $\sim 15\%$ . Here we discuss an alternative scheme for a second stage of cooling based on a two-photon transition that can be used to reach intermediate temperatures of 123  $\mu$ K with 100% transfer efficiency from the first cooling stage. This efficiency results simply from a capture velocity that is much higher than the mean velocity associated with the Doppler limit of the  $^1S_0-^1P_1$  transition. The two-photon cooling might greatly improve the transfer efficiency to the low tem-

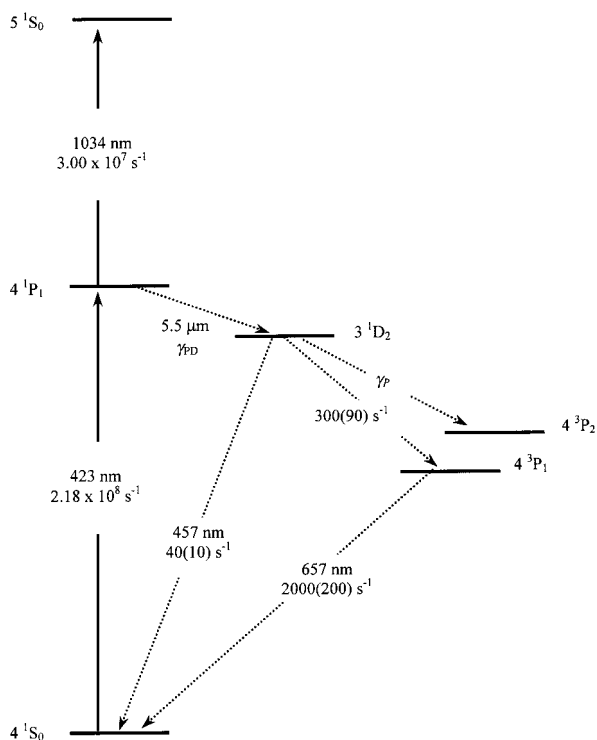


Fig. 1. Simplified energy-level diagram of  $^{40}\text{Ca}$ , showing the relevant levels, wavelengths, and relaxation rates.

peratures that is achievable with the quenching technique.<sup>7,8</sup> Also, when it is used only as the second stage, following conventional cooling with the  $^1S_0$ - $^1P_1$  transition, two-photon cooling can also be useful for efficient loading of an optical dipole trap and is experimentally much simpler than quench cooling.

In Section 2 we describe the experimental apparatus for the atomic beam, the Zeeman slower, and the on-axis MOT. In Section 3 we present an analysis of the number of trapped atoms as a function of slower laser power and detuning. We also discuss the trap storage time, its limitation by optical pumping into metastable levels, and an estimation of temperature. In Sections 4 and 5 we discuss the possibility of two-photon Doppler cooling of calcium. Finally, our conclusions are summarized in Section 6.

## 2. EXPERIMENTAL APPARATUS

The atomic beam is produced in a stainless-steel cylindrical oven with an exit aperture of 2 mm.<sup>10</sup> Its collimation is defined by another 2-mm aperture, 15 cm apart from the oven aperture, which connects the oven chamber with an all-glass chamber for the atomic beam and the MOT. A 22-cm-long Zeeman magnet, composed of 18 independent sections, produces a maximum magnetic field of 780 G with all sections at a current of 1 A, for example. This allows deceleration of all atoms with velocities lower than 460 m/s, which correspond to 13% of the velocity distribution when the oven is at 480 °C. By adjusting the current of each section it is possible to optimize the magnetic-field profile for deceleration. At the MOT chamber, located 60 cm downstream from the collimation aperture, one horizontal pair of windows that are perpendicular to the

atomic beam's direction is used for spectroscopy or for monitoring the fluorescence with a calibrated photodiode and a CCD camera. Anti-Helmholtz coils attached to the MOT chamber produce vertical and horizontal field gradients of 63 and 32 G/cm for a current of 1 A. At the tube end, 90 cm from the oven chamber aperture, we have a sapphire window that is heated to 250 °C to prevent deposition of calcium atoms from the atomic beam.<sup>11</sup> Typical background pressure in the MOT chamber is  $5 \times 10^{-8}$  mbar ( $3 \times 10^{-8}$  Torr).

To generate the coherent radiation at 423 nm for deceleration, cooling, and trapping we use a homemade frequency-doubled and -stabilized Ti:sapphire laser.<sup>12</sup> With this laser we are able to generate 65 mW of useful power at 423 nm by pumping with 5 W of power at 532 nm. The second-harmonic beam is separated into four beams of same power. One of these is used for Zeeman deceleration, and the other three are used in the standard retroreflected  $\sigma_+$ - $\sigma_-$  three-dimensional MOT configuration.<sup>1</sup> The power imbalance in each direction owing to window losses is less than 5% and has no significant effect on the position of the atomic cloud. The six trap beams have equal waist sizes, measured to be 1.40(5) mm. Peak intensities  $I_0$  of as much as 200 mW/cm<sup>2</sup> for each MOT beam can be obtained.

We have implemented an on-axis trap in which the MOT is located within the atomic beam, which has a diameter of 1 cm at the MOT position. Several configurations have been tested with similar results, with the MOT more-or-less centered with respect to the atomic beam. A problem with an on-axis trap that is loaded from an atomic beam decelerated with the same laser used for the MOT is that this one seriously disturbs the trapped atomic cloud. One solution is to shift the slowing laser frequency far from resonance, requiring, for example, an acousto-optical modulator<sup>13</sup> or another laser. Another solution uses a slower laser with a central dark spot.<sup>14</sup> Both techniques share the problem that the laser consumes power, which is not desirable when one is dealing with alkaline-earth elements for which the violet  $^1S_0$ - $^1P_1$  transitions have large saturation intensities. We have employed another solution, which consists in focusing the slower laser beam to a spot size of 20  $\mu\text{m}$  at the trap position but displaced  $\sim 2$  mm away in the transverse plane. This has practically no effect on atomic clouds of nearly 1-mm diameter. The decelerating laser is focused by two lenses (a telescope) located 60 cm from the MOT. After collimation near the MOT the beam diverges and reaches the oven aperture with a diameter of 3 mm. Although this geometry is not ideal, it has shown to be quite efficient in comparison with deceleration by an independent laser with a profile that is mode matched to the atomic beam.

## 3. NUMBER OF TRAPPED ATOMS AND STORAGE TIME

The number of trapped atoms is estimated by the scattered light power, as described in Ref. 15, if one assumes a more realistic situation in which the atoms' spatial extent is not negligible with respect to the laser waist sizes. In



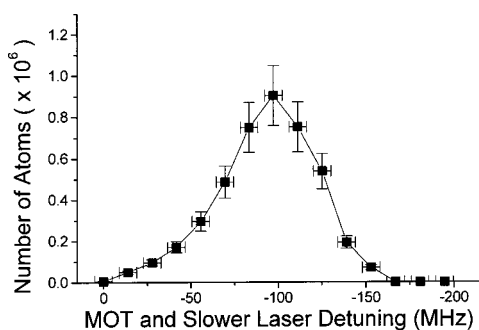


Fig. 2. Number of trapped atoms as a function of laser detuning for a total laser power of 52 (1) mW, a vertical field gradient of 63 G/cm, and an oven temperature of 480 (1) °C.

this case we have to take into account the Gaussian laser profile over the atomic density distribution.

To measure the number and the spatial extension of the trapped atoms we used the CCD camera and the calibrated photodiode. The center of the atomic cooling transition was determined in a topographical way. We took advantage of the fact that the vertical pair of trapping beams is roughly perpendicular to the propagation direction of the atomic beam. The trap quadrupole magnetic field generates a spatial dependence on the Zeeman splitting of the simple  $J = 0 - J = 1$  transition. When the trapping laser is off resonance, we can clearly see two fluorescence clouds in the CCD image. The intensity of these clouds is much less than the intensity of the cloud of trapped atoms. One of them is related to the hot atoms excited by the  $\sigma_+$  beam and the other symmetric cloud excited by the counterpropagating  $\sigma_-$  beam. In changing the laser frequency we change the relative positions of the clouds. The resonance corresponds to the superposition of the clouds and can be determined with an uncertainty smaller than 15% of the atomic linewidth, limited mainly by the atomic beam's divergence. The laser detuning is then given by the excursion of the piezoelectric transducer that tunes the reference Fabry-Perot cavity of the Ti:sapphire laser.

In Fig. 2 we present the number of trapped atoms as a function of laser detuning, for 10 mW per each trap beam and slower beam, an axial-field gradient of 63 G/cm, and an oven temperature of 480 °C. The peak number of  $9(1) \times 10^5$  atoms occurs for a red detuning of 97(5) MHz, or 2.8(1) atomic linewidths. The uncertainty in the estimated number comes mainly from the uncertainty in the solid angle covered by the detection system. Increasing the oven temperature to 600 °C increases this peak number to  $10^7$  atoms. However, we avoid operating the oven at this temperature because this greatly reduces the time between calcium refills.

Keeping the power of the trapping beams constant at 10 mW per beam, we changed the power of the slower beam and measured the variation in the number of trapped atoms, as shown in Fig. 3. The saturation behavior shows that relatively low laser power is required in the Zeeman slowing beam at low oven temperatures.

To test the efficiency of the focusing slower laser technique we employed an independent laser to decelerate the atomic beam. This laser source was a frequency-doubled diode laser in an alternative extended cavity, described

elsewhere.<sup>16</sup> To measure the doubled diode laser detuning we beat its first harmonic with the Ti:sapphire laser in a fast photodetector. The thermal drift of the diode laser was determined to be less than 5 MHz/min; therefore we were able to perform a series of measurements in a few minutes. The 8.5-mW second-harmonic output of the diode laser was beam shaped in a telescope to approximately mode match the atomic beam spread. In this way we could trap 25% more atoms, a result that actually shows that focusing the slower laser still produces good efficiency. We note that the optimum frequency difference between the MOT and the slower beam is practically independent of the MOT detuning. Moreover, the MOT detuning that optimizes the number of atoms is basically the same as for slowing with the same laser.

Figure 4 shows the number of trapped atoms when the power in each MOT beam is changed from 1 to 11 mW while the power and detuning of the slower laser are fixed, thus producing a constant flux of slow atoms into the MOT capture volume. The result is a very small variation in the number of trapped atoms; a ten-times change in power produces a change of fewer than 2 in the number of trapped atoms. Combining this result with that obtained in Fig. 3, we see that relatively low power is enough to decelerate a calcium beam efficiently and trap the slowed atoms; 10 mW at 423 nm is sufficient, with most of the power into the slower beam to ensure adiabaticity following deceleration.<sup>13</sup> This low power implies that only a single, frequency-doubled diode laser need be employed<sup>16</sup> for deceleration and trapping, simplifying the experimental apparatus.

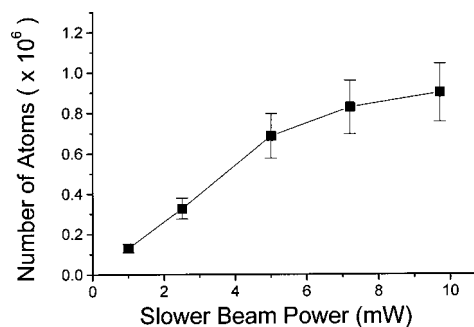


Fig. 3. Number of trapped atoms as a function of the slower laser power.

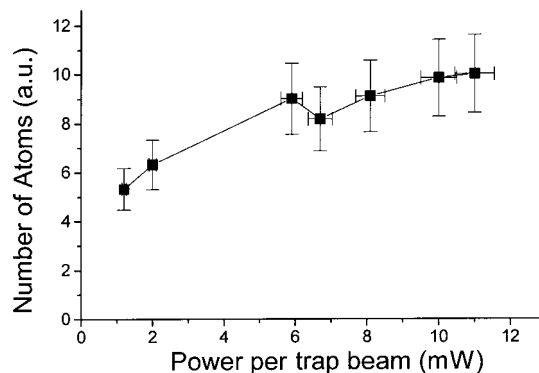


Fig. 4. Number of atoms as a function of the power on each MOT laser beam.

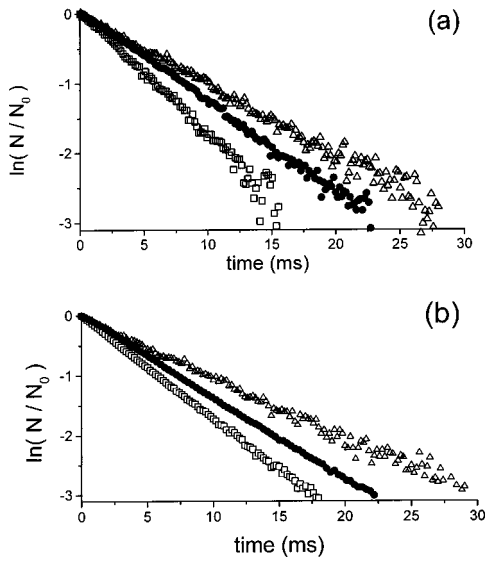


Fig. 5. Normalized fluorescence of trapped atoms as a function of time after sudden switch-off of the Zeeman slower laser beam for (a) an effective trapping laser intensity of  $3.4 I_S$  and three red detunings of 28 MHz (open squares), 56 MHz (filled circles), and 84 MHz (open triangles) and (b) a red detuning of 84 (5) MHz and three laser intensities of  $11.9 I_S$  (open squares),  $8.8 I_S$  (filled circles), and  $3.4 I_S$  (open triangles).

Although the calcium  $^1S_0$ - $^1P_1$  resonance transition is highly efficient for cooling and trapping, it is not optically closed. The probability of a transition from the  $^1P_1$  level to the low-lying  $^1D_2$  level is  $10^5$  times lower than the probability of decay to the ground state.<sup>17</sup> From the  $^1D_2$  level the atom can decay to the metastable  $^3P_2$  level [ $\tau = 2$  h (Ref. 18)], to the  $^3P_1$  level, or directly to the ground state. By the Einstein coefficients of these transitions,  $\sim 22\%$  of the  $^1D_2$  atoms decay to the  $^3P_2$  level and are lost from the trap. The remaining atoms have some probability of being recaptured, depending on the trap volume.<sup>19</sup> The storage time of our calcium MOT is thus limited by optical pumping of the  $^1D_2$  level and shows a behavior similar to that observed for ytterbium atoms.<sup>20</sup> A detailed analysis of the loss mechanisms was given in Ref. 21.

From a rate equation analysis for the number of atoms in the  $^1P_1$  and  $^1D_2$  levels,<sup>21</sup> we found that the population of the  $^1P_1$  level is  $N_P \approx Nf$ , where  $N$  is the total number of trapped atoms and  $f$  is the probability of excitation of the  $^1P_1$  state, given by<sup>19,20</sup>

$$f = \frac{1}{2} \frac{I_{\text{eff}}/I_S}{1 + I_{\text{eff}}/I_S + 4\delta^2/\gamma^2}, \quad (1)$$

where  $I_{\text{eff}}$  is the average of the trap laser intensity over the atomic ensemble,<sup>15</sup>  $I_S$  is the saturation intensity (59.9 mW/cm<sup>2</sup> for  $^{40}\text{Ca}$ ),  $\delta$  is the detuning of the trap laser beams, and  $\gamma$  is the natural linewidth ( $2\pi \times 34.6$  MHz).<sup>22</sup> Similarly, the population of the metastable  $^1D_2$  level is given by  $N_D = N_P \gamma_{PD} / (\gamma_P + \gamma_S)$ , where  $\gamma_{PD}$  is the relaxation rate from  $^1P_1$  to  $^1D_2$ ;  $\gamma_P$  is the relaxation rate from  $^1D_2$  to the  $^3P_2$  state, and  $\gamma_S$  is the relaxation rate from  $^1D_2$  to the ground state directly or through the  $^3P_1$  level.

If we disregard the inelastic two-body collisions between cold atoms, the process of optical pumping of the  $^1D_2$  level leads to the following loading equation for the number of trapped atoms:

$$\frac{dN}{dt} = R - N_D(\gamma_P + \varepsilon\gamma_S) - Np\gamma_C, \quad (2)$$

where  $R$  is the capture rate,  $p$  is the background pressure,  $\varepsilon$  is the fraction of the  $^1D_2$  atoms that decay to the ground state outside the trap capture volume, and  $\gamma_C$  is the collision rate between cold trapped and hot background atoms. For calcium the process of two-body collision between trapped atoms accounts for a negligible loss rate compared with the contribution of optical pumping of the  $^1D_2$  level.<sup>22</sup> By the size of our MOT beams and considering a rms atomic velocity of 100 cm/s,<sup>15</sup> we estimate that approximately  $\varepsilon = 50\%$  of the  $^1D_2$  atoms decaying to the ground state are not recaptured. By simply increasing the diameters of the MOT laser beams, one can recapture almost 100% of these atoms.<sup>22</sup> When the loading stops,  $R = 0$  and we have a pure exponential decay of the trap number,  $dN/dt = -LN$ , where

$$L = \frac{\gamma_P + \varepsilon\gamma_S}{\gamma_P + \gamma_S} \gamma_{PD}f + p\gamma_C \quad (3)$$

is the loss rate. Then, in a high-vacuum environment, the trap lifetime is limited to<sup>21</sup>

$$\tau = 2 \frac{\gamma_P + \gamma_S}{\gamma_P + \varepsilon\gamma_S} \gamma_{PD}^{-1} \left( 1 + \frac{I_S}{I_{\text{eff}}} \frac{\gamma^2 + 4\delta^2}{\gamma^2} \right). \quad (4)$$

In Fig. 5(a) we analyze the decay rate of our calcium MOT as a function of the trapping laser detuning,  $\delta$ , for fixed laser intensity. From this figure we can observe that the lifetime increases with the detuning, as predicted by Eq. (4). We observe that for a red detuning larger than approximately 130 MHz the MOT is unstable because the radiation pressure is not strong enough to hold the trapped atoms. In Fig. 5(b) we present decay curves for a fixed detuning of  $-84$  (5) MHz, varying the trapping laser intensity. We observe the expected behavior of Eq. (4), an increasing lifetime with decreasing laser intensity. Lowering the power would increase the lifetime, but lower laser power also leads to a decrease in the photon scattering rate, the trap potential, and the capture velocity, such that only extremely cold atoms would remain trapped. Figure 5 confirms the decay from the  $^1P_1$  to the  $^1D_2$  state as the main mechanism for loss in our trap.

#### 4. TWO-PHOTON LASER COOLING

In metal-alkali elements the hyperfine structure is the basis of sub-Doppler techniques, e.g., in the form of polarization gradient cooling, which permits the achievement of microkelvin and submicrokelvin temperatures. These techniques are not applicable to alkaline earths and, therefore, until a few years ago the smaller temperatures achieved with these elements were in the milikelvin range. Recently, microkelvin temperatures close to the recoil limit were achieved for strontium by Doppler cooling with the narrow  $^1S_0$ - $^3P_1$  intercombination transition ( $\gamma/2\pi = 7.6$  kHz),<sup>23</sup> and also for ytterbium ( $\gamma/2\pi$

= 182 kHz),<sup>24</sup> which has a level structure similar to that of calcium. Cooling using the intercombination transition has also been demonstrated for calcium, for which we had to reduce the relatively long lifetime of the  $^3P_1$  level (0.38 ms) by coupling that level to another level<sup>7,8</sup> to make the cooling process effective. This quenching cooling scheme was also used several years ago to cool mercury ions to the zero-point energy of a trap.<sup>25</sup> Except for ytterbium, cooling on the intercombination transition was used as a second stage, after initial precooling to millikelvin temperatures with the strong  $^1S_0-^1P_1$  dipole transition. In this section we consider the possibility of two-photon Doppler cooling of atomic neutral calcium by using its  $(4s^2)^1S_0-(4s5s)^1S_0$  transition. Off-resonance two-photon transition rates depend on the laser beam intensities and detunings from real levels and usually are smaller than single-photon resonant transition rates. Although two-photon transition rates can be high enough for spectroscopic purposes, permitting the implementation of powerful spectroscopic Doppler-free techniques<sup>26</sup> to reduce the atomic velocity, they must be high enough to permit an effective and fast transfer of momentum from the light fields to the atom. We show that, for calcium, two-photon cooling with the  $^1S_0-^1S_0$  transition is possible and can be used to achieve a Doppler limit near 123  $\mu\text{K}$ , approximately seven times smaller than the Doppler limit achieved with the  $^1S_0-^1P_1$  resonant transition.

We consider the two-photon transition, at frequency  $\omega_{eg}$ , between the ground state  $|g\rangle = (4s^2)^1S_0$  and the excited state  $|e\rangle = (4s5s)^1S_0$  (Fig. 1). From the  $(4s5s)^1S_0$  level the atoms quickly decay to the ground state by spontaneous emission via the  $|r\rangle = (4s4p)^1P_1$  state at rates of  $\gamma_e = 3.00 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  and  $\gamma = 2.18 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ . Let us consider the experimental case of one atom interacting with two copropagating laser beams with wave vectors  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$  and  $k_2 = 2\pi/\lambda_2$  and frequencies  $\omega_1$  and  $\omega_2$ . The general expression for the two-photon transition rate between levels  $|g\rangle$  and  $|e\rangle$  is<sup>27</sup>

$$\Gamma_{ge} = \left| \sum_r \left[ \frac{\langle e|H_2|r\rangle\langle r|H_1|g\rangle}{\delta - i(\gamma/2)} + \frac{\langle e|H_1|r\rangle\langle r|H_2|g\rangle}{\delta' - i(\gamma/2)} \right] \right|^2 \times \frac{\gamma_e}{\hbar^2[\delta_2^2 + (\gamma_e/2)^2]}, \quad (5)$$

where  $\langle l|H_j|m\rangle = -\langle l|\boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{E}_j|m\rangle$  ( $j = 1, 2$ ) are the matrix elements of the interaction Hamiltonian between the  $|l\rangle$  and  $|m\rangle$  levels in the electric dipole approximation. The first term in Eq. (5) involves a sum on the intermediary level  $|r\rangle$ , which is coupled with  $|g\rangle$  by allowed single-photon transitions. The laser detunings relative to level  $|r\rangle$  are given by  $\delta = \omega_{gr} - \omega_1 - (k_1v)$  and  $\delta' = \omega_{gr} - \omega_2 - (k_2v)$ . The first term shows that those levels that are not too far off resonance with the Doppler frequencies are the main contributors. The second term gives the spectral line profile of the two-photon transition of a single atom, which has a two-photon detuning:  $\delta_2 = \omega_{eg} - \omega_1 - \omega_2 - (k_1 + k_2)v$ , so it corresponds to a calcium atom of mass  $M$  and velocity  $v$  moving parallel to the laser beams at the center frequency  $\omega_{eg} = \omega_1 + \omega_2 + (k_1 + k_2)v$ , with a homogeneous linewidth  $\gamma_e$ . We

consider first an excitation with photons at  $\lambda_1 = 423 \text{ nm}$  in near resonance with the strong dipole single-photon  $^1S_0-^1P_1$  transition and a second infrared laser at  $\lambda_2 = 1034 \text{ nm}$  (Fig. 1). In this case the intermediate state that contributes more as a virtual level is the  $|r\rangle = 4s4p^1P_1$  state. The contributions from all other levels can be neglected, and the sum in Eq. (5) therefore is reduced to a single term. To preserve angular momentum in a  $\Delta J = 0$  transition ( $^1S_0-^1S_0$ ) we also assume  $\sigma_+$  and  $\sigma_-$  polarization for the beams at 423 and 1034 nm, respectively. Polarization selection rules for two-photon transitions are discussed in Refs. 26 and 28. Because the two wavelengths are quite different, the two terms inside the summation also reduce to only one, and Eq. (5) becomes

$$\Gamma_{ge} \approx \frac{|\Omega_1|^2|\Omega_2|^2}{\delta^2 + (\gamma/2)^2} \frac{\gamma_e}{\delta_2^2 + (\gamma_e/2)^2}, \quad (6)$$

where  $\Omega_j$  ( $j = 1, 2$ ) are the Rabi frequencies of the transitions, which can be written in terms of saturation parameter  $S_j$  (on resonance) and relaxation rates  $\gamma$  and  $\gamma_e$  (Ref. 29):  $S_1 = 2|\Omega_1|^2/\gamma = I_1(\omega_1)/I_{1s}$  and  $S_2 = 2|\Omega_2|^2/\gamma_e = I_2(\omega_2)/I_{2s}$ . For calcium we have  $I_{1s} \approx 60 \text{ mW/cm}^2$  ( $4s^2^1S_0-4s4p^1P_1$  transition) and  $I_{2s} = 0.6 \text{ mW/cm}^2$  ( $4s4p^1P_1-4s5s^1S_0$  transition). Relation (6) can be rewritten with the definitions above as

$$\Gamma_{ge} = \frac{4S_1S_2}{1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2} \frac{\gamma_e}{1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2}, \quad (7)$$

where we have included in Eq. (7) the possibility of saturation of the one- and two-photon transitions. More than 100 mW of laser radiation at 423 nm can be generated by frequency-doubling of near-infrared diode lasers<sup>16,30</sup> or of a Ti:sapphire laser.<sup>12</sup> Radiation at 1034 nm can be generated with a Ti:sapphire laser or with a Yb:YAG laser. With this last option, powers greater than 500 mW are readily achieved. Even at low power levels the two-photon transition rate can still be significant. For example, if we assume that  $S_1 = 0.1$  and  $S_2 = 3$  and assume red detuning of the incident lasers,  $\delta = -\gamma/2$  and  $\delta_2 = -\gamma_e/2$ , the two-photon transition rate will be  $\Gamma_{ge}/2\pi = 1.2 \text{ MHz}$ . The single-photon  $(4s^2)^1S_0-(4s4p)^1P_1$  transition rate is similar to Eq. (1):

$$\Gamma_{gr} = \frac{S_1}{1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2} \frac{\gamma}{2}, \quad (8)$$

and for the above parameters  $\Gamma_{gr}/2\pi = 826 \text{ kHz}$  and the ratio between two-photon and single-photon rates is  $\Gamma_{ge}/\Gamma_{gr} = 1.5$ .

Figure 6(a) shows the transition rates  $\Gamma_{ge}/2\pi$  and  $\Gamma_{gr}/2\pi$  as functions of the blue laser detuning for a specific two-photon detuning,  $\delta_2 = -\gamma_e/2$ , with  $S_1 = 0.1$  and  $S_2 = 3$ . The two rates grow and saturate for lower detuning,  $\delta < \gamma/2$ , at values of the order of a few megahertz. We have calculated the ratio between these rates as a

function of the two-photon detuning, which is independent of blue laser detuning  $\delta$ , and the result is shown in Fig. 6(b).

Let us now consider one stationary atom interacting with the copropagating  $\sigma_+$  and  $\sigma_-$  laser beams,  $k_1\hat{e}_x$  and  $k_2\hat{e}_x$ . Direct excitation from  $|g\rangle$  to  $|e\rangle$  by the simultaneous absorption of two photons occurs at a rate  $\Gamma_{ge}$ , given by Eq. (7). From upper level  $|e\rangle$ , the atom decays spontaneously to intermediate level  $|r\rangle$  at a rate  $\gamma_e$  and, from this level, at a rate  $\gamma$  to the ground state. On average, the time that it takes one atom to absorb two photons simultaneously and go back to the ground state by this spontaneous cascade decay is given by

$$t = \Gamma_{eg}^{-1} + \gamma_e^{-1} + \gamma^{-1}. \quad (9)$$

As the direction of the spontaneously emitted photons is random, the mean spontaneous radiation force in this process is given simply by the ratio of momentum change  $\hbar(k_1 + k_2)\hat{e}_x$  to time  $t$ . If the atom is moving with a velocity  $-v$  in the direction of the laser beams, this mean radiation force can be written as

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dt} = & \frac{4\hbar(k_1 + k_2)S_1S_2\gamma_e}{[1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + 4S_1S_2(1 + \gamma_e/\gamma)} \\ & \times \left\{ 1 - 8 \frac{[1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2](\delta k_1 v/\gamma^2) + [1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2][\delta_2(k_1 + k_2)v/\gamma_e^2]}{[1 + S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + 4S_1S_2(1 + \gamma_e/\gamma)} \right\} \end{aligned} \quad (10)$$

if we disregard terms of the order of  $(kv)^2/\gamma^2$ .

By adding one pair of  $k_1$  and  $k_2$  laser beams counterpropagating to the first beams we have a configuration of a two-photon one-dimensional optical molasses. In this configuration the radiation pressure reduces to  $dp/dt = -\alpha_2 v$ , where damping coefficient  $\alpha_2$  is given by

$$\begin{aligned} \alpha_2 = & \frac{-64\hbar(k_1 + k_2)S_1S_2\gamma_e}{\{[1 + 2S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + 4S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + 4S_1S_2(1 + \gamma_e/\gamma)\}^2} \\ & \times \left\{ \frac{\delta k_1}{\gamma} [1 + 4S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2] + \frac{\delta_2 k_1 + k_2}{\gamma_e} [1 + 2S_1 + (2\delta/\gamma)^2] \right\}. \end{aligned} \quad (11)$$

This damping force leads to a loss rate of kinetic energy:

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{Cool}} = -\alpha_2 v^2. \quad (12)$$

Let us now consider the heating that is due to spontaneous emission. The damping force reduces the average velocity of the atoms to zero, but the random nature of the spontaneous emission leads to a nonzero mean-square velocity. Through a straightforward generalization of the analysis of the random-walk process in one-photon molasses,<sup>31</sup> we see that the momentum diffusion constant in a two-photon molasses is given by

$$D_2 = \frac{4\hbar^2(k_1^2 + k_2^2)(2S_1)(2S_2)\gamma_e}{[1 + 2S_1 + (2\delta/\gamma)^2][1 + 4S_1S_2 + (2\delta_2/\gamma_e)^2]}. \quad (13)$$

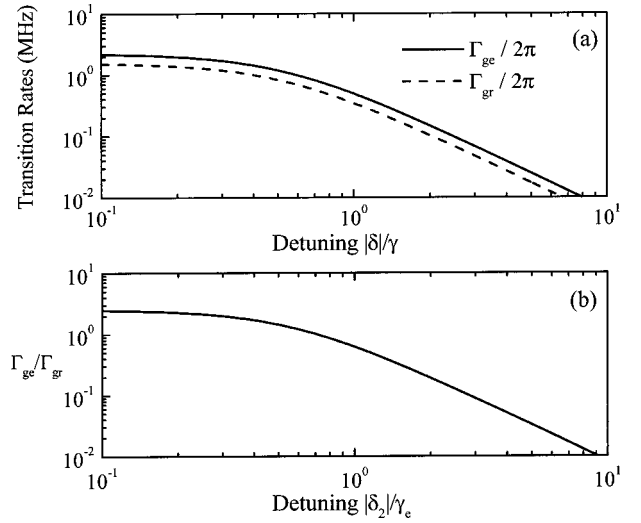


Fig. 6. (a) Transition rates for one- and two-photon processes as a function of blue laser detuning  $\delta$  normalized by the radiative linewidth of the  $^1P_1$  level with  $\delta_2 = \gamma_e/2$ . (b) Ratio of the transition rates  $\Gamma_{ge}$  and  $\Gamma_{gr}$  as a function of the two-photon detuning  $|\delta_2|$  normalized by relaxation rate  $\gamma_e$ .

Then, in this two-photon optical molasses, kinetic energy  $p^2/2M$  decreases at a rate given by Eq. (12) and increases at the following rate:

$$\left( \frac{dE}{dt} \right)_{\text{Heat}} = \frac{D_2}{M}. \quad (14)$$

When equilibrium is reached, the heating and cooling rates are equal, that is,  $(dE/dt)_{\text{Cool}} + (dE/dt)_{\text{Heat}} = 0$ . Imposing this condition, we obtain the ensemble mean-square velocity, or the temperature:

$$\begin{aligned} k_B T = & \frac{\hbar\gamma(k_1^2 + k_2^2)}{2} \frac{1}{2(k_1 + k_2)} \left\{ \frac{|\delta|}{\gamma} \frac{k_1}{[1 + (2\delta/\gamma)^2]} \right. \\ & \left. + \frac{|\delta_2|}{\gamma_e} \frac{\gamma}{\gamma_e} \frac{(k_1 + k_2)}{[1 + (2\delta_2/\gamma_e)^2]} \right\}^{-1}, \end{aligned} \quad (15)$$

which is valid for low intensities ( $S_1 \ll 1, S_1S_2 \ll 1$ ). When we take into account higher intensities of the laser



beams, the damping coefficient and the momentum diffusion constant become more complicated and the result is an increase of the temperature with increasing intensity, as in the case of one-photon optical molasses.<sup>31</sup> We recognize the first term on the right-hand side of Eq. (15),  $\hbar\gamma/2$ , as the one-photon Doppler limit, which for calcium is 831  $\mu\text{K}$ . The minimum temperature in the two-photon molasses occurs for the laser detunings  $\delta_2 = -\gamma_e/2$  and  $\delta = -\gamma/2$  and is 123  $\mu\text{K}$  for calcium.

## 5. COMBINED ONE- AND TWO-PHOTON COOLING PROCESSES

We should consider both one- and two-photon cooling processes jointly, because the  $^1S_0-^1P_1$  and  $^1S_0-^1S_0$  transitions occurs simultaneously. Depending on the detunings and intensities of the incident laser beams, one process can dominate the other. The effective damping and diffusion coefficients that jointly take into account the one- and two-photon cooling processes can be written as

$$\alpha_{\text{eff}} = \alpha_1 + \alpha_2, \quad (16)$$

$$D_{\text{eff}} = D_1 + D_2, \quad (17)$$

where the coefficients  $\alpha_1$  and  $D_1$  for one-photon optical molasses were discussed in Refs. 29 and 31. The Doppler equilibrium temperature is obtained from  $k_B T_D = D_{\text{eff}}/\alpha_{\text{eff}}$ . Figure 7 presents this equilibrium temperature as a function of saturation parameter  $S_2$  for several values of the first laser saturation parameter:  $S_1 = 0.3, 0.2, 0.1, 0.01$ , and for optimum laser detunings of  $\delta = -\gamma/2$  and  $\delta_2 = -\gamma_e/2$ . The dashed-double-dotted curve is the minimum value achieved for the two-photon cooling process, 123  $\mu\text{K}$  for calcium atoms. The limit of low intensities of the infrared laser ( $S_2 \ll 1$ ) results in a temperature expected on the basis of the two-level atom theory:  $\hbar\gamma/2k_B = 831 \mu\text{K}$  for calcium. However, for low intensities of the blue laser ( $S_1 \ll 1$ ) and with the increase of the  $S_2$  parameter, the Doppler temperature is quite reduced.

In Fig. 8(a) we present the variation of the equilibrium temperature with  $\delta$  for  $S_1$  and  $S_2$  much smaller than 1 and for typical values of  $S_1 = 0.1$  and  $S_2 = 3$ , maintain-

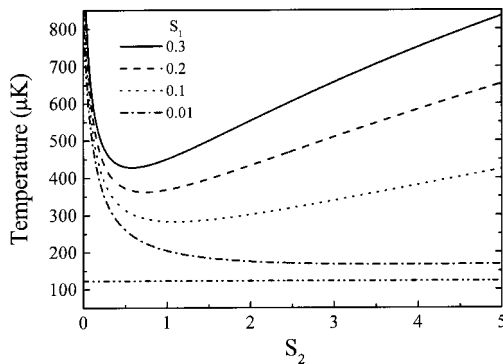


Fig. 7. Doppler temperature for calcium atoms as a function of saturation parameter  $S_2$  for several values of blue laser saturation parameter  $S_1$ , with  $\delta_2 = -\gamma_e/2$  and  $\delta = -\gamma/2$ . Dashed-double-dotted curve, minimum temperature achieved, 123  $\mu\text{K}$ .

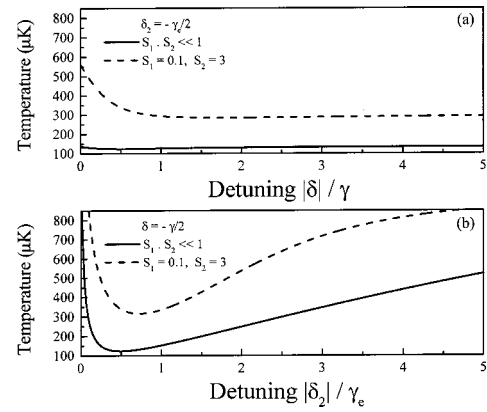


Fig. 8. Temperature as a function of (a) blue detuning  $\delta$  for  $\delta_2 = -\gamma_e/2$  and (b) two-photon detuning  $\delta_2$  for  $\delta = -\gamma/2$ , both for two laser intensities.

ing  $\delta_2 = -\gamma_e/2$ . In both cases we do not see significant variations for detuning larger than  $\gamma$ . The variation of the temperature with the two-photon detuning is presented in Fig. 8(b). In spite of the weak dependence on temperature observed with detuning  $\delta$  from the  $^1P_1$  level, the temperature varies sharply with two-photon detuning  $\delta_2$ . Again, for low laser intensities and  $\delta_2 = -\gamma_e/2$  we get 123  $\mu\text{K}$ , in agreement with Eq. (15). However, at two-photon resonance,  $\delta_2 = 0$ , the equilibrium temperature is larger than the one-photon Doppler limit of 831  $\mu\text{K}$  for the 423-nm transition.

An important parameter is the capture velocity, which is of the order of  $\gamma/k_1 = 14.7 \text{ m/s}$  for one-photon cooling in calcium atoms.<sup>29</sup> In general the expression for the average radiation pressure reduces to  $dp/dt = -\alpha_2 v / (1 + v^2/v_c^2)$ , and the capture velocity for two-photon cooling is a little smaller, of the order of  $v_c = |\delta + \delta_e| / (k_1 + k_2)$ . We find that  $v_c = 6 \text{ m/s}$  for the optimum detunings,  $|\delta| = \gamma/2$  and  $|\delta_e| = \gamma_e/2$ , and is much larger than the mean velocity of the atoms already cooled in the first cooling process:  $v_{\text{rms}} = (\hbar\gamma/2M)^{1/2} = 41.6 \text{ cm/s}$ . This fact ( $v_{\text{rms}} \ll v_c$ ) implies that the initial number of atoms that were captured in the first cooling stage should be transferred completely into the second stage, resulting in a significant number of colder atoms. In other words, the transfer efficiency from the first (one-photon) to the second (two-photon) stage basically should be 100%. Thus the two-photon cooling should be efficiently used as a second stage, after initial precooling with the  $^1S_0-^1P_1$  transition, just by addition of the extra laser with frequency  $\omega_2$  and a linewidth of approximately a megahertz. This is considerably simpler than quench cooling, which requires a narrow, stabilized laser to drive the intercombination transition (remember that it is a clock transition), in addition to the quench laser.

Finally, we can analyze the main loss mechanisms that can limit the efficiency of two-photon Doppler cooling. The first is spontaneous decay from the  $(4s4p) ^1P_1$  to the  $(3d4p) ^1D_2$  level at a rate  $\gamma_{PD} = 2180 \text{ s}^{-1}$  (Fig. 1) that was mentioned in Section 3. The second is spontaneous decay from the  $(4s5s) ^1S_0$  level to the  $^3P_1$  level at 553 nm,<sup>8</sup> which occurs at a rate of 2440 (600)  $\text{s}^{-1}$ . Both processes have small rates compared with the two-photon rate. A third process is due to multiphoton ionization

from the excited state ( $4s5s$ )  $^1S_0$ , which could be connected to the ( $3d6p$ )  $^1P_1$  level above the ionization limit by a photon at 423 nm. The photoionization rate for this process is<sup>32</sup>  $\Gamma_{\text{ion}} = \sigma_{\text{ion}}(\omega_1) \times I(\omega_1)/(\hbar\omega_1)$ , where  $\sigma_{\text{ion}}(\omega_1)$  is the photoionization cross section at the blue laser frequency. Although the cross section for state ( $4s5s$ )  $^1S_0$  is not known, we can make an estimate of  $\Gamma_{\text{ion}}$  by using the cross section for state ( $4s5s$ )  $^3S_1$ , which was measured by Brinkmann *et al.*<sup>33</sup> for calcium at a wavelength of 488 nm,  $\sigma_{\text{ion}}(\omega_1) = 1.1 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ . We find a negligible rate  $\Gamma_{\text{ion}} = 0.14 \text{ s}^{-1}$  for  $I(\omega_1) = 6 \text{ mW/cm}^2$  ( $S_1 = 0.1$ ). The branching ratio of the ionization process with respect to the spontaneous decay to intermediate level  $|r\rangle$  and from this to the ground state should be very low,  $\Gamma_{\text{ion}}/(\Gamma_{\text{ion}} + \gamma_e + \gamma) = 6 \times 10^{-10}$ , because  $\Gamma_{\text{ion}} \ll \gamma_e, \gamma$  for small values of intensity of the 423-nm laser.

## 6. CONCLUSIONS AND PROSPECTS

We have described our system for atomic beam deceleration and magneto-optical trapping of calcium atoms that uses the strong dipole transition of calcium at 423 nm. An on-axis MOT is loaded from an atomic beam, which is decelerated by a laser focused near the MOT center. For an on-axis MOT the decelerating beam can seriously disturb the trapped atoms. Our technique avoids this disturbance and permits the use of a single laser for deceleration and trapping, leading to a simplification of the experimental apparatus and efficient use of laser power, because no frequency shifter (modulator) is required. We have shown that this scheme has quite good efficiency by comparing it with deceleration with an independent laser that is mode matched to the atomic beam.

We have also discussed the possibility of two-photon laser cooling of calcium by use of a  $^1S_0$ - $^1S_0$  transition. We considered excitation with laser beams at 423 and 1034 nm, to take advantage of the  $^1P_1$  state as a virtual level to enhance the two-photon scattering rate. A Doppler cooling limit near 123  $\mu\text{K}$  was found at optimum conditions. This technique can be used efficiently as a second stage of cooling, permitting 100% transfer efficiency from the first stage. It is also simpler than quench cooling and can be useful for subsequent loading of an optical dipole trap. This might be an important step toward achievement of an all-optical Bose-Einstein condensate for calcium.

## ACKNOWLEDGMENTS

This research was supported by the Brazilian government agencies Fundae, ão de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo (including its Optics and Photonics Center), Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, and Fundo de Aposo a Pesquisa da Universidade Estadual de Campinas. F. C. Cruz benefited from fruitful discussions with C. W. Oates, J. C. Bergquist, W. M. Itano, N. Beverini, and A. Hemmerich.

F. C. Cruz's e-mail address is flavio@if.unicamp.br.

## REFERENCES

1. E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. E. Pritchard, "Trapping of neutral atoms with radiation pressure," *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631-2634 (1987).
2. C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox, and L. Hollberg, "A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms: sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection," *Eur. Phys. J. D* **7**, 449-460 (1999).
3. Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, and J. Helmcke, "High-resolution spectroscopy with laser-cooled and trapped calcium atoms," *Appl. Phys. B* **59**, 89-98 (1994).
4. T. Udem, S. A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist, and L. Hollberg, "Absolute frequency measurements of the  $\text{Hg}^+$  and Ca optical clock transitions with a femtosecond laser," *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996-4999 (2001).
5. F. Riehle, H. Schnatz, G. Zinner, K. Zeiske, B. Lipphardt, and J. Helmcke, "Calcium optical frequency standard based on atom interferometry," *Laser Phys.* **6**, 237-243 (1996).
6. T. Kurosu, G. Zinner, T. Trebst, and F. Riehle, "Method for quantum-limited detection of narrow-linewidth transitions in cold atomic ensembles," *Phys. Rev. A* **58**, R4275-R4278 (1998).
7. T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstaubler, E. M. Rasel, and W. Ertmer, "Doppler cooling and trapping on forbidden transitions," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 123002-123005 (2001).
8. E. A. Curtis, C. W. Oates, and L. Hollberg, "Quenched narrow-line laser cooling of  $\text{Ca}^{40}$  to near the photon recoil limit," *Phys. Rev. A* **64**, 031403-1-031403-4 (2001).
9. M. Machholm, P. S. Julienne, and K. A. Suominen, "Calculations of collisions between cold alkaline-earth-metal atoms in a weak laser field," *Phys. Rev. A* **64**, 033425-033443 (2001).
10. G. Woehl, G. D. Garcia, F. C. Cruz, D. Pereira, and A. Scalabrin, "Deceleration of a calcium atomic beam with a frequency-doubled diode laser," *Appl. Opt.* **38**, 2540-2544 (1999).
11. J. A. Neuman, P. Wang, and A. Gallagher, "Robust high-temperature sapphire cell for metal vapors," *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3021-3023 (1995).
12. H. J. Onisto, R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Frequency doubled and stabilized all-solid-state Ti:sapphire lasers," *Opt. Eng.* **41**, 1122-1127 (2002).
13. R. J. Napolitano, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, "Adiabatic following conditions for the deceleration of atoms with the Zeeman tuning technique," *Opt. Commun.* **80**, 110-114 (1990).
14. S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerston, and V. S. Bagnato, "'Dark-spot' atomic-beam slowing for on-axis loading of traps," *Phys. Rev. A* **59**, 882-885 (1999).
15. R. L. Cavasso Filho, D. A. Manoel, D. R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "On-axis calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser," submitted to *Phys. Rev. A*.
16. D. A. Manoel, R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity," *Opt. Commun.* **201**, 157-163 (2002).
17. N. Beverini, F. Giammanco, E. Maccioni, F. Strumia, and G. Vissani, "Measurement of the calcium  $^1P_1$ - $^1D_2$  transition rate in a laser-cooled atomic beam," *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2188-2193 (1989).
18. A. Derevianko, "Feasibility of cooling and trapping metastable alkaline-earth atoms," *Phys. Rev. Lett.* **87**, 023002-023005 (2001).
19. T. Kurosu and F. Shimizu, "Laser cooling and trapping of alkaline earth elements," *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 908-912 (1992).
20. T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz, and T. W. Mossberg, "Power dependent loss from an ytterbium magneto-optic trap," *Phys. Rev. A* **61**, 051401-051404 (2000).
21. R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C.

- Cruz, "Excited-state-population-dependent loss from a calcium magneto-optical trap," submitted to J. Phys. B.
22. R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F. C. Cruz, "Observing negligible collision trap losses: the case of alkaline-earth metals," Phys. Rev. A (to be published).
  23. H. Katori, T. Ido, Y. Isoya, and M. Kuwata-Gonokami, "Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature," Phys. Rev. Lett. **82**, 1116–1119 (1999).
  24. T. Kuwamoto, K. Honda, Y. Takahashi, and T. Yabuzaki, "Magneto-optical trapping of Yb atoms using an intercombination transition," Phys. Rev. A **60**, R745–R748 (1999).
  25. F. Diedrich, J. C. Bergquist, W. M. Itano, and D. J. Wineland, "Laser cooling to the zero-point energy of motion," Phys. Rev. Lett. **62**, 403–406 (1989).
  26. W. Demtröder, *Laser Spectroscopy* (Springer-Verlag, Berlin, 1996).
  27. R. Loudon, *The Quantum Theory of Light* (Clarendon, London, 1983).
  28. K. D. Bonin and T. J. McIlrath, "Two-photon electric-dipole selection rules," J. Opt. Soc. Am. B **1**, 52–55 (1984).
  29. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999).
  30. J. H. Marquardt, F. C. Cruz, M. Stephens, C. Oates, L. W. Hollberg, J. C. Bergquist, D. F. Welch, and D. Mehuys, "Grating-tuned semiconductor MOPA lasers for precision spectroscopy," in *Application of Tunable Diode and Other Infrared Sources for Atmospheric Studies and Industrial Process Monitoring*, A. Fried, ed., Proc. SPIE **2834**, 34–40 (1996).
  31. P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts, and C. I. Westbrook, "Optical molasses," J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084–2107 (1989).
  32. Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1980).
  33. U. Brinkmann, W. Hartig, H. Telle, and H. Walther, "Isotope selective photoionization of calcium using two-step laser excitation," Appl. Phys. **5**, 109–115 (1974).

# Calcium Magneto-Optical Trap Loaded from a Decelerated Atomic Beam

Reinaldo L. Cavasso Filho, Daniela A. Manoel, Davi R. Ortega,  
Artemio Scalabrin, Daniel Pereira, and Flavio C. Cruz

*Instituto de Física 'Gleb Wataghin', Universidade Estadual de Campinas,  
CP.6165, Campinas, SP, 13083-970, Brazil*

Received on 10 October, 2002.

We describe a new system for laser cooling and trapping of neutral Calcium atoms employing the  $^1S_0 - ^1P_1$  resonant transition at 423 nm. An on-axis magneto-optical trap (MOT) is loaded from a Zeeman decelerated atomic beam. When a single laser is used, in order to avoid perturbation of the trap by the deceleration laser beam, this one has been tightly focused near the MOT center, with a waist size much smaller than the atomic cloud. In order to test the efficiency of this novel technique, we have then employed a second, independent decelerating laser, with a profile mode matched to the atomic beam. For an oven temperature of 580°C this system can load  $1.2(2) \times 10^7$  atoms in 16(1) ms. By the spatial extension of the atomic cloud the one dimension rms velocity was estimated to be 136(12) cm/s, corresponding to a temperature of 9(2) mK. The variation of the number of trapped atoms as a function of laser detuning and intensity, trap magnetic field gradient and oven temperature is analyzed. Spatial structures of the trapped atoms, like stable rings created by vortex forces, have been observed. This is the first time that these structures, already observed in alkali-metal elements, are reported in MOTs of alkaline-earth elements.

## 1 Introduction

Laser cooling and trapping of alkaline-earth atoms is receiving increasing attention in the past years due, for example, to interests in optical frequency standards and clocks, investigation of cold collisions or the possibility to extend the quantum degenerate regime to these elements, possibly by all-optical means. The almost closed  $^1S_0 - ^1P_1$  resonant transition, between the ground state and the first singlet state of these elements has a large natural width (34.6 MHz for Ca), which makes it excellent for laser manipulation by radiation pressure. However, the wavelength of this transition requires a laser in the blue or violet region (423 nm for Ca), which also in principle needs to be powerful because saturation parameters of atomic transitions are correspondingly higher in this region. This partially accounts for the relatively small number of groups that had or have been working in laser cooling and trapping of alkaline-earths and, in particular, Calcium [1-4]. On the other hand, the spin forbidden  $^1S_0 - ^3P_1$  intercombination transition of alkaline-earths, also departing from the ground state, has low transition rate and consequent narrow linewidth. For Calcium, this linewidth is only 408 Hz [1]. This transition has been used for experiments in high resolution and precision spectroscopy [5], atomic interferometry [6], optical frequency standards and clocks [3, 7], and laser cooling and trapping into microKelvin temperatures [8, 9]. The recent advent of frequency measurements in the optical region with femtosecond lasers [10] has made Calcium a promising candidate for a unified standard of length, frequency and time.

In this paper we give a detailed characterization of our system for laser cooling and trapping Calcium atoms with the  $^1S_0 - ^1P_1$  transition at 423 nm. Among several possible applications, we intend to use this system for an optical clock based on the intercombination transition at 456 THz. In Section 2, we describe the experimental apparatus for production of the atomic beam, the Zeeman slower and the on-axis MOT. In Section 3, we discuss how we estimate the number of trapped atoms when the atomic cloud is comparable to the laser waist sizes. An analysis of the number of trapped atoms with the slower laser power, detuning and magnetic field gradient, when decelerating and trapping with the same laser, is presented in Section 4. We show that 10 mW at 423 nm is enough power to decelerate and trap Calcium. Spatial structures of trapped atoms, created by vortex forces, are also reported in this section. In Section 5, we discuss our results for independent atomic beam deceleration with a second laser. The temperature of the atomic ensemble is estimated by the Gaussian profile of the atomic cloud in Section 6. Finally, the conclusions are summarized in Section 7.

## 2 Experimental Apparatus

Figure 1 shows a schematic diagram of the experimental apparatus. The atomic beam is produced in a stainless steel cylindrical oven with an exit aperture of 2 mm [11]. The oven chamber is connected to a 240 l/s turbo pump and has two sapphire optical windows which allows saturation ab-



sorption spectroscopy in the high atomic flux environment near the oven. The atomic beam collimation is defined by another 2 mm aperture, 15 cm apart from the oven one. It connects the oven chamber with an all-glass chamber for the atomic beam and MOT. Screws are used to fix the oven chamber to the table and to adjust the beam angle. Most of the atoms are lost by not passing through this collimating hole. Although the generation of the atomic beam in this way is not very efficient, the system can be operated continuously at temperatures near 480°C by several months without need for filling Calcium [12]. At these temperatures, the flux of atoms in the atomic beam was estimated to be  $3.2(5) \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ . By operating the system at temperatures higher than 600°C, the useful time drops to around one week, under daily use.

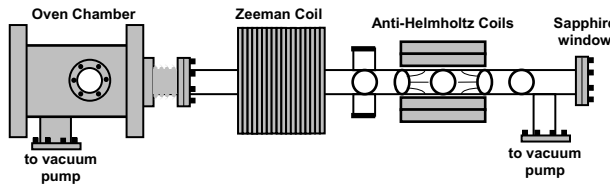


Figure 1. Schematic diagram of the atomic beam and MOT experimental apparatus. It shows, from left to right: the oven chamber, the slower and MOT glass chamber with 14 AR coated windows and one Sapphire window at the right end. Also shown is the 18 sections Zeeman magnet and the anti-Helmholtz trap coils.

The atomic beam slower and MOT chamber consist of a 90 cm long PIREX glass tube with 14 optical windows, AR coated for 423 nm and 657 nm, plus a Sapphire window at the tube end, for coupling the decelerating laser beam. The 22 cm long Zeeman magnet is composed of 18 independent sections, 1 cm long each, rolled in a water-cooled copper cylindrical basis. With all section at 1 A, for example, the maximum magnetic field is 780 Gauss. This allows deceleration of all atoms with velocities lower than 460 m/s, which corresponds to 13% of the velocity distribution when the oven is at 480°C. By adjusting the currents of each section it is possible to optimize the magnetic field profile for deceleration. After the Zeeman magnet, 47 cm downstream from the oven chamber collimation aperture, there are two pairs of AR coated windows. They can be used for a 2-D optical molasses to transversally cool the atomic beam, a 2-D trap to also compress it, or even for spectroscopy. After these windows, we have the MOT chamber, 60 cm downstream from the collimation aperture, with six AR coated windows in the horizontal plane and two in the vertical plane. One horizontal pair of windows, perpendicular to the atomic beam direction, is used for spectroscopy or for monitoring the fluorescence with a calibrated photodiode and a CCD camera. The other windows are used for the trapping laser beams. Around the vertical windows, two air-cooled anti-Helmholtz coils are attached in the MOT chamber. For a current of 1 A, these coils produce vertical and horizontal field gradients of 63 and 32 Gauss/cm. After 13 cm from the MOT center we have an additional horizontal pair of AR coated windows, which can also be used for spectroscopy. After this, there is a connection to another 240 l/s turbo pump. At the tube end, 90 cm from the oven chamber aperture, we have

a sapphire window. This window is heated up to 250°C to prevent deposition of Calcium atoms from the atomic beam [13]. Typical background pressure in the MOT chamber is  $5 \times 10^{-8}$  mbar, when the oven is switched off and  $10^{-7}$  mbar when the atomic beam is on.

To generate the coherent radiation at 423nm, for deceleration, cooling and trapping, we are using a homemade frequency doubled and stabilized Ti:Sapphire laser [14]. With this laser, we are able to generate 65 mW of useful power at 423 nm, when pumping with 5 Watts at 532 nm. The thermal drift of the Ti:Sapphire laser locked to a Fabry Perot quartz cavity is less than 30 MHz per hour in normal operating conditions, without any temperature stabilization or environmental isolation. Therefore this laser does not require further stabilization to an atomic reference line. The 2nd harmonic beam is split in four beams of same power. One of these is used for Zeeman deceleration and the other three are used in the standard retroreflected  $\sigma_+ - \sigma_-$  3D MOT configuration [15]. The power unbalance in each direction due to window losses is less than 5%, which has no significant effect in the position of the atomic cloud. The laser intensity has a Gaussian shape:

$$I(r) = I_0 \exp(-r^2/w^2) \quad (1)$$

where  $w$  is the waist size and  $r$  is the transverse direction. The six trap beams have equal waist sizes, measured to be 1.40 (5) mm. Peak intensities  $I_0$  up to 200 mW/cm<sup>2</sup> per each MOT beam can be obtained.

We have implemented an on-axis trap, where the MOT is located within the atomic beam, which has a diameter of 2 cm at the MOT position. Several configurations have been tested with similar results, with the MOT more or less centered with respect to the atomic beam. One of the problems of an on-axis trap, loaded from an atomic beam decelerated with the same laser, is that this one very much disturbs the trapped atomic cloud. One solution to this problem is to shift the slowing laser frequency far from resonance, for example with an acousto-optical modulator. An adjustment of the Zeeman slower magnetic field is then required to bring the outcome velocity of the decelerated atoms to the same value [16]. Another solution uses a slower laser with a central "dark spot" [17]. Both share the problem of laser power consumption, which is not desired when dealing with alkaline-earth elements. We have employed another solution, which consists in focusing the counterpropagating slower laser beam to a spot size of about 20  $\mu\text{m}$ , dislocated 2 mm from the trap in the transverse plane. This avoids any perturbation of the trapped atoms due to radiation pressure of the decelerating laser. The slowed atoms are captured in a traditional  $\sigma_+ - \sigma_-$  3D MOT configuration [15].

### 3 Number of Trapped Atoms

The number of trapped atoms is estimated by the scattered light power. In the presence of six laser beams of same intensity  $I$ , the scattered power by one atom is given simply by the product of the photon energy and the scattering rate

[18]:

$$P_1 = h\nu \frac{\gamma}{2} \left[ \frac{6I/I_s}{1 + 6I/I_s + 4\delta^2/\gamma^2} \right], \quad (2)$$

where  $h$  is the Planck constant,  $\nu$  is the photon frequency,  $\gamma$  is the angular natural linewidth,  $I_s$  is the saturation intensity, and  $\delta$  is the laser detuning. For the Calcium resonant transition  $^1S_0 - ^1P_1$ ,  $\nu=710$  THz,  $\gamma = 234.6$  MHz, and  $I_s=59.9$  mW/cm<sup>2</sup> [19]. Assuming that all atoms are subjected to the same total laser intensity  $6I$ , then the total scattered power is simply  $N P_1$ . This holds only when the laser waist size is large in comparison with the atomic cloud extension, in which case  $I = I_0$ . In a more realistic situation, the atoms spatial extent is not negligible with respect to the laser waist sizes and we have to take into account the Gaussian laser profile over the atomic density distribution  $n(r)$ . In other words, we have to consider an effective intensity as an ensemble average:

$$I_{eff} = \frac{1}{N} \int I(r)n(r)d^3r. \quad (3)$$

In the case of alkaline-earth elements, for densities below  $10^{11}$  cm<sup>-3</sup>, the spatial distribution of the atomic cloud is Gaussian [20]. The MOT "spring constant" depends directly on the magnetic field gradient [19]. Therefore the cloud is smaller in the direction of the higher magnetic field gradient,  $z$ , and larger in the plane where the gradient is lower, plane  $xy$ . For moderated densities we can thus write:

$$n(r) = n_0 \exp\left(\frac{-z^2}{a_z^2}\right) \exp[-(x^2 + y^2)/a^2], \quad (4)$$

where  $n_0$  is the peak density,  $a_z$  is the width of the atomic cloud in the vertical direction and  $a$  is the width in the horizontal plane. In our case, we typically have a vertical field gradient of 63 Gauss/cm and half of this value in the horizontal plane. Integration of Eq.(4) in an infinite volume give us the total number of atoms as  $N = n_0 \pi^{3/2} a_z a^2$ . Assuming that all six laser beams have the same intensity and waist, we get from Eq.(3) the following effective total intensity:

$$I_{eff} = \frac{2I_0}{\sqrt{1 + a^2/w^2}} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + a^2/w^2}} + \frac{2}{\sqrt{1 + a_z^2/w^2}} \right), \quad (5)$$

which for small atomic clouds goes to  $6I_0$ , as expected. The ensemble average power scattered per atom is then given by Eq.(2) by just replacing the term  $6I$  by the effective intensity,  $I_{eff}$ . We have estimated in this way the number of atoms as a function of several parameters.

## 4 Atomic Beam Deceleration With a Focused Laser

To measure the number and the spatial extension of the trapped atoms we use the two horizontal windows of the MOT chamber with the CCD camera and the calibrated photodiode. Figure 2 shows a series of ten pictures of the trapping region for several laser detunings. For the first picture

in the left the laser detuning is 84 MHz to the blue side of the resonance, changing by 28 MHz to the red for each picture in the sequence. In these pictures we also observe the Doppler-free atomic beam fluorescence due to the vertical laser beams. In the first three pictures, with decreasing blue detunings, we observe two well defined clouds separated spatially. The reason for this effect is the Zeeman splitting of the excited  $^1P_1$  level in the trap quadrupole magnetic field and the symmetric laser configuration  $\sigma_+ - \sigma_-$  in this direction. At resonance, the fluorescence of the  $\sigma_+$  beam occurs at same position of the  $\sigma_-$  beam. With this spatial splitting we estimate the atomic resonance with an uncertainty of 5 MHz, for a field gradient of 63 Gauss/cm. This accuracy is limited by the divergence of the atomic beam, estimated to be 5 mrad. The resolution of the CCD camera, near 40  $\mu$ m in our case, plays a minor role in the uncertainty. In this way, we are determining the atomic resonance just by looking at this Zeeman spatial splitting in the CCD image. The detuning is then given by the excursion of the PZT that tunes the reference Fabry-Perot cavity of the Ti:sapphire laser, which has a coefficient of 27.8 MHz/Volt at the 2<sup>nd</sup> harmonic.

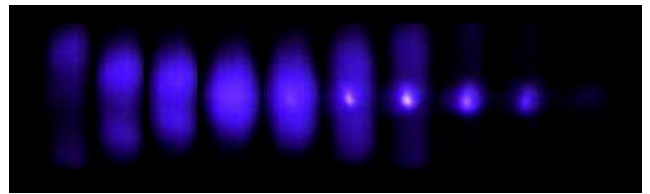


Figure 2. Pictures of the Calcium MOT central region taken under ordinary snapshot conditions for several laser detunings. The first picture in the left corresponds to a blue detuning of 84 MHz. In the next ones the detuning changes by 28 MHz to the red from picture to picture.

By analyzing the central lines of the CCD image, we obtain the horizontal and vertical spatial distributions, as showed in Figure 3, for a red detuning of 45 MHz and a field gradient of 41 Gauss/cm. To obtain these intensity profiles we subtracted from the picture of the trapped atoms another picture in the same conditions, but without the slower laser beam, to get ride of the atomic beam background fluorescence.

Figures 2 and 3, showing near spherical Gaussian distributions, were obtained with a careful alignment of the trapping laser beams. For small misalignments, we obtain different spatial structures of the trapped atoms. Figure 4 shows a situation of alignment that produces a stable ring of trapped atoms. These kinds of structures have already been reported for MOTs of alkali-metal elements [21]. The explanation of these spatial modes is related to a vortex force that appears with the misalignment of the MOT beams [21, 22]. In our situation, where the laser intensity is high and the waist size is small, such structures are easily observed even for small misalignments. The theoretical models that explain this behavior assume a two level atom, with  $J''=0$  and  $J'=1$  levels, which is far from the real case for alkali-metal elements already experimentally studied. On the other hand, an analysis of such structures in MOTs of alkaline-earth elements can provide us a direct comparison with the models.

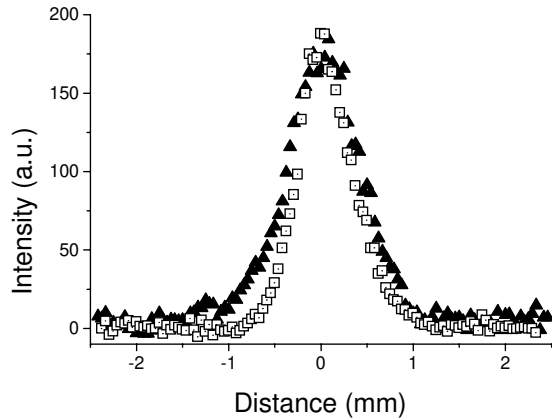


Figure 3. Atomic cloud vertical (triangles) and horizontal (squares) distribution.

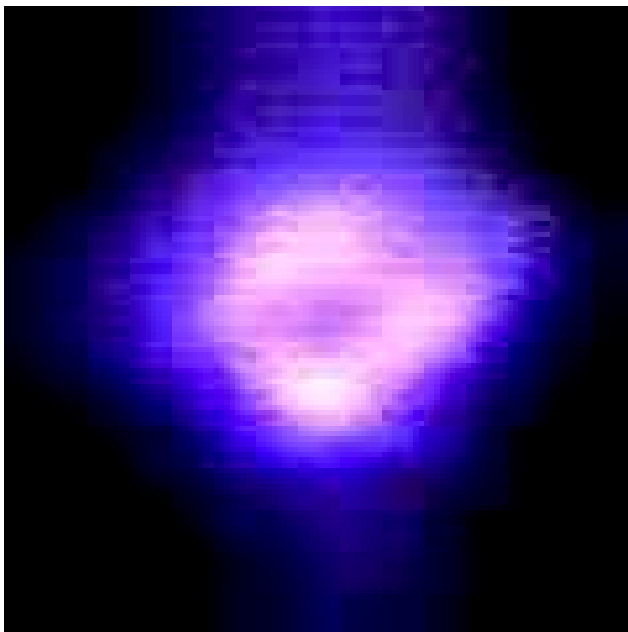


Figure 4. Picture of the MOT central region ( $5 \times 5 \text{ mm}^2$ ) showing a stable ring structure of trapped atoms.

To measure the total number of trapped atoms, we image the atomic cloud in a calibrated photodiode and take into account the considerations discussed in section 3. To get rid of the background signal due to the atomic beam fluorescence we modulate the slower laser beam with a mechanical shutter. By positioning this shutter at a telescope focus, we obtain a  $100 \mu\text{s}$  switch-on or off time. The laser remains on or off for around 100 ms.

In Figure 5 we present the number of trapped atoms as a function of laser detuning, for 10 mW per each trap and slower beam, a vertical field gradient of 63 Gauss/cm and oven temperature of  $480^\circ\text{C}$ . The peak number of  $9(1) \times 10^5$  atoms occurs for a red detuning of  $97(5)$  MHz, or  $2.8(1)$  atomic linewidths. The uncertainty in the estimated number comes mainly from the uncertainty in the solid angle covered by the detection system. For a fixed total laser power, the optimum detuning that maximizes the number does not change significantly with the field gradient, although the

maximum atom number does, as we can see in Figure 6.

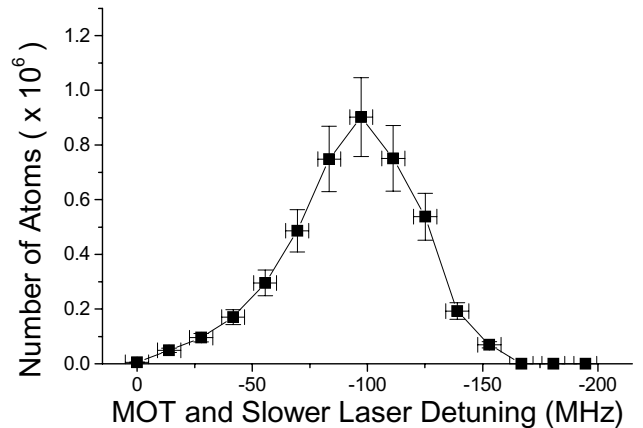


Figure 5. Number of trapped atoms as a function of the laser detuning for a total laser power of  $52(1)\text{mW}$ , a vertical field gradient of 63 Gauss/cm and an oven temperature of  $480(1)^\circ\text{C}$ .

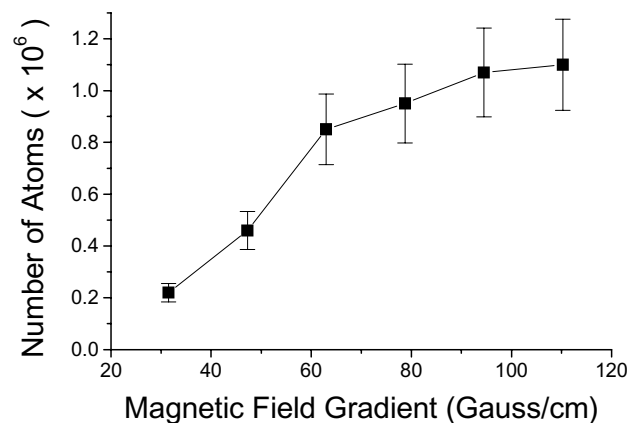


Figure 6. Maximum number of trapped atoms as a function of gradient of the vertical MOT field. Horizontal gradient is half of vertical.

Keeping the power of the trapping beams constant, at 10 mW per beam, for a vertical field gradient of 63 Gauss/cm we changed the power of the slower beam and measured the variation in the number of trapped atoms, as shown in Figure 7. The gain in trapped atom number from a slowing power of 2.5 mW to 5 mW is more than 100% while the gain from 5 mW to 10 mW is just 30%. This means that it is not necessary to have large laser powers in the Zeeman slowing beam when using low oven temperatures. Of course, larger temperatures will produce larger atom flux that will require more laser power to decelerate the same fraction of the atomic distribution. Figure 8 shows the result of a variation only in the oven temperature, keeping all other parameters fixed (detuning:  $-100$  MHz, 10 mW per each trap and slower beam and a vertical field gradient of 63 Gauss/cm).

## 5 Decelerating and Trapping With Independent Lasers

In order to test the efficiency of the focusing slower laser technique we employed an independent laser to decelerate

the atomic beam. This laser source is a frequency doubled diode laser in an alternative extended cavity, described elsewhere [23]. To measure the doubled diode laser detuning we beat its first harmonic with the Ti:Sapphire laser in a fast photodetector. The thermal drift of the diode laser was determined to be less than 5 MHz per minute, which enable us to perform a series of measurements in a few minutes. The 8.5 mW 2<sup>nd</sup> harmonic output of the diode laser is beam shaped in a telescope to approximately mode match the atomic beam spreading. Keeping the detuning of the MOT beams constant, at -84 (10) MHz, we scan the slower frequency and the result is showed in Figure 9. The maximum number of atoms occurs for a slower detuning of - 438 (15) MHz. By changing the MOT detuning, the optimum value for the slower detuning changes correspondingly, as we can see in Figure 10.

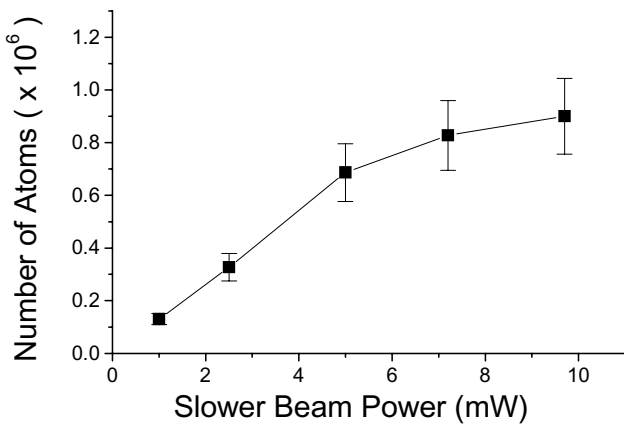


Figure 7. Variation in the power of slower laser beam for the same situation described in Figure 4.

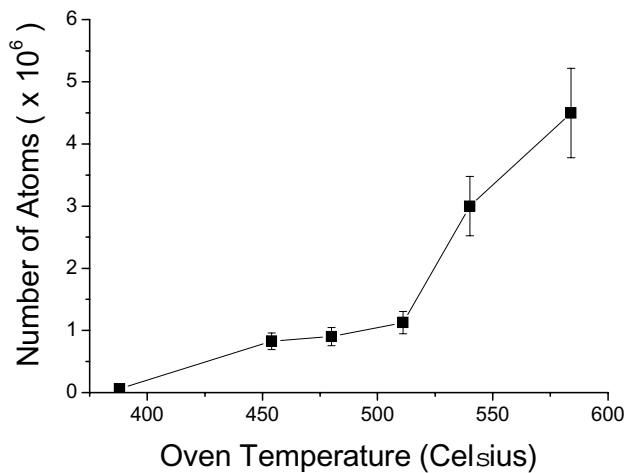


Figure 8. Number of trapped atoms as a function of oven temperature.

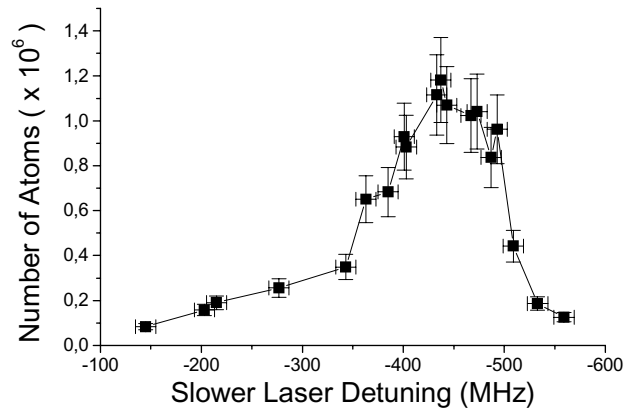


Figure 9. Number of atoms for a fixed MOT detuning of -84 (10) MHz.

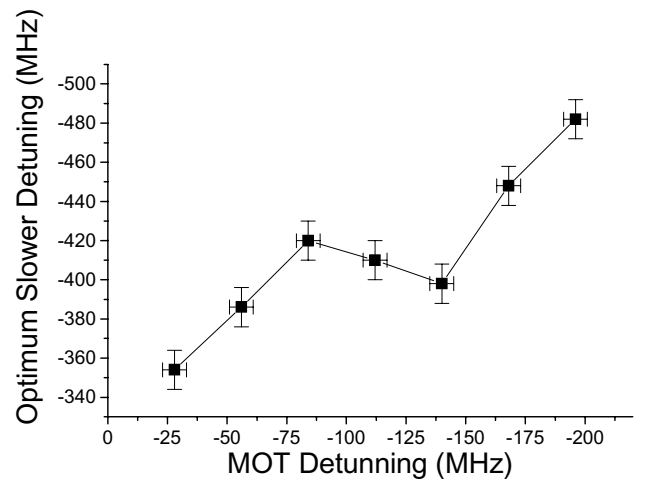


Figure 10. Optimum detuning of the slower laser as a function of detuning of MOT beams (vertical field gradient = 63 Gauss/cm).

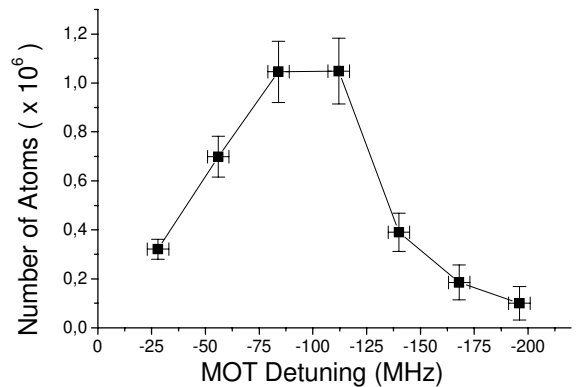


Figure 11. Number of trapped atoms as a function of detuning of the MOT laser, with the slower detuning optimized for each MOT detuning value.

The number of atoms in the situation where the slower is optimized for each value of the MOT detuning is showed in Figure 11, for a trap vertical field gradient of 63 Gauss/cm. We note that the optimum frequency difference between the MOT and the slower beam is practically independent of the MOT detuning. Moreover, the MOT detuning that optimizes the number of atoms is basically the same as when slowing with the same laser. However, with the independent slower

we could trap 25 % more atoms. This means that the technique of focusing slower has a good efficiency in the trap loading.

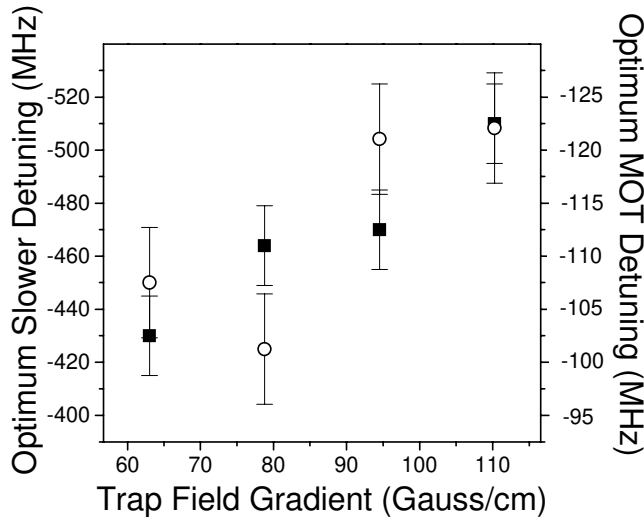


Figure 12. Optimum slower (squares) and MOT (circles) detuning as a function of trap field gradient.

The optimum detuning of the decelerating laser is a compromise between the flux of slow atoms going into the trap and the loss due to the radiation pressure of the slower laser beam in the trapped atoms. This detuning changes considerably with the trap field gradient, although the optimum MOT detuning does not, as we can see in Figure 12.

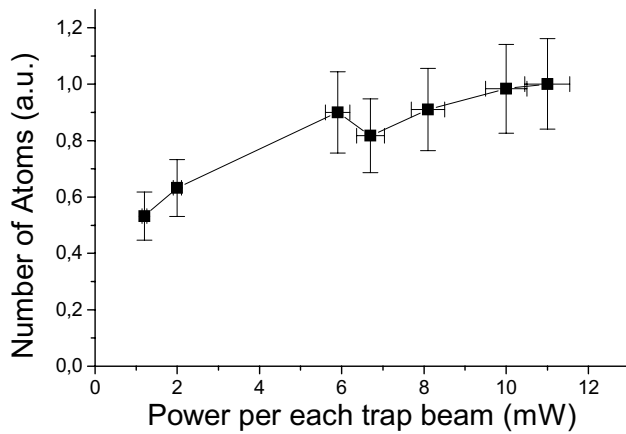


Figure 13. Number of atoms as a function of power on each MOT laser beam.

An interesting result that we could obtain with the independent slower is sketched in Figure 13. It shows the number of trapped atoms when the power in each MOT beam is changed from 1 to 11 mW, while the power and detuning of the slower laser are fixed, causing a constant flux of slow atoms into the MOT capture volume. The result is a very small variation in the number of trapped atoms. A variation of more than ten times in power produces a change of less than two in the number of trapped atoms. Combining this result with that obtained in Figure 7, where we vary the power of the slower beam, we conclude that relatively low power is needed to decelerate a Calcium beam and trap the slowed atoms. Ten milliwatts at 423 nm is more than suffi-

cient, with most of the power into the slower beam to assure adiabatic following during deceleration [16].

We already mentioned that slowing the atomic beam independently increases the number of trapped atoms by 25 %. This holds for field gradients below 80 Gauss/cm. By rising the field gradient, the ratio between the optimum number of trapped atoms, when slowing independently or with the focusing laser beam, increases as shown in Figure 14. The maximum field gradient achieved is limited by the heating of our air-cooled anti-Helmholtz coils. For a field gradient of 110 Gauss/cm and an oven temperature of 580°C we obtain a number of  $1.2 (2) \times 10^7$  atoms in the trap.

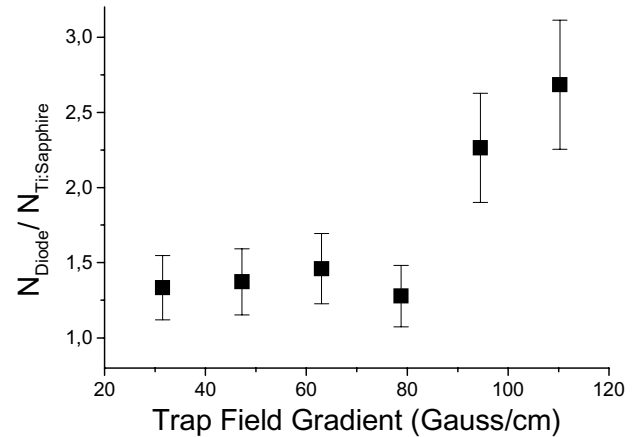


Figure 14. Ratio between the number of trapped atoms when decelerating the atomic beam with an independent laser (diode laser) or with the same laser (Ti:sapphire) used for the MOT.

## 6 Storage Time and Temperature

The modulation of the slower laser beam allows us not only to measure the number of trapped atoms in the background of the atomic beam fluorescence but also the trap lifetime. Figure 15 shows a typical curve of the decay and load process, for low power MOT beams. We observe an exponential decay of 15.4(8) ms, similar to other reported Calcium MOTs [1-4]. The accuracy of this measurement is limited by our detection system. This lifetime is not limited by the imperfect vacuum environment, but by the optical pumping of the  $^1D_2$  level [24]. The transition from the  $^1P_1$  level to the  $^1D_2$  has a probability  $10^5$  times lower than the probability to decay to the ground state [25]. From the  $^1D_2$  level the atom can decay to the metastable  $^3P_2$  level ( $\tau \approx 2$  hours, [26]), to the  $^3P_1$  or directly to the ground state. By the Einstein coefficients of these transitions, we know that around 22% of the atoms decay to the  $^3P_2$  level and are lost from the trap. The remaining have some probability to be recaptured, depending on the trap volume [24]. The lifetime of our Calcium MOT shows a behavior similar to that observed for Ytterbium atoms [27]. A detailed analysis of the loss mechanisms in our trap will be described elsewhere [28]. An strategy to increase the lifetime, by decreasing the loss rate and therefore increasing the number of atoms, is to transfer the population of the  $^1D_2$  level to the  $5^1P_1$  level with a repump laser at 672 nm. From the  $5^1P_1$  level the

atoms decay rapidly to the ground state ( $1.2 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$  [25]) and are recaptured. This scheme was demonstrated by the NIST [3] and the Hamburg group [29], where lifetimes of 84 and 72 ms were achieved respectively. By lowering the linear loss rate due to the optical pumping of the  $^1D_2$  level, the Hamburg group observed a non-exponential decay, which was attributed to inelastic two-body collisions between cold Calcium atoms. Even without the repump laser at 672 nm, we have observed small differences between the load and decay times, which are also related to cold collisions in the trap [30].

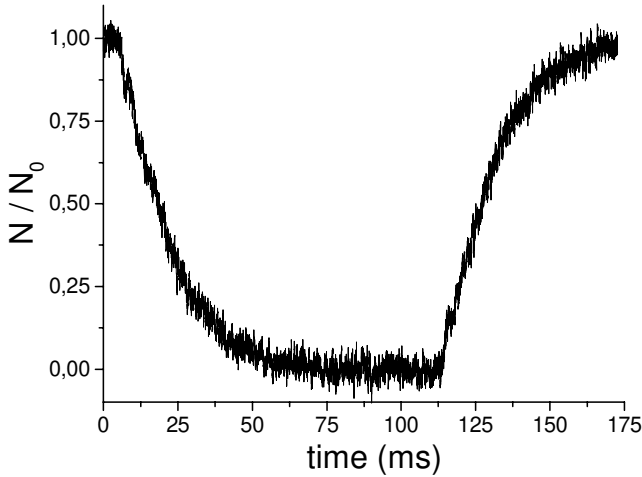


Figure 15. MOT decay and loading curves.

In a MOT, when the Doppler and Zeeman shifts are small compared to the detuning, the radiation pressure force acting on the atoms are in good approximation harmonic [19]. The equipartition of energy implies that the velocity spread and the position spread are related by  $m r_{rms}^2 = \kappa r_{rms}^2$ , where  $\kappa$  is the MOT spring constant, given by:

$$\kappa = 8\hbar\kappa \frac{\delta}{\gamma} \frac{I/I_s}{(1 + I/I_s + 4\delta^2/\gamma^2)^2} (2\pi\alpha_B A), \quad (6)$$

where  $I$  is the intensity of the MOT laser beam in the direction considered,  $\alpha_B$  is the Zeeman splitting of the excited level and  $A$  is the magnetic field gradient. Although the number and the lifetime are not critically dependent on the precise MOT alignment, this temperature determination by the cloud size  $r_{rms}$  is. With a careful alignment of the beams we obtain near Gaussian shapes, as those presented in Figure 3. For the parameters of that measurement, we estimate by the horizontal spreading of the atomic cloud a root mean square velocity of 136 (12) cm/s, corresponding to a temperature of 9 (2) mK.

## 7 Conclusion

We described in detail our system for laser cooling and magneto-optical trapping of Calcium atoms using the resonant transition  $^1S_0 - ^1P_1$  at 423 nm. We have implemented an on-axis magneto-optical trap, loaded from a slowed atomic beam where the deceleration laser has been

focused near the trap region. This avoids any perturbation on the trapped atoms due to radiation pressure of the slower laser. We have used a single laser for the MOT and atomic beam slower, which is an important simplification of the apparatus. Decelerating independently the atomic beam with another laser shows that the focusing Zeeman slower technique has efficiency very close to optimum. This also has showed that the number of trapped atoms is practically independent of MOT laser power, in the range from 1 to 11 mW per trapping beam (16 - 175 mW/cm<sup>2</sup>). We conclude that a total power of 10 mW at 423 nm is sufficient to have a Calcium MOT loaded from a decelerated atomic beam. This is particularly important for a practical frequency standard or clock based on cold Calcium atoms.

We derived an expression for the number of atoms when the cloud size is comparable with the trapping laser waist sizes. Several measurements are presented for the dependence of the number of trapped atoms with magnetic field gradient, power and detuning of the trapping lasers, oven temperature, and power and detuning of the decelerating laser. Stable spatial modes of trapped atoms, other than spherical Gaussian, were observed for the first time in a MOT of an alkaline-earth atom. The true  $J''=0$  to  $J'=1$  cooling transition of these elements allows to perform realistic comparisons between theory and experiment. We have estimated the temperature of the trapped atoms by the size of the atomic cloud. The lifetime of the trap is consistent with the loss mechanism of optical pumping into the metastable  $^1D_2$  level.

## Acknowledgements

We would like to acknowledge the glass shop of the UNICAMP Physics Institute for the very well done work in the construction of the atomic beam and MOT glass chamber. We also would like to thank the machine shop and J.B.Rodrigues for the mechanical parts. This work was supported by FAPESP, CAPES and CNPq and FAEP-UNICAMP, Brazilian government agencies. Support for RLCF was through CAPES graduate research scholarship and for DAM and DRO through FAPESP graduate and undergraduate scholarships respectively.

## References

- [1] Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle and J. Helmcke, Appl. Phys. B **59**, 89 (1994).
- [2] The first demonstration of magneto-optical trapping of alkaline-earth elements was reported in: T. Kurosu and F. Shimizu, Jpn. J. Appl. Phys. **29**, L2127 (1990).
- [3] C. W. Oates, F. Bondu, R. W. Fox and L. Holberg, Eur. Phys. J. D **7**, 449 (1999).
- [4] J. Grünert, G. Quehl, V. Elman and A. Hemmerich, J. Mod. Opt. **47**, 2733 (2000).
- [5] T. Kurosu, G. Zinner, T. Trebst and F. Riehle, Phys. Rev. A **58**, R4275 (1998).
- [6] F. Riehle, H. Schnatz, G. Zinner, K. Zeiske, B. Lipphardt and J. Helmcke, Laser Phys. **6**, 237 (1996).

- [7] P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr and F. Riehle, *Appl. Phys. B* **68**, 27 (1999).
- [8] T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T. E. Mehlstaubler, E. M. Rasel and W. Ertmer, *Phys. Rev. Lett* **87**, 3002 (2001).
- [9] E. A. Cutis, C. W. Oates and L. Hollberg, *Phys. Rev. A* **64**, 1403 (2001).
- [10] T. Udem, S.A. Diddams, K. R. Vogel, C. W. Oates, E. A. Curtis, W. D. Lee, W. M. Itano, R. E. Drullinger, J. C. Bergquist and L. Hollberg, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996 (2001).
- [11] J. V. B. Gomide, G. A. Garcia, F. C. Cruz, A. J. Polaquini, M. P. Arruda, D. Pereira and A. Scalabrin, *Brazilian J. Phys.* **27**, 266 (1997); G. Woehl, G.D. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira and A. Scalabrin, *Appl. Opt.* **38**, 2540 (1999).
- [12] An efficient Calcium atomic beam system has been designed by the Hamburg group [5], where practically all the atoms coming out of the oven contribute to the atomic beam. This system allowed them to trap the record number of  $10^8$  Calcium atoms, for an oven temperature of  $650^\circ\text{C}$ .
- [13] J. A. Neuman, P. Wang and A. Gallagher, *Rev. Sci. Instrum.* **66**, 3021 (1995).
- [14] H. J. Onisto, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, ; *Opt. Engineering* **41** 5, 1122 (2002).
- [15] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [16] R. J. Napolitano, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, *Opt. Commun.* **80**, 110 (1990).
- [17] S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson and V. S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **59**, 882 (1999).
- [18] P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watts and C. I. Westbrook, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2084 (1999).
- [19] H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping* (Springer-Verlag NY, Inc., 1999).
- [20] T. P. Dinneen, K. R. Vogel, E. Arimondo, J. L. Hall and A. Gallagher, *Phys. Rev. A* **59**, 1216 (1999).
- [21] I. Guedes, M. T. Dearaujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdu-tovich, V. S. Bagnato and S. C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1935 (1994).
- [22] D. Felinto and S. S. Vianna, *J. Opt. Soc. Am. B* **17**, 681 (2000).
- [23] D. A. Manoel, R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F. C. Cruz, *Opt. Commun.* **201**, 157 (2002).
- [24] T. Kurosu and F. Shimizu, *Jpn. J. Appl. Phys.* **31**, 908 (1992).
- [25] N. Beverini, F. Giammanco, E. Maccioni, F. Strumia and G. Vissani, *J. Opt. Soc. Am. B* **6**, 2188 (1989).
- [26] A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 3002 (2001).
- [27] T. Loftus, J. R. Bochinski, R. Shivitz and T. W. Mossberg, *Phys. Rev. A* **61**, R51401 (2000).
- [28] R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F. C. Cruz, Excited-state-population-dependent loss from a Calcium magneto-optical trap, *Europhys. J. D* (submitted, 2002).
- [29] J. Grünert and A. Hemmerich, *Appl. Phys. B* **73**, 815 (2001).
- [30] R. L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira and F.C. Cruz, Observing negligible collision trap losses: the case of alkali-earth elements, *Phys. Rev. A* **67**, 021402 (2003).



R.L. CAVASSO FILHO  
D.A. MANOEL  
D.R. ORTEGA  
A. SCALABRIN  
D. PEREIRA  
F.C. CRUZ<sup>✉</sup>

# On-axis calcium magneto-optical trap loaded with a focused decelerating laser

Instituto de Física 'Gleb Wataghin', Universidade Estadual de Campinas, CP.6165, Campinas, SP, 13083-970, Brazil

Received: 23 April 2003/Revised version: 2 September 2003  
Published online: ■ ■ 2003 • © Springer-Verlag 2003

**ABSTRACT** We report on a simple scheme to efficiently load an on-axis magneto-optical trap (MOT) from a decelerated atomic beam, which avoids perturbation by radiation pressure from the decelerating laser. This has been tightly focused near the MOT center, with a waist size much smaller than the atomic cloud. For comparison, and in order to test the efficiency of this non-optimum deceleration geometry we have employed a second, independent decelerating laser, with a profile mode matched to the atomic beam. Using a Calcium MOT, good performance has been achieved and for an oven temperature of 580 °C we loaded  $1.2(2) \times 10^7$  atoms in 16(1) ms. The technique described here has been essential for the sensitive detection of cold collisions, which represent minor losses in MOTs of alkaline-earth metal elements (R.L. Cavasso-Filho et al., Phys. Rev. A, **67**, 021402(R), (2003)). <sup>CE</sup>

PACS 32.80.Pj, 39.25.+k, 39.10.+j

## 1 Introduction

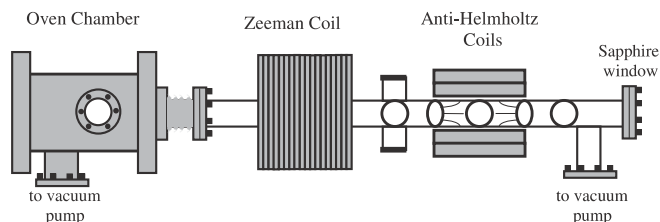
Laser cooling and trapping of alkaline-earth atoms has been receiving increasing attention in the past years due for example to interest in optical frequency standards and clocks, investigation of cold collisions, or the possibility of extending the quantum degenerate regime to these elements, perhaps by all-optical means. Because of two electrons in the outer shell, these elements have a series of singlet and triplet levels giving rise to strong transitions within these series and weak transitions between them. For example, the almost closed  $^1S_0-^1P_1$  resonant transition, between the ground state and the first singlet state, has a large natural width (34.6 MHz for Ca), which makes it excellent for laser manipulation by radiation pressure. On the other hand, the spin forbidden  $^1S_0-^3P_1$  intercombination transition, also departing from the ground state, has a low transition rate and consequently a narrow linewidth (408 Hz for Ca) [1].

In this paper we characterize an alternative technique to load an on-axis calcium MOT, operating on the  $^1S_0-^1P_1$  transition at 423 nm. This element has been shown to be very attractive for experiments in high resolution and precision

spectroscopy [2], atomic interferometry [3], optical frequency standards and clocks [4, 5], cold collisions [6], and new laser cooling and trapping strategies [7, 8]. In Sect. 2 we describe the experimental apparatus for the MOT loaded with a focused decelerating laser. This technique, which avoids perturbation of the atomic cloud by the decelerating laser, has been essential for the recent observation of cold collisions in a calcium MOT [9], where optical pumping effects dominate the trap losses. In fact, for alkaline-earth-metal elements cold collisions are difficult to observe because they represent only a small fraction of the total trap losses [10]. In Sect. 3 we explain how the number of trapped atoms is estimated when the atomic cloud is comparable to the laser waist sizes. An analysis of the number of trapped atoms when decelerating and trapping with the same laser, and when decelerating with a second, independent laser, is presented in Sect. 4. Temperature measurements are also included in this section. The conclusions are summarized in Sect. 5.

## 2 Experimental apparatus

Figure 1 shows a schematic diagram of the experimental apparatus. The atomic beam is produced in a stainless steel cylindrical oven with an exit aperture of 2 mm [11]. The oven chamber is connected to a 240  $\ell$ /s turbo pump and has two sapphire optical windows which allow saturation absorption spectroscopy in the high atomic flux environment near the oven. The atomic beam collimation is defined by another 2 mm aperture, 15 cm apart from the oven one. It connects the oven chamber with an all-glass chamber for the atomic beam and MOT.



**FIGURE 1** Schematic diagram of the atomic beam and MOT experimental apparatus. It shows, from left to right: the oven chamber, the slower and MOT glass chamber with 14 AR coated windows and one Sapphire window at the right end. Also shown is the 18 section Zeeman magnet and the anti-Helmholtz trap coils

✉ Fax: +55-19/3788-5427, E-mail: flavio@ifi.unicamp.br



The atomic beam slower and MOT chamber consist of a 90 cm long PIREX glass tube with AR coated windows for 423 nm and 657 nm, plus a Sapphire window at the tube end, for coupling the decelerating laser beam. The 22 cm-long Zeeman magnet produces a maximum magnetic field of 780 G. This allows deceleration of all atoms with velocities lower than 460 m/s, which corresponds to 13% of the velocity distribution when the oven is at 480 °C. After the Zeeman magnet, 47 cm downstream from the oven chamber collimation aperture, there are two pairs of windows that can be used for either 2-D optical molasses or spectroscopy. After these windows, we have the MOT chamber, 60 cm downstream from the collimation aperture. Two air-cooled anti-Helmholtz coils produce vertical and horizontal field gradients of 63 and 32 G/cm. At 13 cm from the MOT center we have an additional horizontal pair of AR coated windows, which can also be used for spectroscopy. After this, there is a connection to another turbo pump. At the tube end, we have a sapphire window, which is heated up to 250 °C to minimize deposition of calcium atoms from the atomic beam [12]. Typical background pressure in the MOT chamber is  $5 \times 10^{-8}$  mbar, when the oven is switched-off and  $10^{-7}$  mbar when the atomic beam is on.

To generate coherent radiation at 423 nm, for deceleration, cooling and trapping, we are using a homemade frequency doubled and stabilized Ti:Sapphire laser [13]. The second harmonic beam is split into four beams of the same power. One of them is used for Zeeman deceleration and the other three are used in the standard retroreflected  $\sigma_+ - \sigma_-$  3D MOT configuration [14]. The six trap beams have equal waist sizes  $w = 1.40$  (5) mm, where the transverse intensity is given by  $I(r) = I_0 \exp(-r^2/w^2)$ .

We have implemented an on-axis trap, where the MOT is located within the atomic beam, which has a diameter of 2 cm at the MOT position. Several configurations have been tested with similar results, with the MOT more or less centered with respect to the atomic beam. One of the problems of an on-axis trap, loaded from an atomic beam decelerated with the same laser, is that this very much disturbs the trapped atomic cloud and causes atom loss. One solution to this problem is to shift the slowing laser frequency far from resonance, for example with an acousto-optical modulator. An adjustment of the Zeeman slower magnetic field is then required to bring the outcome velocity of the decelerated atoms to the same value [15]. Another solution uses a slower laser with a central “dark spot” [16]. Both share the problem of laser power consumption. We have employed another approach, which consists of focusing the counterpropagating slower laser beam at the trap position, about 2 mm away in the transverse plane. The slower laser is focused by a telescope to a spot size of 20  $\mu\text{m}$  at the MOT position. Therefore it has no effect in atomic clouds of nearly 1 mm diameter. This has been an essential feature for the recent observation of cold collisions in a calcium MOT operating without a repump laser [9]. In this case, atom losses are dominated by optical pumping mechanisms which also typically limit the lifetime to  $< 20$  ms. Cold collisions thus represent only a small fraction of the total trap loss.

### 3 Number of trapped atoms

The number of trapped atoms was estimated by the scattered light power in the following way. In the presence of six laser beams of same intensity  $I$ , the scattered power by one atom is given simply by the product of the photon energy and the scattering rate [17]:

$$P_1 = h\nu \frac{\gamma}{2} \left[ \frac{6I/I_S}{1 + 6I/I_S + 4\delta^2/\gamma^2} \right], \quad (1)$$

where  $h$  is the Planck constant,  $\nu$  is the photon frequency,  $\gamma$  is the angular natural linewidth,  $I_S$  is the saturation intensity and  $\delta$  is the laser detuning. For the calcium resonant transition  $^1S_0 - ^1P_1$ ,  $\nu = 710$  THz,  $\gamma = 2\pi \times 34.6$  MHz, and  $I_S = 59.9$  mW/cm<sup>2</sup> [18]. Assuming that all atoms are subjected to the same total laser intensity  $6I$ , then the total scattered power is simply  $NP_1$ . This holds only when the laser waist size is large in comparison with the atomic cloud extension, in which case  $I = I_0$ . In a more realistic situation, the atoms spatial extent is not negligible with respect to the laser waist sizes and we have to take into account the Gaussian laser profile over the atomic density distribution  $n(r)$ . In other words, we have to consider an effective intensity as an ensemble average:

$$I_{\text{eff}} = \frac{1}{N} \int I(r) n(r) d^3r. \quad (2)$$

In the case of alkaline-earth elements, for densities below  $10^{11}$  cm<sup>-3</sup>, the spatial distribution of the atomic cloud is Gaussian [19]. The MOT “spring constant” depends directly on the magnetic field gradient [18]. Therefore the cloud is smaller in the direction of the higher magnetic field gradient,  $z$ , and larger in the plane where the gradient is lower, plane  $xy$ . For moderated densities we can thus write:

$$n(r) = n_0 \exp(-z^2/a_z) \exp[-(x^2 + y^2)/a^2], \quad (3)$$

where  $n_0$  is the peak density,  $a_z$  is the width of the atomic cloud in the vertical direction and  $a$  is the width in the horizontal plane. In our case, we typically have a vertical field gradient of 63 G/cm and half of this value in the horizontal plane. Integration of ((3)) in an infinite volume give us the total number of atoms as  $N = n_0\pi^{3/2}a_z a^2$ . Assuming that all six laser beams have the same intensity and waist, we get from ((1)) the following effective total intensity:

$$I_{\text{eff}} = \frac{2I_0}{\sqrt{1 + a^2/w^2}} \left( \frac{1}{\sqrt{1 + a^2/w^2}} + \frac{2}{\sqrt{1 + a_z^2/w^2}} \right), \quad (4)$$

which for small atomic clouds goes to  $6I_0$ , as expected. The ensemble average power scattered per atom is then given by ((2)) by just replacing the term  $6I$  by the effective intensity,  $I_{\text{eff}}$ .

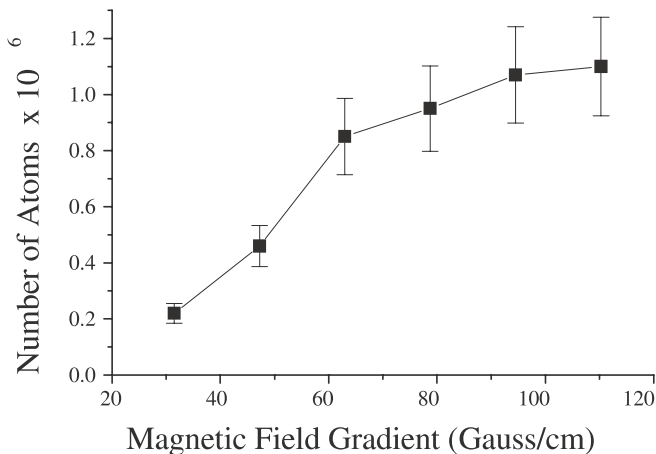
### 4 Focused decelerating laser

To measure the number of trapped atoms, we used a calibrated photodiode and took into account the previous considerations. To get rid of the background signal

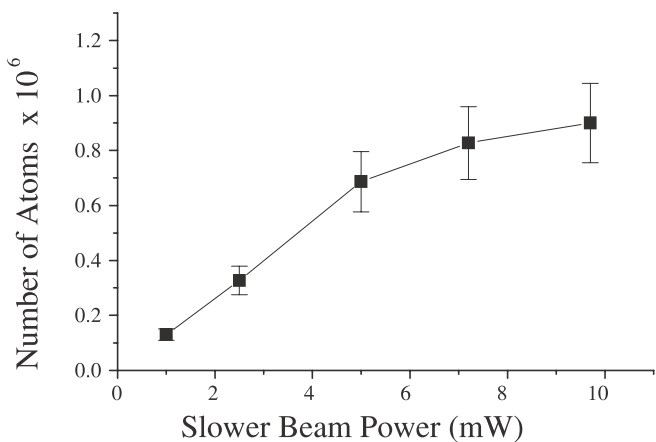
due to the atomic beam fluorescence, we modulated the slower laser beam with a mechanical shutter. A peak number of  $9(1) \times 10^5$  atoms was measured for a red detuning of 97 (5) MHz, or 2.8 (1) atomic linewidths. The uncertainty in atom number comes mainly from the uncertainty in the solid angle covered by the detection system. For a given laser power, the optimum detuning that maximizes the number does not change significantly with the field gradient, although the maximum atom number does, as can be seen in Fig. 2.

Keeping the power of the trapping beams constant, at 10 mW per beam, for a vertical field gradient of 63 G/cm, we changed the power of the slower beam and measured the variation in the number of trapped atoms, as shown in Fig. 3. The gain in trapped atom numbers from a slowing power of 2.5 mW to 5 mW is more than 100% while the gain from 5 mW to 10 mW is just 30%. Therefore it is not necessary to have large laser powers in the Zeeman slowing beam when using low oven temperatures and consequently a lower number of atoms.

In order to test the efficiency of the focused slower laser technique we employed an independent laser to decelerate the atomic beam. This laser source is a frequency



**FIGURE 2** Number of trapped atoms as a function of gradient of the vertical MOT field, for an oven temperature of 480 °C. Horizontal gradient is half of the vertical



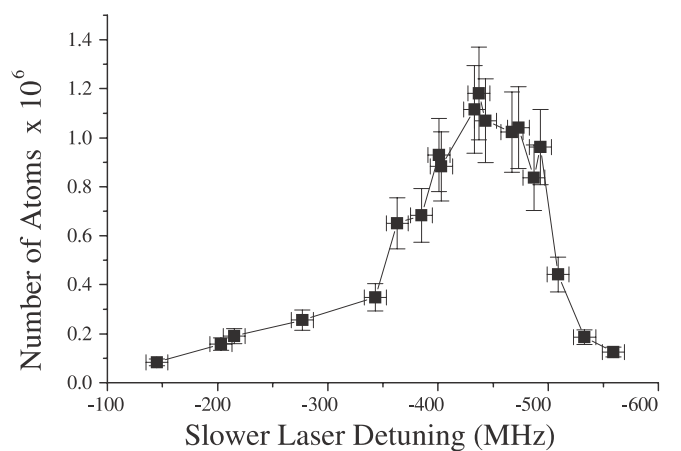
**FIGURE 3** Atom number as a function of slower laser power, for the same conditions of Fig. 2

doubled diode laser in an alternative extended cavity, described elsewhere [20]. To measure the doubled diode laser detuning we beat its first harmonic with the Ti:Sapphire laser in a fast photodetector. The thermal drift of the diode laser was determined to be less than 5 MHz per minute, which enabled us to perform a series of measurements in a few minutes. The 8.5 mW 2nd harmonic output of the diode laser is beam shaped in a telescope to approximately match the atomic beam spreading. Keeping the detuning of the MOT beams constant, at  $-84(10)$  MHz, and also the magnetic field of the Zeeman slower constant, we scan the slower frequency and the result is shown in Fig. 4. The maximum number of atoms occurs for a slower detuning of  $-438(15)$  MHz. We note that the number of trapped atoms varies very little when the power in each MOT beam is changed from 1 to 11 mW, keeping the power and detuning of the slower laser. Therefore, relatively low power is needed to decelerate a calcium beam and trap the slowed atoms. Ten milliwatts at 423 nm is more than sufficient, with most of the power in the slower beam to assure adiabatic following during deceleration [21]. This is important for a practical and compact atomic clock based on cold atoms.

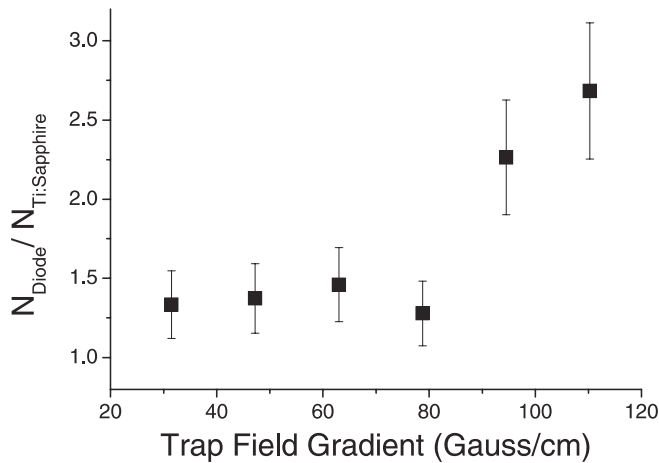
By raising the MOT field gradient, the ratio between the optimum number of trapped atoms, when slowing independently or with the focused laser beam, increases as shown in Fig. 5. For gradients below 80 G/cm, the ratio is about 25%. For a field gradient of 110 G/cm and an oven temperature of 580 °C we obtain a number of  $1.2(2) \times 10^7$  atoms in our trap. The maximum field gradient is limited by heating of our air-cooled anti-Helmholtz coils.

Finally, we have measured the temperature of the trapped atoms by the size of the atomic cloud [19, 22]. In a MOT, when the Doppler and Zeeman shifts are small compared to the detuning, the radiation pressure force acting on the atoms are in good harmonic approximation [19]. The equipartition of energy implies that the velocity spread and the position spread are related by  $mv_{\text{rms}}^2 = \kappa r_{\text{rms}}^2$ , where  $\kappa$  is the MOT spring constant, given by:

$$\kappa = 8\hbar k \frac{\delta}{\gamma} \frac{I/I_S}{(1 + I/I_S + 4\delta^2/\gamma^2)^2} (2\pi\alpha_B A), \quad (5)$$



**FIGURE 4** Number of atoms for MOT beams detuning of  $-84(10)$  MHz



**FIGURE 5** Ratio between the number of trapped atoms when decelerating the atomic beam with an independent laser (diode laser) or with the same laser (Ti:sapphire) used for the MOT

where  $I$  is the intensity of the MOT laser beam in the direction considered,  $\alpha_B$  is the Zeeman splitting of the excited level and  $A$  is the magnetic field gradient. Although the number and the lifetime are not critically dependent on the precise MOT alignment, this temperature determination by the cloud size  $r_{\text{rms}}$  is. With careful alignment of the MOT beams, we estimate for the horizontal Gaussian spread of the atomic cloud, a root mean square velocity of 136 (12) cm/s, corresponding to a temperature of 9 (2) mK. As already observed for strontium [22], this is much higher than the limit given by Doppler cooling theory (831  $\mu\text{K}$ ). The observed trap lifetime of 16 ms is consistent with the loss mechanism of optical pumping into the metastable  $^1D_2$  level [10].

## 5 Conclusion

We characterize an on-axis magneto-optical trap for calcium atoms loaded from a decelerated atomic beam. The decelerating laser is tightly focused near the trap region, so that the trap is perturbed as little as possible. This has been an essential feature of a recently demonstrated technique, where small cold collision effects in a calcium MOT have been observed by comparing the trap load and decay curves [10]. Independently decelerating the atomic beam with another laser shows that the focused slower laser technique has an efficiency very close to optimum. From our atom number measurements, we also conclude that a total

power of 10 mW at 423 nm, generated by a single laser, is enough to implement a calcium MOT loaded from a decelerated atomic beam. This is an important practical feature, relevant for a compact optical clock based on cold calcium atoms.

**ACKNOWLEDGEMENTS** This work was supported by FAPESP, CAPES, CNPq, and FAEP-UNICAMP, Brazilian government agencies. Support for RLCF was through CAPES graduate research scholarship and for DAM and DRO through FAPESP graduate and undergraduate scholarships respectively.

## REFERENCES

- 1 T. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle, J. Helmcke: Appl. Phys. B **59**, 89 (1994)
- 2 T. Kurosuo, G. Zinner, T. Trebst, F. Riehle: Phys. Rev. A **58**, R4275 (1998)
- 3 F. Riehle, H. Schnatz, G. Zinner, K. Zeiske, B. Lipphardt, J. Helmcke: Laser Phys. **6**, 237 (1996)
- 4 P. Kersten, F. Mensing, U. Sterr, F. Riehle: Appl. Phys. B **68**, 27 (1999)
- 5 C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox, L. Holberg: Eur. Phys. J. D **7**, 449 (1999)
- 6 G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle: Phys. Rev. Lett. **85**, 2292 (2000)
- 7 T. Binnewies, G. Wilpers, U. Sterr, F. Riehle, J. Helmcke, T.E. Mehlstaubler, E.M. Rasel, W. Ertmer: Phys. Rev. Lett. **87**, 3002 (2001)
- 8 E.A. Cutis, C.W. Oates, L. Hollberg: Phys. Rev. A **64**, 1403 (2001)
- 9 R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz: Phys. Rev. A, (in press, 2003) **CE<sup>b</sup>**
- 10 R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz: EuroPhys. J. D, (submitted, 2003) **CE<sup>b</sup>**
- 11 J.V.B. Gomide, G.A. Garcia, F.C. Cruz, A.J. Polaquini, M.P. Arruda, D. Pereira, A. Scalabrin, Brazilian J. Phys. **27**, 266 (1997); G. Woehl, G.D. Garcia, F.C. Cruz, D. Pereira, A. Scalabrin: Appl. Opt. **38**, 2540 (1999)
- 12 We note with admiration a very efficient calcium atomic beam system designed by the Hamburg group [5], where practically all the atoms coming out the oven contribute to the atomic beam. This system allowed them to trap the record number of  $10^8$  calcium atoms, for an oven temperature of 650 °C
- 13 J.A. Neuman, P. Wang, A. Gallagher: Rev. Sci. Instrum. **66**, 3021 (1995)
- 14 H.J. Onisto, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz: Opt. Engineering **41**, 1122 (2002)
- 15 E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D.E. Pritchard: Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- 16 R.J. Napolitano, S.C. Zilio, V.S. Bagnato: Opt. Commun. **80**, 110 (1990)
- 17 S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, V.S. Bagnato: Phys. Rev. A **59**, 882 (1999)
- 18 P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tanner, R.N. Watts, C.I. Westbrook: J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1999)
- 19 H.J. Metcalf, P. van der Straten: *Laser cooling and trapping* (Springer, NY 1999)
- 20 D.A. Manoel, R.L. Cavasso Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, F.C. Cruz: Opt. Commun. **201**, 157 (2002)
- 21 S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, V.S. Bagnato: Phys. Rev. A **59**, 882 (1999)
- 22 X. Xu, T.H. Loftus, M.J. Smith, J.H. Hall, A. Gallagher, J. Ye: Phys. Rev. A **66**, 011401(R) (2002)

**OPTICAL FREQUENCY STANDARDS BASED ON COLD CALCIUM  
ATOMS**

R. I. CAVASSO-FILHO, D. A. MANOEL, D. R. ORTEGA, A. SCALABRIN, D. PEREIRA  
AND F. C. CRUZ

*Instituto de Física 'Gleb Wataghin' – Universidade Estadual de Campinas, CP.6165,  
Campinas, SP, 13083-970, Brazil  
E-mail: flavio@ifc.unicamp.br*

We report our progress towards the development of optical frequency standards based on cold and trapped calcium atoms. We set up a Calcium MOT working on the  $^1S_0-^1P_1$  resonant transition at 423nm. This MOT can load around  $4 \times 10^9$  atoms with a density of  $8 \times 10^9$  atoms/cm<sup>3</sup> in 7 ms.

Atomic calcium has been shown to be an attractive element for high resolution/precision spectroscopy and metrology. Its strong  $^1S_0-^1P_1$  resonant transition, at 423 nm, allows laser cooling and trapping at millikelvin temperatures, which greatly reduce systematic shifts and spectral broadening effects. Doppler cooling to much lower temperatures using narrower transitions, motivated by the results for strontium [1], would open new possibilities as has been recently shown with the novel quench cooling schemes [2-3]. The series of singlet and triplet states in the level structure of this element give rise to narrow transitions which are attractive references for frequency standards. Many years ago, transitions between metastable triplet states were proposed as references in the far-infrared [4]. For many years our group has been working on far-infrared molecular lasers, which are potential local oscillators for this standard [5]. Today the narrow  $^1S_0-^3P_1$  intercombination transition, at 657 nm, has been successfully used as a reference for a high performance frequency standard in the visible [6-7]. The interest on optical frequency standards has been renewed with the recent advent of new techniques for optical frequency measurements [8].

Three frequency doubled laser systems, based on external power enhancement cavities, generate light at 423 nm for cooling and trapping. One is based on a homemade stabilized Ti:Sapphire laser and the others are based on diode laser systems. One of them uses a 180 mW diode laser in an extended cavity, which uses a prism as a dispersive element and optical feedback from a thin plate [9]. Measurements have shown a considerable reduction of the laser amplitude and frequency noise under optical feedback. The other system uses a diode laser in Littman configuration, which injection seeds a tapered amplifier. Two ring dye lasers have also been used to access several calcium transitions, for spectroscopy or optical pumping purposes. Examples include transitions between excited states at 610, 612, 616, 645 or 672 nm. In these cases, homemade hollow-cathode lamps

have been used as versatile tools[10]. As local oscillators at 657 nm, two independent systems are being built based on extended cavity diode lasers. They will be initially stabilized to two low finesse (1000) quartz cavities and then to high finesse ( $>10^3$ ) ULE cavities. Comparisons can be made by heterodyning the systems. The analysis of the beat note allows to identify some of the thermal, acoustic and electrical contributions to the frequency noise, making possible to improve the isolation of those laser systems.

Figure 1 shows a schematic diagram of the chamber used for deceleration and trapping. The main component is a Pyrex glass tube with a diameter of 4cm and 90cm long, with fourteen anti-reflection coated windows for 657 and 423nm.

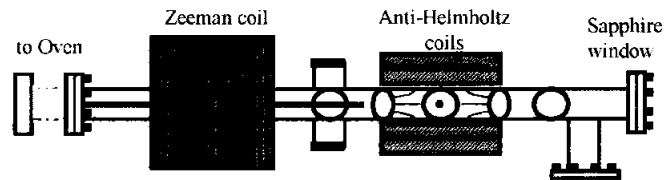


Figure 1. Magnetic coils and glass apparatus for the atomic beam and MOT.

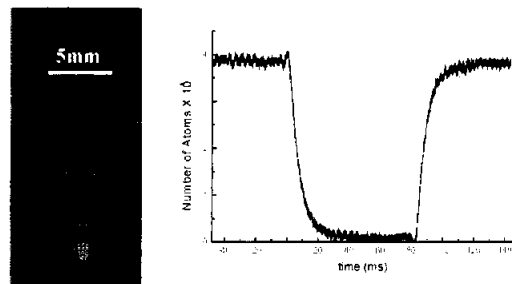


Figure 2. MOT picture taken under ordinary snapshot conditions and MOT releasing and loading curves.

We have captured about  $4 \times 10^6$  atoms in a diameter around 1-mm, without optimizing the coupling of the decelerated atoms into the MOT. This corresponds to a density around  $8 \times 10^9$  atoms/cm<sup>3</sup>. Figure 2 shows a picture of the trapped atoms, where we can see also the fluorescence of the atomic beam. The center of the anti-Helmholtz coils is located in the edge of the atomic beam to prevent excitation of the trapped atoms by the slower laser beam. Figure 2 shows the calibrated MOT fluorescence, which takes 7 ms to decrease to 37% of the steady state value. Since the  $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$  transition used for cooling and trapping is not a perfect closed transition, the trap lifetime is not limited by the background pressure

---

of  $10^{-8}$  mbar but by the optical pumping to the  $^1D_2$  state. Small misalignment of the MOT beams causes different spatial distributions of the trapped atoms. Although the atomic beam slowing and the trap are not optimized at the moment, we could also observe trapping of the less abundant isotopes  $^{44}\text{Ca}$  and  $^{42}\text{Ca}$ , for blue detunings of nearly 1 GHz and 500 MHz, respectively. A second, smaller, transportable steel system under development, should allow comparative studies with the first one or with other calcium systems. We thank the financial support of CAPES, FAPESP and CNPq, Brazilian government agencies.

### References

1. Katori H., Ido T., Isoya Y. and Kuwata-Gonokami M., Magneto-optical trapping and cooling of strontium atoms down to the photon recoil temperature. *Phys.Rev. Lett.* **82** (1999), pp. 1116-1119.
2. Curtis E. A., Oates C. W. and Hollberg L., Quenched Narrow-Line Laser Cooling of  $^{40}\text{Ca}$  to Near the Photon Recoil, *arXiv:physics/0104061* v1 20 apr. 2001.
3. Binnewies T., Wilpers G., Sterr U., Riehle F., Helmcke J., Mehlstäubler T. E., Rasel E. M., Ertmer W., Doppler cooling and trapping on forbidden transitions, *arXiv:physics/0105069* v1 21 may 2001.
4. Strumia F., Proposal for a new absolute frequency standard, using a Mg or Ca atomic-beam. *Metrologia* **8** (1972) pp.85-90.
5. Viscovini R., Telles E. M., Scalabrin A. and Pereira D., Characterization of new FIR laser lines from CD<sub>3</sub>-rocking and assymetric CD<sub>3</sub> deformation modes of  $^{13}\text{CD}_3\text{OD}$ , *IEEE J. Quantum Electronics* **35** (1999) pp.1613-1615.
6. Kersten P., Mensing F., Sterr U. and Riehle F., A transportable optical calcium frequency standard, *Appl. Phys. B* **68** (1999), pp.27-38.
7. Oates C.W., Bondu F., Fox R.W. and Hollberg L., A diode-laser optical frequency standard based on laser-cooled Ca atoms. Sub-kilohertz spectroscopy by optical shelving detection, *EuroPhys. J. D* **7** (1999) pp.449-460.
8. Udem T., Reichert J., Holzwarth R., Hansch T.W., Absolute optical frequency measurement of the cesium D-1 line with a mode-locked laser, *Phys. Rev. Lett.* **82** (1999) pp. 3568-3571.
9. Manoel D. A., Cavasso-Filho R. L., Scalabrin A., Pereira D., Cruz F. C., Frequency Doubled Diode Laser in Alternative Extended Cavity, submitted to *Opt. Comm.*
10. Cavasso-Filho R.L., Mirage A., Scalabrin A., Pereira D., and Cruz F. C., Laser spectroscopy of calcium in hollow cathode discharges, *J. Opt. Soc. Am. B* (2001), accepted for publication.

# Bibliografia

- [1] N.G. Basov, O.N. Krokhin e Y.M. Popov, *JETP* **40**,1320 (1961);
- [2] J.T. Verdeyen, “Laser Electronics”, 3<sup>a</sup> edição, *Prentice-Hall*, Cambridge (1995);
- [3] N.M. Johnson, A.V. Nurmikko e S.P. Den Baars, *Physics Today* **53**, 31 (2000);
- [4] A. Yariv, “Optical Electronics” 3<sup>a</sup> edição, *CBS College Publishing* (1985);
- [5] J.P. van der Ziel, R. Dingle, R.C. Miller, W. Wiegmann e W.A. Nordland, *Applied Physics Letters* **26**, 463 (1975);
- [6] K. Iga, S. Ishikawa, S. Ohkouchi e T. Nishimura, *Applied Physics Letter* **45** 348 (1984);
- [7] K. Iga, F. Koyama e S. Kinoshita, *Journal of Vacuum Science Technology A* **7**, 842 (1989);
- [8] F.K. Reinhart e R.A. Logan, *Applied Physics Letters* **27**, 45 (1975);
- [9] M. Nakamura, K. Aiki, J. Umeda e A. Yariv, *Applied Physics Letters* **27**, 403 (1975);
- [10] L.A. Coldren e S.W. Corzine, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **23**, 903 (1987);
- [11] M. Öberg, S. Nilsson, T. Klinga e P. Ojala, *IEEE Photonics Technology Letters* **3** 299 (1991);
- [12] O.J. Homan, Tese de doutorado “A GaAs/AlGaAs DBR laser diode with side-coupled Bragg gratings”, Swiss Federal Institute of Technology, Zurich (1996);
- [13] C.E. Wieman e L. Hollberg, *Review of Scientific Instrumentation* **62**, 1 (1991);
- [14] Th. Kisters, K. Zeiske, F. Riehle e J. Helmcke, *Applied Physics B* **59**, 89 (1994);
- [15] M. Machholm, P.S. Julienne e K.A. Suominen, *Physical Review A* **64**, 33425 (2001);

- [16] R.L. Cavasso-Filho, D.A. Manoel, D.R. Ortega, A. Scalabrin, D. Pereira e F.C. Cruz, *Brazilian Journal of Physics* **33**, 355 (2003);
- [17] C.W. Oates, F. Bondu, R.W. Fox e L. Holberg, *European Physics Journal D* **7**, 449 (1999);
- [18] J. Grünert, G. Quehl, V. Elman e A. Hemmerich, *Journal of Modern Optics* **47**, 2733 (2000);
- [19] W. Demtröder, “Laser Spectroscopy - Basic Concepts and Instrumentation” 2<sup>a</sup> edição *Springer Verlag* (1998);
- [20] K. Harvey e C. Myatt, *Optics Letters* **16**, 910 (1991);
- [21] R.W. Fox, L. Hollberg e A.S. Zibrov, *Experimental Methods in the Physical Sciences* Vol. 27C, 77 (1997);
- [22] M. Born e E. Wolf, “Principles of optics”, 6<sup>a</sup> edição *Pergamon Press* (1990);
- [23] O prisma de Brewster é um prisma isóceles cujo ângulo de ápice é  $67,5^\circ$ , para um prisma de vidro. Em nosso caso, o prisma é isóceles, mas o ângulo é de  $65,6^\circ$ .
- [24] S. Machida, Y. Yamamoto e Y. Itaya, *Physical Review Letters* **58**, 1000 (1987);
- [25] H.A. Bachor, “A guide to experiments in quantum optics”, *Wiley-VCH* (1998);
- [26] M.W. Fleming e A. Mooradian, *IEEE Journal of Quantum Electronics* **QE-17**, (1) 44, (1981);
- [27] A.Yariv, “Quantum Electronics” *Ed. New York: Wiley* (1975);
- [28] I.Biaggio, P.Kerkoc, L.-S.Wu, P.Günter e B.Zisset, *Journal of the Optical Society of America* **B9**, (4) 507, (1992);
- [29] J.-C.Baumert, P.Günter e H.Melchior, *Optics Communications* **48**, 215, (1983);
- [30] T.W. Hänsch e B. Coulliaud, *Optics Communications* **35**, 441 (1980);
- [31] H.J. Metcalf, P. van der Straten, “Laser cooling and trapping” *Springer-Verlag New York* (1999);
- [32] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D. Pritchard, *Physical Review Letters* **59**, 2631 (1987);



- [33] H.J. Onisto, R.L. Cavasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira e F.C. Cruz, *Optical Engineering* **41**, 1122 (2001);
- [34] S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmersen e V.S. Bagnato, *Physical Review A* **59**, 882 (1999);
- [35] SDL-8630 “Tunable Laser Diode - Operator’s Manual”(1996);
- [36] J.H. Marquardt, F.C. Cruz, M. Stephens, C.W. Oates, L.W. Hollberg, J.C. Bergquist, D. F. Welch, D. Mehuys e S. Sanders, *Proceedings of the SPIE Conference* **vol.2834**, 34 (1996);
- [37] G. Ferrari, M.-O. Mewes, F. Schreck e C. Salomon, *Optics Letters* **24** n.3, 151 (1999);
- [38] H. Mabuchi, E.S. Polzik e H.J. Kimble, *Journal of the Optical Society of America B* **11**, 2023 (1994);
- [39] M.J. Freeman, H. Wang, D.G. Steel, R. Craig e D.R. Scifres, *Optics Letters* **18**, 2141 (1993);
- [40] F. Marin, A. Bramati, E. Giacobino, T.-C. Zhang, J.-Ph. Poizat, J.-F. Roche e P. Grangier, *Physical Review Letters* **75**, 4606 (1995);
- [41] M.O. Scully e M.S. Zubairy, “Quantum optics” *Cambridge University Press* (1997);
- [42] Y. Yamamoto, S. machida e O. Nilsson, *Physical Review A* **34**, 4025 (1986);
- [43] G. Bjorklund, *Optics Letters* **5**, 15 (1980); J.H.Shirley, *Optics Letters* **11**, 537 (1982);
- [44] G. Zinner, T. Binnewies, F. Riehle e E. Tiemann, *Physical Review Letters* **85**, 2292 (2000).