Universidade Estadual de Campinas

Instituto de Física "Gleb Wataghin" – IFGW Departamento de Eletrônica Quântica Grupo de Lasers e Aplicações

Desenvolvimento de Fontes de Radiação Coerente na Região Azul com Lasers Semicondutores para Experimentos de Resfriamento e Aprisionamento de Átomos de Cálcio

David da S. L. Figueira

Orientador : Flávio Caldas da Cruz

Dissertação apresentada ao Instituto de Física "Gleb Wataghin" da Universidade Estadual de Campinas – UNICAMP, como parte dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Campinas Dezembro de 2004



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE MESTRADO DE **DAVID DA** SILVA LEOCADIO FIGUEIRA - RA 980949 APRESENTADA E APROVADA AO INSTITUTO DE FÍSICA "GLEB WATAGHIN", DA UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS, EM 20 / 12 / 2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Fler Cald dr C

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz (Orientador do Candidato) – DEQ/IFGW/UNICAMP

Prof. Dr. Marcelo Martinelli - IF/USP

Lucila H. Cescato

Profa. Dra. Lucila Helena Deliesposte Cescato - DFMC/IFGW/UNICAMP

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA DO IFGW - UNICAMP

F469d
Figueira, David da Silva Leocadio

Desenvolvimento de fontes de radiação coerente na região
azul com lasers semicondutores para experimentos de
resfriamento e aprisionamento de átomos de cálcio / David da
Silva Leocadio Figueira. -- Campinas, SP : [s.n.], 2004.

Orientador: Flávio Caldas da Cruz.

Dissertação (mestrado) - Universidade Estadual de
Campinas, Instituto de Física "Gleb Wataghin".

1. Lasers semicondutores. 2. Amplificadores de luz.
3. Espectroscopia ótica. 4. Ótica não-linear. 5. Cálcio.
I. Cruz, Flávio Caldas da. II. Universidade Estadual de
Campinas. Instituto de Física "Gleb Wataghin". III. Título.

Esta tese é dedicada a minha querida Mamãe, Edicleide da S. Figueira (in Memorian), pelo seu esforço e luta pela Vida.

"...meu filho é uma interrogação ambulante." Frase dita certa vez por um pai

Frase dita certa vez por um pai ao definir o seu filho físico. (Jayr Figueira)

Agradecimentos

São muitas as pessoas que ajudaram a enriquecer e a tornar possível este trabalho de alguma forma. Gostaria de deixar minha eterna gratidão e por isso vou utilizar este único espaço não científico desta dissertação para estes agradecimentos:

- Ao Professor Flávio que além da orientação ao longo destes 2 anos tornou-se um amigo sempre me aconselhando e mostrando os melhores caminhos a serem seguidos.
- Aos memoráveis colegas do famoso GLA (Grupo de Lasers e Aplicações), que proporcionaram um excelente ambiente de trabalho: Reinaldo, Wictor, Giovana, Davi, Luciana, Ronaldo, Daniela e aos alunos de iniciação científica. Em especial gostaria de deixar registrado todo meu agradecimento a duas pessoas: primeiro minha, hoje, grande amiga Daniela, minha Maninha, que me ajudou muito no início dos trabalhos; e segundo ao meu grande amigo e companheiro das quebradas Davi Ortega, que aprendi a admirar e que me ajudou bastante no GLA e que ajudou a eternizar a frase: GLA FOREVER.
- Um especial agradecimento ao Joãozinho, técnico de mecânica de precisão do GLA no DEQ, sem dúvida a ajuda do grande Joãozinho foi vital para este trabalho.
- Ao pessoal da secretária do DEQ pelas ajudas, Martha e Myoko. E um agradecimento especial à eficientíssima Simone Telles do CePOF, por me aturar sempre de bom humor e conseguir resolver todos os meus problemas, por mais impossíveis que fossem.
- Ao pessoal do Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), Prof. Arnaldo Brito, Lucia, Gustavo, Paulo de Tarso,Haroldo e Sergião pelo oportunidade de trabalho nos experimentos com Césio e também pelo fantástico ambiente de trabalho.
- Ao Dr. Richard Fox (NIST) pelas preciosas conversas sobre *feedback* óptico em lasers de diodo e pelas infinitas cervejas que bebi com ele por conta do Bush.
- Aos amigos da Rapeize e da Rapeize-Beta pelas baladas, risadas e principalmente pelos e-mails sobre economia e política internacional permeada por sutis fotos artísticas de grandes pensadoras de nossos tempos. Isso ajudou para aliviar o *stress*.
- Aos companheiros mais próximos de longa data, Elso, Chico, Dupyckles, Dulão, Dubovo, Odilas e Davi por todos as brincadeiras, cervejas e churrascos. Continuem assim, por favor.

- Ao amigo Dulão e a minha noiva Thaís por estarem do meu lado no momento mais difícil da minha vida e por me darem a força necessária para prosseguir.
- Ao pessoal do "OSA Student Chapter", pela oportunidade de participar e crescer junto com este que considero o Melhor capítulo da Optical Society of America do Mundo.
- Ao meu sempre mestre, Dr. Claudio Staudt, por toda amizade de um verdadeiro irmão, sempre me aconselhando e torcendo pelo trabalho. E também aos amigos de Iuna-ES, cidade onde obtive toda minha formação básica de ensino em especial ao meu outro irmão Adriano.
- A toda minha família em especial ao meu Pai, o famoso "seu" Jayr L. Figueira, por sempre estar do meu lado não só como um Pai, mas como um verdadeiro amigo. Um Homem de caráter ímpar com um coração imenso que sempre teve paciência para me mostrar a vida e seus meandros. Pai obrigado por tudo, não estaria aqui hoje se não tivesse todo o apoio que me deu, Te Amo!
- Não poderia deixar de dedicar um espaço a minha alma gêmea, futura mãe dos meus cabeçudinhos e companheira para a vida, a Thais. Minha noiva, amiga, companheira e tudo mais que uma mulher completa pode ser para um homem. Acompanhou toda a trajetória deste trabalho sempre me incentivando a seguir em frente. Tha, obrigado por existir e por estar do meu lado, te amo muito, cada dia mais.
- À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro pessoal.
- Ao apoio financeiro das agências, CAPES, CNPq e CePOF-FAPESP ao projeto.

Resumo

Esta tese apresenta o desenvolvimento de fontes de radiação coerente na região do azul baseadas em lasers semicondutores para excitar a transição de resfriamento e aprisionamento ${}^{1}S_{0}{}^{-1}P_{1}$ do Cálcio, em 423nm. Foi construído um laser de diodo em cavidade estendida emitindo em λ =846 nm que foi empregado em uma configuração de Cavidade Estendida de Littman, estabilizada em freqüência pela técnica de *Side-of-Fringe*. Parte da potência deste laser foi amplificada por um amplificador óptico semicondutor. Potências superiores a 700mW em λ =846nm foram obtidas. Parte desta potência do amplificador óptico (450mw) foi duplicada em frequência para λ =423nm em um cristal de niobato de potássio(KNbO₃), utilizado dentro de uma cavidade óptica ressonante com a freqüência do laser. A estabilização da cavidade óptica duplicadora de freqüência foi feita pela técnica de *Hansch-Coulliaud*. O sistema desenvolvido alcançou potências de 60mW de radiação coerente azul. Esta fonte laser portátil deverá ser utilizada para espectroscopia, resfriamento e aprisionamento de Cálcio.

Abstract

This thesis presents the development of sources of coherent radiation in the blue region of the spectrum, based on semiconductors lasers, to excite the cooling and trapping ${}^{1}S_{0}{}^{-1}P_{1}$ transition of neutral calcium atoms at 423nm. A diode laser emitting at λ =846 nm was employed in an extended cavity Littman configuration, and stabilized in frequency by the *Side-of-Fringe* technique. Part of the laser power was amplified by an optical semiconductor amplifier. Output powers above 700mW at λ =846nm were obtained. Part of this amplified power (450mW) was frequency doubled to λ =423nm in a potassium niobate (KNbO₃) crystal, placed inside a resonant optical cavity. The lock of the doubling optical cavity was made by the *Hansch-Coulliaud* technique. The developed system reached powers near 60mW of blue coherent radiation at 423nm. This portable laser source will be used for spectroscopy, cooling and trapping of calcium.

Índice

1 -	Introdução	_ 2
2 -	Laser de Semicondutor	_ 5
2.1	– Introdução Histórica	_5
2.2	– Características e Operação	7 10
2.3	– Laser de Poço Quântico SDL 5422 H1	_11
3 - 3. 3.	Laser de Diodo em Cavidade Estendida	15 16 17
3.2	– Largura de Linha em LDCE	21
3.3	– Um Pouco sobre Realimentação Óptica	21
3.4	– Sintonia Ótima em Cavidade Littman	_23
3.5 3. 3. 3.	 Montagem Experimental e Resultados 5.1 - Características Gerais 5.2 - Estabilidade Passiva da LDCE 5.3 - Estabilização Ativa da LDCE 3.5.3.1 - Aumentando o Tamanho da Cavidade Estendida Littman 3.5.3.2 - Estabilização por <i>Side-of-fringe</i>: Resultados. 	23 24 27 31 35 36
4 -	Amplificação de Potência Óptica	38
4.1	– Características do Amplificador	38
4.2	– Resultados	40
5 -	Obtendo Luz Azul via Geração de Segundo Harmônico	44
5.1	– Teoria sobre GSH	_45
5.2	– Niobato de Potássio	49
5.3 5.1	- Cavidade Duplicadora da Freqüência 3.1 - Estabilização da Cavidade Duplicadora	51 54
6 -	Conclusões e Perspectivas	59
<i>I</i> .	Experimento de Espectroscopia de Átomos Frios de Césio com Luz Síncrotron	61
II.	Casamento de Modos em Cavidades de Fabry-Perot	65
III.	Artigos e Trabalhos publicados decorrentes desta Tese	68

Capítulo 1

1 - Introdução

Fontes comerciais de radiação coerente emitindo azul com características especiais para uso em espectroscopia atômica ainda não são disponíveis comercialmente, fator que restringe o estudo espectroscópico de elementos atômicos com ressonâncias nesta faixa do espectro como, por exemplo, os alcalinos terrosos, Itérbio, etc.

Fontes de luz azul podem ser obtidas, por exemplo, usando-se um laser de corante operando com uma solução de estilbeno 3 [Beverini N. *et al.* 1989]. Porém, o tempo de vida útil dessa solução de corante é muito pequeno, fazendo com que a operação contínua de um sistema baseado nessa fonte laser se restrinja a algumas semanas. Portanto, a ausência de fontes laser confiáveis nesta região do espectro, disponível comercialmente, obriga a busca de alternativas para a geração desses comprimentos de onda. Uma vez que os recentes lasers semicondutores azuis ainda se restringem a comprimentos de onda específicos e em geral têm baixa potência, a alternativa mais apropriada ainda é a duplicação em freqüência de um laser no infravermelho.

Para tanto, o desenvolvimento de fontes contínuas e sintonizáveis de laser azuis para experimentos com átomos neutros de alcalinos terrosos requerem características especiais para torná-las viáveis para espectroscopia atômica. A transição ressonante ${}^{1}S_{0}$ - ${}^{1}P_{1}$ do cálcio, por exemplo, possui uma largura de linha natural de $\gamma/2\pi = 34$ MHz. Portanto a fonte laser deve obrigatoriamente ter largura de linha menor do que isso para interrogação, eficiente, desta transição. Um ponto a mais de dificuldade é a alta intensidade de saturação (I_s) de transições atômicas na região azul (I_s $\alpha \omega^{3}$) que portanto requerem potências ainda maiores dos lasers. Por exemplo, para o cálcio temos I_S=59mW/cm² [Metcalf H.J *et al*,1999].

Capítulo 1 - Introdução

A principal motivação deste trabalho foi o desenvolvimento de fontes portáteis de luz azul baseadas em lasers semicondutores. Em particular, nesta dissertação propomos e descrevemos o desenvolvimento de uma fonte laser, operando em uma faixa de 860nm a 840nm, que dobrada em freqüência pode ser usada para excitar a transição ressonante de resfriamento e aprisionamento (${}^{1}S_{0}-{}^{1}P_{1}$ ⁽¹⁾) do Cálcio em 423nm (figura 1.1), assim como fonte laser para espectroscopia atômica no azul, entre 420 e 430 nm.

A opção de desenvolver um sistema de geração de luz azul a base de laser de semicondutores foi um caminho natural para o desenvolvimento de um sistema compacto de aprisionamento e resfriamento de átomos [Figueira D.S.L. *et al.* 2004]. A utilização de lasers de semicondutor se torna uma opção viável para espectroscopia, pois tais lasers quando atuam em uma cavidade estendida operam em modos longitudinais únicos e são razoavelmente sintonizáveis, além de serem lasers de baixo custo se comparados com lasers de estado sólido ou gás.



Figura 1.1 – Diagrama de níveis simplificado do Cálcio, mostrando o comprimento de onda de algumas transições eletrônicas de interesse.

 $^{^1}$ Notação espectroscópica $^{2S+1}L_J,$ onde S, L, J são os números quânticos de spin, orbital e total respectivamente

Capítulo 1 - Introdução

A geração de luz azul proposta nesta tese ocorre através da duplicação de freqüência de um laser de diodo em cavidade estendida em configuração de Littman, emitindo particularmente em λ =846nm, por geração de segundo harmônico em um cristal não-linear de KNbO₃ (niobato de potássio), gerando assim um comprimento de onda de λ =423nm. Como a geração de segundo harmônico é um processo de baixa eficiência, a potência de infravermelho deve ser alta para que tenhamos potência de azul necessária para experimentos com átomos de cálcio. Para isso o uso de um amplificador de potência óptica se faz necessário, que uma vez usado em conjunto com uma cavidade óptica ressonante, aumenta a eficiência do processo de geração de segundo harmônico.

Esta tese esta organizada em 6 capítulos. No capítulo 2, uma revisão sobre lasers de diodo é apresentada e as principais características do diodo usado são mostradas. A cavidade estendida do tipo Littman, sua estabilização passiva e ativa e suas principais características são apresentadas no capítulo 3. Já no capítulo 4, o amplificador óptico usado, laser escravo, é apresentado e caracterizado. A duplicação de freqüência usando o KNbO₃ em uma cavidade óptica e caracterização da luz azul gerada assim como uma breve revisão teórica sobre geração de segundo harmônico é mostrada no capítulo 5. Conclusões e perspectivas são apresentadas no capítulo 6. Também são apresentados 3 apêndices: No apêndice I, é descrito um experimento realizado no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron envolvendo fotoionização para determinação do parâmetro de distribuição angular do átomo de césio usando amostras resfriadas e aprisionadas deste átomo. Já no apêndice II uma breve discussão sobre casamento de modos em cavidades ópticas de Fabry-Perot é discutida. As publicações decorrentes deste trabalho são mostradas no apêndice III.

Capítulo 2

2 - Laser de Semicondutor

O objetivo deste capítulo é apresentar de forma suscinta uma revisão sobre lasers de semicondutores assim como o funcionamento e principais características destes tipos de lasers. Uma abordagem mais conceitual e com desdobramento teórico pode ser em encontrada em [Demtröder W, 1998], [Yariv A, 1991],[Young M, 1993].

2.1 – Introdução Histórica

Lasers de semicondutores, ou lasers de diodo, tornaram-se nas duas últimas décadas responsáveis por boa parte do avanço tecnológico presenciado pela humanidade. Seu baixo custo, tamanho e a capacidade de replicação em grande quantidade o tornaram muito comum em inúmeras aplicações. Áreas como telecomunicações, medicina, eletrônica, entretenimento e particularmente pesquisa básica e avançada em física foram as principais beneficiárias desta grande invenção.



Figura 2.1 – Exemplo de um laser de diodo (à esquerda, com tamanho inferior a uma moeda) de AsGa de poço quântico, para aplicação em telecomunicações.

Sua origem data do período de 1961, quando surgiram várias considerações sobre a possibilidade de usar semicondutores como materiais lasers. Contudo uma razoável compreensão das exigências para existência de lasers de semicondutores só foi possível após *Bernand M.G.A* e *Duraffourg G*. [Bernand M.G.A. e Duraffourg G., 1961] em 1961, estabelecerem condições necessárias para a emissão laser nestes materiais. Segundo *Casey H.C.* e *Panish M.B.* [Casey H.C. e Panish M.B, 1978] teria sido *Von Neuman*, em anotações não publicadas, o primeiro a sugerir a possibilidade de amplificação da luz pelo uso de emissão estimulada em um semicondutor bombeado por uma corrente de injeção através de uma junção p-n. Em 1962, vários grupos noticiaram a ação laser em semicondutores, com [Hall R.N *et al*, 1962] tendo observado definitivamente emissão de luz laser de uma junção p-n de GaAs diretamente polarizada a 77K.

A maioria dos lasers de semicondutores consistia de um único tipo de semicondutor (GaAs ou GaP_xAs_{1-x}), por isso chamados de *lasers de homoestrutura*. Os primeiros lasers eram obtidos simplesmente cortando-se pequenos pedaços, chips, de semicondutores e polindo duas faces paralelas (comportando-se assim como espelhos). Assim duas condições essenciais para operação laser já eram obtidas diretamente: um meio de ganho e realimentação positiva. Em lasers convencionais o meio de ganho pode ser um gás, um cristal ou um corante, que ao serem colocados em uma cavidade óptica garantem a realimentação positiva. O plano de junção p-n era perpendicular ao das faces polidas, o que tornava o semicondutor uma pequena cavidade Fabry-Perot. Porém tais lasers possuíam uma densidade de corrente de limiar muita alta à temperatura ambiente, o que impedia seu uso contínuo. Era necessário resfriar o laser a temperaturas muito baixas, da ordem de 77K, o que fez seu uso diminuir a partir de 1965.

Já nesta época aparece uma nova classe de laser de semicondutores, os laser de heteroestrutura. Em 1963 [Kroemer H., 1963] e [Alferov Zh. e Kasarinov R.F., 1963] propuseram esta nova classe de laser de semicondutores que consistia em um semicondutor "sanduichado" entre dois outros semicondutores diferentes, com *gaps* de energia maior. A junção de dois semicondutores diferentes (heterojunção) origina uma barreira de potencial que confina os elétrons injetados nessa região. O fato de um semicondutor possuir um *gap*

de energia maior implica em um índice de refração menor, fato este que obriga um confinamento da luz na região em que ocorre emissão laser. Com isso mostrou-se ser possível operar laser de semicondutores à temperatura ambiente. Os primeiros sucessos em operação com laser de semicondutor à temperatura ambiente surgiram em 1969 com laser do tipo GaAs/AlGaAs [Kressel H. e Nelson H., 1969], [Hayashi I. *et al*, 1969]. Estes primeiros lasers foram chamados de heteroestrutura única, pois somente um lado da região ativa ficava em contato com uma camada de *band gap* maior. Lasers com estruturas mais complexas surgiram em 1970, os chamados lasers de heteroestrutura dupla. Nestes a região ativa têm duas faces em contato com camadas de maior *gap* [Alferov I. Zh. *et al*, 1963], [Hayashi I. *et al*, 1970]. Novos lasers foram desenvolvidos utilizando-se novas técnicas de deposição de materiais semicondutores como MBE (*molecular beam epitaxy*), CBE (*chemical beam epitaxy*) e MO-CVD (*metal organic chemical vapor deposition*) [Suematsu Y. e Adams A.R., 1994]. Um exemplo de uma nova classe de laser surgida foram os lasers de poços quânticos (Quantum Well Laser).



Figura 2.2 – Ilustração de um laser de heteroestrutura dupla consistindo de uma região ativa e dois lados confinantes compostos por semicondutores distintos ou com diferentes dopagens.

2.2 – Características e Operação

A luz emitida por um laser de diodo surge da recombinação de elétrons com buracos numa junção p-n quando uma corrente flui através do diodo. Um elétron da banda de

condução da camada n recombina-se com um buraco da camada p, emitindo energia na forma de radiação eletromagnética. Se a corrente for grande o suficiente e a região de recombinação for pequena, o processo radiativo prevalecerá, mas outros processos podem se observados e causam perdas no sistema, como emissão de fônons. Os elétrons se dirigem até a junção através da corrente de injeção no diodo. Outras formas de excitação incluem bombeamento óptico, por exemplo.

Para a fabricação de um laser de diodo é necessário obtermos duas condições simultâneas: um meio ativo para amplificar a radiação eletromagnética que se propaga em seu interior e um mecanismo de retroalimentação óptica para confinar a radiação. A cavidade óptica de um laser de diodo é obtida polindo-se duas extremidades paralelas do diodo, que atuarão como espelhos da cavidade. As sucessivas reflexões nestes espelhos aumentam a intensidade de radiação, condição necessária para a ação laser em um determinado modo da cavidade.

Os lasers de diodo distinguem-se de outros tipos de laser por várias características:

- Reduzido tamanho (da ordem de 300µm x 10µm x 50µm) que permite sua incorporação em diversos instrumentos e circuitos;
- Bombeamento via corrente elétrica com baixa potência (da ordem de dezenas de milliampéres com uma tensão de alguns volts):
- Modulação da luz via corrente de injeção com taxas que podem ultrapassar 20 GHz, o que permite sua utilização em sistemas de comunicações ópticas.
- Sua produção utiliza a mesma tecnologia empregada na indústria de semicondutores, permitindo sua produção em larga escala;
- 5) Alta sintonia de comprimento de onda via corrente ou temperatura.

Ainda do ponto de vista da radiação emitida, os lasers de semicondutores tem as seguintes características:

i) Nos lasers de diodo as transições ocorrem entre bandas contínuas de energia;

ii) Devido às dimensões reduzidas da região ativa (da ordem de μm) os lasers de diodo apresentam uma divergência do feixe laser maior do que as tipicamente observadas em outros lasers;

iii) As propriedades das junções, como *band gap* e índice de refração, influenciam as características espaciais e espectrais do laser de diodo;

iv) As altas taxas de modulações em que os lasers de diodo podem operar são influenciadas pelo curto tempo de vida dos fótons na cavidade laser.



Figura 2.3 – Ilustração de esquemas de níveis atômicos de transições em lasers de estado sólido (a) e bandas de energia de elétrons em um cristal semicondutor (b), onde E_F é a energia de Fermi que marca o limite quando *T* tende a *0*.

Nos lasers de semicondutor a população a ser invertida é formada por elétrons e buracos que se recombinam e geram um fóton cuja energia é maior que a energia do *gap*. Mas esta condição só é obtida quando o semicondutor apresenta *gap* direto, apresentando maior probabilidade para que ocorra inversão de população, porque não há mudança de momento(figura 2.4). Já para ocorrer inversão de população via *gap* indireto, haveria necessidade desta ser induzida via fônons, uma vez que deverá ocorrer uma mudança de momento do fóton [Kittel C., 1997].



Figura 2.4 – Diagrama dos esquemas de semicondutores com *gap* direto e indireto. Apenas no caso de *gap* direto ocorre emissão laser.

2.2.1 – Laser de Poço Quântico

Uma desvantagem do laser de Fabry-Perot surge do fato que sua distribuição espectral do ganho óptico é usualmente muito grande (20-100nm), o que causa oscilação laser simultaneamente em múltiplos modos longitudinais. Isto não é problema para, por exemplo, aplicações em CD *players*, mas para detecção de ressonâncias atômicas e moleculares passa a ser.



Figura 2.5 – Perfil de ganho e perdas em um laser de semicondutor. O *threshold* do laser é alcançado quando o ganho do modo longitudinal mais próximo do pico do ganho se iguala às perdas da cavidade.

Já os lasers de heteroestrutura dupla não possuem meios para confinar a corrente e a radiação na direção lateral. A área de saída destes lasers é larga, e, portanto, acomoda mais de um modo transversal, o que resulta em saltos de modos e instabilidades, indesejáveis para espectroscopia ou comunicações.

Lasers de poço quântico são similares ao laser de heteroestrutura em muitos aspectos, diferindo pela espessura da camada ativa. Nestes a camada ativa possui espessura de aproximadamente 50 a 100 *ângstrons*, enquanto que nos convencionais esta espessura é da ordem de 1000 *ângstrons*.. Desta forma, reduz-se a densidade de corrente de limiar dramaticamente de 800A/cm² para 60A/cm² para laser de poço quântico [Yariv A., 1991].

Em laser de poços quânticos a região ativa, GaAs, é cercada por todos os lados por um índice de refração menor que GaAlAs, fazendo com que esta estrutura se comporte como um guia de onda retangular. As dimensões da região ativa e o índice de refração são selecionados para permitir a propagação de apenas um modo longitudinal pelo guia de onda.

2.3 – Laser de Poço Quântico SDL 5422 H1

O laser de diodo usado para o desenvolvimento desta tese foi um laser de poço quântico de AlGaAs de alta potência da *Spectra Diode Laser* (SDL) modelo 5422H1 com cavidade guiada por índice de refração. Esta série da SDL opera em regime monomodo.

Característica	Símbolo	Valor	Unidade
Potência CW total	P ₀	150	mW
Comprimento de onda, T=20°C	λ	852±10	nm
Largura Espectral	Δλ	3 a 5	nm
Eficiência de conversão	$\eta = P_0/(I_{op}V_{op})$	30	%
Corrente de <i>limiar</i>	I _{th}	25 a 35	mA
Corrente de operação	I ₀	210	mA
Tensão de operação	V _{op}	3	V

Algumas características deste laser são mostradas na tabela 2.1.

Tabela 2.1 – Características do laser de diodo SDL 5422H1.

O encapsulamento deste laser possui um elemento peltier que permite a variação da temperatura interna de 30°C a -20°C. Esta variação da temperatura possibilita uma sintonia de comprimento de onda, que tipicamente é de 0,3nm/°C.

É possível uma sintonia de comprimento de onda também via corrente com coeficiente da ordem de 0,001nm/mA. A *Slope efficiency*, inclinação da curva da figura 2.7, é de 0,75mW/mA. A alimentação do laser é feita por uma fonte de corrente contínua comercial da *Melles Griot* série 200. A corrente de limiar medida foi de 24mA.



Figura 2.6 – Encapsulamento TO-3 do laser diodo SDL 5422 H1. Este laser possui um peltier que permite variar a temperatura e assim uma sintonia do comprimento de onda é obtida.

Em todo laser de diodo a região ativa é pequena e a divergência do feixe laser observada é muito superior a outros lasers convencionais. As dimensões deste laser da SDL são $3x1 \ \mu m$, acarretando numa divergência de 9º na direção paralela a junção e de 30º na direção ortogonal a junção. Para corrigir esta divergência é usada uma lente colimadora de distância focal f=6,3mm.

Apesar de possuir uma vasta excursão de comprimento de onda via temperatura, a sintonia do laser não é continua, pois o tamanho da cavidade laser e o perfil de ganho do laser não variam na mesma proporção.



Figura 2.7 – Gráfico de corrente de injeção no diodo por potência emitida. O comprimento de onda do laser era de λ =856,220nm. A corrente de limiar foi de 24mA.

Uma diferença de temperatura, ΔT , altera a diferença de energia 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 freqüência $v_c=mc/2nL$ (onde m=inteiro) do modo da cavidade é alterada então por:

$$\Delta v_c = \frac{\delta v_c}{\delta n} \frac{dn}{dT} \Delta T + \frac{\delta v_c}{\delta L} \frac{dL}{dT} \Delta T = v \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dT} + \frac{1}{L} \frac{dL}{dT}\right) \Delta T$$
(2.1)

, já o perfil máximo de ganho varia de acordo com:

$$\Delta v_g = \frac{1}{h} \frac{\delta E_g}{\delta T} \Delta T \tag{2.2}$$

A variação de freqüência da cavidade fica em torno de 20% da variação do perfil de ganho [Demtröder W., 1998], ou seja, quando o máximo do perfil atinge outro modo da cavidade, o ganho deste modo será maior que o modo que o laser está emitindo, de tal forma que a freqüência do laser salta para este novo modo, descontinuamente.



Figura 2.8 – Variação medida do comprimento de onda do laser em função da temperatura. A variação de temperatura foi de 10°C a 24°C.

Apesar de emitir em um único modo longitudinal e transversal e possuir grande sintonia de comprimento de onda, a largura de linha deste laser é da ordem de dezenas de MHz, tornando sua aplicação em física atômica muito restrita. Porém utilizaremos este laser em configuração de cavidade estendida, que dentre várias características, permite a redução de sua largura de linha. Este tópico será apresentado no capítulo 3.

Capítulo 3

3 - Laser de Diodo em Cavidade Estendida

A utilização de lasers de diodo em cavidades estendidas, LDCE, é muito difundida, principalmente para aplicação em espectroscopia de transições atômicas, devido principalmente ao fato da considerável redução da largura de linha que estas cavidades estendidas impõem ao sistema laser.

Neste capítulo mostraremos as diversas características e tipos de lasers de diodo em cavidade estendida. Também serão discutidos resultados obtidos para algumas configurações de cavidade estendida, assim como várias melhorias introduzidas para cavidades tipo *Littman* e também um método de estabilização ativa de freqüência deste laser.

3.1 – Visão Geral sobre LDCE

O uso de laser de diodo em cavidade estendida parte do fato de os lasers de diodo serem extremamente sensíveis à retroalimentação (*feedback*) óptica, característica que os distingue dos demais lasers. Poucos microwatts de potência reinjetada no laser de diodo já são suficientes para alterar seu espectro de emissão. Essa sensibilidade é decorrente do grande peso que as emissões espontâneas possuem no sistema, de que o ganho total do sistema depende muito pouco do comprimento de onda e que existem muito poucos fótons na cavidade. A realimentação tem grande influência sobre: **a**) a potência de saída do laser. **b**) o espectro de emissão, sendo possível selecionar um modo dentro do perfil de emissão espontânea e estreitar a largura de linha.

Cavidades de laser de diodo geralmente têm baixa finesse, pois são formadas pelas faces clivadas do semicondutor, resultando em um fator de qualidade (Q) baixo. O acoplamento de algum meio dispersivo, como uma grade de difração ou prisma, no laser de

Capítulo 3 – Laser de Diodo em Cavidade Estendida

diodo já é suficiente para proporcionar um *feedback* óptico necessário para forçar a oscilação laser de um único modo selecionado pelo meio dispersor. Ou seja, cavidades estendidas são ressonadores externos que servem para aumentar o fator de qualidade Q de cavidades ópticas, no nosso caso as de lasers de semicondutor. Algumas características são esperadas ao se acoplar um laser de diodo a estes ressonadores externos:

- a) Redução dramática da largura de linha;
- b) Sintonia fina do comprimento de onda;
- c) Diminuição da corrente de limiar (Threshold);
- d) Operação em um único modo longitudinal;

Diversos são os tipos de LDCE, dentre eles destacam-se dois tipos: Littman e Littrow. Um tipo mais recente de LDCE utiliza como meio dispersor um prisma [Manoel D.A *et al*, 2002] e foi desenvolvida no Grupo de Laser e Aplicações da UNICAMP. Esta cavidade é usada em situações onde é necessária perda mínima de potência. Trataremos aqui, porém, apenas dos dois tipos citados anteriormente e em especial o caso Littman, usado ao longo desta tese.

3.1.1 – Configuração Littrow

Nesta configuração a cavidade estendida é composta simplesmente por uma grade de difração. A grade de difração é disposta de tal forma que a primeira ordem de difração é refletida diretamente de volta ao laser de diodo, como se pode observar na figura 3.1. O comprimento de onda de emissão da cavidade é o selecionado pela grade de difração e retrorefletido para o diodo laser. A sintonia de modos longitudinais é feita através da rotação da grade de difração em torno de um pivô. Como a sintonia é feita girando a grade de difração, o feixe de saída sofre um pequeno desvio, o que prejudica o uso desta configuração em certos experimentos. Tipicamente cerca de 10% da potência do laser é retrorefletida para o laser.



Figura 3.1 – LDCE's mais usuais. A configuração Littrow (a) utiliza apenas uma grade de difração que gira em torno de um pivô, retrorefletindo a primeira ordem difratada para o laser. Já a configuração de Littman (b) além de usar uma grade de difração como meio dispersor, utiliza um espelho que retroreflete a primeira ordem difratada para o laser. Ambas utilizam uma cerâmica piezoelétrica (PZT) para girar a grade (a) ou mover o espelho(b), selecionando o comprimento de onda desejado.

3.1.2 – Configuração Littman-Metcalf

A configuração de Littman, primeiramente proposta por Littman e Metcalf como um método de estabilização passiva em lasers de corante [Littman M.G. e Metcalf H.F., 1978], somente foi aplicada a lasers de diodo em 1991 [Harvey K. e Myatt C., 1991], apresentando diversas vantagens sobre a configuração Littrow, como por exemplo, o não deslocamento espacial do feixe ao sintonizar o comprimento de onda.

Nesta configuração a radiação emitida pelo laser incide em um ângulo rasante sobre a grade de difração. Esta incidência rasante preenche o maior número possível de linhas da grade de difração, fornecendo maior resolução e conseqüente melhor seleção dos modos da cavidade. Na configuração Littman a grade é usada em duas passagens sucessivas, duplicando a dispersão espectral.

O feixe de saída é obtido pela reflexão especular da rede de difração (ordem zero). A primeira ordem de difração é enviada a um espelho e reenviado a grade, onde sofre nova difração sendo então enviado ao laser de diodo, fornecendo a realimentação óptica necessária para a seleção de um modo. O feixe de saída possui estabilidade direcional, pois a seleção de modos é obtida variando-se a posição do espelho de retroalimentação (figura 3.1).

A sintonia de comprimento de onda é realizada através da rotação e translação do espelho de retroalimentação. Pela rotação deste espelho varia-se o ângulo β (figura 3.2) e o comprimento de onda, como demonstrada pela equação geral de difração:

$$\frac{m\lambda}{d} = Sen\alpha + Sen\beta \tag{3.1}$$

onde m é a ordem de difração , d é o espaçamento de linhas da grade de difração, λ o comprimento de onda e α e β são ângulo característicos.



Figura 3.2 – Diagrama esquemático da configuração Littman. α é o ângulo entre a normal da grade de difração e o feixe incidente β é o ângulo entre a normal da grade e a primeira ordem difratada.

Extraímos da figura 3.2 uma relação entre λ e o comprimento da cavidade

$$L_1 + L_2 = q \frac{\lambda}{2} \tag{3.2}$$

onde (L_1+L_2) é o comprimento da cavidade e q um número inteiro.

Capítulo 3 – Laser de Diodo em Cavidade Estendida

Uma análise mais minuciosa dos perfis de ganho pode ser feita para deduções dos modos com ganho suficiente para oscilação laser. A banda passante da cavidade Littman, devido a dupla passagem do feixe pela grade (aumentando assim sua dispersão espectral), é dada por [Harvey K. e Myatt C., 1991]

$$\Delta\lambda_g = \left(\frac{d}{m\lambda\pi}\frac{c}{(\Phi/2)}\right)Cos\alpha$$
(3.3)

onde Φ é o diâmetro do feixe laser no plano da junção semicondutora, *c* a velocidade da luz, λ o comprimento de onda e *m* a ordem de difração. Para valores típicos usados em nossa montagem teremos $\Phi=2\mu$ m, d⁻¹=1200linhas/mm, $\lambda=846$ nm, m=1 e $\alpha=85^{\circ} \Delta v_{g} \sim$ 4GHz, equivalente a $\Delta\lambda_{g}=0,009$ nm

O Free Spectral Range² da cavidade semicondutora é dado por [Petermann K., 1988]

$$\delta v = \frac{c}{2nl_0} \frac{1}{1 + \frac{v}{n} \frac{dn}{dv}}$$
(3.4)

onde l_0 é o comprimento do diodo laser ($l_0 \sim 350 \mu m$), n $\sim 3,5$ é o índice de refração, dn/dv a dispersão do meio ativo (v/n)(dn/dv) $\sim 1,5$. Com estes valores, obtemos $\delta v \sim 50$ GHz.

Já o Free Spectral Range da cavidade Littman é dado por

$$\Delta v_{L} = \frac{c}{2(L_{1} + L_{2})}$$
(3.5)

Para (L₁+L₂)=20cm (tamanho final da cavidade Littman desenvolvida durante a tese), temos Δv_L = 750MHz.

Apesar da grande seletividade obtida pela cavidade em configuração Littman, percebe-se que podemos ter até 5 modos presentes dentro da banda passante da grade de difração

$$\frac{\Delta v_g}{\Delta v_L} \approx 5 \tag{3.6}$$

Se o modo de transmissão da cavidade não estiver no máximo de ganho (figura 3.3) poderão ocorrer propagações de dois ou mais modos simultâneos podendo o laser perder a

² *Free Spectral Range* é a diferença em frequência entre dois modos longitudinais consecutivos uma cavidade óptica.

Capítulo 3 – Laser de Diodo em Cavidade Estendida

coerência em uma situação caótica [Petermann K., 1988]. Esta situação é corrigida diminuindo o tamanho da cavidade ou alterando o ângulo de incidência do feixe na grade de difração. Mas como o laser de diodo utilizado nesta tese não possui camada antirefletora (na face de saída) a redução do tamanho da cavidade não é recomendada [Kohns P, 1997] [Lonsdale D.J. *et al*, 2002]. Portanto quando a situação descrita é atingida, um ajuste apenas na excursão do PZT do espelho de retroalimentação é suficiente para a correção deste fenômeno, buscando um modo onde sua transmissão seja máxima na curva de ganho da grade.



Figura 3.3 – Esquema de seletividade dos modos acessíveis em uma cavidade estendida. Na curva em **negro** perfil de ganho do diodo laser e em **vermelho** os modos de oscilação laser em um diodo solitário. Já em **verde** a curva representa a banda passante da grade de difração e em **azul** os modos da cavidade externa. O poder de tornar um laser de diodo multimodo em monomodo é ilustrado neste esquema. Pode-se alterar o perfil de ganho do meio semicondutor alterando, por exemplo, sua temperatura. Seus modos internos são também deslocados. Também o perfil da rede pode ser alterado mudando sua inclinação e assim pode-se selecionar outro modo longitudinal.

3.2 – Largura de Linha em LDCE

A largura de linha para um laser é dada pela fórmula de Schawlow-Townes [Yariv A.,1991]

$$\Delta v_L = \frac{\pi h v}{P} (\Delta v_{cavidade})^2 n_{sp}$$
(3.7)

onde hv é a energia do fóton, P a potência de saída, $\Delta v_{cavidade}$ é a largura de banda da cavidade laser e n_{sp} representa um fator devido à emissão espontânea.

Já para lasers de semicondutores a expressão 3.7 é modificada por um parâmetro α que representa um fator de alargamento de largura de linha ou de acoplamento fase/amplitude, definido como a razão entre a parte imaginária e a parte real da variação do índice de refração em relação a densidade de portadores.

$$\Delta v_{diodo} = (\Delta v_L)^2 (1 + \alpha^2)$$
(3.8)

A expressão 3.8 é conhecida como fórmula de Schawlow-Townes modificada. Já a largura de banda da cavidade laser de um semicondutor é dada por

$$\Delta v_{cl} = (2\pi)^{-1} \frac{c}{(nl)} (\alpha l - \ln \sqrt{R_1 R_2})$$
(3.9)

onde *n* é o índice de refração do semicondutor, l é o tamanho da cavidade laser e $R_{1,2}$ são as refletividades das faces clivadas do semicondutor.

Para um laser de diodo em cavidade estendida, a largura de banda é

$$\Delta v_{EC} = (2\pi)^{-1} \frac{c}{(nl+L)} (\alpha l - \ln \sqrt{R_3 R_g})$$
(3.10)

sendo *L* o tamanho da cavidade estendida e $R_{3,g}$ são as refletividades do espelho de retroalimentação óptica e da grade respectivamente.

A redução da largura de linha do LDCE se dá principalmente pelo grande aumento no comprimento da cavidade, como fica claro pela equação 3.10, que aumenta o tempo de vida dos fótons e reduz a influência relativa a flutuações do índice de refração do meio ativo produzidas por eventos de emissão espontânea [Harvey K. e Myatt C., 1991].

3.3 – Um Pouco sobre Realimentação Óptica

Sem dúvida um fator importante em LDCE é o controle do nível de realimentação (*feedback*) óptica. Este nível é determinado basicamente pela alteração ou não da

refletividade natural das faces do laser de diodo pela presença de camadas antirefletoras (AR).

O parâmetro de *feedback* é obtido através de [Pan M.W. et al, 1997]

$$C = \kappa \tau \sqrt{1 + \alpha^2} \tag{3.11}$$

tal que τ é o *round trip time* do fóton ($\tau=2L_{ext}/c$, sendo L_{ext} o tamanho da cavidade externa) e κ é a razão de *feedback* dada por

$$\kappa = \frac{(1 - R_m)}{\tau_L} \left(\frac{\eta_C R_{ext}}{R_m}\right)^{1/2}$$
(3.12)

sendo R_m é a refletividade da face do diodo laser, τ_L o *round trip time* da cavidade laser (tipicamente da ordem de 10ps), η_c é o fator de acoplamento do laser com o espelho de saída e R_{ext} a refletividade do espelho externo.

Lasers sem camada AR (anti-reflexo) requerem alto nível de retorno óptico, que tipicamente deve ter valor superior ao apresentado pelas faces do diodo [Fox R. *et al*, 1995] para operarem no regime estável de realimentação forte. Como em configuração Littman ocorre dupla passagem pela grade de difração, o nível de realimentação é definido como o produto do acoplamento do laser pela raiz quadrada da eficiência da grade para a primeira ordem difratada, equação 3.12. Para uma refletividade R_m de 30% o valor da realimentação será $0.3^{1/2} \sim 60\%$.

Já para camadas AR com baixa refletividade, ou seja, menor que 1% o nível de realimentação pode ser estabilizado na faixa de 5% o que implica em uma eficiência da grade de 20%.

As perdas em LDCE estão associadas à grade de difração, sendo que o requisito principal é fornecer a realimentação necessária para operação estável do laser. Como veremos nos resultados, um ajuste adequado da realimentação implica em uma estabilidade passiva maior associada ao LDCE.

3.4 – Sintonia Ótima em Cavidade Littman

Se o alinhamento óptico na configuração Littman for tal que grade de difração, espelho e laser estejam sob um mesmo pivô como ilustrado na figura 3.2, a excursão no envelope de ganho sem que ocorra salto de modo é máxima.

O tamanho total da cavidade estendida pode ser reescrita em termos dos ângulos α e β e do comprimento L₃

$$L_T = L_1 + L_2 \Longrightarrow L_1 + L_3 Sin\beta \tag{3.13}$$

Dado que a equação geral de difração é dada por $m\lambda/d=Sin\alpha+Sin\beta$ (eq. 3.1) e a relação de fase é $q(\lambda/2)=L_T$, para que tenhamos um mesmo modo longitudinal, deveremos ter simultaneamente

$$\left(\frac{2}{q}\right)L_1 = \left(\frac{d}{m}\right)Sin\alpha \tag{3.14}$$

$$\left(\frac{2}{q}\right)L_3 = \left(\frac{d}{m}\right) \tag{3.15}$$

que nada mais é que a comparação das equações 3.1 e 3.2 com a 3.13.

3.5 – Montagem Experimental e Resultados

A cavidade Littman desenvolvida nesta tese sofreu diversas alterações até atingir a forma atual que será apresentada. Diversas foram as implementações a fim de melhorar a sua estabilidade passiva e o funcionamento por longos períodos de tempo. Um estágio de estabilização ativa foi desenvolvido para aumentar a estabilidade em freqüência do laser, para que sua freqüência possa ser dobrada por um cristal não linear e assim gerar luz azul (tópico que será apresentado no capítulo 4) com o intuito de se carregar uma armadilha magneto óptica de cálcio [Oates C.W. *et al*, 1999].

3.5.1 – Características Gerais

Como todo laser de diodo possui uma grande divergência, é necessária a utilização de uma lente colimadora colocada próxima da janela de saída. A lente usada em nosso sistema tem uma distância focal de 6,24mm, e é fixada em um suporte de alumínio.

À temperatura T=20°C este laser (SDL 5422-H1) emite em λ =856nm. Porém o comprimento de onda desejado é 846nm, já que este será dobrado em freqüência para gerar azul em 423nm. Como a variação de comprimento de onda é grande a temperatura externa do laser precisa ser diminuída. O laser de diodo foi montando sobre uma peça de cobre (para aumentar a dissipação de calor) e nesta peça um segundo elemento Peltier foi colocado para controlar a temperatura externa do laser, mantendo ele a uma temperatura T=10°C. Nesta base de cobre é mantido um fluxo permanente de água para escoar o calor retirado do laser. Um fluxo baixo de gás nitrogênio é mantido sobre a cápsula do laser para tornar a atmosfera seca, evitando condensação de água em sua face. Toda a montagem é protegida por uma caixa de acrílico que evita ruídos acústicos e corrente de ar na cavidade Littman (figura 3.4).

A grade de difração utilizada é do tipo holográfica de 1200 linhas/mm, com *blaze* 500-900 nm. Esta grade foi projetada para operar com alta eficiência (90%) em montagem Littrow e, portanto, não é a mais apropriada para o uso em montagem com incidência rasante (Littman), por apresentar perdas elevadas nesta configuração, podendo chegar a 50%.

Capítulo 3 – Laser de Diodo em Cavidade Estendida



Figura 3.4 – Foto da montagem experimental da cavidade Littman desenvolvida. Esta montagem é protegida por uma caixa de acrílico, que reduz ruídos acústicos e evita correntes de ar na cavidade. Nota-se também um isolador óptico na montagem, que é usado para evitar realimentação óptica espúria vinda de fora da cavidade estendida.

Para uma corrente de injeção de 200mA a potência obtida no laser é de 150mW. A potência de luz difratada na 1^a ordem é de 42mW e na ordem zero (reflexão especular) é de 77mW. Para estes valores as perdas na grade são de ~50%, e eficiência da 1^a ordem de 26%. A potência reinjetada diretamente no laser é de ~20mW. A melhor configuração obtida na cavidade Littman construída possui um tamanho de 20cm de comprimento que possibilitou uma estabilização passiva confortável para realização dos experimentos, figura 5.6.

Após a grade de difração, dois isoladores ópticos³ [Moore *et al*,1998], [Yariv A.,1991]são usados para evitar *feedback* óptico espúrio. Um isolamento de 50dB é obtido. Como os isoladores usados não são para 850nm, grandes perdas são associadas a este conjunto. Com isso a potência útil para experimento é algo em torno de 40mW. Mas como usaremos este laser como um laser mestre para injeção em um amplificador óptico, como veremos ainda no próximo capítulo, esta potência é suficiente para nossas aplicações.

³ Isoladores ópticos são dispositivos que impedem qualquer feixe de retornar ao laser diretamente e com isso causar estabilidades no laser. Utilizam-se do efeito Faraday para girar o plano de polarização do laser sempre em uma mesma direção, independente de seu sentido.



Figura 3.5 – Gráfico da variação de temperatura e corrente para sintonia continua de comprimento de onda. As medidas do comprimento de onda foram feitas utilizando um medidor de comprimento de onda comercial.

A sintonia de comprimento de onda via *feedback* óptico da cavidade é realizado por um elemento piezoelétrico, PZT, colado no espelho de *feedback*. Este PZT suporta uma tensão de até 150V para um deslocamento máximo de 12µm. A sintonia máxima sem *mode hopping* (sintonia continua sem mudanças de modo) obtida, com excursão só do PZT foi de 1,5GHz (figura 3.6). Esta sintonia pode ser dramaticamente aumentada se a cavidade seguir rigorosamente os passos indicados na seção 3.4. Como não necessitamos de tanta excursão, não houve necessidade de mudanças.

Sintonizando a temperatura do laser, alterando sua corrente e atuando no PZT (ao mesmo tempo) consegue-se uma sintonia continua de 4 GHz sem saltos de modo (figura 3.5).



Figura 3.6 – Modos do laser analisados em um Fabry Perot com *Free Spectral Range* de 1,2GHz. O gráfico em vermelho ilustra a situação onde não ocorre *feedback* na cavidade estendida, ou seja, só existe emissão do laser. Já no gráfico em preto, temos o estreitamento da largura de linha devido à atuação da cavidade estendida, via *feedback*.

Os modos da emissão monomodo do LDCE são analisados em uma cavidade de Fabry-Perot construída para implementação de um estágio de estabilização ativa da cavidade laser, como veremos adiante. O *free spectral range* desta cavidade é de 1,2GHz e sua *finesse* de 300. Os modos longitudinais característicos do laser são mostrados na figura 3.6. Uma estimativa da largura de linha do LDCE foi feita usando este Fabry-Perot. A largura de linha do laser de diodo solitário foi de 45MHz e com o laser de diodo em cavidade estendida foi de 1,5MHz (figura 3.6).

3.5.2 – Estabilidade Passiva da LDCE

A versão final do LDCE em configuração Littman foi desenvolvida após diversas modificações que otimizaram sua estabilidade mecânica e reduziram ruídos eletrônicos inerentes ao sistema. No início do desenvolvimento desta tese a cavidade desenvolvida apresentava características diferentes das mostradas na figura 3.4.

O nível de estabilidade passiva necessária em uma cavidade estendida de laser de diodo tem de ser alto o suficiente para realizarmos nossos experimentos, pois problemas na
Capítulo 3 – Laser de Diodo em Cavidade Estendida

estabilidade mecânica e eletrônica da cavidade causam instabilidades na freqüência do laser que dificultam tanto sua estabilização ativa como a estabilização da cavidade duplicadora em relação à freqüência do laser, prejudicando assim a geração eficiente de segundo harmônico (capítulo 6). O laser mestre deve ficar isolado de qualquer tipo de realimentação óptica, vibrações mecânicas e instabilidades eletrônicas.







Figura 3.7 – Protótipos desenvolvidos.(a) Com conexões de água e N_2 feitos por mangueiras sem redutor de vibração, sendo conectados diretamente no laser, introduzindo ruídos mecânicos. b) Laser já isolado de vibrações mecânicas provenientes das mangueiras de água e N_2 .

O primeiro protótipo de cavidade estendida desenvolvida durante esta tese é mostrado na figura 3.7. O laser e os componentes ópticos usados nesta configuração são os mesmos já apresentados anteriormente, assim como as potências típicas apresentadas. O tamanho desta cavidade era de 3,5cm.

Transmissão de vibração mecânica via as mangueiras das conexões de água e gás nitrogênio, figura 3.7.a, eram notadas através de instabilidades dos modos longitudinais observados através de uma cavidade de Fabry-Perot. Estas conexões eram ligadas diretamente no laser. Para eliminar estas vibrações, isolamos estas conexões do laser, fixando-as ao longo de toda a mesa óptica com borrachas. O laser ainda continuava a operar

de maneira instável ao longo de um dia de experimentos, o que nos levou a revisar todo o sistema eletrônico para eliminar ruído de origem elétrica.



Figura 3.8 – Gráfico do ruído intrínseco da fonte de corrente *Melles Griot*. No gráfico em vermelho o ruído do analisador e em preto o ruído da fonte de corrente. Notam-se picos em 60Hz e 120Hz associados a rede elétrica.

Os principais módulos eletrônicos usados para operar um ECDL são a fonte de corrente, controladores de temperatura e PZT drivers. A fonte de corrente usada é uma fonte comercial da *Melles-Griot* modelo serie-200. Os controladores de temperatura, usados para controlar a temperatura interna e externa do laser, foram desenvolvidos pelo nosso Grupo [Cavasso-Filho R., 2002], assim como os PZT drivers, usados para controlar os elementos piezoelétricos.

A medida do ruído da fonte de corrente foi realizada por um *network analyzer*. Um resistência de 10K Ω foi colocada entre o cátodo e o ânodo da fonte de corrente onde foram ligados os terminais do *network analyzer*. O gráfico de ruído obtido (figura 3.8) nos revelaram que harmônicas de 60Hz, provenientes da rede elétrica, estavam presentes na corrente que alimentava o laser. Um filtro *notch*⁴ de 60Hz e 120Hz foi colocado na entrada de tensão da fonte para reduzir este problema.

⁴ Filtro notch é um filtro passivo que corta exatamente a freqüência desejada.



Figura 3.9 – Gráfico da estabilidade do comprimento de onda do LDCE em configuração Littman durante um período de 8 horas. Na situação 1 temos o sistema antes de todos os ajustes mecânico e eletrônicos. A variação em freqüência chegava a aproximadamente 520GHz. Na situação 2 após todas as mudanças para isolamento passivo, com variação máxima de freqüência de 830MHz.

Um problema que sistemas eletrônicos podem apresentar é o de compartilhamento de terras [Figueira D.S.L, 2003]. Esse problema foi observado entre o laser e os controladores de temperatura, que compartilhavam o mesmo terra, porém os terras destes não necessariamente possuem o mesmo referencial o que pode ocasionar um *loop* de terra, ou seja, uma corrente pode circular do controlador para o laser e vice versa ocasionando sérias instabilidades em sua operação. O rompimento dos terras entre o laser e os controladores foi realizado para evitar este problema. Apesar do PZT driver não ter ligação direta com o laser, houve também um corte de terra para o laser assim como foi feito também para o controlador de corrente.

As fontes de alimentação dos controladores de temperatura e dos PZT drivers, foram construídas de tal forma a evitar *ripple* e ruídos devido a harmônicas da rede de tensão.

Após estas mudanças o sistema sofreu uma significativa melhora. As oscilações dos modos longitudinais do laser reduziram-se dramaticamente ao longo do dia, a variação de

comprimento de onda passou a ser de $\Delta\lambda$ =0,002nm que em freqüência equivale a Δ f~830MHz, durante um dia de operação. As melhorias na estabilização passiva da cavidade devem ser máximas para que um estágio de estabilização ativa seja implementado.

3.5.3 – Estabilização Ativa da LDCE

A estabilização ativa de um laser de diodo em cavidade estendida é realizada corrigindo-se a freqüência do laser através de uma referência apropriada. Esta correção pode ser feita através do PZT do espelho de realimentação do LDCE ou através da corrente do laser.



Figura 3.10 – Esquema ilustrando o processo de correção ativa de freqüência utilizando um sinal de referência que alimenta um mecanismo de servo controle (*loop filter*). Os atuadores podem ser tanto a fonte que alimenta o PZT como a fonte de corrente do laser.

As técnicas de estabilização em freqüência de laser necessitam de uma referência de freqüência para que um mecanismo de servo controle possa enviar as correções para os atuadores. A diferença entre a freqüência do laser e a freqüência de referência gera um sinal de erro. O sistema de servo controle corrige os atuadores para sempre anular o sinal de erro.

A técnica usada para estabilizar o sistema Littman foi a de *Side-of-Fringe* [Hamilton M.W., 1980]. O sinal de erro desta técnica é gerado pela curva de transmissão da cavidade de Fabry-Perot.

O ponto de travamento, ou seja, onde o sinal de erro é zero é no lado da ressonância da cavidade de Fabry-Perot, figura 3.11.



(b) Figura 3.11 – Esquema ilustrando a forma de sinal de erro para a técnica de *Side-of-Fringe*. Na figura (a) ressonância observada do Fabry-Perot. Em (b) mesma curva subtraída de um sinal constante, para gerar um sinal de erro com o zero no lado da ressonância.

Para desviar a ressonância de um certo *offset DC* temos duas possibilidades, uma óptica e outra eletrônica, como mostrado na figura 3.12. Em nossa montagem usamos um *offset* eletrônico.



Figura 3.12 – Esquemas possíveis para o *offset* do sinal de erro para estabilização *Side-of-Fringe*. No esquema (a) o *offset* é ajustado opticamente por um filtro de densidade neutra.
Em (b) o *offset* e ajustado eletronicamente por um potenciômetro.

Para utilizarmos a técnica descrita anteriormente precisávamos de uma cavidade de referência, no caso Fabry-Perot, estável com uma finesse média. Como nenhuma cavidade com tais características existia no laboratório, construímos uma cavidade com tubo de quartzo e espelhos curvos de alta refletividade, como ilustrada na figura 3.13. A escolha do quartzo deve-se ao baixo coeficiente de dilatação térmica.

A condição de estabilidade para uma cavidade óptica é dada [Verdeyen J.,1994] por:

$$0 \le g_{1,2} \le 1 \tag{3.16}$$

,onde

$$g_{1,2} = 1 - \frac{d}{R_{1,2}} \tag{3.17}$$

, sendo d é a distância entre os espelhos e $R_{1,2}$ é o raio de curvatura dos espelhos. No nosso caso, $d = 12,2 \ cm$ e $R_{1,2}=20,0 \ cm$. Temos então que $g_{1,2}=0,39$, portanto a condição de

estabilidade para uma cavidade é satisfeita. O tamanho da cavidade é calculado para que não haja sobreposição de modos transversais na cavidade [Yariv A., 1991].



Figura 3.13 – Esquema da cavidade de Fabry-Perot construída com tubo de quartzo e espelhos curvos de refletividade de 99% e raio de curvatura R=20cm. Um elemento PZT tubular foi colocado para sintonia de modos.

O Free Espectal Range é dado por:

$$FSR = \frac{c}{2nd} \tag{3.18}$$

,onde *c* é velocidade da luz e *n* o índice de refração do meio. Para os nossos parâmetros, FSR=1,23GHz.

Já o fator de qualidade é mostrado a seguir:

$$Q = \frac{\lambda_0}{\Delta \lambda_{1/2}} = \frac{2\pi nd}{\lambda_0} \frac{(r_1 r_2)^{1/4}}{1 - (r_1 r_2)^{1/2}}$$
(3.19)

, onde λ_0 é comprimento de onda do laser, $\Delta\lambda_{1/2}$ é largura de ressonância da cavidade e r_1, r_2 são as refletividades do espelhos. Assim, temos que $\lambda_0 = 845nm$ e $r_1 = r_2 = 99,0\%$. Portanto $Q=9, *10^8$.

Para a finesse teremos:

$$F = \frac{\pi (r_1 r_2)^{1/4}}{1 - (r_1 r_2)^{1/2}}$$
(3.20)

Para os valores usados, obtemos F=312.

Para minimizar flutuações térmicas na cavidade, isolamos a cavidade com espuma e um controle de temperatura feito com uma fita térmica foi colocado em volta de todo o tubo de quartzo para manter constante sua temperatura.

Capítulo 3 – Laser de Diodo em Cavidade Estendida

Para obtermos uma única curva de sinal de erro é necessário um casamento dos modos do laser com os modos da cavidade óptica de Fabry-Perot [Yariv A.,1991][Verdeyen J.,1994]. Uma descrição qualitativa sobre casamento de modos é feita no apêndice II. Na figura 3.6 temos um modo típico sendo transmitido através da cavidade de Fabry-Perot.

A partir deste ponto foi notada uma grande dificuldade em se travar o laser à cavidade de referência. E novas correções na montagem foram praticadas para contornar o problema de estabilização ativa do laser.

3.5.3.1 – Aumentando o Tamanho da Cavidade Estendida Littman

Até este ponto não havia sido levado em consideração o fato de o laser não possuir camada antirefletora. Uma característica do laser usado neste trabalho é o fato dele não possuir camada anti-refletora na face de saída. O tamanho da cavidade estendida (Littman) usada até este ponto era de 3,5cm. A competição de modos da cavidade Littman e da própria cavidade do diodo laser (Fabry Perot) mostrou ser uma causa para o problema da oscilação de modos, já que nosso laser não possui camada anti-refletora [Kohns P., 1997] [Lonsdale D.J. *et al*, 2002] [Li R.N. *et al*, 1998][Brozek O.S. *et al*, 1998][Jin S. *et al*, 1996].

O fato de a cavidade estendida ser curta, implica que o seu *Free Spectral Range* será grande assim ela vai eliminar melhor os modos do laser. Por outro lado a largura de linha de cada pico será grande também e o ruído que sobra neste modo será maior e o servo mecanismo para estabilizar o laser em freqüência terá de ter uma largura de banda maior para eliminar este ruído. Se a cavidade é longa, há menos seletividade, pois o *Free Spectral Range* é menor, mas por outro lado os picos de transmissão também ficam menores (pois a finesse é a mesma) e filtra-se melhor o ruído que sobrou no único modo. Com isso o servo controle atua menos para a correção fazendo com que a estabilização do laser seja mais fácil. [Wieman C.E. e Hollberg L. e, 1991] [Verdeyen J., 1994] [Yariv A., 1991] [Oates C.W. *et al*,1999].

O fluxo de gás nitrogênio sobre a cápsula do diodo laser, necessária para evitar condensação de água, foi alterado para evitar instabilidades, devida a alteração do índice de refração (ruído acústico) imediatamente após o diodo laser.

O tamanho da nova cavidade é de 20cm, e ela é mostrado na figura 3.6.

3.5.3.2 – Estabilização por Side-of-fringe: Resultados.

Com o aumento da cavidade estendida o travamento do laser tornou-se possível. Na figura 3.14 temos um sinal de erro, que apesar de não estar na melhor condição de casamento de modos (percebem-se outros modos), possibilita o travamento do laser.



Figura 3.14 – Sinal de erro gerado para um modo. Outros modos podem ser observados, mas não influenciam no travamento do laser.

O sinal da figura 3.14 é enviado ao sistema de servo controle que opera correções na corrente do laser, sempre corrigindo a corrente para ficar na freqüência desejada pelo sinal de erro (no caso o lado da ressonância).Esta correção pode também ser feita no PZT ou simultaneamente na corrente e no PZT.

O sinal de erro é gerado "varrendo" a tensão aplicada ao PZT da cavidade estendida ou o PZT da cavidade de Fabry-Perot. Quando o servo controle atua sobre a corrente e/ou PZT da cavidade estendida o laser fica em ressonância permanente com a cavidade de Fabry-Perot, e esta situação é mostrada nos gráficos da figura 3.15.



Figura 3.15 – Potência transmitida através da cavidade de Fabry-Perot. Em (a) uma situação de travamento "fraco" e em (b) uma situação de travamento "forte". Em (a) o PZT esta atuando em maior amplitude para deixar o laser ressonante com a cavidade de Fabry-Perot. Já em (b) a amplitude de oscilação do PZT é menor para deixar o laser estabilizado em relação à cavidade de referência.

Capítulo 4

4 - Amplificação de Potência Óptica

A potência máxima de infravermelho obtida na cavidade estendida Littman desenvolvida é de P=50mW. Este infravermelho será usado para se gerar azul via geração de segundo harmônico, com será visto no capítulo 5, porém este processo é muito ineficiente e como o objetivo da tese é gerar azul com potência da ordem de várias dezenas de milliwatts a amplificação de potência é necessária.

4.1 – Características do Amplificador

A amplificação de potência é realizada utilizando um amplificador laser comercial da SDL modelo 8630, que emite em λ =850nm, com uma potência de P_{max}=500mW para uma corrente de injeção i=2,2A. Originalmente, este laser era operado em configuração de cavidade estendida Littrow. Este laser tem como elemento de ganho um chip semicondutor *tappered* que consiste em um contato de corrente com diâmetro afilado de aproximadamente 150 µm na face de saída, até 5 µm na face voltada para cavidade estendida. A região ativa do poço quântico confina o modo do laser a uma altura de aproximadamente 1µm 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 4.1 A cavidade do laser é composta pela grade de difração de um lado e pela face de saída do *chip* do outro.



Figura 4.1 – Esquema da cavidade Littrow do laser SDL-8630⁵, usado como amplificador de potência da radiação gerada pela cavidade Littman descrita no capítulo 3.

Uma série de elementos ópticos é posicionada após a face de saída do laser para corrigir astigmatismo e a elipcidade do feixe. No foco da lente colimadora de saída é colocada uma fenda para filtrar espacialmente componentes fora do limite de difração. Logo após a fenda uma lente cilíndrica é usada para reduzir o astigmatismo do laser e promover uma seção reta circular. Após estes conjuntos o feixe laser é praticamente gaussiano.

Quando operado na configuração de cavidade estendida Littrow, a largura de linha do laser fica em torno de 50MHz¹, fazendo com que ele não seja adequado para aplicações espectroscópicas em átomos de cálcio. Para usarmos este laser para gerar azul em experimentos de aprisionamento e resfriamento de átomos de cálcio é necessária uma redução da largura de linha para patamares menores do que esta cavidade estendida pode oferecer.

Todos os componentes ópticos que formavam a cavidade Littrow foram retirados para que este laser operasse como um amplificador óptico de potência. Com uma injeção óptica externa, o amplificador óptico apresenta emissão laser com as mesmas características

⁵ Obtida do manual de usuário SDL-8630 "*Tunable Laser Diode*" (1996)

da luz injetada (neste caso o laser em cavidade Littman) que o injeta, como fase e comprimento de onda [Marquardt J.H. *et al*, 1996] (figura 4.4). A largura de linha do feixe originado da injeção é maior que a largura de linha do laser em cavidade Littman, que origina a injeção, como será visto adiante. Porém , muito inferior à largura de linha original do amplificador (no caso o laser) em configuração Littrow .

A emissão deste amplificador sem injeção apresenta uma região de ganho bem larga, *broadband*, como será mostrada na próxima seção. A emissão nesta condição é resultado de contribuições das emissões espontâneas do laser. Quando ocorre injeção o modo injetado induz emissão estimulada, fazendo com que o laser oscile na mesma freqüência do laser que o injeta. Esta condição é conhecida como *Seeded Injection*.

O laser de injeção, que comanda o comprimento de onda e largura de linha, é denominado laser mestre. No caso deste trabalho o laser mestre é o LDCE Littman desenvolvido. Já o amplificador é conhecido como laser escravo.

4.2 – Resultados

4.2).

A potência máxima do amplificador sem a cavidade estendida e sem injeção óptica externa do laser mestre é de P=50mW para uma corrente de i=2,2A. Injetando uma potência de P=23mW do laser mestre a notência máxima obtida é de P_{max} =500mW (figura



Figura 4.2 – Gráfico de potência de saída do amplificador óptico em função da corrente de injeção. Em vermelho, o amplificador sem injeção óptica externa. Em preto, potência do amplificador para uma injeção óptica externa fixa de 23mW.

Para uma injeção otimizada, o modo espacial do laser mestre deve ser igual à forma e divergência do modo do amplificador. Apesar de se tratar de dois lasers de diodo que

Capítulo 4 – Amplificação de Potência Óptica

apresentam formas elípticas, a focalização é diferente. Portanto um casamento de modos é necessário e pode ser alcançado com o uso de um par de lentes convergentes (numa configuração de telescópio). Porém este modo otimizado não foi usado, pois se optou em utilizar o amplificador em sua região de saturação, já que havia disponível para injeção uma potência de 40mW do laser mestre. A saturação do amplificador ocorre para potências de injeção a partir de 25mW para i=2,2A. Com o amplificador na região de saturação não há necessidade de uso de isoladores ópticos em sua saída, já que um possível *feedback* óptico não induzirá ganho suficiente no laser (amplificador) para ocasionar perturbações em seus modos de emissão.



Figura 4.3 – a)Potência de saída do amplificador em função da potência de injeção do laser mestre, para corrente fixa de injeção de i=1,9A. Região fora da saturação, a saturação ocorre para potências de injeção superiores a 25mW para i=2,2A. Em b) gráfico de saturação de amplificação do amplificador .

A análise do espectro de emissão da luz amplificada foi realizada por um analisador de espectro óptico 86145B da *Agilent Technologies*, figura 4.4.



Figura 4.4 – Espectro de emissão do amplificador óptico.Em vermelho espectro de emissão do laser mestre. Em preto espectro da luz amplificada para uma injeção óptica de 18mW para $i=2,0A^{6}$. O espectro de emissão somente do amplificador sem injeção óptica é mostrado em azul, mostrando seu aspecto *broadband* de emissão.

Se o laser mestre estiver emitindo em regime multimodo o amplificador segue a característica do mestre e amplifica a luz mesmo multimodo, como é mostrado na figura 4.5.

Uma otimização da potência de saída do amplificador foi obtida removendo toda a óptica original do laser de fábrica. A principal perda de potência útil no amplificador ocorria na fenda usada para filtragem espacial de componentes fora do limite de difração. Esta fenda foi substituída por um *pin-hole* colocado no plano focal do telescópio usado para casamento de modos na cavidade duplicadora de freqüência, figura 5.6. A potência máxima de luz amplificada obtida, só com a substituição da fenda, chegou a P_{max} =700mW.

⁶ MOPA : Master Oscillation Power Amplifier.



Figura 4.5 – Espectro de emissão multímodo do amplificador injetado opticamente, em azul.Em vermelho, o espectro de emissão multímodo do laser mestre.

A largura de linha da luz amplificada sofre um pequeno acréscimo do seu valor no laser mestre. Esta situação é mostrada na figura 4.6. A largura de linha estimada do laser mestre, mostrada no capítulo 4, foi de 1,5MHz. A largura de linha estimada para a luz amplificada é de 2,5MHz.



Figura 4.6 – Na linha sólida temos um modo da luz do laser escravo e na linha pontilhada o modo do laser mestre.

Capítulo 5

5 - Obtendo Luz Azul via Geração de Segundo Harmônico

Efeitos não lineares em óptica já eram observados desde o século XIX, como o efeito *Pockels* e o efeito *Kerr* [Yang M., 1993]. Com o advento do laser em 1961, novos efeitos em óptica não-linear foram observados, tais como, geração de segundo e terceiros harmônicos, auto focalização e etc [Young M., 1993].

O uso de cristais não lineares para geração de segundo harmônico viabilizou diversas aplicações para o uso de radiação laser. Como um grande exemplo, temos o laser de Nd:YAG que usa o dobramento de freqüência para atingir o comprimento de onda de 532nm, com grande eficiência. Outro exemplo é o uso de dobramento de freqüência de lasers emitindo em infravermelho, mais comuns comercialmente, para a região do azul.

O processo de geração de segundo harmônico é limitado pela eficiência dos cristais usados, que normalmente são extremamente baixas para passagens únicas do feixe laser. Potências obtidas de segundo harmônico giram em torno de microWatts para injeção de centenas de milliWatts. A solução para este problema é a inserção do cristal não linear em uma cavidade óptica que proporciona uma potência circulante alta, tornando a potência de segundo harmônico suficiente para muitos experimentos em física.

A radiação laser azul obtida nesta tese foi obtida via dobramento de freqüência de lasers de diodo estabilizados em freqüência, emitindo em 846nm, usando como cristal não linear o KNbO₃ (niobato de potássio), inserido em uma cavidade óptica.

Neste capítulo uma breve introdução teórica sobre a óptica envolvida na geração de segundos harmônicos será apresentada. Características do cristal usado e a cavidade óptica construída também serão apresentadas, assim como os resultados obtidos.

5.1 – Teoria sobre GSH

A geração de segundo harmônico é um caso especial de não linearidade de segunda ordem. Fenômenos ópticos não lineares aparecem quando o campo óptico é comparável em magnitude ao campo no interior da matéria.

A idéia de resposta não linear de um meio pode ser observada, por exemplo, em um amplificador eletrônico com uma resposta dada por $Y = a_1x$, onde *x* é um sinal de entrada e a_1 é o ganho linear do sistema. Aplicando um sinal de entrada $x=VCos(\omega t)$, é direto que a resposta do amplificador será dada por $Y=a_1VCost(\omega t)$. Mas se uma pequena não linearidade é inserida na resposta do amplificador de tal forma que $Y=a_1x+a_3x^3$, uma distorção cúbica é observada e o aparecimento de uma nova freqüência é obtida, como é observada em $Y=[a_1+(3/4)a_3]$ Vcos(ω t)-(1/4)a_3V³cos(3 ω t). Portanto, nota-se que o efeito de pequenas distorções em sinais aplicados a um amplificador acarretam no surgimento de novas condições de contorno.

Uma importante grandeza que carrega todos as informações sobre a não linearidade de cristais, sejam anisotrópicos ou não, é sua polarização. Polarização é a densidade volumétrica de dipolos elétricos de um cristal.



Figura 5.1 – Esquema ilustrando a distribuição de dipolos elétricos em um cristal sob influência de um campo elétrico externo.

O grau de polarização depende não somente do campo elétrico, mas também das propriedades das moléculas que constituem o material dielétrico. O comportamento de um dado material é completamente especificado por uma relação determinada experimentalmente, que para baixas irradiâncias é dada por:

$$P = \varepsilon_0 \chi E \tag{5.1}$$

onde ε_0 é a permissividade do espaço livre e χ é a susceptibilidade elétrica linear.

Expandindo a equação 5.1 em séries de potências, para ordens superiores tem-se

$$P = \varepsilon_0(\chi^{(1)}E + \chi^{(2)}E^2 + \chi^{(3)}E^3 + ...)$$
(5.2)

tal que $\chi^{(2)}, \chi^{(3)}$ e etc. são a segunda e terceira ordens da susceptibilidade não-linear. Para convergência desta série é necessário que $\chi^{(3)}E^3 \ll E\chi^{(2)}E^2 \ll \chi^{(1)}E$.

Considerando um cristal não-linear que tenha suas propriedades descritas pela relação 5.2, aplicando-se um campo elétrico

$$E = E_{\omega} Cos(\omega t) \tag{5.3}$$

em 5.2, obtém-se

$$P = P_0 + P_1 Cos\omega t + P_2 Cos2\omega t + P_3 Cos3\omega t + ...$$
(5.4)

. Nota-se o aparecimento na expressão 5.4 de termos que representam segundo e terceiro harmônicos da onda fundamental incidente. Termos cruzados não foram considerados aqui.

Considerando somente processos de segunda ordem para dois campos elétricos com freqüência ω_1 e ω_2 , a polarização pode ser escrita como

$$P_{\omega 3}(t) = \varepsilon_0 \chi^{(2)}(-\omega_3, \omega_2, \omega_1) E^{\omega 1}(t) E^{\omega 2}(t)$$
(5.6)

onde $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$, por conservação de energia e $E^{\omega i}$ é o campo elétrico para a freqüência ω_i , que pode ser expresso em termos exponenciais como

$$E^{\omega_i}(t) = 1/2 \{ E(\omega_i) Exp[i(\omega_i t - k_i r)] + c.c \}$$
(5.7)

A susceptibilidade $\chi^{(2)}$ não é uma constante e sim um tensor de segunda ordem, onde a soma de seus argumentos é sempre zero, como em (5.6).

As componentes de (5.6) podem então ser escritas da seguinte forma

$$P_{i}^{\omega_{3}}(t) = \varepsilon_{0} \Sigma \chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_{3},\omega_{2},\omega_{1}) E_{j}^{\omega_{1}}(t) E_{k}^{\omega_{2}}(t)$$
(5.8)

sendo que i,j,k correspondem aos 3 eixos do espaço x,y e z. Tomando a transformada de Fourier (5.8), temos que

$$P_{i}(\omega_{3}) = \varepsilon_{0}/2\chi_{ijk}E_{j}(\omega_{1})E_{k}(\omega_{2})$$
(5.9)

Por convenção em óptica não-linear

$$\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_3,\omega_1,\omega_2) = 2d_{ijk}(-\omega_3,\omega_1,\omega_2)$$
(5.10)

assim, a polarização toma a forma

$$P = \varepsilon_0 d_{i(jk)} E^2$$
(5.11)

O índice *d* é um tensor de 9 elementos, porém vários de seus elementos são tipicamente nulos. Os índices do tensor *d* são permutáveis desde que se permutem as freqüências associadas. Mas normalmente o tensor *d* é representado como uma matriz 3x6, de tal forma que $d_{i(jk)} = d_{im}$, conhecida como notação contraída [Nye J.F., 1976]. Assim a matriz d_{im} que representa o tensor *d* fica com a seguinte forma

$$d = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}$$
(5.12)

sendo que d_{im} depende das simetrias do cristal e da direção de propagação.

Das equações de Maxwell pode-se obter uma expressão geral para o campo elétrico, ou de polarização, que descreverá completamente todo o processo não-linear. Se considerarmos a amplitude da onda no 2º harmônico muito menor que a da fundamental a variação do campo elétrico no interior de um cristal pode ser desprezada. Assim tem-se a expressão geral para um campo elétrico no interior de um cristal não-linear:

$$E(2\omega) = \int_{0}^{l} \frac{dE(\omega)}{dz} = \int_{-l/2}^{l/2} i \left(\frac{\omega d_{eff}}{nc}\right) E^{2}(\omega) e^{-i\Delta k.z} dz$$
(5.13)

simplificando

$$E(2\omega)|_{z=l} = l\left(\frac{\omega d_{eff}}{nc}\right) E^2(\omega) Sinc(\frac{\Delta kl}{2})$$
(5.14)

onde d_{eff} representa o elemento de matriz do tensor *d* na forma contraída, *n* o índice de refração e $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ e *l* o comprimento do cristal.

Com o campo definido em (5.14) pode-se obter a intensidade de 2º harmônico e assim obter a eficiência de conversão. A intensidade é dada por I=P/A, sendo que P é a potência e A a área do feixe de interrogação no cristal que é dada por $A=(\pi W_0^2)/2$, sendo que W_0 é a cintura do feixe laser. Portanto a intensidade, pode ser obtida por

$$I(2\omega) = l^2 \left(\frac{\omega d_{eff}}{nc}\right)^2 I^2(\omega) \frac{W_0^2 \pi}{2} Sinc^2(\Delta k \frac{l}{2})$$
(5.15)

Relações de conservação de energia para fótons devem ser observadas e obedecidas para uma geração eficiente de 2º harmônico. Assim, temos :

$$\omega_1 + \omega_1 = \omega_2 \quad \Longrightarrow \quad 2\omega_1 = \omega_2 \tag{5.16}$$

, ω_2 é a freqüência de 2° harmônico. Desta relação obtém-se o vetor de onda k para 2° harmônico com magnitude dada por

$$\mathbf{k}_2 = \omega_2 / \mathbf{c} \, \mathbf{n}(\omega_2) \quad \Longrightarrow \quad \mathbf{k}_2 = 2\omega_1 / \mathbf{c} \, \mathbf{n}(2\omega_1) \tag{5.17}$$

,sendo que $n(\omega_2)$ e $n(\omega_0)$ são os índices de refração do meio para 2º harmônico e para 1º harmônico respectivamente. Para conservação de momento é necessário que

 $k_1 + k_1 = k_2 \implies k_2 = 2k_1 \implies k_2 = 2\omega_1/c n(\omega_1)$ (5.18)

Portanto da conservação simultânea de energia e momento

$$\mathbf{n}(\mathbf{2}\boldsymbol{\omega}_1) = \mathbf{n}(\boldsymbol{\omega}_1) \tag{5.19}$$

. Esta é a condição para geração de segundo harmônico, conhecida como casamento de fase, onde os índices de refração para ambas ondas devem ter o mesmo valor. Se os vetores de onda dos harmônicos forem colineares a região de interação será maior, o que aumentará a eficiência de geração de segundo harmônico [Demtröder W.,1981].



Figura 5.2 – Interação das ondas fundamental e de segundo harmônico. No primeiro caso o vetor de Poyntig não é paralelo aos vetores de onda, resultando em um processo com eficiência baixa. No segundo caso, interação máxima entre as ondas com vetor de Poyntig na mesma direção de propagação dos vetores de onda.

A condição para que as leis de conservação ocorram podem ser satisfeitas em cristais birrefringentes ajustando-se o ângulo de incidência do feixe laser em relação aos eixos principais do cristal (sintonia por ângulo) ou variando-se a temperatura do cristal para

alterar os índices de refração (sintonia por temperatura). Pela sintonia por temperatura é possível deixar os feixes colineares com um dos eixos ópticos do cristal (figura 5.2), este caso é conhecido como **casamento de fase não-crítico**, onde os feixes interagentes não se desviam. Já a sintonia por ângulo é chamada de **casamento de fase crítico**, neste caso os vetores de Poyntig (fluxo de energia) não são paralelos aos seus respectivos vetores de onda.

Existem também dois tipos de casamentos de fase para geração de segundo harmônico, o tipo I e o tipo II. No **tipo I** a freqüência fundamental, que incide na direção z, é polarizada na direção x e o segundo harmônico gerado é polarizado na direção y. Já no **tipo II**, a onda na freqüência fundamental incidente na direção z, deve ter duas componentes de polarização, uma orientada no eixo x e outra no y, com o segundo harmônico sendo polarizado na direção y.

Considerando o caso de máxima eficiência na condição de casamento de fase em $\Delta kl=0$ (Δkl é a diferença de fase entre dois harmônicos), obteremos uma eficiência, a partir da expressão (5.15), de

$$I(2\omega) = \eta I^2(\omega) \tag{5.20}$$

onde a eficiência de conversão do cristal, η, é

$$\eta = \frac{l^2 (\varpi d_{eff})^2 W_0^2 \pi}{2(nc)^2}$$
(5.21)

5.2 – Niobato de Potássio

O cristal usado para geração de segundo harmônico nesta tese foi o niobato de potássio, KNbO₃ (cristal não linear biaxial com 1cm de comprimento), adquirido comercialmente (da empresa VLOC), com eixo de propagação orientado na direção X (100). Com o plano de polarização orientado na direção Y (010), ($E_x=E_z=0$) a polarização resultante será na direção Z, dada por

$$P_z(2\omega) = \varepsilon_0 d_{32} E_y^2$$
(5.20)

Onde d_{32} é o elemento da matriz que representa o tensor da susceptibilidade, que para o KNbO₃, tem a seguinte forma

$$\begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$
(5.21)

Para o comprimento de onda λ =825nmn temos que d₃₂=33,3 pmV, por exemplo.

O casamento de fase para o KNbO₃ é do tipo I não crítico, ou seja, através da sintonia de temperatura chegamos a condição onde os índices de refração do 1º harmônico se iguala ao do 2º harmônico, neste caso $n(\omega)=n(2\omega)=2,28$. A temperatura para casamento de fase para o comprimento de onda requerido (λ =846nm) é de T=-12,8°C.



Figura 5.3 – Gráfico de comprimento de onda por temperatura de casamento de fase não crítico para o KNbO₃ [Biaggio I. *et al*, 1992].

A eficiência de conversão para 2° harmônico em passagem única medida foi de $\eta=0,01W^{-1}$ (figura 5.4) para um cristal de 1 cm de comprimento.

Nota-se que a potência gerada de azul em λ =423nm é da ordem de microWatts, insuficiente para resfriar e aprisionar átomos de cálcio. O aumento da eficiência de conversão de λ =846nm em λ =423nm é conseguido inserindo o cristal de KNbO₃ em uma cavidade óptica, onde a potência circulante é várias vezes maior que a potência incidente do laser.



Figura 5.4 – Medida da eficiência de geração de segundo harmônico para KNbO₃ em passagem única.

5.3 – Cavidade Duplicadora da Freqüência

A cavidade duplicadora usada para geração de segundo harmônico é do tipo *bow-tie* ("gravata borboleta") formada por dois espelhos planos e dois espelhos curvos (R=10 cm). O espelho plano da entrada transmite 2,3% para um comprimento de onda de 846 nm. O espelho curvo de saída transmite 94% para um comprimento de onda de 423 nm, figura 5.5.

A potência circulante de infravermelho na cavidade é

$$I_c = I_{in} \frac{1 - R}{1 + 2rpCos\delta + RP}$$
(5.22)

, onde δ é a mudança de fase por volta na cavidade; $r^2 = R$ é a potência fracional refletida e $t^2 = T$ é a potência fracional transmitida pelo espelho de entrada; $l^2 = L$ representa as perdas e $p^2 = P = l - L$ é a chamada passividade da cavidade . Tal que R + T = l e P + L = l[Demtröder W., 1981].

A máxima potência de infravermelho circulante na cavidade duplicadora ocorrerá quando $\delta = 180^{\circ}$ e $\sigma I_{c}/\sigma I_{in} = 0$, resultando R = L e P = T (condição de casamento de impedância). Assim, a potência circulante ótima (máxima) será:

$$I_c^{opt} = \frac{I_{in}}{T}$$
(5.23)

Portanto para que ocorra um casamento de impedância ótimo é necessário ter um espelho de entrada com baixa transmissão, onde as perdas da cavidade por espalhamento e absorção nos espelhos e cristal e pela própria geração de segundo harmônico, sejam iguais à transmissão do espelho de entrada. Temos então a transmissividade do espelho de entrada igual às perdas na cavidade. Quanto menor forem estas perdas, melhor. Para o nosso caso a transmissão do espelho de entrada é de 2,3% para λ =846nm, que representa as perdas principalmente no cristal de KNbO₃.



Figura 5.6 – Esquema completo do sistema experimental de duplicação de freqüência. No quadro verde esta esquematizada o sistema de estabilização do laser em cavidade estendida Littman (mestre) pelo método de *Side-Of-Fringe*. No quadro azul o sistema de geração de segundo harmônico e a óptica usada para estabilização da cavidade duplicadora pelo método de *Hansch-Coulliaud*, onde w.p=Prisma de Wolaston; $\lambda/4=lâmina$ quarto de onda; $\lambda/2=lâmina$ de meia onda; P.D=Fotodiodos; PZT=transdutor piezoelétrico. A $\lambda/2$, corrige pequenas mudanças de polarização para o que ocorra casamento de fase tipo I.

A cavidade duplicadora foi construída de tal forma que a menor cintura do feixe laser no plano focal dos espelhos curvos onde o cristal é colocado fosse de $W_0=30\mu m$ para que a condição de máxima conversão de 2º harmônico fosse obedecida [Kleinman D.A, *et al* 1965]. Pela teoria estabelecida para geração de segundo harmônico[Kleinman D.A, *et al* 1965][Steinbach A, *et al* 1996] para feixes cw focalizados, a condição ótima de focalização é dada pela razão

$$\xi = l/b$$
 (5.24)

conhecida como parâmetro de focalização, onde l é o comprimento do cristal e b o parâmetro confocal do feixe[Demtröder W., 1981], dado por

$$b = \pi W^2 / \lambda \tag{5.25}$$

.Para o cristal usado de KNbO₃ o parâmetro de focalização é $\xi \sim 3$. Para *l*=1cm, a cintura mínima deverá ser W₀=30µm.

O tamanho da cavidade construída foi de 60,5cm com um *free spectral range* de 495 MHz. O espelho de entrada possui uma transmitância de 2,3% para λ =846nm. Ao segundo espelho plano, altamente refletor para λ =846nm, foi acoplado um elemento piezoelétrico (PZT) que permite variar o tamanho da cavidade para mantê-la em ressonância com o laser. O espelho curvo de saída é altamente refletor para λ =846nm, mas possui uma transmitância de 94% para λ =423nm.

O cristal de KNbO₃ é posicionado no centro dos dois espelhos curvos, sobre uma base de cobre onde é colado um elemento peltier com um termistor para controle da temperatura do cristal. Para que ocorra o casamento de fase não crítico para λ =846nm a temperatura do cristal deve ser de T=-12,8°C. Para evitar condensação de água sobre o cristal (e até congelamento) um fluxo baixo de nitrogênio é mantido no cristal. Toda a montagem é colocada dentro de uma caixa de acrílico, que ajuda a manter a atmosfera seca e aumenta a estabilidade mecânica da montagem.

Como o feixe incidente não é totalmente gaussiano TEM_{00} , o casamento de modo do laser com a cavidade fica em torno de 90%. O casamento de modo é otimizado ajustando-se o par de lentes, em configuração telescópio, que ficam antes da entrada da cavidade duplicadora. Os gráficos da figura 5.7 ilustram duas situações de casamento de modo. Percebe-se na melhor situação, figura 5.7.b, que ainda existem outros modos transversais presentes na cavidade.



Figura 5.7 – Modos transmitidos pela cavidade duplicadora quando o PZT fica "varrendo" a cavidade duplicadora continuamente. O gráfico (a) é obtido quando o casamento de modos não é perfeito, onde vários modos transversais existem. Quando o acoplamento laser-cavidade é otimizado (ajustando as lentes da entrada da cavidade) se obtém o gráfico (b), que representa um acoplamento para o modo TEM₀₀ de 90%, ou seja, 90% da potência circulante está no modo TEM₀₀.

As ressonâncias observadas na figura 5.7 são produzidas pela variação constante do comprimento da cavidade. Esta variação é produzida pelo PZT acoplado em um dos espelhos planos da cavidade. Para geração de luz azul (λ =423nm) eficientemente é necessário que a ressonância de maior ganho na cavidade seja estabilizada (travada) à freqüência do laser mestre, ou seja, o PZT deve atuar de modo que a cavidade duplicadora sempre esteja na ressonância desejada. A técnica de estabilização usada foi a de Hansch-Coulliaud [Hansch T.W e Coulliaud B., 1980].

5.3.1 – Estabilização da Cavidade Duplicadora

A técnica de Hansch-Coulliaud é uma das técnicas usadas para derivar um sinal de erro para o travamento de cavidades ópticas. Este sinal de erro é enviado a um sistema de

servo-controle que o analisa e atua, neste caso, no PZT da cavidade variando seu comprimento e, assim, corrigindo sua dessintonia em relação ao laser.

Para implementar esta técnica, também conhecida como espectroscopia de polarização, é necessário que a cavidade tenha um elemento polarizador. Como o cristal de KNbO₃ é birrefringente, esse será o elemento que discrimina o polarização.

O sinal de erro é gerado a partir da observação da mudança de polarização do feixe refletido pela cavidade. Um desvio de fase do feixe laser incidente relativo ao campo dentro da cavidade óptica altera a polarização da luz refletida.

A luz incidente na cavidade tem uma polarização bem definida, que é refletida e servirá de referência. O eixo de transmissão da luz no cristal forma um ângulo θ com a luz polarizada incidente. Cada volta na cavidade da onda transmitida pelo cristal terá um desvio de fase δ =2m π . Exatamente na ressonância a polarização de luz refletida será linear, pois a contribuição de mudança de polarização para este feixe será nula [Born M. e Wolf E., 1997]. Se a condição de ressonância não for satisfeita o feixe refletido terá polarização elíptica.



Figura 5.8 – Na parte superior do gráfico é mostrado o sinal de erro obtido para a cavidade duplicadora construída, para o sinal de transmissão mostrado na parte inferior.

A elipcidade da polarização é detectada com um analisador de polarização que consiste em uma lâmina de quarto de onda e um prisma de Wollaston (divisor de feixes polarizados), figura 5.7,. O sinal é enviado a um amplificador diferencial que gera um sinal de erro. A forma matemática do sinal de erro é dada por [Hansch T.W e Coulliaud B., 1980]

Capítulo 5 – Geração de Luz Azul via Geração de Segundo Harmônico

$$I_a - I_b = I^{(i)} 2Cos(\theta)Sin(\theta) \frac{T_1 RSin(\delta)}{(1-R)^2 + 4RSin^2(\frac{1}{2}\delta)}$$
(5.26)

onde, $I^{(i)}$ é a intensidade do feixe incidente, T_I é a transmissão do espelho de entrada e R é a razão entre as sucessivas voltas na cavidade, contendo a reflexão e todas as outras perdas da cavidade.

O detector muda o sinal (5.26) gerando um sinal de erro, que cruza o zero exatamente na ressonância da cavidade (figura 5.8). Este sinal de erro é enviado ao servo controle que corrige o tamanho da cavidade duplicadora atuando no PZT do espelho plano, forçando a cavidade a ficar permanentemente em ressonância com o laser mestre. Quando o servo controle está atuando, o sinal que é obtido pelo detector da cavidade de duplicação, figura 5.7, tem a forma mostrada na figura 5.9. Nesta situação a cavidade esta travada à freqüência do laser.



Figura 5.9 – Intensidade transmitida pela cavidade duplicadora quando travada em frequência ao laser. O primeiro sinal (a) ilustra uma situação de travamento "fraco", onde o sistema de servo controle está atuando mais vezes para deixar a cavidade em ressonância com a freqüência do laser. No gráfico (b) uma situação de travamento melhor.

A situação ilustrada na figura 5.9.a é a condição obtida com mais facilidade com o sistema. Esta condição se preserva por até 3 horas, mas a potência de azul gerada não é máxima. Para esta situação conseguimos 15mW de potência de azul para 401mW de potência de infravermelho incidente na cavidade duplicadora. Se forçarmos o sistema de

Capítulo 5 – Geração de Luz Azul via Geração de Segundo Harmônico

servo controle para uma condição melhor de travamento, como ilustrada na figura 5.9b, obtemos 35mW de azul para a mesma potência de incidência de infravermelho, mas o travamento se mantinha por apenas 30 minutos. No gráfico da figura 5.10, observamos o *lock* da cavidade duplicadora na melhor das condições. Neste caso, o *lock* durou poucos minutos, mas obtivemos uma potência de 58mW de azul para 401 mW de potência de infravermelho. Mesmo com estas condições já é possível o carregamento de uma armadilha magneto óptica de cálcio.



Figura 5.10 – Lock da cavidade duplicadora em situação ótima.

A dificuldade de manter o travamento da cavidade na melhor das situações é devido ao fato de existirem ruídos no laser mestre e na cavidade duplicadora que forçam o servo controle a corrigir estas flutuações no PZT. O tamanho da cavidade Littman do laser mestre favorece o aparecimento de ruídos acústicos e mecânicos que devem ser bem isolados. Por exemplo, injeção de N₂ sobre a cápsula do laser é suficiente para gerar flutuações de freqüência . O isolamento dos terras de precisão de todo sistema, também é importante para diminuir o ruído de freqüência. Esses ajustes finos são fundamentais para que todo o sistema possa operar continuamente e estável por longos períodos de tempo.



Figura 5.11 – Gráfico de potência incidente na cavidade duplicadora (λ =845,585nm) por potência no segundo harmônico.

A eficiência de conversão óptica obtida com o sistema desenvolvido chegou a 15%, figura 5.11, o que satisfaz as necessidades de uma fonte portátil de luz azul para uma nova armadilha magneto-óptica de cálcio.

Capítulo 6

6 - Conclusões e Perspectivas

Foi apresentado e construído um sistema compacto de geração de radiação laser azul, estabilizada em freqüência. Esta fonte pode ser usada para acessar a transição ressonante ${}^{1}S_{0} - {}^{1}P_{1}$ do cálcio. Potências em torno de 60 mW de azul para comprimentos de onda próximos de 423 nm foram obtidas.

Diversas melhorias na eletrônica usada e na óptica permitiram a supressão de instabilidades que otimizaram o desempenho do sistema, o que foi fundamental para operação continua do laser sem saltos de modos longitudinais.

Substituições de partes da óptica usada no amplificador óptico resultaram em um ganho expressivo de potência de infravermelho, que poderá ser utilizada em uma segunda cavidade duplicadora de freqüência. O uso de toda esta potência para gerar azul deve ser cautelosa a fim de evitar o aparecimento de um fenômeno conhecido como BLIIRA (blue light inducing infrared absorption), que induz absorção de infravermelho pelo KNbO₃ para altas potências, reduzindo a eficiência da conversão. Para o KNbO₃ potências de infravermelho superiores a 500mW na entrada da cavidade duplicadora, já ocasionam este efeito.

Esta nova fonte de azul desenvolvida torna-se importante, pois são previstos experimentos que utilizarão duas fontes de luz azul (uma fonte de luz azul já era disponível no grupo, mas utiliza como laser de injeção na cavidade duplicadora um laser de Ti:Sa bombeado opticamente por um laser de argônio) para fotoassociar átomos de cálcio.

59

Capítulo 6 – Conclusões e Perspectivas

O caminho natural para este sistema compacto de azul é sua utilização em uma nova armadilha magneto-óptica (MOT) de cálcio. Esta nova armadilha será carregada somente por este sistema. A fonte de azul será montada e integrada ao MOT. Este novo MOT já esta sendo construído. Por se tratar de um sistema integrado (MOT+azul juntos), a possibilidade de locomoção de todo o sistema torna-se viável.



Figura 6.1 – Novo MOT de cálcio, sendo construído, com sistema de azul transferido para sua parte inferior. As reduzidas dimensões tornam o sistema transportável.

O novo MOT integrado à fonte de azul construído é mostrado na figura 6.1.

Apêndice I

I. Experimento de Espectroscopia de Átomos Frios de Césio com Luz, Síncrotron

Durante os últimos anos o uso de radiação síncrotron tem se intensificado devido aos enormes avanços ocorridos nesta área. O aparecimento dos anéis de luz síncrotron de terceira geração torna possível o acesso a um feixe de alto brilho que passa a ter propriedades parecidas com as dos lasers no visível. Estes avanços possibilitam que novos tipos de amostras possam ser estudados, em particular aquelas com baixa densidade, que necessitam de uma fonte de excitação com alto brilho.

Os gases e moléculas livres estudados até o momento têm um movimento térmico inerente, e a maioria das técnicas espectroscópicas utilizadas em laboratórios síncrotrons do mundo inteiro têm limitações sérias na precisão das medidas devido ao alargamento Doppler. A energia de recuo dos íons é da ordem de μ eV e pode ser facilmente superada pela energia térmica do átomo antes do processo de ionização. Para amostras em temperatura ambiente a energia térmica é da ordem de 30 meV (E α kT, T = 300K), e nos obriga a utilizar técnicas de resfriamento nos átomos a serem estudados.Neste contexto é que se propôs o estudo de átomos ultra-frios e aprisionados utilizando luz síncrotron. A realização destas medidas requeriu a fusão de dois experimentos distintos, o resfriamento e aprisionamento de átomos e a espectroscopia de multicoincidência.

Inicialmente foi implementada uma armadilha magneto-óptica (MOT) para átomos de Césio que foi carregada a partir de uma cela de vapor. A proposta inicial do experimento que foi realizado nestas amostras envolvem medidas de energia de recuo e parâmetro de assimetria β (parâmetro de distribuição angular)[Altun Z. e Manson S.T., 2000], [Yeh J.–J.,1993] em átomos de césio resfriados e aprisionados. As medidas foram tomadas próximas as bordas 4d e 5p, com energia dos fótons entre 12 e 120 eV.

Apêndice I - Experimento de Espectroscopia de Átomos Frios de Césio com Luz Síncrotron

O MOT construído no Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS) para os experimentos foi elaborado pelo Grupo de Lasers e Aplicações da UNICAMP. Átomos de ¹³³Cs foram obtidos a partir de uma cela de vapor a uma pressão de aproximadamente $4x10^{-9}$ mbar, o gradiente de campo magnético utilizado foi de 10 G/cm e o aprisionamento foi realizado utilizando as transições no infravermelho $6^2P_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ próximas a 852 nm. A forte transição F=4 => F'=5 é usada. A maioria dos átomos excitados nesta transição pelo laser de aprisionamento não decai para o estado fundamental F=4, mas sim para o estado F=3, fazendo-se necessário o uso de outro laser para rebombeio. Os lasers usados para este experimento foram lasers de diodo da SDL modelo 8722-H1 tipo DBR (Distributed Bragg Reflector).



Figura I.1. Visão esquemática do setup experimental . O Espectrômetro de Tempo de Vôo (TOF) e o feixe de luz síncrotron são localizados perpendiculares um do outro ao longo do eixo x and y, respectivamente. Os seis feixes laser de aprisionamento são localizados ao longo dos três eixos ortogonais, x', y' e z'. O TOF e as bobinas do MOT não estão em escala.

As medidas foram realizadas com o anel síncrotron de armazenamento operando em um modo especial de pacote único ("single-bunch").

Neste modo o feixe de radiação síncrotron apresenta estrutura pulsada, com pulsos de luz síncroton de *311 ns*. A partir destas medidas podemos determinar o parâmetro de assimetria β com grande precisão, por não estarmos sujeitos ao efeito Doppler .



Figura I.2. Produção de picos duplos para valores positivos do parâmetro β e picos simples para β negativo MCP: placa de micro canal (micro channel plate).

A figura I.3 mostra três espectros de tempo de vôo, obtidas durante o experimento, para diferentes energias de fótons. Os circulos representam dados experimentais, enquanto a linha sólida é a simulação de Monte Carlo da trajetória dos íons, incluindo todos os parâmetros relevantes, isto é, energia de recuo e tamanho da fonte[Coutinho L.H, 2003].

A união de duas áreas distintas de pesquisa (aprisionamento e resfriamento de átomos com radiação síncrotron) possibilitou a realização deste experimento pioneiro que teve seus resultados publicados na *Physical Review Letters* [Coutinho L.H. *et al* 2004].

Uma análise mais detalhada do trabalho é encontrada na tese de doutorado [Coutinho L.H, 2003].


Figura I.3. Espectro de tempo de vôo para o Cs^+ , para as seguintes energias de excitação: (A) 16,02 eV, sobre o limiar de ionização 6s do Cs (3,89 eV); (B) 17,0±0,3 eV, próximo do limiar 5p do Cs, contribuições dos orbitais 6s e 5p podem ser vistos; (C) 35 eV, sobre o limiar de ionização 5p P_{3/2} do Cs (17,21 eV). Os círculos representam dados experimentais e a linha sólida simulação.

Apêndice II

II. Casamento de Modos em Cavidades de Fabry-Perot

Analisamos neste apêndice as cinturas de feixe laser que são soluções das equações de Maxwell para o campo eletromagnético no interior a uma cavidade óptica. O conhecimento destes parâmetros são importantes na determinação das condições de melhor acoplamento espacial dos modos de um feixe laser incidente e o modo TEM₀₀ da cavidade. Boa parte da dificuldade em trabalhar com cavidades ópticas é casar os modos do laser com os modos da cavidade, ou seja, fazer o chamado *mode-matching*[Yariv A.,1991],[Verdeyen J.,1994]. A propagação de um feixe gaussiano no espaço é ilustrada na fígura II.1. Neste apêndice será mostrada a teoria para casamento de modos da cavidade de Fabry-Perot construída nesta tese, capítulo 3.



Figura II.1 – Propagação de um feixe gaussiano. A menor cintura em um feixe gaussiano é chamada de *waist* mínimo w_0 .

A equação para o tamanho do *waist* em função de z é dada pela relação:

$$\boldsymbol{\varpi}(z) = \boldsymbol{\varpi}_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \right]^{1/2} \tag{9}$$

onde z_0 é a localização da menor cintura do feixe, *waist*, dado por:

Apêndice II - Casamento de Modos em Cavidades de Fabry-Perot

$$z_0 = \frac{\pi \overline{\sigma}_0^2 n}{\lambda} \tag{10}$$

Teremos então a z=1,4m, que é distancia do laser mestre até a cavidade de Fabry-Perot, um spot size, $w(z=1,4) = 1068,6 \ \mu m$, para $\lambda = 845nm$, supondo que o waist do laser é $\omega_0 = 1000 \ \mu m$.



Figura II.2 – Esquema ilustrando as principais características em um feixe gaussiano.

Porém temos de analisar a cavidade e como um feixe gaussiano se comporta em seu interior. De [Yariv A.,1991] e [Verdeyen J., 1994], temos para um ressonador simétrico, ou seja com espelhos com mesma curvatura que:

$$z_0^2 = \frac{(2R-d)d}{4} \tag{11}$$

$$\boldsymbol{\varpi}_{1,2} = \boldsymbol{\omega}_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi n}\right) = \left(\frac{\lambda}{\pi n}\right)^{1/2} \left(\frac{d}{2}\right)^{1/4} \left(R - \frac{d}{2}\right)^{1/4} \tag{12}$$

Como a cavidade é simétrica, sabemos que o *spot size* mínimo será no centro da cavidade, ou seja , $z_0 = d/2$, assim:

$$\omega_0 = \left(\frac{\lambda d}{2\pi n}\right)^{1/2} \left[\frac{2R^2}{d(R-d/2)}\right]^{1/4}$$
(13)

, para nossa cavidade: R=20cm, d=12, 2cm, n=1, portanto $\omega_0=189, 90 \ \mu m$. Das equações 9 e 11, temos que o *spot size* no espelhos da cavidade será de $\omega(d=0, 61m) = 227, 79 \ \mu m$.

Como os valores do *spot size* do laser e da própria cavidade diferem, notamos que deveremos diminuir o tamanho de feixe laser para que ocorra um acoplamento eficiente de modos. Para acoplar os modos usa-se um par de lentes convergentes em configuração telescópio. Para que ocorra um casamento de modo, onde o modo TEM₀₀ seja o principal no interior da cavidade foi usado um lente com focal $f_1=10cm$ e a segunda $f_2=6cm$, a distância entre elas é de *19cm* e a distância da segunda lente até a cavidade é de *16,5cm*. Esta disposição diminui o *spot size* do feixe em 4,6 vezes.

O gráfico da figura II.4, são os picos de transmissão da cavidade depois de todos os ajustes de casamento de modo realizados na cavidade.



Figura 15 – Ressonâncias na cavidade de referência de Fabry-Perot. Nota-se que o casamento de modo ainda pode ser melhorado.

Apêndice III

III. Artigos e Trabalhos publicados

decorrentes desta Tese

III.1 – Artigos Publicados:

- COUTINHO, Lúcia Helena: CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; 1 HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; FONSCECA, Paulo de Tarso; CRUZ, Flávio Caldas da; BRITO, Arnaldo Naves de. Relativistic and interchannel coupling effects in photoionization angular distributions by synchrotron spectrocopy of laser cooled atoms. Physical Review Letters, 2004. Referências adicionais: Estados Unidos/Inglês; Meio de divulgação: Impresso. artigo ACEITO para publicação
- 2 FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; MANOEL, Daniela A.; PEREIRA, Daniel; CRUZ, Flávio Caldas da. Single-frequency blue light source based on optically injected diode laser. Optical Engineering, USA, v. 43, n. 6, p. 1311-1313, 2004.

Referências adicionais: Estados Unidos/Inglês; Meio de divulgação: Impresso; ISSN/ISBN: 00913286. Optical Engineering -- June 2004 -- Volume 43, Issue 6, pp. 1311-1313

III.1 – Trabalhos apresentados em Congressos, em ordem cronológica:

FIGUEIRA. David da Silva Leocadio: CRUZ. Flávio Caldas da. Estabilização de Lasers de Diodo em 1 Cavidade Estendida em 846nm pelo método Side of Fringe para Espectroscopia Atômica da Linha 1S0-1P1. In: ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2004, pocos de caldas. 2004.

Referências adicionais: Classificação do evento: Nacional; Brasil/Português; Meio de divulgação: Impresso; Homepage: http://www.sbf1.sbfisica.org.br/eventos/enfmc/xxvii/sys/resumos/A0465-1.pdf.

- FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; MANOEL, Daniela A.; ORTEGA. 2 Davi R.; PEREIRA, Daniel; CRUZ, Flávio Caldas da. New schemes for cooling and trapping calcium. In: XIX INTERNATIONAL CONFERENCE ON ATOMIC PHYSICS, 2004, Rio de Janeiro. 2004. Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Brasil/Inglês; Meio de divulgação: Impresso.
- 3 CRUZ, Flávio Caldas da; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; ORTEGA, Davi R.; TREVISAN, Giovana; PEREIRA, Daniel. Optical Dipole Trap in Calcium Atoms. In: WORKSHOP ON MIXTURES OF ULTRACOLD ATOMS, 2004, Sao Pedro. 2004.

Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Brasil/Inglês; Meio de divulgação: Impresso.

4 COUTINHO, Lúcia Helena; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; FONSCECA, Paulo de Tarso; ROCHA, Tulio; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; CRUZ, Flávio Caldas da; BRITO, Arnaldo Naves de. Relativistic and electron correlation effects observed in the photoionization of cesium atoms in the VUV. In: XXVII ENCONTRO NACIONAL DE FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2004, Pocos de Caldas. 2004.

Referências adicionais: Classificação do evento: Nacional; Brasil/Português; Meio de divulgação: Hipertexto; Homepage: http://www.sbf1.sbfisica.org.br/eventos/enfmc/xxvii/sys/resumos/R0062-3.pdf.

5 COUTINHO, Lúcia Helena; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; ROCHA, Tulio; HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; FONSCECA, Paulo de Tarso; CRUZ, Flávio Caldas da; BRITO, Arnaldo Naves de. Relativistic and electron correlation effects observed in the photoionization of laser cooled cesium atoms. In: 8TH EUROPEAN CONFERENCE ON ATOMIC AND MOLECULAR PHYSICS, 2004, Rennes. 2004.

Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; França/Inglês; Meio de divulgação: Impresso; Homepage: http://www.ecamp8.org/Programme/accepted.pdf.

6 COUTINHO, Lúcia Helena; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; ROCHA, Tulio; HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; FONSCECA, Paulo de Tarso; BRITO, Arnaldo Naves de; CRUZ, Flávio Caldas da. Relativistic and interchannel coupling effects in photoionization angular distributions by synchrotron spectroscopy of laser cooled atoms. In: XIX INTERNATIONAL CONFERENCE ON ATOMIC PHYSICS, 2004, Rio de Janeiro. 2004.

Referências adicionais: Brasil/Inglês; Meio de divulgação: Impresso.

7 TREVISAN, Giovana; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; ORTEGA, Davi R.; MANOEL, Daniela A.; MAGNO, Wictor C.; CRUZ, Flávio Caldas da. Construção e Utilização de Lasers de Titânio:Safira em Regime CW e Pulsado. In: ADVANCED SCHOOL ON TIME AND FREQUENCY METROLOGY, 2003, Dourado. 2003.

Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Brasil/Português; Meio de divulgação: Impresso.

- 8 CRUZ, Flávio Caldas da; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; MAGNO, Wictor C.; ORTEGA, Davi R.; MANOEL, Daniela A.; PEREIRA, Daniel; TREVISAN, Giovana; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio. Cooling and Trapping of Atomic Calcium In: Meeting of the Atomic Molecular and Optical Physics (DAMOP) of the American Physical Society, Bolder. In: MEETING OF THE ATOMIC MOLECULAR AND OPTICAL PHYSICS (DAMOP) OF THE AMERICAN PHYSICAL SOCIETY, 2003, Boulder. ... 2003. Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Estados Unidos/Inglês; Meio de divulgação: Impresso.
- 9 FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; MANOEL, Daniela A.; CRUZ, Flávio Caldas da; TREVISAN, Giovana; ORTEGA, Davi R.; MAGNO, Wictor C.; PEREIRA, Daniel. Desenvolvimento de um Relógio Atômico Óptico baseado em Cálcio. In: XXVI ENCONTRO NACIONAL DA FISICA DA MATERIA CONDENSADA, 2003, caxambu-mg. Resumos XXVI ENFMC. 2003. p. 73.

Referências adicionais: Classificação do evento: Nacional; Brasil/Português; Meio de divulgação: Impresso; Homepage: http://www.sbf1.if.usp.br/eventos/enfmc/xxvi/programa/res0663.pdf.

10 TREVISAN, Giovana; ORTEGA, Davi R.; MAGNO, Wictor C.; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; PEREIRA, Daniel; COUTINHO, Lúcia Helena; HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; BRITO, Arnaldo Naves de; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; CRUZ, Flávio Caldas da. Detecting small collision trap losses in a Calcium MOT, prospects for two-photon Doppler cooling, and first results on synchrotron radiation spectroscopy of laser cooled samples. In: SECOND WORKSHOP ON COLD ALKALINE-EARTH ATOMS, 2003, Copenhagen. .. 2003.

Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Dinamarca/Inglês; Meio de divulgação: Impresso; Homepage: http://www.fys.ku.dk/coldatoms/workshop/abstract_cruz.htm.

11 FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; MANOEL, Daniela A.; CRUZ, Flávio Caldas da. Efficient Intracavity Frequency Doubling of a High Power Diode Laser Generating Light at 423nm. In: XXVI ENCONTRO NACIONAL DA FÍSICA DA MATERIA CONDENSADA, 2003, caxambu-mg. Resumos XXVI ENFMC. 2003. p. 444.

Referências adicionais: Classificação do evento: Nacional; Brasil/Inglês; Meio de divulgação: Outro; Homepage: http://www.sbf1.if.usp.br/eventos/enfmc/xxvi/programa/res0844.pdf.

- 12 CRUZ, Flávio Caldas da; MANOEL, Daniela A.; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio. Efficient Intracavity Frequency Doubling of a High Power Injection Seeded Diode Laser at 850nm. In: ADVANCED SCHOOL ON TIME AND FREQUENCY METROLOGY, 2003, Dourado. 2003. Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Brasil/Inglês; Meio de divulgação: Impresso.
- 13 CRUZ, Flávio Caldas da; COUTINHO, Lúcia Helena; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; BRITO, Arnaldo Naves de. First Results on Synchrotrom Radiation Spectroscopic Studies in Laser Cooled Atoms. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON ELECTRONIC SPECTROSCOPY AND STRUCTURE, 2004, San Francisco. v1 2003. 2003.

Referências adicionais: Classificação do evento: Internacional; Estados Unidos/Inglês; Meio de divulgação: Vários.

Artigos e Trabalhos publicados decorrentes desta Tese

14 FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; COUTINHO, Lúcia Helena; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; CRUZ, Flávio Caldas da; BRITO, Arnaldo Naves de. First Results on Synchrotron Radiation Spectroscopic Studies in Laser Cooled Atoms. In: XXVI ENCONTRO NACIONAL DA FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2003, caxambu-mg.

http://www.sbf1.if.usp.br/eventos/enfmc/xxvi/programa/res1386.pdf. 2003. Referências adicionais: Classificação do evento: Nacional; Brasil/Inglês; Meio de divulgação: Impresso; Homepage: http://www.sbf1.if.usp.br/eventos/enfmc/xxvi/programa/res1386.pdf.

15 FIGUEIRA, David da Silva Leocadio; COUTINHO, Lúcia Helena; CAVASSO FILHO, Reinaldo Luis; HOMEM, Manuel Gustavo Petrucelli; CRUZ, Flávio Caldas da; BAGNATO, Vanderlei Salvador; FONSCECA, Paulo de Tarso; NEUENSCHWANDER, Regis T.; BRITO, Arnaldo Naves de. FOTO-QUÍMICA ULTRA-FRIA: PROJETO, EXECUÇÃO E PRIMEIROS RESULTADOS. In: XXVI ENCONTRO NACIONAL DA FÍSICA DA MATÉRIA CONDENSADA, 2003, Caxambu-mg. Resumos XXVI ENFMC. 2003. p. 85.

Referências adicionais: Classificação do evento: Nacional; Brasil/Português; Meio de divulgação: Impresso; Homepage: http://www.sbf1.if.usp.br/eventos/enfmc/xxvi/programa/res0152.pdf.

Artigos: Single-frequency blue light source based on optically injected diode lasers

Daniela de A. Manoel David S. L. Figueira Daniel Pereira Flavio C. Cruz Universidade Estadual de Campinas Instituto de Física Gleb Wataghin 13083-970, Campinas Sao Paulo, Brazil E-mail: flavio@ifi.unicamp.br Subject terms: diode laser; frequency doubling; laser spectroscopy.

Paper 030479 received Sep. 29, 2003; revised manuscript received Dec. 7, 2003; accepted for publication Dec. 12, 2003.

High-resolution atomic and molecular spectroscopy, quantum optics, and laser cooling and trapping are examples of fields that require single-frequency and tunable lasers. Due to their relative low cost and reliability, diode lasers are attractive, especially when employed in extended cavity configurations used to enforce single-frequency oscillation.1,2 However, only recently the spectral coverage of diode lasers has been expanded into the blue region,3 and still with very limited power levels. Laser cooling and trapping of alkaline-earth atoms, which has been receiving increased attention in the recent past, is a good example that requires tens of milliwatts of single-frequency radiation in the blue-violet region. Calcium, for example, is cooled and trapped using its resonance blue transition at 423 nm.4 It is therefore still necessary to develop laser systems that can generate powerful and single-frequency cw radiation in the blue and UV region. For this, a good strategy is to combine a single-frequency laser, an optical amplifier, and nonlinear frequency conversion in a power enhancement cavity.

In this work, we describe a diode-laser-based system that generates more than 50 mW of useful single-frequency radiation near 425 nm. This blue laser source is very appropriate for atomic-molecular spectroscopy and for cooling and trapping calcium atoms. An extended-cavity infrared diode laser has been used as a master oscillator for injection seeding of a semiconductor amplifier, whose output is frequency doubled by a potassium niobate crystal placed inside a power build-up cavity.

Figure 1 shows a diagram of the experimental setup. The master oscillator is based on a diode laser (SDL 5422-H1) emitting near 850 nm, used in an alternative extendedcavity configuration described previously.⁵ This laser can be tuned over several nanometers, and up to 20 mW of its single-frequency output (linewidth <1 MHz) has been used to injection seed a semiconductor tapered amplifier.⁶ Mode matching into the amplifier was optimized and we have worked below full saturation.

Two optical isolators between the master laser and the optical amplifier provide isolation higher than 50 dB, which we verified to be necessary to avoid instabilities due to optical feedback. Another pair of isolators, after the semiconductor amplifier, is used for the same purpose. The semiconductor amplifier has been taken from a commercial Littrow extended cavity system (SDL-8630) after removing the grating. Its output power with and without optical injection is shown in Fig. 2 as a function of current. Output powers up to 500 mW are obtained.

Figure 3 shows the emission spectrum of the singlefrequency master laser [Fig. 3(a)] and of the injected optical amplifier [Fig. 3(b)], measured with an optical spectrum analyzer. We can see a narrow peak corresponding to the amplification of the single-frequency master laser on the top of a broad amplified spontaneous emission (ASE). The modulation in the ASE spectrum is probably due to parasite modes of the amplifier cavity. We think that the lowreflection coating on the laser output face provides feedback for some lateral modes that cannot be totally eliminated.

Blue laser radiation has been obtained by second harmonic generation in a 1-cm-long, a-cut potassium niobate (KNbO3) AR-coated crystal, placed inside a power enhancement ring cavity (Fig. 1). Type-1 noncritical phase matching is achieved by temperature tuning. To reach the wavelength for cooling and trapping calcium (423 nm) for example, the crystal needs to be cooled to -13 °C. In this condition, a low flux of N2 is maintained over the crystal to avoid water condensation. The cavity resonances are locked to the laser frequency by the Hänsch-Coulliaud7 polarization technique. Although the injected amplifier delivers up to 500 mW, losses in our optical setup due mainly to the optical isolators (Fig. 1) unfortunately limit the power reaching the doubling cavity to a maximum of 250 mW. Correction lenses in the output of the optical amplifier make its spatial mode nearly circular, which increases the mode-matching efficiency into the doubling cavity. This one is of the bow-tie type, formed by two flat and two curved (R=10 cm) mirrors (Fig. 1). The input coupler is one of the flat mirrors and transmits

© 2004 Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers 1311



Manoel et al.: Single-frequency blue light source . . .

Fig. 1 A beam from an extended cavity diode laser (master) is injected into a semiconductor amplifier (slave), whose output is frequency doubled inside a power enhancement cavity by a KNbO₃ crystal. OI is the optical isolators; FP is the Fabry-Perot cavity analyzer; λ /4 is the quarter-wave plate; and WP is the Wollastron prism.

2.3% at 846 nm. The curved output coupler transmits 94% at 423 nm.

The single-pass second harmonic efficiency of our KNbO₃ crystal, $\eta = P_{2ab}/P_{ab}^2$, has been measured to be equal to 0.01 W⁻¹. Figure 4 shows the measured blue power at 423 nm as function of input infrared power. For a fundamental power of 245 mW at 846 nm, we have obtained 54 mW of useful blue light (67 mW corrected for transmission losses from the crystal and cavity output mirror), corresponding to an efficiency of 22% (27% corrected). Further improvement in the blue power should be expected by reduction of the losses that limited the infrared power reaching the doubling cavity.

The amplitude noise of the second harmonic blue beam is essentially given by the noise of the fundamental amplified beam, which in turn is dictated by the noise of its



In conclusion, we described a 50-mW single-frequency blue laser system near 425 nm, based on a frequencydoubled injection-seeded semiconductor amplifier. This alldiode-laser blue light source is very convenient for highresolution atomic and molecular spectroscopy and for laser cooling and trapping of calcium atoms.



Fig. 2 Output power from the semiconductor amplifier as a function of its injection current: (a) curve under injection of 18 mW, and (b) without injection.

1312 Optical Engineering, Vol. 43 No. 6, June 2004



Fig. 3 (a) Emission spectrum of the master laser and (b) injected amplifier.

Manoel et al.: Single-frequency blue light source . . .



Fig. 4 Power at the second harmonic, near 425 nm, as function of infrared input power reaching the doubling cavity.

Acknowledgments

This work has been financially supported by the Brazilian agencies Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), Fundo de Amparo a Ensino e Pesquisa da Universidade Estadual de Campinas (FAEP-UNICAMP), and the Center for Optics and Photonics (CePOF).

References

- "The diode-laser in atomic physics," Contemp. Phys. 1. J.C. Camparo,
- D.S. Camparo, The diote-taser in atomic physics, *Contemp. Phys.* 26, 443–477 (1985).
 C.E. Wieman and L. Hollberg, "Using diode-lasers for atomic phys-ics," *Rev. Sci. Instrum.* 62, 1–20 (1991).
 N.M. Johnson, A.V. Nurmikko, and S.P. DenBaars, "Blue diode la-
- " Phys. Today 53, 31-36 (2000). sers,
- Sens, Phys. Lotary 55, 51–56 (2000).
 T. Kurosu and F. Shinizu, "Laser cooling and trapping of calcium and strontium," Jpn. J. Appl. Phys., Part 2 "Laser cooling and trap-ping of calcium and strontium," 29(11), L2127–L2129 (1990).
 D.A. Manoel, R.L. Cayasso-Filho, A. Scalabrin, D. Pereira, and F.C.
- Cruz, "Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity," Opt. Commun. 201, 157–163 (2002).
 6. J.H. Marquardt, F.C. Cruz, M. Stephens, C.W. Ontes, L. Hollberg, J.C. Berquist, D.F. Welch, D.G. Mehuys, and S. Sanders, "Grating-tuned

semiconductor MOPA lasers for precision spectroscopy," Proc. SPIE 2834, 38-40 (1996).

T.W. Hänsch and B. Coulliaud, "Laser frequency stabilization by po-larization spectroscopy of a reflecting reference cavity," *Opt. Com-mun.* 35, 441–444 (1980).



Daniela de A. Manoel received PhD (2003) and MSc degrees (1999) in physics from the State University of Campinas (UNICAMP), Brazil, with works on laser sources for high-resolution spectroscopy (PhD) and quantum optics (MSc). Her research interests include laser cooling, highresolution spectroscopy, and experimental quantum optics and quantum computing. She is a member of the Brazilian Physical Society and Optical Society of America

(OSA), and has been a funding member of the OSA Student Chapter at UNICAMP



David S. L. Figueira graduated in physics at the State University of Campinas (UNI-CAMP), Brazil, in 2001. He is now an MSc student at the Gleb Wataghin Physics Institute at UNICAMP. He is a member of the Brazilian Physical Society and the Optical Society of America (OSA), and has been a founding member of the OSA Student Chapter at UNICAMP.

Daniel Pereira Biography and photograph not available.



Flavio C. Cruz received MSc (1992) and PhD degrees (1994) in physics from the State University of Campinas (UNICAMP), Brazil, with works on molecular spectroscopy and high-resolution atomic and molecular laser spectroscopy. From 1994 to 1996, he joined the ion storage group at the National Institue of Standards and Technology (NIST), in Boulder, Colorado, where he worked on laser stabilization and development of an optical clock based on

laser cooled and trapped mercury ions. In 1997 he joined the Physics Institute at UNICAMP, where he is now an associate professor working on laser cooling and trapping of neutral calcium. His main research interests include high-resolution and precision spectroscopy, laser stabilization, and atomic clocks. He is a member of the Brazilian Physical Society, the American Physical Society, and the Optical Society of America

Optical Engineering, Vol. 43 No. 6, June 2004 1313

Relativistic and Interchannel Coupling Effects in Photoionization Angular Distributions By Synchrotron Spectrocopy of Laser Cooled Atoms

L. H. Coutinho, 1,2 R. L. Cavasso-Filho, 1,8 T. C. R. Rocha, 1,2 M. G. P. Homem, 2 D. S. L. Figueira, 1 P.T. Fonseca, 2 F.C. Cruz,1 and A. Naves de Brito2,3,9

¹Instituto de Física "Gleb Wataghin," Universidade Estadual de Campinas (UNICAMP),

Box 6165 CEP 13083-970 Campinas-SP, Brazil

²Laboratório Nacional de Luz Síncrotron (LNLS), Box 6192 CEP 13084-971 Campinas-SP, Brazil ³Instituto de Física, Universidade de Brasília (UnB), Box 4455 CEP 70910-900 Brasília-DF, Brazil (Received 10 December 2003; published 25 October 2004)

We investigate the angular distribution of photoionization fragments at low photon energies (12-40 eV) in an open shell atom, by synchrotron radiation recoil ion momentum spectroscopy in a laser cooled and trapped sample. For cesium atoms, for which relativistic effects play an important role and the ion recoil is relatively small, we could determine large and rapid changes of the asymmetry parameter β from two, observed for s electrons outside resonances and far from the Cooper minimum. They can be explained by relativistic effects and interchannel coupling arising from final state configuration mixing.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.93.183001

PACS numbers: 32.80.Fb, 32.80.Pj

Complex problems, such as many-body interactions or relativistic effects at atomic scales, are better studied in simple and isolated systems interacting or "colliding" with photons. In particular, the interaction of ionizing radiation with an atom provides an excellent "laboratory" for the study of the complex electronic dynamics. In photoionization, the electromagnetic radiation causes a small perturbation on the atom [1], allowing the unambiguous study of the atomic target [2]. The ideal of studying unperturbed atoms at rest, on the other hand, has been very much approached by laser cooling and trapping techniques [3]. They greatly impacted different areas such as quantum optics, atomic spectroscopy, and metrology, and at the same time have been essential for producing quantum degenerate gases [4,5], which in turn promise to shine light into complex many-body problems involved in superconductivity and superfluidity [6]. The fundamental interaction between photons and atoms also provides the most stringent tests to ab initio calculations. The acquired knowledge is often used to model more complex systems. On the experimental aspect of atomic photoionization, measurements of total cross sections have been the most valuable source of information [2]. However, there is a need for alternative and more sensitive techniques. For example, total cross sections depend on the square of transition amplitudes to the various possible final states [7-9], while the photoelectron angular distributions (differential cross sections) depend not only on ratios of amplitudes but also their relative phases, thus allowing much more information to be obtained in principle. For example, it is well known that near ionization thresholds relativistic effects are responsible for dramatic changes in the angular distribution (Cooper minimum [10]), where there is no significant variation in the total cross section. Recent theoretical predictions indicate the

183001-1 0031-9007/04/93(18)/183001(4)\$22.50

presence of another class of minima due to many-body effects [interchannel coupling (IC) [8]]. This is relevant because IC is found to be important for the majority of atoms, subshells, and energies [8,10]. The most advanced techniques have not been able to confirm this prediction so far. Here we present strong indications of their existence. For this we developed a new experimental technique to measure the photoelectron angular distribution, which combines laser cooling and trapping with synchrotron radiation ion momentum spectroscopy [11]. We have used cesium atoms for which relativistic and many-body effects (electron-ion interactions) are important and the ion recoil is small. This new technique applied to an open shell one-electron atom with large mass, such as cesium, allowed precise off-resonance measurements of the photoionization angular distribution parameter β . They revealed strong deviations of β from the nonrelativistic value of 2, for s electrons, at energy regions where the total cross section is completely smooth, and far from the Cooper minimum [10]. They can be explained by quantum interference among final state wave functions (interchannel coupling) [8], observed here for the first time.

For linearly polarized ionizing radiation in the dipole approximation [12], the photoelectrons have an angular dependence determined by the β parameter. The differential cross section is given by

$$\frac{d\sigma(h\nu)}{d\Omega} = \frac{\sigma(h\nu)}{4\pi} \left[1 + \beta(h\nu) \frac{3\cos^2\theta - 1}{2} \right]$$

where θ is the angle defined by the directions of the polarization vector (\hat{e}) and the photoelectron and σ is the total cross section. The asymmetry parameter β can vary in the range from 1 to 2, determined by the requirement that the cross section be non-negative. For ioniza-

© 2004 The American Physical Society 183001-1

tion of ns electrons from closed shell atoms β is always equal to two nonrelativistically. In the vicinity of a Cooper minimum [10], owing to relativistic spin-orbit effects which are more important for high Z elements, β can suffer strong variations because instead of only one $s \rightarrow p$ partial wave, two waves with differing amplitudes are now present: $s \rightarrow p_{1/2}$ and $s \rightarrow p_{3/2}$. The Cooper minimum for cesium [10], for example, is located in a region near 1.6 eV above the 6s ionization threshold. Near autoionizing resonances, dipole amplitudes can have slightly different energy dependences, causing β to rapidly change with energy [8]. For open shell atoms and ns shell photoionization, a more complex situation is present, since the ion plus photoelectron state is often characterized by more than one term and differences in the amplitudes of these terms can make β energy dependent [8]. Here we confirm β variations due to coupling between spin-orbit split channels.

Although photoionization of open shell atoms may reveal a rich set of interesting phenomena, there are relatively few experimental studies for them, with much fewer involving differential cross sections. The main reason is connected to the experimental challenges. They often need to be heated before it is possible to reach a useful partial pressure near 10⁻⁶ mbar. One way to measure differential cross sections for open shell atoms is to use two-electron analyzers [13]. This method allows high resolution for electron kinetic energy and is an excellent tool to obtain β at autoionizing resonances. However, only the fraction of electrons emitted in the direction of the detector within a small solid angle are collected. Often, for open shell atoms the characteristic low-density atomic beams do not allow proper determination of β outside resonances where interesting effects, such as interchannel coupling could be detected. One way to obtain complete angular detection efficiency over 4π is to use cold targets and measure the recoil of the created ion, thus extracting the angular distribution of the ejected photoelectrons. So far this has been done by cold target recoil ion momentum spectroscopy (COLTRIMS) [14] by using supersonic beams for 1D velocity compression. Nevertheless, the supersonic beam technique is restricted to closed shell gases because several bars of pressure are needed in the back of a needled inlet system to achieve supersonic beam speed. This represents several orders of magnitude higher pressure than currently is possible to obtain with most open shell atoms. In addition, thermal broadening reduction in COLTRIMS is currently limited to near 10 µeV [15] and to only one dimension. This rule out the possibility to study larger open shell atoms such as cesium (Z = 55), since near a threshold region the ion recoil energy may be as low as $0.5 \ \mu eV$. More recently, laser cooled samples with 3D velocity reduction have been employed for ion momentum spectroscopy using lasers as the ionizing radiation [16], and for scattering

183001-2

experiments using ion beams [9]. The novel technique presented here overcomes the shortcomings described above. Laser cooling and trapping [3] allows orders of magnitude higher atomic density in the collision center and very low pressure elsewhere. In addition, 3D kinetic energy reduction, down to a few tens of nanoelectronvolt, is obtained in a standard way.

The experiment was performed at the Brazilian synchrotron light source (LNLS). We have used laser cooled and trapped cesium atoms, with thermal energies near 10 neV, and a synchrotron light source operated in singlebunch mode. We employed a one-meter long time-offlight (TOF) spectrometer, described elsewhere [11]. The ions arrive in the detector, 25 mm in diameter, within a spot smaller than 1 mm. Figure 1 shows a schematic diagram of the experimental setup, with the magnetic optical trap (MOT) coils and the TOF spectrometer. Differential cross sections can be affected by smaller multipole contributions even at low photon energies [17], but our experimental arrangement with the TOF axis placed in the so-called dipole plane is insensitive to them. Complete information on the differential cross section can be obtained once the geometry and density of the sample are known [17]. However, we will concentrate here on the asymmetry parameter β . The flight time for Cs^+ ions is about 85 μs , but as our experimental window was determined by the synchrotron pulse period of 311 ns, the arriving ions were summed up in this time interval. The cesium outer valence configuration is given by Core; inner-valence; 4d105p66s1. The binding energies of interest are $6s^{-1} = 3.89 \text{ eV}$; $5p^{-1}(P_{3/2}) = 17.2 \text{ eV}$; $5p^{-1}(P_{1/2}) = 17.6 \text{ eV}$ [18].



FIG. 1. Schematic view of the experimental setup. The axis of the TOF spectrometer is perpendicular to the propagation direction of the synchrotron UV photons and parallel to their electric field. The six cooling laser beams are located along three orthogonal axis, x', y', and z'. MCP: microchannel plate.

183001-2

Depending on the β parameter, the time-of-flight spectra in Doppler-free samples show different shapes as shown in Figs. 2 and 3. In Fig. 3 we show three TOF spectra, where circles represent the experimental data, while the solid line is a Monte Carlo simulation of the ions trajectory, including all relevant parameters [19]. From these simulations we obtained the asymmetry parameters and ion recoil energies (IRE). In Fig. 3(a) the spectrum corresponds to photoelectrons ejected only from the 6s orbital. The photon excitation energy is indicated in the total ion yield (TIY) spectrum of Fig. 4, which is proportional to the total cross section. The double peak structure is characteristic of an asymmetry parameter larger than zero. Furthermore, the IRE is in good agreement with the excess energy of the ejected electrons. In Fig. 3(b) it is important to notice the very small kinetic energy of 5p ejected electrons, which would not be detected by electron spectroscopy due to a strong background from low kinetic energy electrons. Taking into account the photon energy distribution, the spectrum in Fig. 3(b) allows a direct determination of the ratio between ionization cross sections for 5p and 6s electrons, which was found to be $\sigma_{5p}/\sigma_{6s} = (1.5 \pm 0.5) \times 10^3$. In Fig. 3(c) the obtained asymmetry parameter is in good agreement with a theoretical calculation from Ref. [20].

In Fig. 4, the three TOF spectra in the upper part of this figure were taken at the top of resonant excitations, while the two other are off-resonant. Tentative assignments, based on relativistic Hartree-Fock calculations [21], for these three resonances are $5p^56s^{-1}5d^2D_{3/2}$ (15.76 eV), $5p^56s^{-1}6d^2P_{1/2}$ (16.02 eV), and $5p^56s^{-1}6d^2D_{3/2}$ (16.40 eV). Perhaps the most interesting feature however is connected to the two off-resonant TOF spectra taken at 14.38 and 15.96 eV (Fig. 4). At these energies, where the total cross section (see the TIY in Fig. 4) is smooth, we found $\beta = 0.6 \pm 0.2$ and 0.7 ± 0.2 , respectively. These



FIG. 2. Effect of the asymmetry parameter β on time-offlight spectra of cold samples.

183001-3

strong departures from $\beta = 2$ at regions outside resonances, where the cross section is small, would involve the presence of a Cooper minimum caused by relativistic spin-orbit effects. This, however, can be discarded since previous calculations show that this minimum lies only 1.6 eV above the 6s threshold (3.89 eV) [10] and already at an excitation energy of 12 eV β should be very close to 2. Our observations, nevertheless, are explained by a "second" Cooper minimum induced by IC, predicted for the first time by Altun and Manson [8] and still not observed so far. Because of the possibility of various couplings of the photoelectron with the open shell ionic core, multiple partial waves are possible which interfere with each other, causing differences in the transition amplitudes which make β to differ from two and acquire an energy dependence. This occurs at regions outside resonances where



FIG. 3. Typical ion TOF spectra. (a) This photon energy (16.02 eV) corresponds to a strong resonant process involving the excitation of a 5 p electron to the 6d orbital and assigned as $5p^56s^{-1}6d^2P_{1/2}$; (b) spectrum obtained at 17.00 eV near the Cs 5p ionization threshold. Electrons ejected from 5p orbital carry much smaller kinetic energy, accounting for the narrow peak. A contribution from 6s electrons is clearly identified, giving rise to the pedestal; (c) at 35 eV photoelectrons are ejected mainly from the 5p orbital, since in this case the cross section for 6s electrons is much smaller [25].

183001-3



FIG. 4. TIY spectrum with the 5*p* ionization threshold marked. At 15.76 eV a small positive asymmetry parameter ($\beta = 0.3 \pm 0.1$) was found. The other two resonances correspond to the same orbital main configuration but with the ion belonging to different states. The ejected electrons partial wave symmetry are $\kappa s^2 P$, $\kappa d^2 P$, D, F, for the ${}^2P_{1/2}$ ionic state and $\kappa s^2 D$, $\kappa d^2 P$, D, F for the ${}^2D_{3/2}$ state, and we have obtained $\beta = 0.75 \pm 0.05$ and $\beta = -0.4 \pm 0.1$, respectively. See text for discussion on the two off-resonant TOF spectra.

the total cross section can be completely smooth. A possible explanation would involve many-body excitation to a partial wave kd^2P , D, F. It is worth noting that interchannel coupling [8] has already been tried to be confirmed in Ref. [22] with no success. The authors used electron spectrometry to look for deviations of β for 4s photoelectrons of scandium outside resonances. They point out, however, that the total cross section was too small to allow detection of β at those regions. We hope that our results will greatly stimulate further theoretical and experimental work.

In conclusion, we have reported measurements of the photoionization angular distribution parameter β using synchrotron radiation and laser cooled and trapped atoms. This novel technique allows precise determinations of β outside resonances and close to ionization thresholds. Substantial deviations of β from the nonrelativistic value of two observed for cesium 6s electrons outside autoionization resonances and below the 5p threshold could not be explained by a Cooper minimum, but are due to interchannel coupling [8], i.e., quantum interference among final state wave functions. Other atoms that can be laser cooled and are candidates for similar studies are the metal-alkaline, alkaline-earth, and metastable noble gases. Prospects include the study of photoionization of atoms in excited states, spin aligned samples [23], and ultracold molecules formed by photoassociation [24].

PHYSICAL REVIEW LETTERS

This work was supported by FAPESP, CNPq, CAPES, and CEPOF. Lending of optical components from LNLS, UNICAMP, USP-São Carlos, and CEPOF are acknowledged. We thank the excellent support from the LNLS staff, and D.Ugarte, A. Rubens Brito, F. Paixão Filho, L. E. Guimarães, and M. A. P. Lima for the critical reading of this manuscript.

*Present address: LNLS, Campinas, Brazil. *Corresponding author. Electronic address: arnaldo@lnls.br

- H. A. Bethe and E. E. Salpeter, Quantum Mechanics of One and Two-Electron Atoms (Springer-Verlag, Berlin, 1958).
- [2] V. Schmidt, Electron Spectrometry of Atoms using Synchrotron Radiation (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1997).
- [3] H.J. Metcalf and P. van der Straten, Laser Cooling and Trapping (Springer-Verlag, Berlin, 1999).
- [4] D.S. Hall, Am. J. Phys. 71, 649 (2003).
- [5] B. DeMarco and D. S. Jin, Science 285, 1703 (1999).
- [6] See, for example, J. Kinast *et al.*, Phys. Rev. Lett. 92, 150402 (2004); M. Greiner *et al.*, Nature (London), 426 537 (2003); 415, 39 (2002).
- [7] A. F. Starace, in Atomic, Molecular, and Optical Physics Handbook, edited by G. F.W. Drake (AIP, New York, 1996), Chap. 24.
- [8] Z. Altun and S.T. Manson, Phys. Rev. A 61, 030702 (2000).
- [9] X. Flechard et al., Phys. Rev. Lett. 87, 123203 (2001).
- [10] S.T. Manson and A. F. Starace, Rev. Mod. Phys. 54, 389 (1982).
- [11] L. H. Coutin ho et al., Rev. Sci. Instrum. (to be published).
- [12] V.L. Jacobs, J. Phys. B 5, 2257 (1972).
- [13] S. B. Whitfield et al., Phys. Rev. A 66, 060701(R) (2002).
- [14] J.W. Turkstra et al., Phys. Rev. Lett. 87, 123202 (2001), and references therein.
- [15] V. Mergel et al., Phys. Rev. Lett. 74, 2200 (1995).
- [16] S. Wolf and H. Helm, Phys. Rev. A 56, 4385 (1997); 62, 043408 (2000).
- [17] O. Hemmers et al., Rev. Sci. Instrum. 69, 3809 (1998); Phys. Rev. Lett. 91, 053002 (2003).
- [18] Th. Prescher et al., J. Phys. B 19, 1645 (1986).
- [19] That is, recoil energy, source size, degree of linear polarization, thermal Doppler contribution, instrumental resolution, cross sections, and asymmetry parameters.
- [20] J.-J. Yeh, Atomic Calculation of Photoionization Cross-Sections and Asymmetry Parameters (Gordon and Breach, New York, 1993).
- [21] R.D. Cowan, The Theory of Atomic Structure and Spectra (University of California, Berkeley, 1981).
- [22] S. B. Whitfield et al., Phys. Rev. A 66, 060701 (2002).
- [23] M. Zielonkowski et al., Europhys. Lett. 44, 700 (1998).
- [24] J. Weiner et al., Rev. Mod. Phys. 71, 1 (1999).
- [25] At this energy we are above the 5s threshold (28.2 eV) as well, but the ionization cross section of this level is negligible compared to the 5 p.

183001-4

183001-4

Referências Bibliográficas

Alferov I. Zh. e Andrev V.M., Garbuzov D.Z., Zhilyaev Y., Morozov E.P., Portnoi E.L. e Trofin V.G., Sov. Phys. Semicond., 4, 1573 (1963)

Alferov I. Zh. e Kazarinov R.F., certificado de autor 28448 (URSS), (1963)

Altun Z. e Manson S.T., Phys. Rev. A 61, 030702, (2000)

Bernard M.G.A e Duraffourg G., "Laser Conditions in Seminconductors", Phys. Stat. Solidi 1, 699 (1961)

Beverini N., Giammanco N., Maccioni E., Strumia F. and Vissani G., "*Measurement of the calcium* ${}^{1}P_{1}$ - ${}^{1}D_{2}$ transition rate in a laser cooled atomic beam", J. Opt. Am.B6, 2188-2193 (1989)

Biaggio I., Kerkoc P., Wu L.-S., Gunter P. e Zisset B., Journal of the Optical Society of América B9, (4) 507, (1992)

Born W. e Wolf E., "Principles of Optics", Cambridge University Press ,6^a Edition (1997)

Brozek O.S., Quetschke V., Wicht A. e.Danzmann K., Optics Communications , 146, 141-146 (1998)

Casey H.C e Panish M.B., "*Heterostructure Lasers Part A: Fundamental Principles*", New York: Academic Press, (1978)

Catalani F., "*Caracterização de Lasers de Diodo para Espectroscopia de Alta Resolução*", Tese de Mestrado, UNICAMP, (1997)

Cavasso-Filho R.L., "Desenvolvimento de fonte laser, espectroscopia de alta resolução e resfriamento e aprisionamento magneto-óptico de átomos de Cálcio", tese de doutorado IFGW-UNICAMP (2002)

Coutinho L.H, Cavasso Filho R. Figueira D.S.L., Homem M.G.P, Fonsceca P.T., Cruz F.C., Brito A.N., Physical Review Letters, **93**, 183001 (2004)

Coutinho L.H., "Estudos Espectroscópicos em Átomos e Moléculas: Cálculos de Forças de Osciladores e Tempos de Vida de Íons de Si, Medidas de Momento de Recuo de ions em Átomos de Cs Resfriados e Aprisionados a Laser e Medidas de Multicoincidência em Moléculas de N_2 e O_2 ", Tese de Doutorado, IFGW-UNICAMP (2003)

Demtröder W., "Laser Spectroscopy – Basic Concepts and Instrumentation", 2° Edition, Springer Verlar (1998)

Demtröder W., "Laser Spectroscopy", Springer-Verlag (1981)

Figueira D.L.S., Cavasso-Filho R.L., Manoel D.A., Ortega D.R., Costa L.F., D. Pereira e Cruz F.C., "*New Schemes for Cooling and Trapping Calcium*", International Conference on Atomic Physics (2004)

Figueira D.S.L., comunicação privada com Robert Drullinger – National Institute of Standart and Technologies (NIST) –USA, (2003)

Fox R., Zibrov A., Hollberg L., "Semiconductor Diode Laser", Methods in Experimental Physics", Academic Press (1995)

Goldberg L., Taylor H.F., Dandridge A., Weller J.F. e Miles R.O., IEEE J. Quantum Electron. QE-18, 555 (1982)

Hall R.N., Fenner G.E., Kingsley J.D., Soltys T.J., Carlson R.O., "Coherent Light Emission fron GaAs Junctions", Phys. Rev. Lett. 9, 366 (1962)

Hamilton M.W., Contemporary Physics 30,21-33 (1980)

Hänsch T.W. e Coulliaud B., Opt. Commun. 35, 441 (1980)

Harvey K. e Myatt C. Optics Letters 16, 910 (1991)

Hayashi I., Panish M.B. e Foy P.W. e Sumski S., Appl. Phys. Lett. 17, 109 (1970)

Hayashi I., Panish M.B. e Foy P.W., IEEE J. Quantum Electron. QE-5, 211 (1969)

Jin S., Li Y.e Xiao M., Applied Optics, 35, 1436-1441 (1996)

Kittel C., "Introduction to Solid State Physics", Wiley Publishers-USA, 7^a Edition (1997)

Kleinman D.A, Ashkin A. e Boyd G.D., Physical Review, 145, 338 (1965)

Kohns P., Meas. Sci. Technol, 8, 993-996 (1997)

Kressel H. e Nelson H., RCA Rev. 39, 106 (1969)

Kroemer H., Proc. IEEE 51, 1782 (1963)

Li R.N., Jia S.T., Bloch D. e Ducloy M., Optics Communications, 146, 186-188 (1998)

Littman M.G. e Metcalf H.J., Appl.Opt., 17 2224 (1978)

Lonsdale D.J., Willis A.P. e King T.A., Meas. Sci. Technol, 13, 488-493 (2002)

Manoel D.A., Cavasso-Filho R.L., Scalabrin A., Pereira D. e Cruz F.C., "Frequency doubled diode laser in alternative extended cavity", Optics Communic. 201, 157-163 (2002)

Marquardt J.H., Cruz F.C., Stephens M., Oates C., Hollberg L.W., Bergquist J.C., Welch D.F. e Mehuys D., Proc. SPIE Conf. 2834 34 (1996)

Metcalf H.J. e van der Straten P., "Laser cooling and trapping", Springer-Verlag, New York, (1999)

Moore J.H, Davis C.C., Coplan M.A., "Building Scientific Aparratus" (1988)

Nye J.F., "Physical Properties of Crystal", Oxford University Press (1976)

Oates C.W., Bondu F., Fox R.W., Hollberg L, European Physical Journal D, 7 (3): 449 (1999)

Pan M.W., Shi B.P. e Gray G.R., "Semiconductor laser dynamics subject to strong optical feedback", Optics Letter 22, 166 (1997)

Petermann K., "Laser Diode Modulation and Noise", Klunker Academic Press, (1988).

Steinbach A., Cruz F.C., Rauner M., Bergquist J.C., Optics Communications, 123, 207-214 (1996)

Suematsu Y. e Adms A.R., "Handbook of Semiconductors Lasers and Photonics Integrated Circuits", Londres, Chapman & Hill (1994)

Verdeyen J., "Laser Electronics", Third Edition, Pearson Education (1994)

Wieman C. E., HollBerg L., Rev. Sci. Instrum., 62,1, (1991)

Yariv A., "Optical Electronics", 4th, Ed. Saunders College (1991)

Yariv A., "Optical Waves in Crystals:Propagation and Control of Laser Radiation", John Wiley & Sons Inc, pág. 103, (2002)

Yeh J.-J., "Atomic Calculation of Photoionization Cross-Sections and Asymmetry Parameters", Gordon and Breach Science Publishers, Langhorne, (1993)

Young M., "Optics and Lasers", Springer-Verlag (1993)

" ...Obviously..." Odilas – Físico contemporâneo