



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**TRAVAMENTO DA FREQUÊNCIA DE UM DIODO LASER NAS ASAS
DA RESSONÂNCIA DE UMA LINHA ATÔMICA**

Cicero Moezio Da Silva

CAMPINA GRANDE - PB

Agosto - 2013

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
COORDENAÇÃO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**TRAVAMENTO DA FREQUÊNCIA DE UM DIODO LASER NAS ASAS
DA RESSONÂNCIA DE UMA LINHA ATÔMICA**

Cicero Moezio Da Silva

Dissertação realizada sob a orientação do Prof. Dr. Danieverton Moretti e do co-orientador Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat De Silans, apresentada à Unidade Acadêmica de Física (Universidade Federal de Campina Grande - *Campus* Campina Grande) em complementação aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

CAMPINA GRANDE - PB

Agosto - 2013

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

S586t Silva, Cicero Moezio da.
Travamento da frequência de um diodo laser nas asas da ressonância de uma linha atômica / Cicero Moezio da Silva. – Campina Grande, 2013.
50 f. : il. Color.

Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia.

"Orientação: Prof. Dr. Danievertton Moretti, Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat De Silans".
Referências.

1. Sinal de Erro. 2. Travamento Fora da Ressonância. 3. Estabilização da Frequência. I. Moretti, Danievertton. II. De Silans, Thierry Marcelino Passerat. III. Título.

CDU 53:621.396(043)

CICERO MOEZIO DA SILVA

**TRAVAMENTO DA FREQUÊNCIA DE UM DIODO LASER NAS ASAS DE UMA
LINHA ATÔMICA**

Dissertação aprovada em 16/08/2013

BANCA EXAMINADORA

Danieverton Moretti

(Presidente)

Prof. Dr. Danievertton Moretti
Unidade Acadêmica de Física – UFCG

Thierry Passerat de Silans

(Co-Orientador)

Prof. Dr. Thierry Marcelino Passerat de Silans
Departamento de Física – UFPB

Lincoln Rodrigues Sampaio de Araújo

(Membro Interno)

Prof. Dr. Lincoln Rodrigues Sampaio de Araújo
Unidade Acadêmica de Física – UFCG

Tâmara Pereira Ribeiro de Oliveira Lima e Silva

(Membro Externo)

Prof. Dr. Tâmara Pereira Ribeiro de Oliveira Lima e Silva
Departamento de Física – UEPB

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a Deus pelo seu amor incondicional, por entender minhas falhas e tornar realidade sonhos que pareciam impossíveis de acontecerem.

A minha querida família, meu pai José Valdemiro (in memoriam), minha mãe Maria Cândido, meu irmão Francisco Mosuel e minha irmã Maria Mosuely. A todos meus familiares que me ensinaram através do exemplo a busca constante pela honestidade.

Aos meus companheiros de laboratório, agradeço pelo incentivo constante.

Aos colegas que estudaram comigo nas disciplinas da pós.

Não poderia deixar de agradecer todos os meus professores desde os primeiros anos de estudo até esse momento inesquecível.

Expresso carinho a todos que me auxiliaram (moralmente e financeiramente) e aqueles que são pra mim fontes eternas de sabedoria e conhecimento;

Deus, poder pensante do universo e causa de minha existência;

Aos amigos que mesmo estando longe na distância, mas bem perto da lembrança.

Ao Professor Danieverton Moreti pela orientação e apoio na realização desse trabalho e ao Professor Thierry Saliens pela coorientação das atividades experimentais realização na UFPB.

A todos os colegas de laboratório e de sala que me ajudaram a tornar bastante agradável a nossa convivência.

Aos meus professores pelo que me ensinaram ao longo do curso

Ao grupo de Física da UFCG que me recebeu de braços abertos.

Ao grupo de Física Atômica e Laser da UFPB que me permitiu fazer a parte experimental no seu laboratório.

A todos meus amigos da URCA, UFCG e UFPB que de alguma forma contribuíram na realização desse trabalho.

À CAPES pelo suporte financeiro

A todos, o meu respeito e sincero agradecimento. A vocês agradeço de coração.

RESUMO

Este trabalho reporta o desenvolvimento experimental de um sistema de travamento da frequência de um diodo laser nas asas de uma linha atômica. Como sinal de erro, utilizamos a transmissão por uma célula com janelas paralelas (contendo vapor de césio) para o travamento da frequência. Mostramos que o sinal de erro é estável durante 1 hora e meia. Este sinal contém oscilações nas asas da ressonância que podem ser usadas para a estabilização da frequência. Travamos a frequência entre 1860 a 2817 MHz fora da ressonância e obtemos uma estabilidade de 30 MHz. A técnica descrita não necessita de campo magnético ou de detecção sensível à polarização, que simplifica substancialmente em relação às técnicas existentes.

Palavra-chave: Sinal de erro, Travamento fora da ressonância, Estabilização da frequência.

ABSTRACT

In this work we demonstrate the experimental development of a system of frequency-locking of a diode laser on the wings of an atomic line. As an error signal, we use the transmission through a cell with parallel windows (containing cesium vapor) for the frequency-locking. We show that the error signal is stable for one hour and a half and has oscillations in the wings of the resonance that can be used to stabilize the frequency. We locked the frequency between 1860-2817 MHz out of resonance and obtained a stability of 30 MHz. The described technique does not require a magnetic field or polarization-sensitive detection, which simplifies substantially over existing techniques.

Keywords: error signal, frequency-locking, cesium vapor

Conteúdo

Lista de Figuras	iii
1 Introdução	1
1.1 Trabalho a ser desenvolvido	1
1.2 Técnicas de travamento	1
1.3 Técnica de estabilização Davll	2
1.4 Travamento na absorção	3
1.5 Técnica de travamento usando o campo magnético	3
1.6 Análise dos capítulos seguintes	4
2 Fundamentação Teórica: Laser de diodo	6
2.1 Disposições gerais sobre laser de diodo	6
2.2 Característica do laser de diodo	8
2.2.1 Lasers de homoestrutura e heteroestrutura	8
2.2.2 Estrutura espectral	10
2.2.3 Largura de linha do laser semiconductor	11
2.2.4 Sintonia do laser	12
2.2.5 Controle de temperatura	13
2.2.6 Controle de corrente	13
3 Descrição do experimento	16
3.1 Equipamentos	16
3.2 Preparação da célula do vapor de césio	17
3.3 Ressonadores planos	19
3.4 Alargamento Doppler	21
3.5 Fibra óptica	22
3.6 Estabilização em absorção saturada	23
3.7 Controle da célula	25
3.8 Estrutura atômica do átomo de césio	25
3.9 Ações de controles	28
3.10 Controlador proporcional	28
3.11 Controlador proporcional derivativo (PD)	29
3.12 Controlador integral (PI)	29
3.13 Controladores integral derivativo (PID)	30

4	Resultados experimentais e discussões	32
4.1	Montagem experimental	32
4.2	Curvas de sinais de erro	33
4.3	Travamento da frequência nas asas da linha atômica	38
5	Conclusões	41
A	Sistema quântico com dois níveis	43
A.0.1	Matriz Densidade	43
	Bibliografia	47

Lista de Figuras

2.1	Laser com estrutura do tipo homojunção [7].	10
2.2	Laser de diodo com heteroestrutura-dupla [7].	10
3.1	Tabela de referência da tensão em relação à temperatura de um termopar [34].	18
3.2	Célula com vapor de Césio 133.	19
3.3	A célula funcionando como um Fabry-Perot.	20
3.4	A finesse que representa a relação entre a distância de dois picos consecutivos ($\Delta\nu$) e a largura de cada pico ($\delta\nu$).	20
3.5	Espectro da absorção saturada obtido para linha D_2 do césio.	24
3.6	Esquema da absorção saturada; diodo laser (LD), fotodetector (FD), divisor de feixe (DF), isolador óptico (IO).	25
3.7	Diagrama de níveis da linha D_2 do átomo de césio. A direção vertical corresponde a energia e está fora de escala. Com um laser emitindo radiação com um comprimento de onda de aproximadamente 852 nm , é possível excitar o átomo [29].	27
3.8	Tabela de propriedades do césio.[6]	27
4.1	Esquema do experimento desenvolvido para a dissertação.	33
4.2	Dispersão e absorção saturada em função da frequência com potência do laser $29,12\ \mu W$, corrente de $89,9\ mA$, e as temperaturas da janela da célula $185\ ^\circ C$ e do reservatório $133\ ^\circ C$	34
4.3	Dispersão e absorção saturada em função da frequência com potência do laser $29,12\ \mu W$, corrente de $89,9\ mA$, e as temperaturas da janela da célula $185\ ^\circ C$ e do reservatório $133\ ^\circ C$, uma hora e meia depois da primeira medida.	34
4.4	Todas as dispersões a cada 10 minutos durante uma hora e meia, mostrando a estabilização do sinal.	35
4.5	Sinal de erro mudando somente a temperatura do reservatório para $125^\circ C$. Os outros valores permanecem os mesmos, tais como potência do laser $29,12\ \mu W$; temperatura da janela: $185\ ^\circ C$ e corrente do laser: $89,9\ mA$	36
4.6	Sinal de erro mudando somente a temperatura do reservatório para $118^\circ C$. Os outros valores permanecem os mesmos, tais como potência do laser $29,12\ \mu W$; temperatura da janela: $185\ ^\circ C$ e corrente do laser: $89,9\ mA$	36

4.7	Sinal de erro mudando somente a temperatura do reservatório para $110^{\circ}C$. Os outros valores permanecem os mesmos, tais como potência do laser $29,12 \mu W$; temperatura da janela: $185^{\circ}C$ e corrente do laser: $89,9 mA$	37
4.8	Gráfico dos sinais de erro com variação de temperatura, mostrando que o sinal de erro muda de acordo com a temperatura.	37
4.9	Representa o sinal de erro e a absorção saturada, onde destacamos a linha onde o iremos travar o laser.	38
4.10	Sistema destravado com variação de frequência de $100 MHz$	39
4.11	Linha de dispersão fora da ressonância mostrando o sinal de erro travado e não travado, na linha que escolhemos.	39

Capítulo 1

Introdução

1.1 Trabalho a ser desenvolvido

O intuito desse trabalho é mostrar uma técnica de travamento da frequência de um diodo laser nas asas da ressonância de uma linha atômica sem o uso de campo magnético [1].

A técnica desenvolvida é bastante útil nos estudos de espectroscopia de altíssima resolução, como manipulação de átomos frios em redes ópticas, mistura de quatro ondas e no estudo de computação quântica [2].

1.2 Técnicas de travamento

O fenômeno de travamento em frequência tem sido uma área de interesse para matemáticos e físicos. Christian Huygens descobriu o travamento mecânico em frequência por meios de observações do sincronismo entre dois relógios de pêndulos fixados na parede.

Van der Pol, em 1920, realizou os primeiros trabalhos de travamento em frequências de sistemas elétricos acoplados, onde o sistema era constituído de dois circuitos elétricos oscilatórios, onde o primeiro circuito é considerado o escravo formado por resistor-indutor-capacitor com polarização constante e o segundo circuito considerado mestre, formado por resistor-capacitor com excitação [2].

Em 1949, Robert Adler, fundamentou o fenômeno de travamento em frequência de sistemas elétricos oscilatórios por meio de equações diferenciais acopladas.

Em 1960, a técnica de travamento foi transplantada para os sistemas ópticos com o primeiro oscilador óptico formado por um laser de Ruby. Na mesma década o travamento em frequência foi feito por injeção de sinal óptico com o uso de laser He-Ne [3].

1.3 Técnica de estabilização Davll

Os lasers são bastante sensíveis em relação às condições ambientes, de tal modo que a cavidade raramente permanece ressonante com a linha atômica durante alguns minutos sem que seja necessário um ajuste das condições do laser. Nesse caso é necessário o uso de uma técnica que permita corrigir a frequência do laser. Uma destas técnicas é a técnica de estabilização da frequência do laser de diodo por dicróismo de vapor atômico, DVLL (Dichroic Atomic Vapor Laser Lock)[2, 3].

Essa técnica emprega um campo magnético para quebrar a degenerescência das componentes Zeeman do sinal de absorção Doppler no vapor atômico e depois gerar um sinal de erro que depende da diferença da frequência entre essas duas componentes. A técnica proporciona uma estabilização em um grande intervalo de frequência, tanto nas variações ambientais lentas quanto nas flutuações mecânicas e elétricas rápidas e de pequenas amplitudes.

As vantagens sobre outros tipos de estabilizações é a não necessidade de que uma modulação seja aplicada diretamente à frequência do laser, e também não está restrito à sintonia sobre a ressonância específica, podendo a frequência ser travada sobre qualquer parte do espectro Doppler de absorção.

1.4 Travamento na absorção

Para travar a frequência do laser no pico de absorção, podemos variar a frequência e medir diretamente a intensidade. O sinal de erro mais natural a ser utilizado no ponto máximo é a derivada do sinal de absorção. Essa derivada é feita pela eletrônica da seguinte forma: ajustamos a frequência do laser até obtermos o sinal de absorção máxima e geramos uma pequena modulação.

A diferença de intensidade é localmente proporcional ao sinal de derivada e o circuito eletrônico realiza a subtração dos sinais. Esse processo é necessário caso queira travar em um pico. Para o travamento na meia altura, a própria absorção seria utilizada como sinal de erro [2].

Logo depois é enviada a etapa de ganho que modifica a tensão no controle da frequência de modo a fazer o sistema voltar para o ponto com sinal de erro nulo.

1.5 Técnica de travamento usando o campo magnético

Existe uma técnica de estabilização da frequência fora da ressonância usando o efeito Faraday, com campo magnético aplicado à célula de vapor aquecido, desenvolvida por Anna L. Marchant, do Departamento de Física da Universidade de Durham (Inglaterra) e publicada no artigo "Off-resonance laser frequency stabilization using the Faraday effect", na revista *Optics Letters* em janeiro de 2011. A pesquisa utiliza o átomo de Rb 85, para a estabilização de um laser de 780 nm. O travamento é feito usando um sinal de erro para o qual há uma variação do sinal detectado em função da frequência nas asas da ressonância. A origem do sinal de erro é a rotação da polarização do feixe laser ao atravessar o vapor. A verificação do travamento é feito pelo batimento de dois lasers travados independentemente.

Nossa técnica é vantajosa pois, como não utilizamos campo magnético, a técnica de travamento torna-se mais simples, usamos menos equipamento e chegamos ao mesmo

resultado.

1.6 Análise dos capítulos seguintes

A seguir teremos uma breve análise do conteúdo de cada capítulo desse trabalho, onde no capítulo 2 serão discutidas as características do diodo laser como a estrutura espectral, a largura de linha do laser semiconductor e o alargamento da linha dos lasers. Serão feitas também discussões sobre a sintonização por temperatura, devido à mudança do caminho óptico pela dilatação da cavidade e por um deslocamento espectral da curva de ganho. Também será discutido o controle de temperatura, onde a frequência de emissão do diodo laser depende da temperatura de junção do semiconductor, e a obtenção da frequência desejada pode ser alcançada. E no final discutiremos o controle de corrente de injeção mostrando que a variação da corrente afeta a temperatura na junção do diodo laser.

No capítulo 3 serão apresentados os conceitos fundamentais de isolador óptico, filtro óptico, laser, gerador de função, osciloscópio e Fabry-Perot. Na sequência será feita uma abordagem da preparação da célula do vapor de césio que é usada no experimento dando ênfase às suas dimensões e à temperatura que a janela e o reservatório da célula devem atingir para que não haja condensação na janela, e isso prejudique na análise das medidas.

Ainda no capítulo 3 mostramos os diferentes tipos de controladores eletrônicos que podem ser usados em espectroscopia de alta resolução, tais como controlador proporcional, proporcional derivativo (PD), proporcional integral (PI) e o último denominado de integral derivativo (PID). Para a nosso experimento foi utilizado somente o controlador proporcional integral por possuir a tarefa de controlar a diferença existente entre o sinal de referência e o sinal de saída, gerar em sua saída um sinal de controle que seja capaz de corrigir e se possível anular tal diferença. A atuação de um controlador PI corresponde a soma de uma ação proporcional com uma ação integral. Desta forma,

pode-se melhorar a resposta transitória com a contribuição da ação proporcional, enquanto a ação integral corrige o erro de estado estacionário.

No capítulo 4 será apresentado o experimento do travamento da frequência de um diodo laser nas asas da ressonância da linha atômica do átomo de césio, mostrando primeiro o sistema destravado e depois travado, onde conseguimos com sucesso o objetivo desse trabalho. A nossa técnica é bastante simples porque não utilizamos o campo magnético. Outras técnicas conhecidas são mais complexas, o que aumenta o custo e dimensão física do procedimento em relação á desenvolvida nesse trabalho.

O trabalho terá continuidade com outro aluno de mestrado. Acontecendo o sucesso da técnica, o trabalho será complementado e submetido pra publicação.

Capítulo 2

Fundamentação Teórica: Laser de diodo

2.1 Disposições gerais sobre laser de diodo

Nesse capítulo serão discutidas em detalhes as características do laser de diodo e também o método de sintonia fina desse laser na linha atômica e a técnica de absorção saturada que permite resolver com precisão a estrutura hiperfina do átomo de césio.

As pesquisas realizadas na área de Física Atômica, na sua maioria, consistem no estudo de átomos e moléculas através de sua interação com a radiação eletromagnética. Portanto, lasers que podem ser sintonizados em transições atômicas são ferramentas muito importantes em laboratórios que realizam esses experimentos [4, 5].

Uma vantagem do diodo laser é a variedade espectral dos diodos, dependendo da forma que ele é construído, basicamente relacionada à dopagem dos materiais constituintes. É possível obter-se um diodo laser em quase todo espectro de frequência entre o infravermelho distantes ($1,7 \mu m$) até o ultravioleta ($200 nm$)[6]. Essa gama de possibilidades de frequências permite uma facilidade, em termos de projetos, de montagens e análises com diodos lasers diferentes. Além disso, lasers de diodo apresentam baixo custo e relativa simplicidade de funcionamento se comparada a outras fontes lasers.

Quando em operação, os lasers devem ser protegidos contra vibrações mecânicas na

mesa, a temperatura na mesa deve ser estável e ruídos sonoros devem ser evitados. Os diodos são extremamente frágeis no que diz respeito a correntes altas, variações bruscas de corrente, temperaturas excessivas, que podem danificar os lasers. Os lasers de diodo também são sensíveis à realimentação óptica por reflexão nos diversos elementos da experiência, pois a luz realimentada altera as características de emissão (frequência e potência).

A utilização de diodo laser em espectroscopia é indicada quando existe um dispositivo que opera em torno da frequência na qual se deseja trabalhar. A principal vantagem da utilização do diodo laser para espectroscopia baseia-se na possibilidade de um único laser emitir em uma faixa larga de frequência, até alguns nanômetros, o que equivale a variar de 1% a sua frequência de emissão [7]. Essa é uma faixa bastante ampla se comparada, por exemplo, com laser a gás que emite radiação cuja frequência é muito próxima da frequência da transição atômica ou molecular desse gás. Por outro lado, essa facilidade de varredura de frequência dificulta a fixação em uma determinada frequência, por exemplo, uma transição atômica. Mas há inúmeras técnicas utilizadas para a "fixação" e estabilização da frequência, entre elas podemos citar as realimentações óticas e eletrônicas [8, 9].

O laser de diodo apresenta uma amplitude estável, permitindo fazer medidas sensíveis, tais como: absorção ou fluorescência.

Os lasers, em geral, podem ser descritos como sistemas formados de: 1. um meio de ganho, 2. uma cavidade e 3. um sistema de bombeio.

1. O meio de ganho é responsável pela geração de pares elétrons-buracos, que podem se recombinar emitindo fótons.
2. A cavidade serve, entre outras coisas, para realimentar o sistema a partir desses fótons gerados.
3. O sistema de bombeio está ligado ao fornecimento de energia e inversão de po-

pulação.

A cavidade serve para realimentar o laser com parte dos fótons gerados, resultando uma diminuição efetiva das perdas. Porém isso reduziria a radiação laser útil, em primeira aproximação. Essa redução não ocorre de fato porque os fótons que retornam ao meio de ganho induzem a emissão de mais fótons. Assim, mais fótons chegam à superfície da cavidade e por consequência mais saem e mais fótons retornam. A cada retorno, mais fótons são gerados. O fator limitante do número de fótons gerados é o número limitado de recombinações, que pode ser dado pelo número de átomos excitados ou de elétrons em níveis superiores de energia que podem decair para um nível de mais baixa energia. A cavidade também serve de ressonador para selecionar a frequência do laser [10].

Em um diodo laser, o ganho, dado pela razão entre o número de fótons gerados pelo número de fótons no meio, é muito grande e tem como consequência a não necessidade de cavidades com grande retorno óptico.

A frequência de emissão para um laser livre é sensível ao tamanho da cavidade e ao índice de refração, logo é necessário algum controle desses parâmetros [11].

O principal limitante desses lasers para a utilização de física atômica e outras aplicações que exijam alta resolução espectral é o elevado valor de sua largura de linha que é tipicamente de algumas dezenas de MHz. No laser que utilizamos pequenas varredura (alguns GHz) que é feita com modificação de corrente.

2.2 Característica do laser de diodo

2.2.1 Lasers de homoestrutura e heteroestrutura

A estrutura mais simples de um laser de diodo é a homojunção (figura 2.1), onde os laser são fabricados com uma única junção com matéria do mesmo tipo, um contendo excesso de elétron (tipo n) e outro com buracos (tipo p) [12]. A luz é emitida

por recombinações de pares elétrons-buracos na região ativa formado pela junção dos materiais.

Os lasers de diodo de homojunção, como são chamados os lasers de homoestrutura, por serem formados por um único semicondutor, sofrem algumas desvantagens em comparação aos lasers de heteroestrutura, que são fabricados com mais de um material.

Os lasers semicondutores fabricado de um único semicondutor (GaAs, por exemplo) constituem de um simples paralelepípedo ou trapezóides e com suas extremidades paralelas polidas (ver apêndice). O plano de junção p-n é perpendicular às extremidades polidas, dessa maneira uma cavidade correspondente a um pequeno Fabry-Perot. Em ambos os tipos de lasers, tanto os elétrons injetados quanto a luz emitida devem ficar confinados na junção para um eficiente processo de emissão estimulada. Nos lasers de homojunção, o confinamento da luz na região da junção é uma consequência da presença dos elétrons livres e dos buracos. Sua presença aumenta o índice de refração, fazendo com que a luz seja refletida intensamente, impedindo a transmissão da luz para fora da junção. Todavia esse processo não é muito eficiente, permitindo que alguma luz escape da junção, reduzindo a quantidade de luz disponível na emissão estimulada. A onda eletromagnética a ser amplificada fica pouco confinada [13].

Uma maior eficiência do laser e uma corrente de limiar muito menor são conseguidas quando dois materiais diferentes semicondutores são usados na formação da junção, conhecido como heterojunção (figura 2.2). A descontinuidade no índice de refração causa a reflexão de volta da radiação emitida na região ativa, aumentando a eficiência do laser. Além disto a diferença entre os "band gaps" dos materiais confina os portadores de carga no interior da região ativa, reduzindo a corrente de limiar. Em nosso experimento usamos o laser de heterojunção.

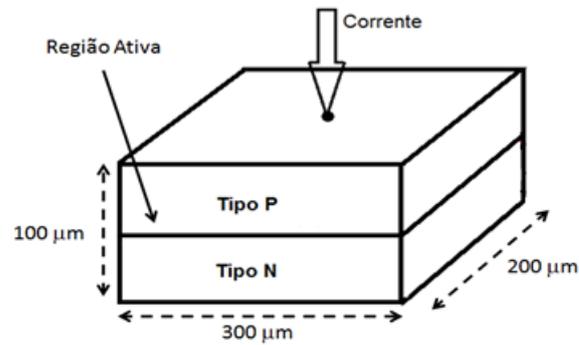


Figura 2.1: Laser com estrutura do tipo homojunção [7].

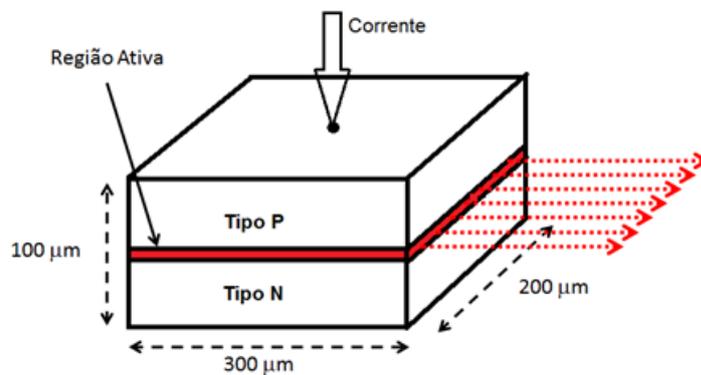


Figura 2.2: Laser de diodo com heteroestrutura-dupla [7].

2.2.2 Estrutura espectral

Na espectroscopia, os laser de diodos mais adequados são os que apresentam modos únicos (single mode) operam em regime contínuo, apresentam tipicamente potência superior a potência média 100 mW e a radiação emitida é próximo do infravermelho [1, 7].

Em relação ao espectro, há dois tipos de estrutura de modo para o diodo laser: monomodo e multimodo.

No caso monomodo, o espectro é marcado por uma Lorentziana muito forte (cerca de 100 vezes maior que outras componentes), possuindo uma largura de linha que normalmente varia entre 10 e 100 MHz [12, 8].

O laser multimodo possui várias componentes espectrais, podendo ter baixa pureza se o número de modos for grande. Não é conveniente para frequência bem definida, onde podemos adicionar à cavidade óptica elementos que produzem perdas dependentes da frequência [11].

Existem duas escalas naturais para o espectro de oscilação dos lasers de diodo. A primeira escala refere-se aos espaçamentos dos modos da cavidade laser, que é da ordem de 160 GHz (0,35 nm). A segunda relaciona-se à largura de linha de uma cavidade monomodo. A largura de linha de um laser de diodo monomodo varia entre 10 e 500 MHz [14].

O comprimento de onda de emissão é determinado pelo intervalo entre as bandas de condução e de valência do diodo ("band gap") e posteriormente pela temperatura e densidade de corrente de junção [15].

2.2.3 Largura de linha do laser semiconductor

Uma das mais importantes características da luz laser é sua pureza espectral e coerência. O alargamento da linha dos lasers monomodos se deve a dois mecanismos básicos: ruídos devidos a vibrações mecânicas e de ruídos de natureza fundamental, que não podem ser eliminados por processo de estabilização [16].

A primeira contribuição ao ruído de natureza fundamental vem da emissão espontânea dos átomos excitados no nível superior, em todos os modos do campo eletromagnético com largura de uma linha de fluorescência, ou seja, a mesma largura do ganho; mas quando o laser passa do limiar, o número de fótons no modo do laser cresce rapidamente por emissão estimulada e a largura da emissão cai para dezenas de MHz [17].

A largura de linha do laser monomodo pode ser dada pela conhecida relação de largura de linha Schawlow-Townes ($\Delta\nu$) modificada [11]:

$$\Delta\nu_{st} = \frac{\pi h (\Delta\nu)^2}{P} \quad (2.2.1)$$

onde P é a potência média do laser, $\Delta\nu$ é a largura de linha da cavidade passiva do laser e h é a constante de Planck.

A largura de linha é proporcional à taxa de emissão espontânea de fótons e inversamente proporcional ao número total de fótons no modo.

2.2.4 Sintonia do laser

Uma das características fundamentais do laser é a sintonizabilidade, que pode ser conseguida através da temperatura, corrente de injeção e aplicação de um campo magnético [18].

A sintonização por temperatura ocorre devido à mudança do caminho óptico pela dilatação da cavidade e por um deslocamento espectral da curva de ganho [19].

A variação do gap de energia (em virtude da mudança de temperatura na junção) causa um deslocamento da curva de ganho que é responsável por grandes variações do comprimento de onda.

A variação do caminho óptico na cavidade, determinando o comprimento de onda em pequena escala.

Em lasers semicondutores, ambos os modos da cavidade e a curva de ganho são dependentes da temperatura pois o índice de refração e o "band gap" dependem da temperatura. Para pequenas variações de temperatura, a curva de ganho é pouco alterada por ser larga e o efeito espectral é essencialmente devido ao deslocamento dos modos da cavidade [17]. Para variações grandes de temperatura a variação de frequência se faz linearmente por partes. Quando um modo não tem mais ganho para entrar em oscilação laser o comprimento de onda do laser "pula" para um modo onde o ganho é suficiente. Este fenômeno é chamado de salto de modo [1, 4].

Outra possibilidade de sintonizar um laser de diodo é através da variação de cor-

rente de injeção, que pode ser considerada sintonia fina [14]. A sintonia do laser por meio da variação de corrente é devido ao fato de que quando se varia a corrente de injeção, varia-se também a temperatura pelo efeito Joule. O índice de refração também muda com a variação da densidade de portadores, mas esse efeito é desprezível comparado com o efeito da temperatura [10].

2.2.5 Controle de temperatura

Dos diversos parâmetros do laser que dependem da temperatura, o mais importante para a nossas medidas é a variação do comprimento de onda de emissão.

O comprimento de onda de emissão do diodo laser depende fortemente da temperatura. Um aumento de temperatura tem um efeito de dilatar a cavidade, aumentando o comprimento de onda.

A variação de temperatura também tem efeito na potência óptica de emissão. À medida que a temperatura da junção do laser diminui, a distribuição de população eletrônica muda, e uma menor quantidade de elétrons é necessária para se conseguir a mesma inversão de população. Portanto, para uma corrente de injeção constante, diminuindo-se a temperatura do laser aumenta-se a sua potência de saída.

Normalmente, os diodos lasers são fornecidos com alguns dados, entre eles, a frequência de emissão para certa corrente e temperatura. Como a frequência de emissão do diodo laser depende da temperatura da junção do semiconductor, a obtenção da frequência desejada pode ser alcançada pela temperatura [10].

2.2.6 Controle de corrente

Além de depender da temperatura, o comprimento de onda de emissão do diodo laser depende também da corrente de injeção. Mudança na corrente de injeção afeta a temperatura na junção do diodo laser e muda a densidade de portadores, que também muda o índice de refração, e este por sua vez afetam o comprimento óptico da cavidade

laser. A variação de corrente afeta a temperatura por causa do efeito Joule.

A compreensão da variação da corrente é diretamente ligada à redução do número de portadores N . Isso reduz o ganho g do meio. Considerando o índice de refração composto por duas partes, parte real e parte imaginária, da forma $n = n' + in''$, pode-se relacionar a variação de ganho com a variação da parte imaginária do índice de refração ($k =$ coeficiente de extinção) [15]:

$$k = k' + ik'' = n \frac{\omega}{c} [10]$$

$$k' = n_0 \frac{\omega}{c} = n' \frac{\omega}{c}$$

$$k'' = k \frac{\omega}{c} = n'' \frac{\omega}{c}$$

$$n = n_0 + iK$$

O coeficiente de absorção α :

$$\alpha = 2k'' = \frac{2k\omega}{c}$$

$$\Delta n'' = \frac{-c\Delta g}{2\omega} \quad (2.2.2)$$

O sinal negativo vem da expressão da intensidade [10]:

$$I \propto e^{2k'} = e^{2n'' \frac{\omega}{c}} \quad (2.2.3)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e ω é a frequência angular.

A razão entre a parte real, ligada a propagação e a parte imaginária, ligada ao ganho (α) do diodo laser é dado por [19]:

$$\alpha = \frac{\Delta n'}{\Delta n''} = \frac{\Delta n_0}{\Delta k} \quad (2.2.4)$$

onde o valor de α obtido para os diodos lasers é positivo. Assim uma variação negativa do número de portadores, que aumenta a parte imaginária do índice de refração, também aumenta a parte real [20].

Considerando que o diodo laser seja formado por uma cavidade do tipo Fabry-Perot com índice de refração n' , então as frequências perdidas (v_m) são inteiros de meio comprimento de ondas [21]:

$$v_m = m \frac{c}{2n'L} \quad (2.2.5)$$

onde $m = 1, 2, 3, \dots$

Reescrevendo essa equação em termos de pequenas variações [10]:

$$\Delta v_m = \Delta n' \frac{dv_m}{dn'} = -m \frac{c}{2Ln'} \frac{\Delta n'}{n'} \quad (2.2.6)$$

Desta forma, o aumento do índice de refração n' implica uma redução da frequência v .

O efeito de um aumento de corrente é descrito no esquema mostrado abaixo, onde as setas para cima (ou baixo) indicam um aumento (ou diminuição) [21].

$$\downarrow j \downarrow N \uparrow n'' \uparrow n' \downarrow v$$

Observa-se, experimentalmente, uma linearidade entre a frequência emitida e a corrente. Pode-se escrever [11, 15]:

$$\Delta v = a \Delta j, \quad (2.2.7)$$

onde Δv é a variação da frequência devido à variação de corrente Δj .

O controle de corrente é bem mais simples que o controle de temperatura, pois somente é necessária uma fonte de corrente estabilizada. Essa fonte de corrente precisa, normalmente, ser variável e possibilitar o controle externo para a varredura [20].

Outros fatores externos podem alterar a qualidade do resultado do controle de corrente, entre eles ruídos da rede elétrica e ruídos eletromagnéticos. Isso resulta em uma flutuação na frequência de emissão.

Capítulo 3

Descrição do experimento

3.1 Equipamentos

No experimento usamos vários equipamentos para encontrar o resultado do sinal de erro fora da ressonância. Vamos detalhar somente os mais importantes:

Isolador óptico: É um componente usado para prevenir reinjeções no diodo laser devido às reflexões do feixe óptico ao longo do caminho de transmissão. As reflexões nos elementos que compõem o experimento, perturbam o laser de diodo tanto na estabilização em frequência quanto em amplitude [2]. Para evitar o problema utilizamos o isolador óptico que permite a passagem da luz para o experimento e evita a passagem no sentido inverso.

Filtros ópticos: São elementos que permitem atenuar o feixe transmitido. Disponemos de filtros de diferentes densidades ópticas e uma combinação deles permite um controle da potência em um ponto específico do experimento. Usamos os filtros antes de detectores, para evitar a saturação do mesmo, e na absorção saturada.

Laser: Foi utilizado um laser de diodo do tipo AlGaAs com heteroestrutura (modelo SDL-SPECIAL AV 222) [22], operando com uma corrente de aproximadamente 100 mA , com potência de 40 mW de modo contínuo, com diâmetro de feixe de 2 mm . O laser opera em torno de 852 nm que é o comprimento de onda da linha D_2 do átomo de césio [36].

A calibração da varredura do laser é feita de duas maneiras. A primeira é feita com o uso de um Fabry-Perot. Esse sistema informa sobre a frequência relativa (variações de frequência), calibrada com a distância conhecida entre os picos de transição. Para a referência de frequência absoluta, utilizou-se as frequências das linhas atômicas observadas com a absorção saturada.

Gerador de função: O gerador de sinais (ou funções) é uma fonte de sinais que combina várias funções em uma unidade. Ele é um aparelho que gera tensão V_g variável em função do tempo. As tensões geradas são periódicas, de período T (dado em segundo), frequência f (dada em Hertz), e amplitude V_o (em volts), assemelhando-se a uma onda. É por isso que cada função de voltagem gerada é denominada forma de onda [23].

Osciloscópio: É um instrumento utilizado para visualizar voltagens que variam com o tempo. Ele é utilizado para determinação de amplitude e frequência de sinais de voltagens, bem como para a comparação de sinais diferentes.

Fabry-Perot: O interferômetro de Fabry-Perot é um dos mais usados em diferentes aplicações de alta resolução. No Etalón do Fabry-Perot, as duas placas de vidros paralelas são separadas por uma distância fixa [24].

Uma cavidade Fabry-Perot é utilizada para observação dos modos do laser, e verifica-se que os picos tem praticamente a mesma largura, e que cada pico é único, indicando que o laser é monomodo.

3.2 Preparação da célula do vapor de césio

A célula com vapor de Césio utilizada no experimento é composta de três partes: o corpo de vidro com 4 cm de comprimento, 2 cm de altura e 1 mm de espessura; um tubo cilíndrico de vidro que é a conexão com o reservatório; e o reservatório que serve de depósito para o Césio em fase condensada. Para controlar as temperaturas da célula e do reservatório independentemente, construímos dois fornos. Os fornos

são construídos usando resistências elétricas envoltas com fibra de vidro, um material isolante. Termopares em contato com o corpo e o reservatório são usados para medir as referidas temperaturas. A temperatura da célula é controlada através da corrente elétrica nas resistências que envolvem a célula.

O tempo de estabilização da temperatura da célula em relação a temperatura da sala é aproximadamente 4 horas. E através da tabela abaixo medimos a temperatura da janela e do reservatório.

0	0.000	0.039	0.079	0.119	0.158	0.198	0.238	0.277	0.317	0.357	0.397	0
10	0.397	0.437	0.477	0.517	0.557	0.597	0.637	0.677	0.718	0.758	0.798	10
20	0.798	0.838	0.879	0.919	0.960	1.000	1.041	1.081	1.122	1.163	1.203	20
30	1.203	1.244	1.285	1.326	1.366	1.407	1.448	1.489	1.530	1.571	1.612	30
40	1.612	1.653	1.694	1.735	1.776	1.817	1.858	1.899	1.941	1.982	2.023	40
50	2.023	2.064	2.106	2.147	2.188	2.230	2.271	2.312	2.354	2.395	2.436	50
60	2.436	2.478	2.519	2.561	2.602	2.644	2.685	2.727	2.768	2.810	2.851	60
70	2.851	2.893	2.934	2.976	3.017	3.059	3.100	3.142	3.184	3.225	3.267	70
80	3.267	3.308	3.350	3.391	3.433	3.474	3.516	3.557	3.599	3.640	3.682	80
90	3.682	3.723	3.765	3.806	3.848	3.889	3.931	3.972	4.013	4.055	4.096	90
100	4.096	4.138	4.179	4.220	4.262	4.303	4.344	4.385	4.427	4.468	4.509	100
110	4.509	4.550	4.591	4.633	4.674	4.715	4.756	4.797	4.838	4.879	4.920	110
120	4.920	4.961	5.002	5.043	5.084	5.124	5.165	5.206	5.247	5.288	5.328	120
130	5.328	5.369	5.410	5.450	5.491	5.532	5.572	5.613	5.653	5.694	5.735	130
140	5.735	5.775	5.815	5.856	5.896	5.937	5.977	6.017	6.058	6.098	6.138	140
150	6.138	6.179	6.219	6.259	6.299	6.339	6.380	6.420	6.460	6.500	6.540	150
160	6.540	6.580	6.620	6.660	6.701	6.741	6.781	6.821	6.861	6.901	6.941	160
170	6.941	6.981	7.021	7.060	7.100	7.140	7.180	7.220	7.260	7.300	7.340	170
180	7.340	7.380	7.420	7.460	7.500	7.540	7.579	7.619	7.659	7.699	7.739	180
190	7.739	7.779	7.819	7.859	7.899	7.939	7.979	8.019	8.059	8.099	8.138	190
200	8.138	8.178	8.218	8.258	8.298	8.338	8.378	8.418	8.458	8.499	8.539	200
210	8.539	8.579	8.619	8.659	8.699	8.739	8.779	8.819	8.860	8.900	8.940	210
220	8.940	8.980	9.020	9.061	9.101	9.141	9.181	9.222	9.262	9.302	9.343	220
230	9.343	9.383	9.423	9.464	9.504	9.545	9.585	9.626	9.666	9.707	9.747	230
240	9.747	9.788	9.828	9.869	9.909	9.950	9.991	10.031	10.072	10.113	10.153	240
°C	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	°C

Figura 3.1: Tabela de referência da tensão em relação à temperatura de um termopar [34].

Citando um exemplo do uso da tabela acima, encontramos um valor da tensão (por exemplo: 6,259 V) olhamos na horizontal e encontramos 150°C e na vertical

encontramos 3°C , logo para essa tensão a temperatura é 153°C .

A temperatura do reservatório controla a densidade do vapor atômico, e à temperatura da célula controla a velocidade média dos átomos.

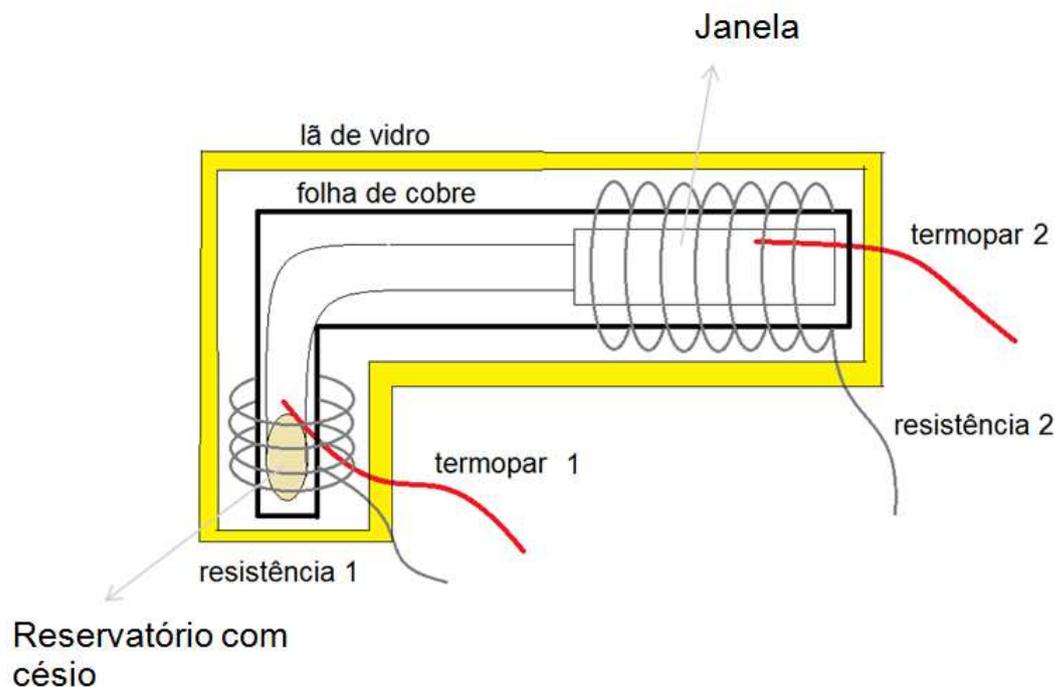


Figura 3.2: Célula com vapor de Césio 133.

3.3 Ressonadores planos

Os ressonadores que apresentam maior simplicidade são constituídos por espelhos planos paralelos e designam-se como cavidade de Fabry-Perot. A cavidade plana-paralela de Fabry-Perot, dispositivo inventado por C. Fabry e A. Perot, foi das primeiras a ser utilizada para responder o objetivo de otimizar a coerência da radiação, apresentando o modo de operação simples, assim como para medir comprimento de onda com alta precisão, como mostra a (fig. 3.3) [15].

A finesse do interferômetro é a relação entre a distância entre dois picos consecutivos ($\Delta\nu$) e a largura de cada pico $\delta\nu$, logo a finesse é dado pela relação [21]:

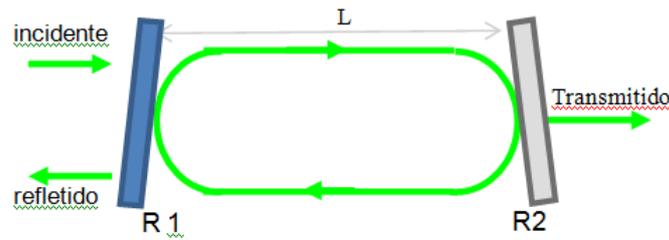


Figura 3.3: A célula funcionando como um Fabry-Perot.

$$\delta = \frac{\Delta v}{\delta v} \quad (3.3.1)$$

A finesse caracteriza a qualidade da cavidade; quanto maior ela for, menor a largura dos picos de intensidade e maior o poder de resolução do interferômetro. Se a distância entre as placas puder ser mudada mecanicamente, ele será chamado de interferômetro, mas se as placas forem fixa o termo é étalon.

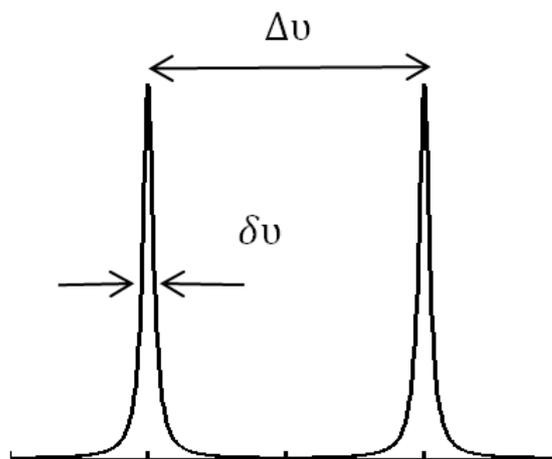


Figura 3.4: A finesse que representa a relação entre a distância de dois picos consecutivos (Δv) e a largura de cada pico (δv).

A sua aplicação prática pode tornar-se complicada, uma vez que esta configuração apresenta uma grande dificuldade de alinhamento dos espelhos. Este problema pode ser minimizado utilizando cavidades muito pequenas com uma distância entre espelhos ($L < 1 \text{ cm}$) [34].

As frequências ressonantes podem ser facilmente obtidas através da condição do comprimento de L , que deve ser um número inteiro de meio comprimento de onda, isto é, $L = n\lambda/2$, onde n é um número inteiro positivo.

$$c = \lambda v \rightarrow c = \frac{2Lv}{n} \rightarrow v = \frac{nc}{2L} \quad (3.3.2)$$

Então, partindo-se da relação entre frequência e comprimento de onda, as frequências de ressonância são dadas por:

$$\Delta v = n \frac{c}{2L} \quad (3.3.3)$$

A diferença de frequência entre dois modos consecutivos, é dado por:

$$\Delta v = \frac{nc}{2L} \quad (3.3.4)$$

Esta diferença é denominada diferença de frequência entre dois modos consecutivos longitudinais, por que n representa o número de meias-ondas.

3.4 Alargamento Doppler

Corresponde ao alargamento das linhas espectrais associado à velocidade dos átomos ou moléculas de uma amostra. No referencial das partículas em movimento, a frequência da fonte é diferente da frequência no referencial do laboratório devido ao efeito Doppler. Assim, as linhas espectrais são alargadas, sendo os respectivos perfis associados diretamente à distribuição de velocidades.

Um átomo parado emite fótons com um determinado comprimento de onda λ_0 . No entanto se esse átomo estiver com uma certa velocidade relativa v_r , em relação ao detector de fótons - átomo afastando-se ou aproximando-se do detector será observado que a frequência de luz detectada será diferente dada luz emitida pelas partículas em repouso. Portanto, será verificado um desvio entre o valor médio e o valor esperado

para o comprimento de onda da luz captada. Esse deslocamento é conhecido como Efeito Doppler da luz [26].

O alargamento Doppler é resultado da observação da emissão de linhas atômicas, cujos elementos emissores possuem uma distribuição de velocidade em relação ao aparato de medida. Um fóton emitido por um íon com velocidade paralela v_i em relação ao aparato de medida, será detectado com um comprimento de onda diferente do esperado, devido ao efeito Doppler. O comprimento de onda observado será [19]:

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{v}{c} \quad (3.4.5)$$

onde λ_0 é o comprimento de onda emitido e c é a velocidade da luz.

Átomos se movendo com velocidade v veem o feixe laser deslocando pelo efeito Doppler por um valor $v(v/c)$. Considerando átomos que se movem com velocidade v e que tem um deslocamento Doppler com frequência ressonante dada por [10, 20]:

$$v'_0 = v'_0 \left(1 + \frac{v}{c}\right) \quad (3.4.6)$$

Se o feixe está se deslocando na direção positiva, a frequência de ressonância está deslocada para o azul, para altas frequências, caso contrário, está deslocado para o vermelho se v é negativo.

3.5 Fibra óptica

O surgimento da fibra óptica veio alavancar uma grande evolução no sistema de comunicação. O material com que ela é feita determina as frequências ou comprimentos de onda e os níveis de atenuação imposta á fibra. As vantagens de utilização de fibras óticas nos experimentos são as seguintes: imunidade a interferências, ausência de ruídos, grande capacidade de transmissão e pequeno tamanho.

A fibra óptica é um filamento de vidro ou material polimérico com capacidade de transmitir luz. Estes filamentos têm diâmetros variáveis que dependem da aplicação,

indo desde diâmetros da ordem de micrômetros, até vários milímetros. A fibra possui no mínimo duas camadas, o núcleo e o revestimento da casca. A transmissão da luz dentro da fibra é possível graças a uma diferença de índice de refração entre o revestimento e o núcleo, sendo que o núcleo possui um índice de refração maior [21]. Esta característica aliada ao ângulo de incidência do feixe de luz possibilita o fenômeno da reflexão interna total.

Para nosso caso o que é importante no uso da fibra:

1. Fornece na saída um feixe gaussiano, ou seja, com perfil espacial bem definido;
2. Facilita no alinhamento: o alinhamento após a fibra não sofre mudança drástica.

3.6 Estabilização em absorção saturada

A experiência da absorção saturada consiste em fazer passar dois feixes contrapropagante em uma célula com vapor atômico ressonante: o objetivo é observar linhas livres do Efeito Doppler devido a distribuição térmica de velocidade do vapor [28]. Um feixe satura a transição e o outro feixe (o sonda que deve ser pouco intenso) é utilizado para investigar o vapor saturado. Quando os dois feixes têm a mesma frequência, o sinal obtido (transmissão do feixe sonda) é um espectro largo (Doppler) com buracos correspondendo às transições hiperfinas [18], cujas as separações são inferiores a largura Doppler. Esse sinal pode ser utilizado como referência absoluta, desde que os átomos possam ser considerados livres.

Na técnica de absorção saturada fazemos um par de feixes contra-propagantes e de mesma frequência passar por uma célula contendo o vapor de Césio à temperatura ambiente. Nessa configuração utilizamos um feixe de baixa intensidade (feixe fraco) e outro com intensidade alta (feixe forte). Como ambos os feixes possuem a mesma frequência, a única condição em que um átomo fica ressonantes (na mesma frequência) como ambos os feixes é quando ele possui velocidade nula ao longo da direção de

propagação dos feixes [26].

No caso onde existe mais de dois níveis como ocorre na estrutura hiperfina, há um grupo de átomos com velocidade diferente de zero que estará ressonante com os dois feixes simultaneamente. Por exemplo, o feixe forte ressonante com o nível de menor energia (com os átomos que estiverem em cada nível) e o feixe fraco com o nível de maior energia. Desta forma o feixe fraco terá novamente a sua absorção diminuída devido à ação do feixe forte. Essa diminuição é chamada "cross-over" [19].

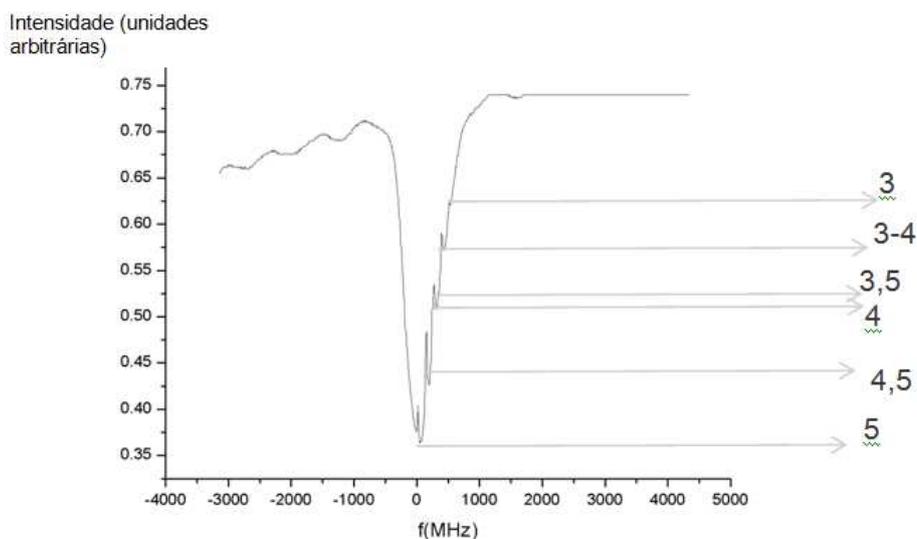


Figura 3.5: Espectro da absorção saturada obtido para linha D_2 do césio.

As setas 5, 4 e 3 na (na figura 3.5) indicam as transições hiperfinas. As setas 4-5; 3-5; 3-4 indicam as ressonâncias de cruzamentos (crossover). Os pontos de crossover representam o ponto médio de duas transições hiperfinas.

No experimento com laser e detectores, ruídos mecânicos podem modificar o alinhamento do laser, alterando, a intensidade do sinal detectado.

Os ruídos mecânicos podem ser reduzidos e até eliminado apenas com uma boa fixação dos componentes sobre uma mesa rígida, e com a colocação de lente focalizando o feixe em cada detector.

Como as condições do laser não são sempre as mesmas, faz-se necessário, uma calibração diária para realinhá-lo. Nesse caso, como a medida é feita em uma pequena

varredura, utiliza-se a calibração feita a partir da referência de uma absorção saturada, em que os picos tem separação bem conhecida, dada pelas transições atômicas [20].

Na figura 3.5 mostra a disposição dos elementos ópticos necessário para a espectroscopia de absorção saturada. O feixe é injetado nesta célula por reflexão da lâmina de vidro, e atenuado por uma roda de vidro de densidade neutra de modo a reduzir o alargamento por potência no espectro de absorção saturada.

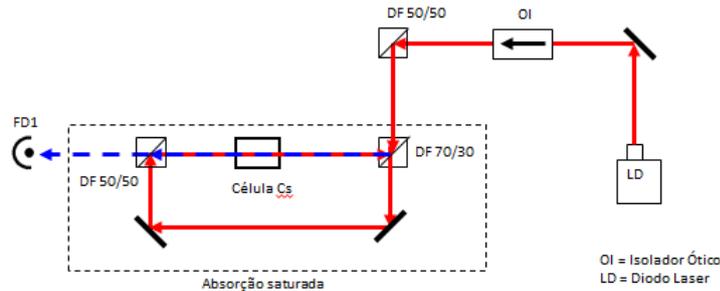


Figura 3.6: Esquema da absorção saturada; diodo laser (LD), fotodetector (FD), divisor de feixe (DF), isolador óptico (IO).

3.7 Controle da célula

Para aquecer a célula, primeiro ligamos o forno regulando a corrente e a tensão. A corrente da janela precisa ser maior que a do reservatório para que o césio não condense na janela. Quando a temperatura da célula atinge aproximadamente $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, deixamos estabilizar durante uma hora, e depois ligamos o reservatório onde a temperatura deve ser de aproximadamente $130\text{ }^{\circ}\text{C}$. Depois deixamos essas temperaturas durante 5 horas até haver uma total estabilização de toda célula, para somente depois iniciarmos as medidas.

3.8 Estrutura atômica do átomo de césio

O átomo observado no experimento foi o Césio 133 na transição atômica $6S_{1/2} \longleftrightarrow 6P_{3/2}$. A separação entre os sub-níveis hiperfinos do estado fundamental é muito maior

que do que o da largura Doppler da transição, enquanto que os sub-níveis hiperfinos do estado excitado são separados por energia muito menores que a largura Doppler. Por causa dessa diferença de separação, consideram-se dois grupos de transição a partir do nível fundamental $6S_{1/2}$, ou seja, $F=3$ e $F = 4$ [29, 34].

O átomo de césio (^{133}Cs) neutro e no estado fundamental possui a seguinte distribuição eletrônica [20],

$$1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 4s^2 3d^{10} 4p^6 5s^2 4d^{10} 5p^6 6s^1$$

onde s,p,d,f,... da distribuição acima, correspondem aos números quânticos $L=0,1,2,3,\dots$ que estão relacionados ao momento angular orbital atômico.

A interação entre o momento angular do spin \vec{S} e o campo magnético gerado pelo movimento orbital do núcleo (proporcional ao momento angular \vec{L} do átomo) produz um acoplamento chamado de acoplamento spin-órbita.

Devido à regra da adição do momento angular, podemos escrever um operador $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ que representa o momento angular total do sistema. Os valores possíveis de \vec{J} são dados por $|L - S| \leq J \leq L + S$.

A linha D_1 do césio é formada pelos níveis hiperfinos devido referentes a transição $6S_{1/2} \longleftrightarrow 6P_{1/2}$ e a linha D_2 (na qual realizamos nossa experiência) é composta dos níveis hiperfinos da transição $6S_{1/2} \longleftrightarrow 6P_{3/2}$. A figura abaixo mostra a linha D_2 do césio [29, 35], na tabela da figura 3.7, encontram-se propriedades gerais do césio..

A interação hiperfina divide o nível fundamental em da estrutura fina ($6S_{1/2}$) em duas componentes de momento angular total $F = 3, 4$. Além disso, essa interação desdobra o nível excitado $6P_{3/2}$ em quatro componentes $F' = 2, 3, 4, 5$, onde F é o momento angular atômico no estado fundamental e F' é o momento angular atômico no estado excitado [11].

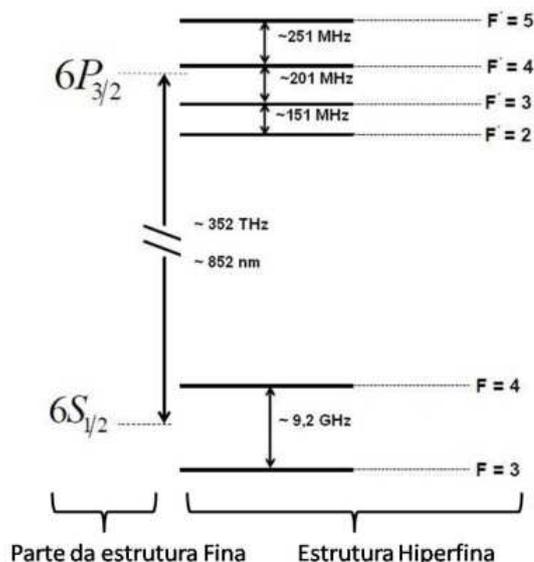


Figura 3.7: Diagrama de níveis da linha D_2 do átomo de césio. A direção vertical corresponde a energia e está fora de escala. Com um laser emitindo radiação com um comprimento de onda de aproximadamente 852 nm , é possível excitar o átomo [29].

Número Atômico	55
Massa Atômica	$2,20694650(17) \times 10^{-25} \text{Kg}$
Elétron de Valência	$6s^1$
Pressão de Vapor a 25°C	$1,3 \times 10^{-3}$
Abundância do ^{133}Cs	100%
Tempo de vida nuclear	Estável
Spin nuclear	$I = 7/2$
Fator de Landé nuclear	$g_I = -4,013 \times 10^{-4}$
Fator de Landé Eletrônico ($6^2S_{1/2}$)	$g_J = 2,00254032(20)$
Frequência de transição hiperfina	9192631770Hz
Comprimento de onda da linha D_1 (no vácuo)	$\lambda_{D_1} = 894,36 \text{nm}$
Comprimento de onda da linha D_2 (no vácuo)	$\lambda_{D_2} = 852,34727582(27) \text{nm}$
Número de onda da linha D_2 ($2\pi/\lambda_{D_2}$)	$k = 7,0235 \times 10^{-8} \text{m}^{-1}$
Frequência da linha D_2	$\nu_{D_2} = 351,72571850(11) \text{THz}$
Tempo de vida do estado excitado $6^2P_{3/2}$	$\tau = 30,473(39) \text{ns}$
Largura de linha natural, $\text{linha } D_2 / \tau$	$\Gamma = 2\pi \times 5,2152 \text{MHz}$
Intensidade de Saturação da linha D_2 ($\pi\hbar c / 3\lambda^3\tau$)	$I_s = 1,09 \text{mWcm}^{-2}$
Seção de choque de absorção (D_2)	$\sigma_{gg} = 346,9 \times 10^{-15}$
Máxima aceleração da saturação da linha D_2	$a_{\text{max}} = 5,7 \times 104 \text{ms}^{-2}$
Velocidade de recuo do fóton (D_2)	$v_r = 3,52 \text{mms}^{-1}$
Temperatura de recuo	$T_r = 0,198 \mu\text{K}$
Velocidade de captura ($1/\tau k$)	$v_c = 4,42 \text{mms}^{-1}$
Temperatura Doppler	$T_D = 124 \mu\text{K}$

Figura 3.8: Tabela de propriedades do césio.[6]

3.9 Ações de controles

A introdução de um controlador em um determinado sistema visa a manipulação de sua dinâmica, manipulando a relação entrada/saída através da atuação sobre um ou mais de seus parâmetros, com o objetivo de satisfazer certas especificações com relação à resposta. Os parâmetros do sistema que sofrem uma ação direta do controlador são denominados de variáveis manipuladas enquanto que os parâmetros nos quais se deseja obter as mudanças que satisfazem a dadas especificações, denominam-se variáveis controladas.

O controlador é um dispositivo físico, podendo ser eletrônico, elétrico, mecânico, pneumático, hidráulico ou combinação destes. Usamos no experimento o mais comumente usado que é o controlador eletrônico. Os sinais não elétricos são transformados em sinais elétricos, através de transdutores, e devido a simplicidade de transmissão, aumento da performance, aumento da confiabilidade e principalmente, facilidade de compreensão [31].

3.10 Controlador proporcional

Esse controlador produz na sua saída um sinal de controle que é proporcional ao erro, ou seja, quanto maior o erro maior será a ação corretiva produzida pelo controlador de saída. Essa proporcionalidade é representada por uma constante que define o fator de amplificação do controlador (ganho).

A análise do efeito da variação do ganho proporcional é realizada admitindo um sinal de referência, e observa-se que o aumento de ganho proporcional tem impacto direto na rapidez da curva de resposta do sistema [3].

Muitas vezes o processo pode ser controlado satisfatoriamente apenas com a ação proporcional. Nesses casos as ações integral e derivativa são simplesmente desligadas.

3.11 Controlador proporcional derivativo (PD)

Embora um controlador puramente derivativo não seja implementável na prática, a ação derivativa, associada à proporcional, corresponde ao acréscimo de um zero ao sistema, atuando beneficemente no regime transitório, tendendo a aumentar a estabilidade relativa do sistema e reduzindo o tempo de acomodação, contudo contrapondo-se a essas vantagens ele aumenta o tempo de subida e, por não atuar no regime permanente, não corrige o erro de estado estacionário.

Introduz um efeito de antecipação ao sistema, fazendo com que o mesmo reaja não somente a magnitude do sinal de erro, como também a sua tendência para o instante futuro, iniciando, assim, uma ação corretiva mais cedo. A ação derivativa tem a desvantagem de amplificar os sinais de ruído, o que pode causar um efeito de saturação nos atenuadores do sistema [33].

3.12 Controlador integral (PI)

A utilização deve-se ao fato desse controlador ser facilmente implementável, ser baixo custo e versátil, com capacidade de alterar o comportamento sob controle. Cabe ao técnico responsável pelo processo a tarefa de sintonia dos parâmetros dos controladores. Em linha geral, a tarefa do controlador é, com base no sinal de diferença existente entre o sinal de referência e o sinal de saída, gerar em sua saída um sinal de controle que seja capaz de corrigir e se possível anular tal diferença.

De forma similar à realizada no caso do controle puramente Proporcional, o efeito da variação da ação integral será observado nas curvas de resposta temporal da variável de saída do processo, e nas curvas de resposta em frequência do sistema.

A ação integrada aplicada isoladamente tende a piorar a estabilidade relativa do sistema. Para contrabalancear este fato, a ação integral é, em geral, utilizada em conjunto com a ação proporcional, constituindo-se o controlador PI [32, 23].

Uma ação integral atua benéficamente na resposta em regime permanente, tendendo a eliminar o erro de estado estacionário, contudo prejudicam o regime transitório, pois acrescentam polos aos sistema, tendendo a desestabilizá-lo e com isso aumenta o tempo de acomodação.

A atuação de um controlador PI corresponde à soma de uma ação proporcional com uma ação integral. Desta forma, pode-se melhorar a resposta transitória com a contribuição da ação proporcional, enquanto a ação integral corrige o erro de estado estacionário. Esse sistema é utilizado quando a resposta transitória é aceitável e a resposta em regime é insatisfatória. Como controlador PI aumenta a ordem do sistema, pode haver instabilidades diferentes daquelas apresentadas pelo sistema original.

3.13 Controladores integral derivativo (PID)

É uma técnica de controle clássica que se aplica apenas a sistemas com uma entrada e uma saída. Se a entrada é uma constante positiva de tensão, a saída será uma rampa linear negativa. O integrador possui uma tendência natural e automática de minimizar os ruídos de alta frequência que podem aparecer no sinal de entrada. É essencial evitar uma tensão off-set DC na entrada por tempo prolongado; se esta tensão off-set está presente, isso vai fazer com que a tensão da saída gradualmente mova-se para um extremo, realizando a saturação.

A tarefa de sintonia de controladores Proporcional Integral e Derivativo, consiste em variar os ganhos do controlador e avaliar o impacto dessas variações à variável de saída do processo [18].

Apesar de todo o avanço tecnológico dos últimos anos, os controladores PID e suas variações são os mais usados. Os argumentos para essa predominância vão desde a simplicidade até, a facilidade de implementação e manutenção. A maioria desses argumentos se justifica pelo número reduzido de parâmetros sintonizáveis existentes.

O ajuste dos parâmetros do controlador é chamado de sintonia. Como nem sempre

é possível se obter um modelo que represente, adequadamente, a dinâmica que se deseja controlar, se fez necessário o surgimento de técnicas, que não dependesse do modelo, para sintonia do controlador.

Esse controlador é utilizado quando temos um termistor como elemento sensor de temperatura e um "peltier" como elemento atenuador que aquece e esfria o suporte ao qual está conectado o laser [23].

Capítulo 4

Resultados experimentais e discussões

4.1 Montagem experimental

Abaixo está detalhada a montagem experimental (esquematizada na figura 4.1) e a realização da experiência com o vapor atômico de césio em uma célula óptica.

Todo o conjunto óptico se encontra em uma mesa com isolamento mecânica passiva de forma a isolar o sistema de vibrações do solo. O feixe lasers é sintonizado em torno da linha D_2 do césio, passa por um isolador óptico e por fim é acoplado em uma fibra óptica. Na saída da fibra ótica um telescópio foi montado para diminuir o tamanho do feixe de 2 mm para $1,5\text{ mm}$. Após o telescópio o feixe atinge a célula de césio que funciona como um Fabry-Perot sofrendo varias reflexões. A transmissão da célula será utilizado como sinal de erro para travar a frequência do laser fora da ressonância.

Após o isolador parte do feixe laser é separado por um divisor de feixe. Este é mais uma vez dividido em dois sendo uma parte utilizado em uma cavidade Fabry-Perot e outra em uma absorção saturada. A absorção saturada é um espectro largo com buracos correspondentes as transições hiperfinas com separações inferiores a largura Doppler e serve como referência de frequência.

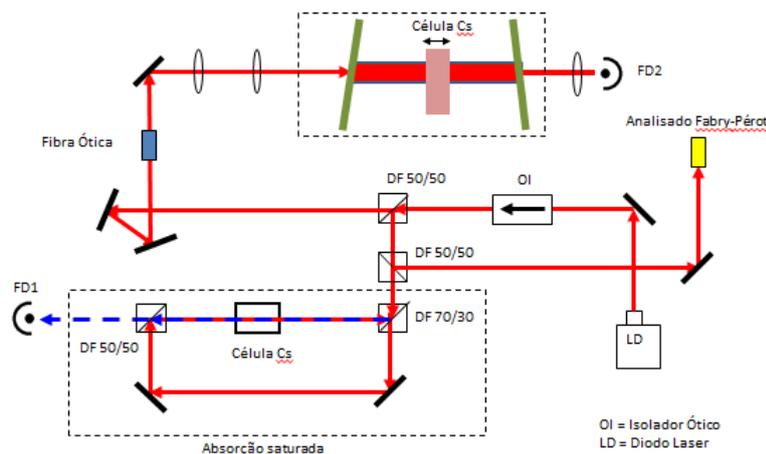


Figura 4.1: Esquema do experimento desenvolvido para a dissertação.

4.2 Curvas de sinais de erro

Ao varrer o laser em torno da ressonância observamos um sinal correspondendo a uma absorção total no centro (devido à alta densidade atômica) com um sinal oscilatório nas asas da linha atômica. Será este caráter oscilatório,¹ nas asas, que usaremos para travar a frequência do laser. Por esta razão daqui para frente chamaremos este sinal de sinal de erro. Mostramos este sinal na figura 4.2 junto com o sinal de absorção saturada usado como referência em frequência.

Para que seja possível travar a frequência por um tempo logo, o sinal de erro deve permanecer estável. Gravamos vários sinais de erro durante 1 hora para compará-los.

Mostramos os resultados a seguir:

Na figura 4.2 encontramos para o átomo de césio 133 a absorção saturada que serve referência em frequência para o sinal de erro fora da ressonância.

Medimos o sinal a cada dez minutos durante uma hora e meia, e verificamos que o sinal ficou estabilizado. Na figura 4.4 é mostrado o sinal depois de uma hora e meia.

¹estas oscilações podem ser entendidas quando estudarmos o índice de refração do vapor de césio no interior da célula. Tal estudo corresponderá, *grosso modo*, em analisar a dependência do índice de refração em relação à densidade do vapor e/ou em relação à frequência óptica (ou, equivalentemente, em relação à dessintonia) em um simples sistema de dois níveis. No apêndice A.0.1 abordaremos tal estudo.

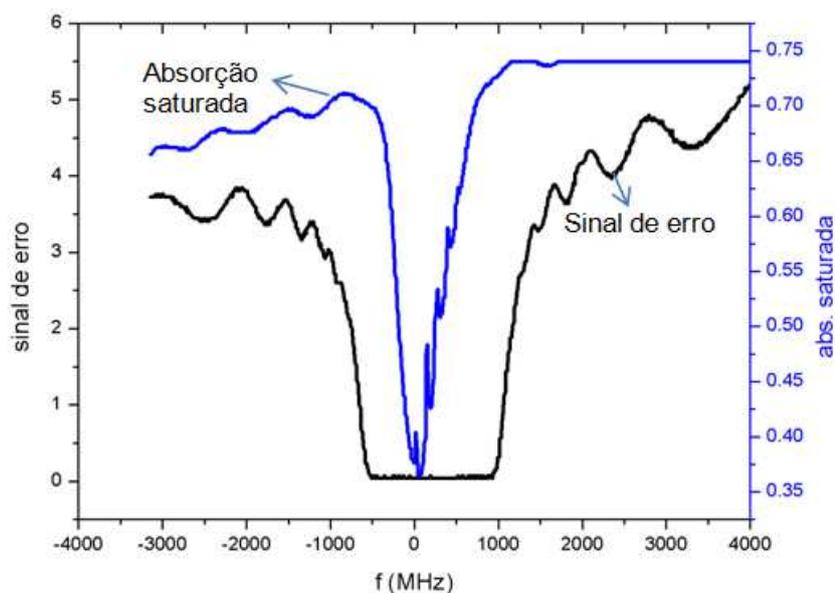


Figura 4.2: Dispersão e absorção saturada em função da frequência com potência do laser $29,12 \mu W$, corrente de $89,9 mA$, e as temperaturas da janela da célula $185 ^\circ C$ e do reservatório $133 ^\circ C$.

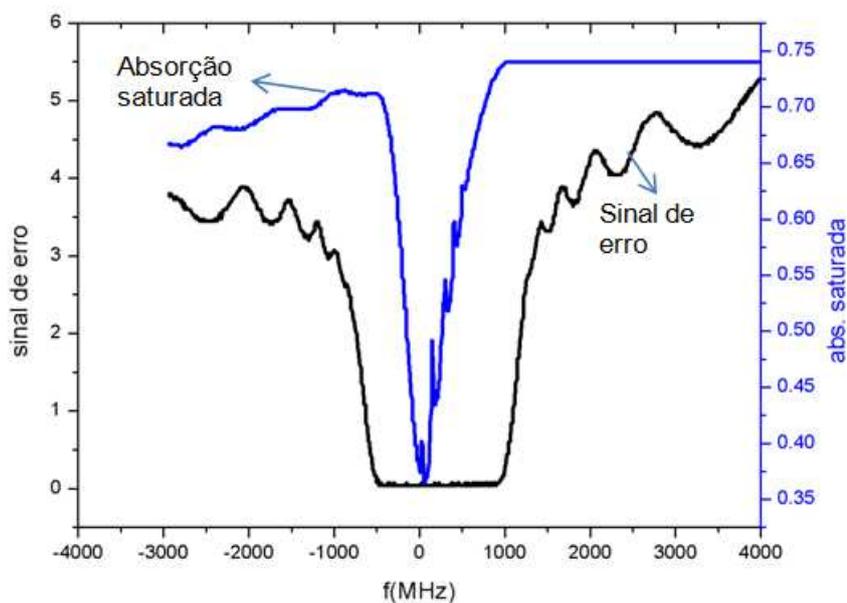


Figura 4.3: Dispersão e absorção saturada em função da frequência com potência do laser $29,12 \mu W$, corrente de $89,9 mA$, e as temperaturas da janela da célula $185 ^\circ C$ e do reservatório $133 ^\circ C$, uma hora e meia depois da primeira medida.

As medidas foram feitas a cada 10 minutos durante uma hora e o resultado está mostrado a seguir. O sinal de erro é estável durante 1 hora não variando mais do que $10 MHz$.

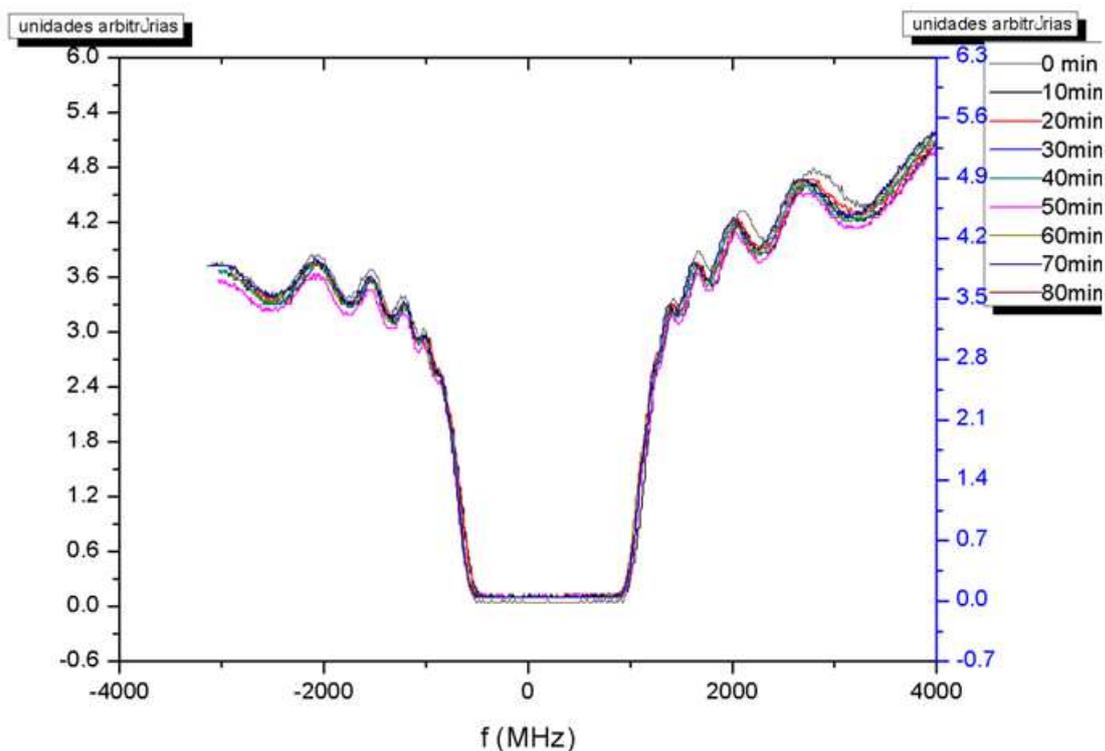


Figura 4.4: Todas as dispersões a cada 10 minutos durante uma hora e meia, mostrando a estabilização do sinal.

Fizemos também medidas variando a temperatura do reservatório que resulta em uma variação de densidade atômica. Quando diminuimos a temperatura o sinal da dispersão fora da ressonância diminui. Lembrando que mantemos todos os outros valores, tais como potência do laser de $29,12\text{ mW}$, corrente do laser $89,9\text{ mA}$, temperatura da janela $185\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Podemos verificar que no sinal de erro, a "periodicidade" das oscilações aumenta a medida que a temperatura diminui. E essa periodicidade quase não é perceptível com temperaturas abaixo de $110\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Nas figuras 4.5, 4.6 e 4.7, mostramos o sinal de erro para várias temperaturas do reservatório.

Para visualizarmos melhor a diferença entre os sinais de erro quando ocorre variação na temperatura, mostramos na figura 4.8 as curvas para diferentes temperaturas no mesmo gráfico.

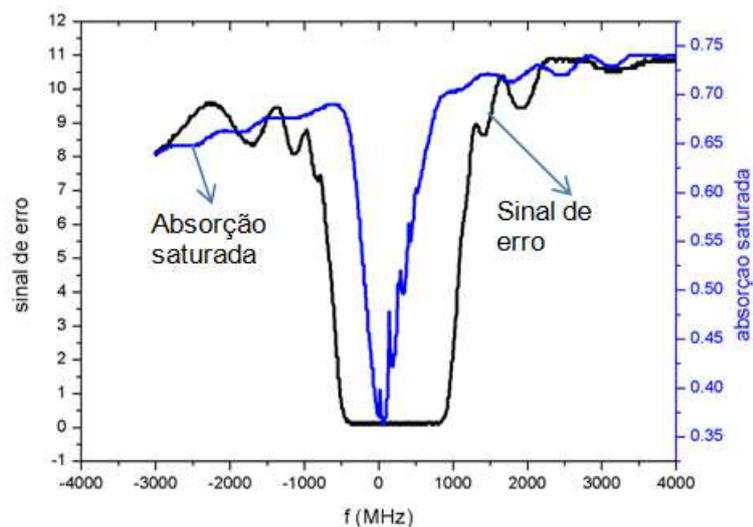


Figura 4.5: Sinal de erro mudando somente a temperatura do reservatório para $125^{\circ}C$. Os outros valores permanecem os mesmos, tais como potência do laser $29,12 \mu W$; temperatura da janela: $185^{\circ}C$ e corrente do laser: $89,9 mA$.

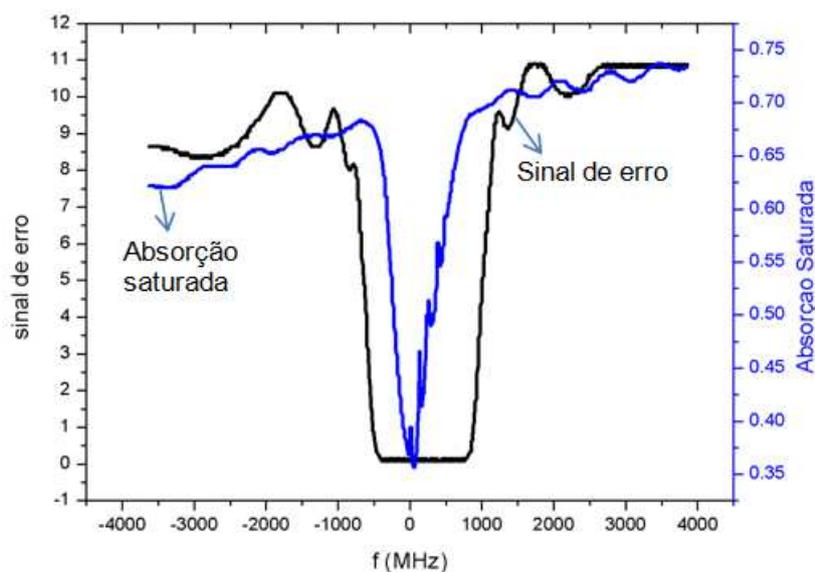


Figura 4.6: Sinal de erro mudando somente a temperatura do reservatório para $118^{\circ}C$. Os outros valores permanecem os mesmos, tais como potência do laser $29,12 \mu W$; temperatura da janela: $185^{\circ}C$ e corrente do laser: $89,9 mA$.

Depois das medidas com a variação da temperatura, variamos os ângulos de reflexão na célula e nas lâminas. Procedimento que também influencia no valor do sinal de erro medido.

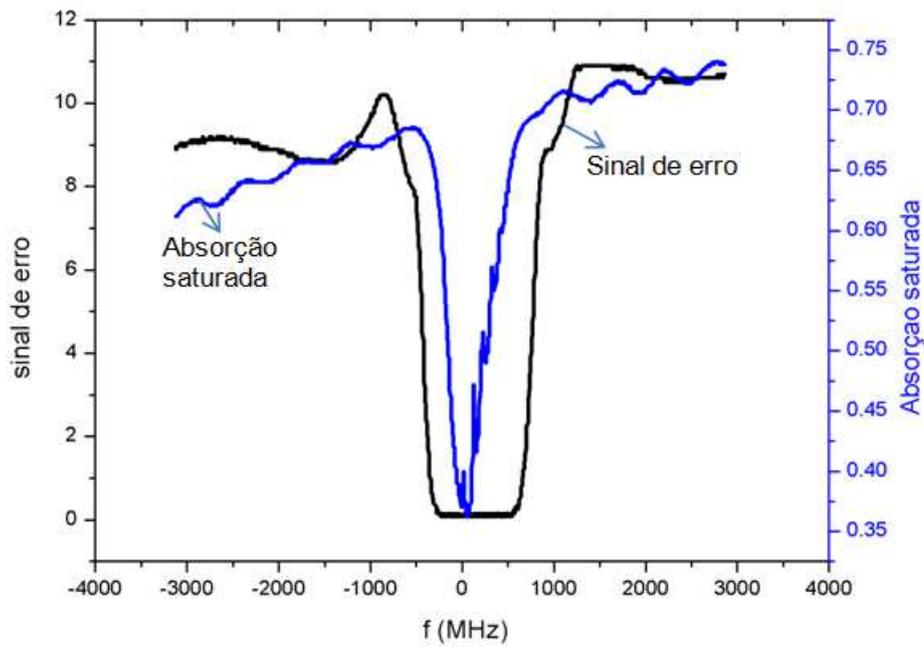


Figura 4.7: Sinal de erro mudando somente a temperatura do reservatório para 110°C . Os outros valores permanecem os mesmos, tais como potência do laser $29,12 \mu\text{W}$; temperatura da janela: 185°C e corrente do laser: $89,9 \text{ mA}$.

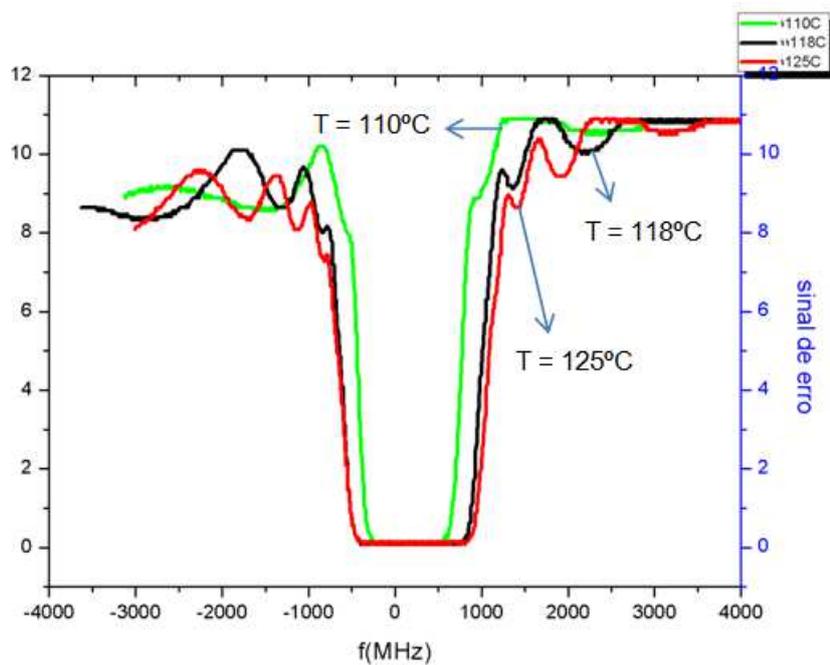


Figura 4.8: Gráfico dos sinais de erro com variação de temperatura, mostrando que o sinal de erro muda de acordo com a temperatura.

4.3 Travamento da frequência nas asas da linha atômica

Para travar o laser em uma linha atômica fora da ressonância utilizamos o controlador proporcional integrado (PI) cuja saída é a soma de uma componente proporcional ao sinal de erro com uma componente que consiste na integração do sinal de erro. Esse tipo de integrador estabiliza a frequência laser por logo tempo [15].

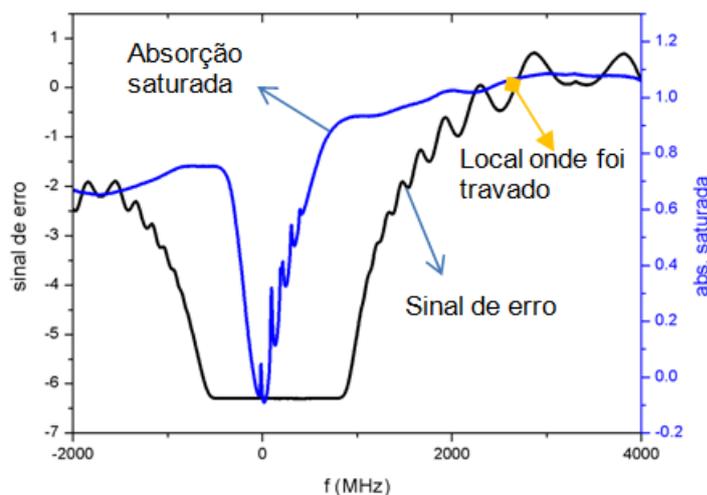


Figura 4.9: Representa o sinal de erro e a absorção saturada, onde destacamos a linha onde iremos travar o laser.

O sinal de erro é a soma da tensão que corresponde à transmissão para uma determinada frequência dentro da linha Doppler e a tensão do amplificador. Esse sinal de erro é amplificado e enviado para o controle de frequência do laser para corrigir o desvio de frequência sofrido pelo laser.

Para travar o laser, primeiro escolhe-se uma linha no sinal de erro, e a frequência do laser é ajustada naquela que se deseja travar, como mostrado na figura 4.9. A frequência é então travada por alguns minutos.

A técnica apresenta uma estabilização optoeletrônica que é a geração de um sinal de erro com o uso de um controlador eletrônico.

Temos o resultado final do nosso trabalho, representado na figura 4.10 e 4.11, onde

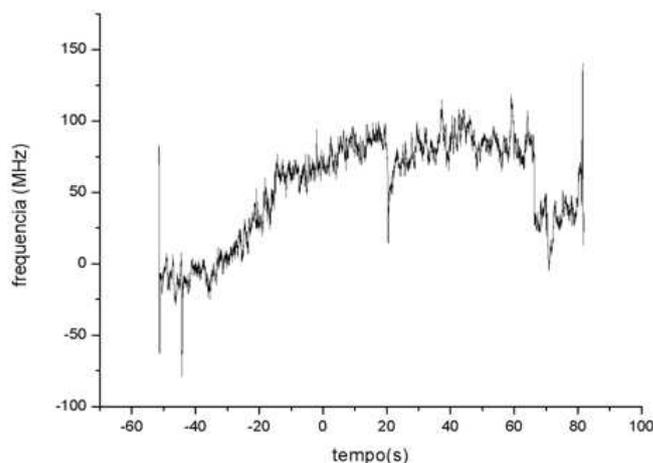


Figura 4.10: Sistema destravado com variação de frequência de 100 MHz .

é mostrado a linha atômica travada e não travada. No eixo vertical da figura 4.9 verificamos uma diferença de 130 MHz para o sinal não travado, conforme a figura 4.11 enquanto a variação da frequência para o sinal travado, em comparação com o não travado é de 30 MHz . Isso prova que a nossa técnica está correta. Ela é mais simples que qualquer outra apresentada até agora na literatura pois não precisa de campo magnético, detecção de polarização ou de modulação.

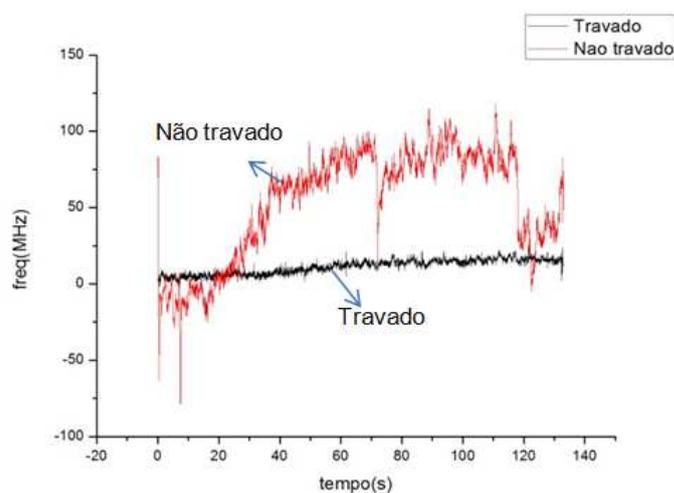


Figura 4.11: Linha de dispersão fora da ressonância mostrando o sinal de erro travado e não travado, na linha que escolhemos.

Capítulo 5

Conclusões

Desenvolvemos uma técnica de travamento da frequência de um diodo laser nas asas de uma linha atômica, sendo, à nosso conhecimento, a segunda técnica desenvolvida para este fim.

Para obter o sinal de erro usado no travamento detectamos a transmissão de um feixe laser através de uma célula de janelas paralelas contendo vapor de césio. Mostramos que o sinal de erro é estável durante 1 hora e meia, um sinal de erro estabilizado, mantendo a temperatura da janela e a densidade do vapor. Quando mudamos a densidade do vapor o sinal de erro é modificado, o que mostra o quanto a temperatura do reservatório influencia na transmissão do sinal.

Utilizando um circuito eletrônico do tipo proporcional integrador, travamos a frequência do laser entre 1800 e 2800 MHz do centro da ressonância. Foi verificado com o sistema destravado uma variação de frequência 130 MHz, e quando utilizamos o controle proporcional integrador o sistema foi travado e a variação de frequência foi de 30 MHz.

Na literatura não conhecemos técnica mais simples para travar o laser fora da ressonância, pois não precisamos de detecção de polarização, de modulação ou de campo magnético. Construiremos outro sistema semelhante para verificar o travamento de modo mais rigoroso pelo batimento entre as frequências de dois lasers travados.

A técnica usada neste trabalho foi desenvolvida com grande sucesso no laboratório

de Física Atômica e laser da UFPB.

Apêndice A

Sistema quântico com dois níveis

Para abordarmos o sistema quântico com dois níveis, usaremos o formalismo de matriz densidade¹. A ideia é resolver o problema no estado estacionário (que é o regime do experimento) e obter a expressão que relaciona a dependência do índice de refração com a frequência óptica.

A.0.1 Matriz Densidade

Quando não se conhece exatamente a função de onda de um sistema físico, é necessário introduzir o formalismo da matriz densidade. Este último incorpora a probabilidade clássica de cada elemento do sistema físico ser encontrado em um determinado estado. Com isto em mãos, é possível calcular os valores médios de cada observável do sistema.

O operador densidade é definido como

$$\rho(t) = \sum_k p_k |\phi_k(t)\rangle \langle \phi_k(t)| , \quad (\text{A.1})$$

onde p_k é a probabilidade clássica de encontrar o sistema no estado $|\phi_k(t)\rangle$. Podemos escrever o estado $|\phi_k(t)\rangle$ em termos de auto estados de energia $|E_n\rangle$ do Hamiltoniano,

¹pois este nos permite que introduzamos decaimentos baseados em observações fenomenológicas.

visto que esses auto estados formam uma base completa no espaço de Hilbert. Deste modo, temos

$$|\phi_k(t)\rangle = \sum_n c_{n,k}(t) |E_n\rangle . \quad (\text{A.2})$$

Usando a definição A.1 e a equação A.2, podemos escrever os elementos da matriz densidade como

$$\rho_{mn}(t) = \sum_k p_k c_{m,k}(t) c_{n,k}^*(t) . \quad (\text{A.3})$$

Na equação acima, quando $n = m$, ρ_{nn} representa a probabilidade de encontrar o sistema no estado $|E_n\rangle$, ou seja, nos fornece informação sobre a população do sistema. No caso de $n \neq m$, ρ_{mn} representam a interferência quântica entre os estados $|E_m\rangle$ e $|E_n\rangle$ e são chamados de coerência quântica².

A partir do operador densidade pode-se calcular o valor esperado de um determinado observável \mathcal{A} da forma

$$\langle \mathcal{A} \rangle = \sum_k p_k \langle \psi_k | \mathcal{A} | \psi_k \rangle = \text{Tr}(\mathcal{A}\rho) . \quad (\text{A.4})$$

Já a evolução temporal do operador densidade é dado por

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \rho] , \quad (\text{A.5})$$

onde \hat{H} é o hamiltoniano do sistema.

No entanto, quando o sistema interage com o ambiente, a equação A.5 deve ser modificada acrescentando fenomenologicamente termos de relaxação, ficando da forma

$$i\hbar\dot{\rho} = [\hat{H}, \rho] + \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{rel} , \quad (\text{A.6})$$

²Vale notar que devido ao operador densidade ser hermitiano podemos sempre escrevê-lo na base dos seus autovetores, onde o operador torna-se diagonal. Então, devemos ter em mente que o conceito de coerência estará sempre relacionado com a base escolhida.

onde $(\frac{\partial \rho}{\partial t})_{rel}$ representa as relaxações decorrentes da interação do sistema com seu entorno. Esse termo é responsável, por exemplo, pelo decaimento, por emissão espontânea, do átomo de um nível mais excitado para um nível menos excitado.

Para darmos sequência, escreveremos a hamiltoniana de interação do sistema atômico (com dois níveis) com o campo eletromagnético e atacaremos o problema visando o cálculo dos elementos da matriz do operador densidade que correspondem, *grossomodo*, ao cálculo da susceptibilidade elétrica (bem como ao cálculo do índice de refração³).

Se denominarmos os dois níveis, fundamental e excitado, respectivamente, por $|b\rangle$ e $|a\rangle$ (de energia 0 e $\hbar\omega_0$), a hamiltoniana total (de interação mais átomo livre) com um campo óptico⁴, com dessintonia δ e na aproximação de onda girante é

$$H = H_0 + H_{int.} = -\frac{1}{2} [d_{ab}E_0^*e^{-i\omega t}|a\rangle\langle b| + d_{ba}E_0e^{i\omega t}|b\rangle\langle a|] \quad (\text{A.7})$$

onde $d_{ab} = \langle a|d|b\rangle$, $d_{ba} = \langle b|d|a\rangle$ e d é operador de momento de dipolo elétrico. Esta hamiltoniana é responsável pela transição entre os níveis fundamental e excitado, gerando um acoplamento entre as funções de onda entre ambos os estados.

Agora, substituindo a equação A.7 na equação A.6 e considerando que o estado excitado decai com taxa γ , os elementos da matriz densidade serão dados por

$$\dot{\sigma}_{aa} = \frac{i}{2}\Omega^*\sigma_{ba} - \frac{i}{2}\Omega\sigma_{ab} - \gamma\sigma_{aa} , \quad (\text{A.8a})$$

$$\dot{\sigma}_{bb} = \frac{i}{2}\Omega\sigma_{ab} - \frac{i}{2}\Omega^*\sigma_{ba} + \gamma\sigma_{aa} , \quad (\text{A.8b})$$

$$\dot{\sigma}_{ab} = \frac{i}{2}\Omega^*(\sigma_{bb} - \sigma_{aa}) - \Gamma_{ab}\sigma_{ab} . \quad (\text{A.8c})$$

onde $\Gamma_{ab} = \gamma/2 + i\delta$ e $\delta = \omega - \omega_{ab}$. Nosso interesse, visando explicar as oscilações que foram observadas nos experimentos, reside em calcular a coerência óptica entre

³A parte real do elemento fora da diagonal do operador densidade será proporcional ao índice de refração; a parte imaginária corresponderá ao coeficiente de absorção do meio.

⁴O campo pode ser escrito, sem perdermos generalidade, como $E(t) = E_0\cos(\omega t)$.

os níveis excitado e fundamental no regime estacionário, ou seja, onde $\dot{\sigma}_{ab} = 0$. De posse deste resultado, a grandeza de interesse (índice de refração linear, em função da frequência) pode ser calculada usando a polarização macroscópica, dada por $\vec{P} \propto \chi \vec{E}$, de modo que o índice de refração linear fica, aproximadamente⁵

$$n_0 \approx (1 + \chi/2) \propto 1 + \frac{\delta}{\delta^2 + 1}. \quad (\text{A.9})$$

Portanto, em comparação direta com os resultados de nossos experimentos (vide figura 4.6, por exemplo), em altas frequências (δ grande), a variação do índice de refração linear é menor (pois a equação A.9 varia muito pouco), resultando em uma oscilação “mais lenta”. De maneira semelhante (embora não mostrada explicitamente na equação A.9), um aumento na densidade atômica geraria um oscilação “mais rápida”, justificando, portanto, as observações experimentais.

⁵Para detalhes, ver notas por Thierry Marcelino Passerat de Silans (não publicadas). Para um tema um pouco mais abrangente, envolvendo índice não linear, ver [37].

Bibliografia

- [1] MARCHANT, A. L. "Off-resonance laser frequency stabilization using the Faraday stabilization using the Faraday effect" *Optics Letters*, Janeiro de 2011.
- [2] ZILLIO, S. C. "Óptica moderna fundamentos e aplicações". Fotônia.
- [3] ARAÚJO, F. M. U. "Sistemas de controle". Natal. Fevereiro de 2007.
- [4] NETO, J. G. V. "Um espectro microcontrolado baseado em LED branco fonte de radiação e mídia de CD como grade de difração". Maio de 2008.
- [5] DEMTRODER, W. "Laser Spectroscopy" Basic Concepts. Springer. 1981
- [6] WIEMAN, C. E.; HOLLBERG, L. "Using diode lasers for atomic physics," *Review of Scientific Instruments*, vol. 62, Jan. 1991.
- [7] ALVES, S. B. "Dinâmica em frequência de laser semiconductor sob realimentação ótica ortogonal filtrada". João Pessoa 2014.
- [8] SCHMIDT, O, KNAAK, K. M., WYNANDS, R, Meschede, D. "Cesium saturation spectroscopy revisited: how to reverse peaks and observe narrow resonances". *Applied Physics B*. May 1994.
- [9] LOPEZ, E. C.; ROMERO, J. M. L. "High resolution spectroscopy in gases and its application on the frequency stabilization of semiconductor lasers". *Revista Mexicana de Física*. Março de 2004
- [10] YARIV, A. "Quantum Electronic" California Institute of Technology. Canada 1976

- [11] FREITAS, A. Z. "Operação do laser de KCl: TI^o (1) no regime de travamento de modos por bombeamento sincrono" São Paulo 1997
- [12] KOSTINSKI, N., OLSEN, B. A., MARSLAND. R. III., MCGUYER, B. H. AND HAPPER, W. "Temperature-insensitive laser frequency locking near absorption lines". Review of scientific instruments. March 2011.
- [13] MARTINS, W. S., CAVALCANTE, H. L. D., SILANS, T. P., ORIÁ, M. E CHEVROLIER, MARTINE. "Two-beam nonlinear kerr effect to stabilize laser frequency with sub-Doppler resolution". Optical society of America. 2012
- [14] MALDONADO, E. P. "Fundamentos de Física de Laser: Laser de Neodímio"
- [15] SVELTO, O. "principles of Laser". Fifth Editions. Springer 1982.
- [16] SEGUNDO, P. C. S. "Átomos próximos à superfície: interação de Van Der Waals e diodo laser acoplado à transição atômica: realimentação incoerente" Outubro de 2005.
- [17] ZHAO, J., WANG, L., XIAO, L., ZHAO, Y., YIN, W., JIA, S. "Experimental measurement of absorption and dispersion in V-type cesium atom". Optic communications. March 2002.
- [18] SIGMAN, A. E. "Laser". University Science Book. California 1976.
- [19] BONOLO, O. B. Sobre os espectros óticos de absorção de dois fótons em condições de alta resolução (sub-Doppler) de gases e vapores: um estudo analítico. Fevereiro de 1981.
- [20] VERDEYER, J. T. "Laser Electronic" Series Editor. Third Edition. 1995.
- [21] WANG, Y.; SAFFMAN M. Opt. Comum. 2004.
- [22] MARTINELLI, M. "Medida de efeito óticos não-lineares por reflexão de luz polarizada". MARÇO DE 1998.

- [23] FOOT, C. J. Atomic Physics. Volume 1. 2005.
- [24] SANTOS, M. S. "Desaceleração de césio pela técnica de sintonia Zeeman". São Paulo. 1993.
- [25] STECK, D. A. "Césio D Line Data"
- [26] CATALANI, F. Caracterização de laser de diodo para espectroscopia de alta resolução. Janeiro de 1997
- [27] QUEIROGA, F , MARTINS, W. S., MESTRE, V, VIDAL, I., SILANS, T. P., ORIÁ, M. E CHEVROLIER. M. "Laser stabilization to an atomic transition using an optically generated dispersive line shape". Applied Physics B. laser and optics. April 2012.
- [28] REVISED THERMOCOUPLE, Reference Tables. Termocouple type k-1.
- [29] TUBOY, A. M. "Preparação de laser de diodo e sua utilização no aprisionamento e estudo de átomos frios". São Paulo, 1996.
- [30] OGATA, K. Engenharia de controle Moderno - Editora Prentice Hall do Brasil Ltda.
- [31] OLIVEIRA. R. A. "Espectroscopia de Bragg em átomos frios coerentemente preparados". Recife. Fevereiro - 2010.
- [32] BOLTON W. Engenharia de controle - Editora Makron books - 1995.
- [33] ESTRADA, D. M. E. "Engenharia eletrotécnica e de computadores". Junho de 2008.
- [34] YARIV, A.; FISHER, R. A. Optical Phase Conjugation, Academic Press. 1983.
- [35] MANOEL, D. A. "Laser de semiconductor de baixo ruído para espectroscopia atômica na região azul do espectro". Campinas. Novembro de 2003.

- [36] FERRARI, M. A. "laser de Nd: YLF para aplicações em Lidar. São Paulo 2008."
- [37] ARAÚJO, Michelle O., Hugo L. D. de S.Cavalcante, Marcos Oriá, Martine Chevrollier, and Thierry Passerat de Silans, Romeu Castro and Danievertton Moretti "Measurement of the Kerr nonlinear refractive index of Cs vapor". *Phys. Rev. A* 88, 063818 (2013)