UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

**PREPARAÇÃO DE LASER DE
DIODO E SUA UTILIZAÇÃO NO
APRISIONAMENTO E ESTUDO
DE ÁTOMOS FRIOS**

Aparecida Marika Tuboy

Tese apresentada ao Instituto de
Física de São Carlos, da
Universidade de São Paulo, para
obtenção do título de Doutor em
Ciências: Física Aplicada

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei S. Bagnato

São Carlos - SP
1996

Tuboy, Aparecida Marika

Preparação de laser de diodo e sua utilização no aprisionamento e estudo de átomos frios/Tuboy Aparecida Marika. - São Carlos, 1996.

121 p.

Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, 1996.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Lasers de diodo. 2. Física atômica.

I. Título.

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE
APARECIDA MARIKA TUBOY APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO
CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 05/07/1996.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato/IFSC-USP

Prof. Dr. Tomaz Catunda/IFSC-USP

Prof. Dr. Iuda Dawid G. Vel Lejbman/IF-USP

Prof. Dr. Daniel Pereira/UNICAMP

Prof. Dr. Fernando Jorge da Paixão Filho/UNICAMP

*Ao Marcel com todo o
carinho.*

AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Vanderlei S. Bagnato pela amizade, confiança durante todos estes anos e pela orientação deste trabalho.
- Ao Prof. Sergio C. Zilio pelos inumeros auxílios durante todo o trabalho.
- Aos demais professores do grupo.
- A grande amiga e companheira de trabalho, Débora M. B. P. Milori, por todo auxílio durante os experimentos.
- Aos amigos Julio Flemming e Reginaldo Napolitano, sempre prontos a elucidar as dúvidas.
- Ao amigo Luis G. Marcassa, pela paciência de fazer a leitura e revisão da tese.
- Ao amigo Lino Misoguti sempre pronto a ajudar.
- As amigas para todas as horas: Liliane Ventura, Mônica S. Santos, Maria Tereza de Araújo e Célia M. A. Dantas.
- Aos demais amigos do grupo que sempre estiveram juntos, incluindo aqui o Ricardo Santana (Hooligan).
- Aos amigos que estão longe na distância, mas bem perto na lembrança.
- A todo pessoal de apoio do grupo: Isabel C. V. Sertori, Gilberto Victorino e Rui Pietronero.
- A todos os funcionários da oficina de ótica pela confecção do material ótico utilizado no trabalho, em especial ao Edivaldo Cardoso.
- Aos técnicos da oficina mecânica pela confecção das peças utilizadas nos lasers e armadilhas, sob orientação de Carlos Nazareth.
- Ao Sílvio Tonissi e Marcelo Urso pelo auxilio imprecindível em eletrônica.

ÍNDICE

LISTA DE FIGURAS	i
LISTA DE TABELAS	vi
RESUMO	vii
ABSTRACT	viii

I. INTRODUÇÃO	1
---------------------	---

II. PREPARAÇÃO DOS LASERS DE DIODO	5
--	---

1. CONTROLE DA TEMPERATURA E CORRENTE DE INJEÇÃO DOS LASERS DE DIODO	6
--	---

2. REDUÇÃO E ESTABILIZAÇÃO DA FREQUÊNCIA	9
--	---

2.1. Técnica de redução e estabilização usando retorno ótico de uma cavidade de Fabry-Perot.....	13
--	----

2.2 Técnica de redução e estabilização utilizando retorno ótico de uma grade de difração	20
--	----

2.3. Técnica de redução e estabilização utilizando injeção ótica de um outro laser estabilizado.....	25
--	----

3. REFERÊNCIAS.....	29
---------------------	----

III. CONSTRUÇÃO DA ARMADILHA MAGNETO-ÓTICA (MOT) DE ÁTOMOS DE CÉSIO OPERANDO COM LASERS DE DIODO	31
--	----

1. RESFRIAMENTO E APRISIONAMENTO DE ÁTOMOS ALCALINOS.....	31
2. ASPECTOS GERAIS DO PROCESSO DE APRISIONAMENTO	36
3. MONTAGEM DA ARMADILHA MAGNETO-ÓTICA	40
3.1. <i>Célula de vapor de cézio</i>	40
3.2. <i>Campo magnético da armadilha</i>	42
3.3. <i>Sistema ótico da armadilha de cézio</i>	43
3.4. <i>Sistema de aquisição de dados</i>	47
3.5. <i>Características gerais da armadilha</i>	48
4. REFERÊNCIAS.....	52
IV. MEDIDAS DAS CONSTANTES DA ARMADILHA: CONSTANTES DE MOLA E AMORTECIMENTO.....	54
1. TÉCNICA DO TEMPO DE VÔO (TOF).....	55
2. TÉCNICA DO DESBALANÇO DE INTENSIDADE	57
3. TÉCNICA DA OSCILAÇÃO FORÇADA	61
4. MEDIDAS REALIZADAS COM OS ÁTOMOS DE CÉSIO E SÓDIO.....	65
A . <i>Método da oscilação forçada</i>	67
A .1. Medida da defasagem θ variando-se a frequência ω	67
A .2. Medida de K com relação a amplitude do campo magnético de oscilação.....	70
A .3. Medida da constante como função da intensidade dos feixes de aprisionamento	71
A .4. Variação de K com o gradiente de campo magnético de aprisionamento...	75
A .5. Variação de K com a polarização do feixe na direção da oscilação.....	77
A .6. Variação da constante como função da polarização na direção perpendicular à medida	79

A .7. Medida da anisotropia espacial das constantes	81
<i>B. Método do desbalanço de intensidade</i>	84
B.1. Medida das constantes	84
B.2. Medida da constante como função do gradiente de campo magnético	87
B.3. Medida da constante como função da variação da polarização da luz na direção do desbalanço de intensidade	88
B.4. Medida da constante como função da variação da polarização da luz na direção perpendicular ao desbalanço	89
6. DISCURSSÕES E CONCLUSÃO	91
7. REFERÊNCIAS	95
V. OUTROS EXPERIMENTOS REALIZADOS COM ÁTOMOS FRIOS	96
1. ESTUDOS COLISIONAIS DOS ÁTOMOS DE SÓDIO EM UMA ARMADILHA MAGNÉTO-ÓTICA OPERANDO NA LINHA D_1	97
2. ESTRUTURAS EM APRISIONAMENTO BICROMÁTICO	104
3. REFERÊNCIAS	111
VI. CONCLUSÃO	113
APÊNDICE A: CÁLCULO DA INTENSIDADE DE SATURAÇÃO MÉDIA	116
1. CÁLCULO PARA O CÉSIO	117
2. CÁLCULO PARA O SÓDIO	120
3. REFERÊNCIAS	121

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1: Curvas de comprimento de onda do laser de diodo (LD) versus a temperatura da junção (a) e corrente de injeção (b), medidos num medidor de onda dinâmico.....	7
Figura 2.2: Esquema do circuito de estabilização de temperatura e corrente para os LD.	8
Figura 2.3: Montagem experimental da técnica de redução da largura de linha dos lasers de diodo utilizando um retorno ótico de uma cavidade de Fabry-Perot. ...	15
Figura 2.4: Foto do sistema de estabilização utilizando retorno ótico de uma cavidade de Fabry-Perot.....	15
Figura 2.5: Diagrama de níveis de energia do cézio.....	19
Figura 2.6: (a) Espectro de absorção saturada dos átomos de cézio utilizando o laser de diodo livre; (b) espectro de absorção saturada, no mesmo intervalo de frequência anterior utilizando o laser acoplado com a CFP. As setas indicam as transições atômicas $6S_{1/2}$ ($F=4$) para $6P_{3/2}$ ($F'=3, 4$ e 5). E os outros picos são referentes as transições tipo "crossover" do estado excitado.	20
Figura 2.7: Esquema experimental para redução da largura de linha utilizando retorno ótico de uma grade de difração. O esquema mostra também a absorção saturada utilizada para avaliar a largura de linha do laser.....	21
Figura 2.8: Foto do sistema de estabilização utilizando retorno ótico da grade de difração.	21
Figura 2.9: Espectro de absorção saturada do cézio, utilizando um laser cuja largura de linha foi reduzida através da técnica de retorno ótico de uma grade de difração.	24
Figura 2.10: Esquema experimental para redução da largura de linha de lasers de diodo de alta potência ($\sim 100\text{mW}$) através de injeção ótica proveniente de outro laser de diodo previamente com largura de linha reduzido através da técnica de reinjeção ótica de uma grade de difração.....	27

Figura 2.11: Foto do sistema completo da estabilização de lasers de diodo utilizando a técnica de escravização.	27
Figura 2.12: Espectros de absorção saturada do césio utilizando os lasers: (a) master e (b) escravo simultaneamente.....	28
Figura 3.1: Esquema do princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica.....	34
Figura 3.2: Esquema tridimensional de uma armadilha magneto-ótica. As duas bobinas em configuração anti-helmholtz produzem um campo inhomogêneo onde a região central possui um campo que varia linearmente em todas as direções do espaço. Os três pares de feixe são contrapropagantes e polarizados corretamente para realizar o confinamento.....	35
Figura 3.3: Desenho da câmara que contém o vapor de césio.....	41
Figura 3.4: Campo magnético das bobinas em configuração anti-helmholtz, medido no eixo z com uma sonda Hall calibrada. (a) o variação espacial do campo magnético na direção z para três valores de corrente; (b) valores do campo na região central, onde pode-se aproximar por uma reta, indicando um gradiente constante para cada corrente.	42
Figura 3.5: Gráfico do gradiente de campo magnético versus a corrente aplicada nas bobinas.	43
Figura 3.6: Arranjo experimental da armadilha magneto-ótica de césio.....	45
Figura 3.7: Diagrama de níveis do átomo de césio, indicando as transições envolvidas no processo de aprisionamento.....	46
Figura 3.8: Foto da armadilha magneto-ótica para aprisionamento dos átomos de césio, mostrando a célula, as bobinas de aprisionamento e o arranjo ótico.....	46
Figura 3.9: Curva de calibração da fotomultiplicadora utilizada.	47
Figura 3.10: Imagem da nuvem de átomos de césio aprisionados.	48
Figura 3.11: (a) gráfico tridimensional, onde o eixo Z indica a intensidade da fluorescência dos átomos aprisionados; (b) projeção no eixo X-Y da imagem dos átomos aprisionados e a calibração do tamanho.	49
Figura 3.12: Gráfico do tempo de carga dos átomos aprisionados de césio. A curva pontilhada são os pontos experimentais e a curva sólida é um ajuste teórico realizado através da equação (3.13)	50

Figura 4.1: Arranjo experimental da técnica de tempo de voo (TOF).	56
Figura 4.2: Átomo sob ação de duas forças provocadas por dois feixes laser com intensidades diferentes, que provocam um deslocamento espacial Δx	59
Figura 4.3: Arranjo experimental da medida das constantes de mola (K) e amortecimento (α) para átomos aprisionados de césio e sódio utilizando a técnica de oscilação forçada.	64
Figura 4.4: Arranjo experimental da armadilha magneto ótica de átomos de sódio.	66
Figura 4.5: Níveis de energia do átomo de sódio e as transições que realizam o aprisionamento.	67
Figura 4.6: Gráfico da diferença de fase entre o sinal de referência injetado no sistema e o sinal resposta dada pela oscilação forçada para o caso de átomos aprisionado de: (a) sódio e (b) césio. As curvas sólidas são os ajustes teóricos dado pela equação 4.15.	68
Figura 4.7: Gráfico da constante de mola K vs. a amplitude do campo magnético de oscilação para os átomos de sódio na direção paralela ao eixo das bobinas de aprisionamento (eixo z).	70
Figura 4.8: Gráfico da constante de mola K vs. a intensidade de um dos feixes de aprisionamento para os átomos de: (a) sódio e (b) césio, onde a linha sólida é um ajuste teórico utilizando a teoria Doppler. A curva teórica do sódio foi dividida por um fator 21 e o césio um fator 5.	72
Figura 4.9: Gráfico da constante de mola K como função da variação do gradiente de campo magnético no eixo x para átomos aprisionados de césio. A curva sólida é um ajuste teórico utilizando as condições experimentais na expressão 4.19, para uma boa concordância com os dados experimentais a curva foi dividida por um fator 4.8.	76
Figura 4.10: Gráfico da constante de amortecimento α como função do gradiente de campo magnético de aprisionamento para átomos de césio. A curva sólida é um ajuste teórico dado pela expressão 4.23 multiplicado por um fator 4.8.	76
Figura 4.11: Esquema experimental indicando a variação de polarização num dos feixes de aprisionamento e medida de K na mesma direção utilizando a técnica de oscilação forçada.	77

Figura 4.12: Gráfico de K vs. a variação da polarização do feixe na direção x. A variação corresponde a circular para 00 e linear para 450.	78
Figura 4.13: Gráfico de α vs. a variação da polarização do feixe na direção x. A variação corresponde a circular para 00 e linear para 450.	78
Figura 4.14: Esquema experimental para medida de K como função da variação da polarização na direção X, onde a oscilação externa é realizada no eixo Y.....	79
Figura 4.15: Gráfico da constante de mola vs. a variação da polarização no eixo y, onde em 450 temos polarização circular.....	80
Figura 4.16: Gráfico da constante de amortecimento vs. a variação da polarização no eixo y, onde em 450 temos polarização circular.....	80
Figura 4.17: A figura mostra os eixos X, Y e Z e o eixo das bobinas de oscilação externa e os ângulos θ e ϕ	81
Figura 4.18: Medida de K variando: (a) θ e (b) ϕ , onde os pontos são os dados experimentais e as curvas indicam somente uma tendência destes pontos.....	82
Figura 4.19: Medida de α variando: (a) θ e (b) ϕ , onde os pontos são os dados experimentais e as curvas indicam somente uma tendência destes pontos.....	83
Figura 4.20: Gráfico do parâmetro de desbalanço $w = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$ com relação ao deslocamento da nuvem de átomos aprisionados de sódio Δz . A medida foi realizada no eixo das bobinas de aprisionamento (eixo z).....	85
Figura 4.21: Gráfico de K como função do gradiente de campo magnético na direção X para os átomos de césio, onde a curva sólida é o ajuste teórico utilizando teoria Doppler (equação 4.22). A curva teórica foi dividida por um fator 1.4 para o melhor concordancia.....	87
Figura 4.22: Gráfico de K como função do ângulo do campo com realação ao eixo da $\lambda/4$. Onde para 00 temos polarização circular e 450 linear. Os dados são para os átomos aprisionados de sódio.	88
Figura 4.23: Gráfico de K como função do ângulo do eixo da $\lambda/4$ para átomos de césio, onde o ângulo 450 corresponde à polarização circular.....	89

Figura 4.24: Gráfico da constante de mola como função do ângulo do campo com relação ao eixo da $\lambda/4$ para os átomos de sódio, onde para 00 temos polarização circular e 450 polarização linear.	90
Figura 4.25: Gráfico da constante de mola como função do ângulo do eixo da $\lambda/4$ para os átomos para 450 corresponde à polarização circular da luz.	90
Figura 5.1: Arranjo experimental para investigar as taxas colisionais dos átomos aprisionados de sódio num MOT operando na linha D1	101
Figura 5.2: Curvas de fluorescência dos átomos aprisionados como função do tempo, monitorando as perdas dos átomos na armadilha D1 quando o laser 2 é bloqueado para duas intensidades do laser 1: (a) 150mW/cm ² e (b) 25mW/cm ²	102
Figura 5.3: Coeficiente da taxa de perda β da armadilha como função da intensidade total (soma dos 6 feixes) para a armadilha operando na linha D1	102
Figura 5.4: Fotos dos átomos aprisionados: (a) num MOT convencional D2 e (b) com as duas frequências D1 e D2 , mostrando as estruturas.	105
Figura 5.5: Descrição dos quatro feixes na direção Z, mostrando as sua polarizações circulares σ^+ e σ^- correspondentes dos feixes dos lasers 1 e 2 que estão sintonizados na linha D1 e D2 do sódio.	107
Figura 5.6: Gráfico da amplitude do campo como função do espaço.	109
Figura 5.7: Descrição dos quatro feixes na direção Z, mostrando a polarização circular do feixe lasers 1 trocado que está sintonizado na linha D1	109

LISTA DE TABELAS

Tabela 4.1. Resultados dos vários valores de χ_J para os várias transições com os correspondentes átomos que utilizam estas transições para obter o aprisionamento.....	59
Tabela A.1: Valores da força de oscilador envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos 6S _{1/2} e 6P _{3/2} para o átomo de cézio.	118
Tabela A.2: Valores das intensidades de saturação para os vários subníveis Zeeman da linha D2 do cézio em mW/cm ²	119
TabelaA.3: Valores da força de oscilador envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos 3S _{1/2} e 3P _{3/2} para o átomo de sódio.....	120
Tabela A.4: Valores das intensidades de saturação para os vários subníveis Zeeman da linha D2 do sódio em mW/cm ²	121

RESUMO

Este trabalho relata o desenvolvimento de todo o aparato experimental para a realização de aprisionamento de césio através de uma armadilha magneto-ótica. As fontes de luz utilizada neste processo foram os lasers de diodo e todo seu sistema para operação, estabilização e redução da largura de linha foi construído. As medidas das constantes de mola e amortecimento foram realizadas como função dos parâmetros característicos das armadilhas de césio e de sódio. Também realizamos outros experimentos com átomos aprisionados de sódio na presença de duas frequências, linha D_1 e D_2 . A primeira medida consistiu na obtenção da taxa de colisões entre átomos aprisionados na linha D_1 e depois foi realizado observações de uma nova estrutura operando neste regime.

ABSTRACT

This thesis describes the development of a complete experimental setup for trapping cesium by a magneto-optical trap (MOT). In this work we have employed diode lasers as light sources and built the entire system for their operation, stabilization and linewidth reduction. We have measured the MOT spring and damping constants as functions of the characteristic parameters of the cesium and sodium traps. We have also carried out two other experiments on trapped sodium atoms operating in the simultaneous presence of the D_1 and D_2 line frequencies. The first experiment has established the collision rate of trapped atoms in the D_1 line MOT and the second has allowed us to observe a new structure operating in this two-frequency regime.

Capítulo I

INTRODUÇÃO

Os lasers, atualmente, ocupam um papel muito importante na vida das pessoas. Desde a sua primeira demonstração na década de 60 sua utilização em várias áreas vem crescendo rapidamente. Os lasers estão presentes em nosso cotidiano desde formas mais simples como num toca disco laser, até em sistemas mais complexos como telecomunicações e medicina. Na área científica, principalmente em espectroscopia atômica, não foi diferente. Os lasers, desde que surgiram, se tornaram a ferramenta mais importante utilizada nos laboratórios. Fontes cada vez mais estáveis, com largura de linha reduzida e sintonizáveis em muitas frequências permitiram um desenvolvimento muito grande do estudo da interação atômica com a radiação eletromagnética.

Entre os grandes avanços nos últimos anos estão, novas técnicas de manipulação atômica, que foram desenvolvidas utilizando-se novamente o laser para reduzir a velocidade dos átomos. Este resfriamento é desejado com o intuito de se obter melhor resolução espectral nas medidas com as técnicas convencionais de espectroscopia atômica. A necessidade de se conhecer os níveis atômicos com precisão cada vez maior, acabou por gerar uma nova área da física atômica: a manipulação atômica. Durante estes últimos anos, cientistas das áreas de física

atômica e espectroscopia voltaram seus esforços para desenvolver novas técnicas de manipulação atômica, com o intuito de se melhorar a resolução espectral das medidas com as técnicas convencionais de espectroscopia atômica. Surge então, diversas técnicas e estudos sobre os processos de resfriamento utilizando-se a transferência do momentum do fóton para o átomo.

Dentre as técnicas desenvolvidas para resfriamento de átomos destacam-se dois trabalhos. Em 1985, S. Chu et al demonstrou um meio altamente viscoso para átomos utilizando a força de pressão de radiação (“optical molasses”). E no final da década de 80 Raab et al consegue a primeira realização experimental de uma armadilha magneto-ótica. Neste experimento, ele utilizou feixe atômico de sódio previamente desacelerado, para produzir átomos lentos que seriam posteriormente capturados por sua armadilha. Seu aparato era semelhante ao de S. Chu, mas era dotado de um potencial magnético que promovia o aprisionamento dos átomos. Este tipo de armadilha sofreu uma grande simplificação na década de 90, quando Monroe et al demonstraram uma armadilha magneto-ótica de átomos de césio cuja captura era realizada a partir de átomos com baixa velocidade contidos numa célula de vapor mantida à baixas pressões.

Em particular, as armadilhas magneto-óticas de césio e rubídio passaram por outra importante simplificação: a utilização dos lasers de diodo de baixo custo operacional que devidamente preparados apresentam suficiente qualidade espectral para obter o aprisionamento e realizar estudos com átomos aprisionados. A utilização desta nova armadilha foi amplamente difundida entre os vários grupos existentes atualmente no mundo, possibilitando a realização de muitos estudos relevantes na área. Portanto, a preparação de lasers de diodo com largura de linha reduzida,

estabilizados e sintonizáveis tornaram-se necessários para a obtenção de átomos aprisionados, principalmente cézio e rubídio.

Uma importante aplicação desta técnica de aprisionamento e resfriamento é a obtenção de amostras densas de átomos radiativos frios que permitirão a realização de uma série de experimentos em Física Nuclear a um baixo custo operacional. Experimentos como: espectroscopia de alta resolução para estudos de violação de paridade, efeitos de forças tipo eletro-fraca em transições atômicas e decaimento β , que normalmente são realizadas utilizando grandes aceleradores de partículas, que exigem grandes investimentos. Atualmente alguns grupos no mundo vem buscando esta alternativa de obter amostras aprisionadas destes isótopos radioativos [1,2,3]. E o laboratório de Física Atômica e Molecular do Prof. Vanderlei S. Bagnato também tem interesse em obter estas amostras aprisionadas de isótopos radioativos de cézio (135 e 137) utilizando armadilhas magneto-ópticas. O carregamento desta armadilha será realizado de forma inédita a partir de um vapor destes átomos contidos numa célula fechada. O objetivo é realizar experimentos de violação de paridade e espectroscopias de alta resolução nestas amostras. Entretanto, como ainda não possuímos as amostras radioativas, a proposta deste trabalho foi a construção de um sistema experimental para aprisionamento de ^{133}Cs , o isótopo neutro, isto permitiu o desenvolvimento e domínio da técnica de aprisionamento deste átomo e a preparação de fontes lasers de aprisionamento que são os lasers de diodo. Paralelamente a este trabalho também foram realizados outros experimentos extremamente interessantes que consolidam o entendimento da física destas armadilhas.

A seguir, faremos uma breve resumo do conteúdo de cada capítulo deste trabalho.

O capítulo II contém todo o processo de preparação dos lasers de diodo visando a sua utilização na captura de átomos de césio. As três técnicas utilizadas para a estabilização e redução da largura de linha dos lasers são explicadas e os resultados obtidos são demonstrados.

A montagem completa da armadilha magneto-ótica de césio desde a preparação da célula até uma breve caracterização do ponto de vista do número de átomos obtidos, está descrita no capítulo III.

O capítulo IV contém medidas das constantes de mola e amortecimento do sistema, que caracterizam o comportamento desta armadilha, utilizando duas técnicas distintas: a medida de oscilação forçada e desbalanço de intensidade. As medidas das constantes e seus comportamentos com relação a alguns parâmetros foram realizados com os átomos de césio e sódio.

O capítulo V possui duas medidas adicionais que foram realizadas na armadilha de sódio envolvendo as duas linhas de transição (linha D_1 e D_2). Um experimento trata do estudo das taxas de colisão na armadilha operando na linha D_1 e a outro da observação de uma nova estrutura neste regime bicromático.

Referências:

- [1]. Z.-T. Lu, C.J. Bowers, S.J. Freedman, B.K. Fujikawa, J.L. Mortara, S.-Q. Shang, K.P. Coulter, L. Young, Phys. Ver. Lett. **72**, 3791 (1994).
- [2]. G. Gwinner, J. A . Behr, S.B. Cahn, A . Ghosh, L.A . Orozco, G.D. Sprouse, F. Xu, Phys. Ver. Lett. **72**, 3795 (1994).
- [3]. M. Stephens, C. Wieman, Phys. Ver. Lett. **72**, 3787 (1994).

CAPÍTULO II

PREPARAÇÃO DOS LASERS DE DIODO

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 realizem estes experimentos.

As fontes comerciais que tradicionalmente utilizadas neste caso são os lasers de corante sintonizáveis e mais recentemente lasers de Ti-Safira. Mas existe uma outra classe de lasers, os lasers de diodo (LD), que também tem aumentado significativamente seu uso nos últimos anos devido ao seu baixo custo e a relativa simplicidade de funcionamento se comparada as fontes tradicionais citadas acima.

Um laser de diodo em funcionamento livre pode ser sintonizado num intervalo total em comprimento de onda de 15 nm somente com o ajuste de temperatura e corrente de injeção. Portanto a grande importância em realizar um controle preciso destes dois parâmetros no laser de diodo. Mas esta sintonização em frequência não é contínua devido aos pulos de modos, resultando em intervalos de frequência inacessíveis, chamados “gaps” que limitam um pouco o intervalo de utilização destes lasers. Mas o principal limitante destes lasers para utilização em experimentos de física

atômica e outras aplicações que exijam alta resolução espectral é o elevado valor da sua largura de linha que é tipicamente de alguns dezenas de MHz.

Estas características podem ser melhoradas utilizando a grande sensibilidade destes dispositivos, ao retorno ótico. Vários esquemas tem sido propostas explorando esta sensibilidade para melhorar as propriedades do laser. O retorno ótico de uma cavidade de Fabry-Perot [1,2], de uma grade de difração [2,3] e injeção ótica de um outro laser de baixa potência com largura de linha reduzida [4,5,6] são alguns destes esquemas. Estas técnicas permitem a obtenção de sistemas lasers extremamente estáveis e com larguras de linha comparada aos lasers comerciais (menores que 1MHz) ainda mantendo níveis de potências de saída superiores a 100mW.

1. Controle da temperatura e corrente de injeção dos Lasers de Diodo

O comprimento de onda laser de diodo é determinado principalmente pelo “gap” do material semicondutor que compõe o laser e portanto depende da temperatura da junção semicondutora e da densidade de corrente que atravessa o material [7]. Este intervalo de banda de “gap” determina o intervalo de comprimento de onda de emissão do laser e muitas vezes este intervalo não coincide com o comprimento de onda desejado. Isto cria um dos principais problemas para os usuários de diodos, sendo necessário sempre possuir uma quantidade razoável de lasers para que alguns estejam emitindo na frequência desejada.

Os lasers comerciais possuem um intervalo de sintonização contínua em torno de alguns nanômetros, possuindo intervalos inacessíveis de frequência, variando-se a corrente de injeção ou a temperatura. Uma curva típica desta variação é mostrada no

gráfico da figura 2.1, onde foi medido o comprimento de onda variando-se a temperatura e corrente aplicada.

A frequência do laser sintoniza com a temperatura e corrente porque o índice de refração μ da cavidade e o máximo da curva de ganho do laser dependem de ambas grandezas. A variação do comprimento de onda do laser λ varia com o índice de refração μ de acordo com a expressão [7]:

$$\frac{\delta\lambda}{\lambda} = \frac{\delta\mu}{\mu} \quad (2.1)$$

Infelizmente a variação do comprimento da cavidade e da curva de ganho não são simultâneos, provocando saltos de modo como observados na figura 2.1. A cavidade laser da SDL (Spectra Diodes Lasers), por exemplo, sofre uma variação de 0.06nm/K [9], enquanto a curva de ganho desloca aproximadamente 0.25nm/K [9]. Então cada degrau corresponde a uma variação da frequência num determinado modo longitudinal.

Figura 2.1: Curvas de comprimento de onda do laser de diodo (LD) versus a temperatura da junção (a) e corrente de injeção (b), medidos num medidor de onda dinâmico [8].

A escolha de um laser que possua a variação da frequência num modo longitudinal, que coincida com a frequência de absorção do átomo de interesse é uma condição necessária para o uso deste dispositivo. Deste modo é necessário que a variação da temperatura e corrente sejam bem controlados para ocorrer uma sintonização contínua nesse intervalo.

O diagrama de blocos utilizado para controle de temperatura está descrito na figura 2.2 e os circuitos eletrônicos podem ser encontrados na referência [10].

Figura 2.2: Diagrama de blocos do circuito de estabilização de temperatura e corrente para os LD.

O laser é fixo num sistema metálico que serve como um banho térmico e as variações de temperatura são detectadas por um termistor e corrigidas por um elemento "Peltier", que faz a troca de calor.

O controlador de temperatura tem a função de controlar a temperatura do suporte do laser de diodo numa faixa de 5°C a 40°C , com estabilidade da ordem de 0.01°C . Este dispositivo apresenta características de controle PID (sistema que possui um amplificador proporcional (P), integrador (I) e derivador (D)) utilizando um termistor como elemento sensor de temperatura e um "Peltier" como elemento atuador que aquece ou esfria o suporte ao qual está conectado o laser. A temperatura é determinada pela escolha da resistência equivalente que equilibra uma ponte no circuito eletrônico, onde no outro ramo desta está conectado o termistor que é o elemento sensor da temperatura do laser.

A corrente de injeção dos lasers são fornecidos por um circuito[10], cuja fonte é uma bateria de carro (12V), que resulta numa estabilidade de 0.01mA num intervalo de 0 a 200 mA.

Esta estabilização primária resulta numa largura de linha do laser num intervalo de 20 a 40MHz.

2. Redução e estabilização da frequência [2]

A largura de linha dos lasers de diodo (LD) comerciais estão situadas num intervalo de algumas dezenas de MHz e a principal causa dessa largura são os ruídos causados por emissão espontânea que ocorrem dentro da cavidade laser. Os fótons emitidos aleatoriamente injetam uma pequena flutuação de fase e amplitude no campo coerente. Tal ruído resulta numa largura de linha do laser que é do tipo Lorentziano dada pela fórmula de Schawlow-Townes [4]:

$$\delta v_s = \frac{1}{2\pi} \frac{R_{esp}}{2S_m} \quad (2.2)$$

onde R_{esp} é o número de fótons emitidos por segundo e S_m é o número total de fótons emitidos num determinado modo espacial. Reescrevendo a equação (1) em termos de parâmetros que podem ser medidos ela torna-se[4]:

$$\delta v_s = \left(\frac{V_g}{L} \right) \frac{\eta_{esp} h\nu}{16\pi P_j} (2\alpha_i l - \log \sqrt{R_1 R_2}) \alpha_j \quad (2.3)$$

$$\text{com} \quad \alpha_j = -\log(R_j) \quad (2.4)$$

onde l e L são respectivamente o comprimento do meio amplificador e da cavidade ótica, V_g é a velocidade de grupo da luz, $h\nu$ é a energia do fóton, η_{esp} é o fator de emissão espontânea, α_i são as perdas internas, P_j a potência de saída do espelho j , com refletividade R_j . A expressão (2.3) mostra que a largura de linha associada com o ruído de emissão espontânea é inversamente proporcional ao comprimento da cavidade. Este comprimento pode ser relacionado com o "tempo de vida do fóton na cavidade" (tempo de relaxação do campo na cavidade devido aos mecanismos de perdas), levando em conta a velocidade de propagação dos fótons no meio em questão e as características da interface.

Como a cavidade de um LD é muito pequena, da ordem de centenas de μm , o tempo de vida do fóton na cavidade é pequeno portanto a sua largura de linha segundo a fórmula de Schawlow-Townes resulta em alguns MHz.

Mas na realidade os valores medidos da largura de linha são maiores do que os previstos pela relação 2.2, em torno de dezenas de MHz. Esta diferença de largura de

linha foi explicada por Henry [11] como sendo o resultado do acoplamento da fase com a amplitude da onda. O ruído provoca um aumento na largura de linha do laser, que é caracterizado por um parâmetro chamado (α) "fator de alargamento da largura de linha" [4], que depende da variação do índice de refração no material e possui um valor experimental entre $\alpha=4$ e $\alpha=7$ (Ref. 4). Desta forma, a largura de linha final é escrita como [4]:

$$\delta\nu = (1 + \alpha^2)\delta\nu_s \quad (2.5)$$

onde $\delta\nu_s$ é a largura de linha dada pela expressão (1) e $\delta\nu$ é a largura de linha final do laser. Substituindo o valor de α , observa-se que os valores obtidos da largura de linha estão no intervalo dos valores medidos (algumas dezenas de MHz).

Para a redução desta largura de linha pode-se utilizar a grande sensibilidade destes lasers ao retorno ótico. Esta sensibilidade pode ser notada quando uma pequena quantidade de luz é refletida de volta para a cavidade laser causando grande variação na frequência e amplitude do laser.

O retorno ótico em lasers e seus efeitos podem ser divididos em três níveis [4], os quais são caracterizados pela taxa de retorno ótico (ρ). É considerado baixo nível de retorno as taxas que estão no intervalo de $0.01\% < \rho < 0.1\%$. Um nível médio de retorno está no intervalo de $0.1\% < \rho < 10\%$. E um terceiro nível chamado de forte retorno ótico $\rho > 10\%$. Os dois últimos níveis de retorno são os mais utilizados.

O retorno entre 0.1% e 10% é conseguido através de uma cavidade confocal de Fabry-Perot (CFP) [1,2]. Neste arranjo a transmissão (ou reflexão) da CFP retorna ao laser e os modos da nova cavidade (laser + CFP) são conectados aos modos da CFP que também dependem da distância entre o laser e a CFP. Se esta distância é bem

controlada, a frequência do diodo será óticamente dependente dos modos da CFP. A redução da largura de linha do laser ocorre devido ao aumento do fator de qualidade da cavidade conjunta, que faz com que o tempo de vida dos fótons na cavidade global aumente. A largura então é escrita como [4]:

$$\delta\nu_{L+CFP} = \frac{\delta\nu}{(1+x)^2} \quad (2.6)$$

onde $\delta\nu$ é a largura de linha do laser livre dada pela equação (4) e x (Ref. 4) é um parâmetro que depende do comprimento e da finesse da CFP e também da distância do laser à CFP.

A configuração mais adequada ao forte retorno ótico (acima de 10%) é a utilização de uma rede de difração como elemento refletor [2,3].

No alto retorno ao LD, o efeito da cavidade laser torná-se desprezível e então a frequência do laser é controlada pela cavidade extendida que tem a rede como um de seus extremos e face do laser como o outro extremo. Neste regime de retorno é necessário um "coating" anti-refletor na face de saída do LD. Se este "coating" anti-refletor for eficiente o laser não conseguirá emitir sozinho, de modo que ele só servirá como meio ativo. Como o comprimento da nova cavidade é maior que cavidade laser, a sua largura de linha será menor podendo atingir valores entre 10 e 20KHz [4].

Mas num caso mais realístico o "coating" anti-refletor não é perfeito e o diodo tem a possibilidade de oscilar com sua cavidade intrínseca, quando uma corrente de injeção alta é utilizada. O acoplamento portanto é obtido quando a corrente de limiar do laser atinge um valor menor que o valor anterior (laser livre), garantindo desta forma o domínio da cavidade extendida.

A configuração da rede de difração pode ser Littrow [2,3] ou Littman [12], sendo que utilizamos a primeira configuração, onde a difração de primeira ordem é enviada de volta ao laser.

Quando o laser e a grade estão acoplados, o comprimento de onda do laser segue a variação da grade dada pela relação [4]:

$$\lambda = 2p \sin \theta \quad (2.7)$$

onde θ é o ângulo da grade e o feixe de incidência e p é o período da grade que é escolhido entre $\lambda/2$ e λ para obter somente duas ordens de difração (ordem zero e 1ª ordem) para minimizar as perdas de potência do feixe de saída que eventualmente seria distribuída entre as várias ordens.

2.1. Técnica de redução e estabilização usando retorno ótico de uma cavidade de Fabry-Perot [1,2]

A cavidade ressonante do semiconductor possui uma finesse baixa devido ao seu tamanho reduzido, isto induz uma grande largura espectral de emissão. Para controlar esta largura, o laser é acoplado à uma cavidade confocal de Fabry-Perot (CFP). Isto aumenta o tamanho efetivo da cavidade e conseqüentemente aumenta a finesse do conjunto, diminuindo a largura de linha do laser. A cavidade também serve como uma referência de frequência para a eletrônica de estabilização. O arranjo experimental montado está esquematizado na figura 2.3 e uma foto do sistema está colocado na figura 2.4.

O esquema experimental indica a CFP e os elementos óticos utilizados e o esquema eletrônico da correção da fase do feixe de retorno. Uma parte do feixe de saída do laser é enviado para o analisador de espectro e a outra para o experimento de absorção saturada numa célula de vapor de césio.

O laser comercial monomodo utilizado é da Hitachi, modelo HL831G cuja potência de saída livre é 40mW. Este laser foi previamente estabilizado em temperatura e corrente, resultando numa largura de linha de aproximadamente 40MHz, estimada pelo analisador de espectro.

O feixe é colimado por uma micro lente (distância focal de 3mm) e atravessa um divisor de feixe, onde 10% é enviado à CFP. Esta cavidade (de construção própria) tem como suporte um tubo de aço inox com partes móveis na lateral. Os espelhos são fixados nas extremidades do tubo e um ajuste grosseiro do tamanho da cavidade é realizado mecanicamente.

O ajuste fino é feito através de uma cerâmica PZT em forma tubular, que está colada a um dos espelhos da cavidade. Os espelhos possuem uma refletividade de 98%, que resulta numa finesse da cavidade em torno de 40.

A cavidade é do tipo confocal onde o feixe devidamente alinhado com a CFP de uma forma especial resulta em três feixes de transmissão e um de reflexão.

O feixe do tipo I, representado na figura 2.3 (reflexão) não é de interesse para esta estabilização, pois é anti-ressonante e portanto não seletivo. Isto significa que o feixe possui intensidade mínima quando a frequência do laser coincide com a frequência de ressonância da CFP.

Os três feixes do tipo II (transmissão e reflexão) são ressonantes, ou seja possui intensidade máxima quando a frequência do laser coincide com a ressonância da CFP. Assim, estes feixes permitem um controle externo da frequência do laser acoplado, de modo que qualquer um destes feixes podem ser utilizados como um sinal de correção em frequência.

Este sistema pode ser entendido como uma montagem de duas cavidades acopladas, de modo que a fase do retorno ótico precisa ser controlada e portanto o caminho ótico é um parâmetro importante.

A correção da fase do laser é realizada eletronicamente através da movimentação de um espelho colado a um PZT que está situado entre o laser e a CFP. Uma pequena modulação é aplicada neste PZT que provoca uma variação do caminho ótico do retorno e este é convertido numa modulação de intensidade e detectado pelo fotodiodo, que envia o sinal para um amplificador "lock-in" que faz a detecção síncrona. O sinal de saída do "lock-in" é enviado à um circuito de controle tipo filtro-integrador onde pode-se controlar o ganho e as constantes de tempo, para melhor ajuste

do sinal de correção. O sinal é enviado a um amplificador de alta tensão e retorna novamente ao PZT que faz a correção da fase através da movimentação do espelho. Este circuito está descrito detalhadamente na referência [2].

Após a estabilização em frequência e redução da largura de linha é necessário que o laser possa ser sintonizável nas frequências desejadas. Como a frequência de emissão segue o pico de ressonância da CFP, é possível variar o comprimento de onda desse laser acoplado através da variação contínua do tamanho da CFP durante um curto intervalo, portanto a sintonização do conjunto ainda é determinada pela variação do laser livre. Sendo assim, a frequência do laser livre não pode estar muito distante da frequência de ressonância do átomo utilizado no experimento.

Na prática é realizado uma varredura simultânea da frequência da CFP e da frequência do laser. A variação é realizada injetando, simultaneamente, um sinal “dente de serra”, num amplificador de tensão que movimenta um espelho da cavidade colada num PZT-C e na fonte de corrente do laser. A variação do tamanho da CFP provoca uma variação da frequência da CFP e a variação da voltagem na fonte de corrente provoca uma variação em corrente de alimentação que leva à uma alteração na frequência do laser.

A estimativa da redução da largura de linha foi realizada através de um analisador de espectro ótico. Uma pequena parte do feixe é enviada ao analisador (figura 2.3), onde observamos uma largura de linha de aproximadamente 25MHz. Esta medida não revela a largura de linha real, pois ela está limitada pela resolução do próprio analisador que é de aproximadamente 25MHz.

Um método alternativo para estimar a largura de linha é monitorar a variação do sinal do analisador, no ponto correspondendo a largura à meia altura do laser e

aproximando a função de “Airy” nesse ponto, pela sua derivada. Através de uma regra de três simples comparamos esta flutuação em intensidade com a variação em frequência. Essa técnica resulta em primeira aproximação numa flutuação do laser que corresponde a uma largura de linha de aproximadamente 200 KHz, para um tempo de observação de alguns segundos.

Um outro método utilizado que indica a redução da largura é uma medida através de uma experiência de absorção saturada. Como o laser é ressonante com a linha D_2 do césio foi realizado um espectro de absorção saturada [13] para esta transição.

O esquema experimental está descrito na figura 2.3 onde um feixe forte de bombeamento que é modulado atravessa a célula de césio e um outro feixe fraco de prova é colocado contrapropagante ao primeiro. O sinal é enviado a um amplificador “lock-in”, que mostrará somente as linhas de transição hiperfina sem perfil “Doppler” de absorção.

A varredura do laser e a cavidade são feitas simultaneamente por uma rampa gerada por um microcomputador, através de uma interface que também faz a aquisição do sinal.

Primeiramente foram feitas as aquisições do espectro de absorção saturada do césio (linha D_2 , figura 2.5) com o laser livre, ou seja sem o retorno da cavidade (figura 2.6a). Depois o mesmo intervalo em frequência foi analisado usando o laser estreito (figura 2.6b). O espectro observado com o laser estreito possui as linhas melhor resolvidas e mais estreitas devido as características espectrais mais puras do laser.

Figura 2.5: Diagrama de níveis de energia do célio (133).

Existem duas linhas que são separadas de 25 MHz que correspondem à transição $F=4$ para $F'=4$ e uma ressonância tipo cruzamento de níveis ("crossover"), entre as linhas hiperfinas do estado excitado $F'=5$ e $F'=3$ (figura 2.5) que não são resolvidas no primeiro espectro (figura 2.6a) e resolvida no segundo espectro (figura 2.6b), indicando que o laser possui uma largura de linha menor que 25MHz, como já foi estimado anteriormente pelo analisador.

Esta técnica possui algumas desvantagens com relação às duas outras técnicas, tais como a utilização de um aparato eletrônico e ótico de estabilização mais complexo e a exigência do laser de diodo estar exatamente na frequência desejada, já que esta técnica não consegue alterar muito a frequência do laser livre. Portanto optou-se para utilizar a técnica de redução da largura de linha utilizando o retorno seletivo em frequência de uma grade de difração.

Figura 2.6: (a) Espectro de absorção saturada dos átomos de césio utilizando o laser de diodo livre; (b) espectro de absorção saturada, no mesmo intervalo de frequência anterior utilizando o laser acoplado com a CFP. As setas indicam as transições atômicas $6S_{1/2}$ ($F=4$) para $6P_{3/2}$ ($F'=3, 4$ e 5). E os outros picos são referentes as transições tipo "crossover" do estado excitado.

2.2 Técnica de redução e estabilização utilizando retorno ótico de uma grade de difração [2,3]

O arranjo experimental para esta técnica de estabilização está representado na figura 2.7 e a foto da montagem na figura 2.8. O laser utilizado é da STC modelo LT-50 que possui potência de saída livre de 50mW com estabilização de temperatura e corrente. A largura de linha do laser livre é ≈ 40 MHz. Este modelo já possui um "coating" anti-refletor parcial, facilitando o acoplamento com a grade de difração. A grade possui 1200 linhas/mm e um "blaze" para $\lambda=780$ nm.

Figura 2.7: Esquema experimental para redução da largura de linha utilizando retorno ótico de uma grade de difração. O esquema mostra também o esquema de absorção saturada utilizada para avaliar a largura de linha do laser.

Figura 2.8: Foto do sistema de estabilização utilizando retorno ótico da grade de difração.

O tamanho da cavidade estendida (distância do laser até a grade) é de aproximadamente 3cm. Esta cavidade pequena possibilita uma sintonização maior na região entre os modos, já que o intervalo espectral livre é pequeno, resultando numa separação entre os modos maior e consequentemente uma estabilidade melhor. O feixe é colimado por uma micro lente e enviada a grade num ângulo de incidência aproximado de 30° de modo que a primeira ordem difratada retorne para o laser, reduzindo a sua largura de linha. Uma cerâmica PZT (disco de 8mm de diâmetro e 2mm de espessura) é colocada num dos parafusos micrométricos que ajustam o ângulo da grade, permitindo assim uma varredura em frequência do laser.

O alinhamento do laser com a grade de difração é realizada abaixo da corrente de limiar do laser, de modo que o melhor acoplamento é conseguido quando esta corrente de limiar diminui. O ângulo correto para a retroreflexão em configuração Littrow é dado pela equação (2.7) e para o caso onde o comprimento de onda é $\lambda = 852\text{nm}$, o ângulo resulta em $\theta \cong 30.7^\circ$.

A potência de saída (ordem zero) deste sistema é descrito pela expressão [14]:

$$P_s = P_0 R \left[1 + (1 - \gamma - R) + (1 - \gamma - R)^2 + \dots \right] = \frac{P_0 R}{R + \gamma} \quad (2.8)$$

onde P_0 é a potência do laser livre, R é a refletividade da grade para ordem 1 e γ representa as perdas intracavidade. Estas perdas são da ordem de 25% (perdas na colimação do feixe e perdas na grade), a refletividade da 1ª ordem é em torno de 30%, o que resulta numa potência total de saída útil (ordem zero) de 53% da potência do laser livre.

Para o nosso arranjo experimental usamos uma potência de saída livre de 41mW o que poderia resultar numa potência da ordem zero de 22mW, mas o que

obtivemos na realidade foi $\sim 19\text{mW}$ que é um valor um pouco abaixo do calculado. Este pequena diferença pode ser justificado se considerarmos que as perdas podem ser maiores que 25%, pois dependem da lente colimadora e da qualidade da grade.

A largura de linha foi estimada do mesmo modo que a técnica anterior, utilizando o método alternativo que monitora a função de “Airy” no ponto correspondente a largura à meia altura, resultando numa flutuação menor que 1MHz. Este último resultado obtido foi maior que no caso da redução com CFP, mas isto pode ser consequência da maior sensibilidade da configuração com grade de difração, com variações de temperatura ambiente e instabilidades mecânicas.

Um espectro de absorção saturada foi realizada, como no caso anterior. O esquema experimental está descrito na figura 2.7, onde a subtração do perfil “Doppler” da absorção é realizada através dos dois detectores. A transição, utilizada é novamente a linha D_2 do césio. O espectro de absorção (figura 2.9) apresenta todas as linhas bem resolvidas, indicando redução da largura de linha do laser. A absorção com o laser livre não é possível ser obtida, pois o laser sem o acoplamento com a grade não está na frequência de transição do césio.

As vantagens com relação a técnica anterior são a grande simplicidade na montagem ótica e no sistema eletrônico que compensam uma menor potência útil de saída. E também existe um grande conveniente de utilizar lasers de diodo livres que não estejam exatamente na frequência de ressonância desejada. Mas existe um inconveniente com esta técnica, que é a grande potência exigida para a estabilização com o retorno de ordem um da grade. Isto resulta numa potência útil de saída de 50% da potência total, que corresponde a $\sim 19\text{mW}$. Mas gostaríamos de trabalhar com uma potência de laser maior, portanto partimos para utilizar uma nova técnica de redução da

largura de linha de lasers de diodo que é a injeção de uma pequena parte de um feixe laser que previamente já sofreu redução da largura de linha, através de uma das duas técnicas anteriores.

Figura 2.9: Espectro de absorção saturada do césio, utilizando um laser cuja largura de linha foi reduzida através da técnica de retorno ótico de uma grade de difração.

2.3. Técnica de redução e estabilização utilizando injeção ótica de um outro laser estabilizado [4,5,6]

Os primeiros experimentos realizados de injeção ótica para estabilização de frequência do laser foram em lasers de He-Ne na década de 60 [15] e em CO₂ na década de 70 [16].

Em lasers de diodo esta técnica começou a ser aplicada durante a década de 80 [17,18], especialmente para os casos onde se desejava uma fonte de alta potência, mas com boa qualidade espectral.

O conceito básico envolve a injeção de um feixe de baixa potência de um laser estável com largura de linha reduzida, chamado laser “master” , na cavidade de um laser de alta potência, chamado laser escravo. O objetivo desta injeção é extinguir todos os modos livres do laser escravo e amplificar o modo do laser “master”.

Em lasers de diodo o intervalo de acoplamento geralmente é alto para uma pequena potência injetada devido a baixa qualidade da cavidade.

Esta técnica também torna-se muito interessante para a aplicação em “diodo-laser array” [19] de modo a obter fontes com altíssima potência (acima de 1W).

O nosso sistema utiliza lasers comerciais da STC e SDL que possuem potência inferiores a 100 mW. Os comprimentos de onda dos lasers são em 852 nm, que correspondem a linha D₂ do átomo de césio. O aparato experimental completo está descrito na figura 2.10 e a foto do sistema está colocada na figura 2.11. O laser “master” é um laser da STC modelo LT50 que possui uma largura de linha livre de $\approx$ 40 MHz e está estabilizado em temperatura e corrente. Este laser sofreu uma redução

da largura de linha através da técnica de retorno ótico de uma grade de difração descrita anteriormente, sendo ela estimada como sendo menor que 1 MHz. O laser escravo é um laser da SDL modelo 5410-C com potência máxima de emissão de até 100 mW, também possui uma largura de linha livre em torno de 40 MHz com estabilização da temperatura e corrente.

O feixe do laser “master” atravessa um modulador acustico-ótico, um isolador ótico que conjuntamente fazem o isolamento do laser “master” com relação ao laser escravo. O isolador ótico é comercial e o modulador acustico-ótico desloca a primeira ordem do feixe em torno de 80 MHz. Esta ordem um atravessa uma lâmina de meia onda ($\lambda/2$) que gira a polarização da luz para obter a mesma polarização do laser escravo. Uma pequena parte do feixe (≈ 0.5 mW) é desviado por uma lâmina de microscópio e é injetada no laser escravo. A outra parte do feixe é utilizada para a realimentação de uma absorção saturada numa célula de vapor de césio.

O laser escravo também atravessa esta lâmina, uma pequena parte é enviada ao laser “master”, mas ele é bloqueado no isolador e no modulador.

O feixe que atravessa a lâmina é a parte útil do laser utilizada em experimentos, onde uma pequena parte é enviada para realizar outra medida de absorção saturada em outra célula de vapor de césio. As duas absorções são (figura 2.12) utilizadas como auxiliares para identificar o momento em que o laser de alta potência se acopla ao laser de baixa potência.

Além desse acompanhamento com os sinais de absorção saturada, monitoramos a largura de linha dos dois lasers com um analisador de espectro.

Figura 2.10: Esquema experimental para redução da largura de linha de lasers de diodo de alta potência (~100mW) através de injeção ótica proveniente de outro laser de diodo previamente com largura de linha reduzido através da técnica de reinjeção ótica de uma grade de difração.

Figura 2.11: Foto do sistema completo da estabilização de lasers de diodo utilizando a técnica de escravização.

Figura 2.12: Espectros de absorção saturada do césio utilizando os lasers: (a) master e (b) escravo simultaneamente.

Na figura 2.12 observamos os dois sinais colocados num mesmo gráfico variando simultaneamente a frequência dos dois lasers. Os sinais de absorção saturada possuem um ruído muito grande mas a finalidade deste gráfico é demonstrar que a frequência do laser escravo acompanha a variação de frequência do “master”, com a corrente de injeção do laser escravo mantida fixa.

O intervalo que o laser escravo consegue acompanhar o “master” é maior que 1 GHz. Este sistema permite uma potência útil de aproximadamente 70 mW que são utilizados nos experimentos de armadilha magneto-ótica de átomos de césio.

Uma estabilização adicional pode ser feita para controlar o “drift” da frequência do laser nos três métodos discutidos acima. Esta estabilização é realizada utilizando o sinal de absorção saturada como referencia para obter uma correção que

pode ser injetada nos dispositivos que controlam a frequência do laser como as cerâmicas PZT ou diretamente na corrente de injeção do laser.

3. Referências

- [1]. B. Dahmani, L. Hollberg, R. Drullinger, Opt. Lett. **12**, 876 (1987).
- [2]. A.M. Tuboy, M.S. Santos, V.S. Bagnato, Rev. Fis. Apl. e Instrum. **9**, 1 (1994).
- [3]. K. C. Harvey e C. J. Myatt, Opt. Lett. **16**, 910 (1991).
- [4]. M. de Labachellerie, C. Latrosse, P. Kemssu e P. Cerez, J. Phys. III France **2**, 1557 (1992).
- [5]. J. Yu, M. -C. Gagné, C. Valentin, R. -L. Yuan e P. Pillet, J. Phys. III France **2**, 1615 (1992).
- [6]. A.M. Tuboy, D.M.B.P. Milori e V.S. Bagnato, aceito para publicação na Rev. Fís. Apl. e Instrum. (1996).
- [7]. J. C. Camparo, Contemp. Phys. **26**, 443 (1985).
- [8]. Dissertação de Mestrado, N. La Scala Jr. apresentada no Instituto de Física de São Carlos - USP (1989).
- [9]. Manual de lasers da SDL (Spectra Diodes Lasers).
- [10]. A.M. Tuboy, S.A. Tonissi Jr., S.C. Zilio e V.S. Bagnato, Rev. Fis. Apl. Instrum. **5**, 3 (1990).
- [11]. C.H. Henry, IEEE J. Quantum Electron. **QE-18**, 259 (1982).
- [12]. T. Day e K.D.L. Dessau, Photonics Spectra p. 99, março de 1994.
- [13]. W. Demtröder, Laser Spectroscopy - Basic Concepts and Instrumentation vol. 5, p. 484, Springer Series in Chemical Physics, Springer-Verlag 1981.

- [14]. C. R. Monroe, Tese de doutoramento: “Experiments with optically and magnetically trapped cesium atoms”, University of Colorado (1989).
- [15]. H.L. Stover e W. H. Steiner, Appl. Phys. Lett. **8**, 91 (1966).
- [16]. C.J. Buczek e R.J. Freiberg, IEEE J. Quantum Electron. **QE-8**, 641 (1972).
- [17]. S. Kobayashi e T. Kimura, IEEE J. Quantum Electron. **QE-17**, 681 (1981).
- [18]. R. Lang, IEEE J. Quantum Electron. **QE-18**, 976 (1982).
- [19]. S. -Q Shang e H. J. Metcalf, J. Appl. Opt. **28**, 1618 (1989).

CAPÍTULO III

CONSTRUÇÃO DA ARMADILHA MAGNETO-ÓTICA (MOT) DE ÁTOMOS DE CÉSIO OPERANDO COM LASERS DE DIODO

1. Resfriamento e aprisionamento de átomos alcalinos

A grande motivação na área de espectroscopia são as informações valiosas que podemos obter sobre a natureza atômica ou molecular, analisando somente a emissão ou absorção de luz resultante de uma interação de átomos ou moléculas com um feixe de luz. Esta mesma interação do fóton com o átomo pode ser explorada para manipular estes átomos, abrindo um campo muito vasto de experimentos.

Um exemplo importante da utilização da interação luz-átomo, do ponto de vista mecânico, é a técnica de resfriamento via laser para controlar o movimento dos átomos. A técnica utiliza a transferência de momentum linear entre fótons e átomos para controlar seus graus de liberdade externo, como reduzir sua energia cinética.

A técnica de redução da velocidade dos átomos é comumente chamado “resfriamento atômico via laser” e foi sugerida independentemente em 1975 por Theodor Hänsch e Arthur Schawlow para átomos neutros [1] e por David Wineland e Hans Dehmelt para íons aprisionados [2]. O objetivo era reduzir o efeito Doppler em espectroscopia de alta resolução, causado pela velocidade dos átomos [3]. Os

progressos desta área foram tão que hoje em dia vários grupos dispõem de amostras densas e frias de átomos alcalinos de uma forma rotineira [4]. Estas amostras permitem a realização de vários experimentos como: medidas de colisões em regimes de baixas velocidades [5], obtenção de melhores padrões de frequência e tempo [4], estudos de isótopos raros e radiativos [6], experimentos de física fundamental [7]. Mais recentemente o uso da técnica permitiu a obtenção da Condensação de Bose com amostras frias de átomos de rubídio [8], átomos de lítio [9] e átomos de sódio [10]. Estes grandes avanços nesta área de aprisionamento e resfriamento atômico estão levando ao surgimento de novas áreas de pesquisa envolvendo matéria no regime de ultra baixas temperaturas.

A força que a luz exerce sobre os átomos é conceitualmente dividida em duas partes: força de pressão de radiação (força espontânea) e força de dipolo (força estimulada). A força resultante do espalhamento de luz estimulado também chamada de força de dipolo, é uma força exercida sobre o dipolo induzido no átomo que está situado num gradiente de campo elétrico. Amostra de átomos aprisionados através da força estimulada é normalmente pequena em número, mas pode alcançar altas densidades [11], permitindo estudos de colisões e outros experimentos que necessitem altas densidades.

A força espontânea utiliza a transferência de momentum do fóton para o átomo durante a absorção. A armadilha mais amplamente utilizada que utiliza esta força é a armadilha magneto-ótica (magneto-optical trap - MOT). As primeiras idéias sobre estas armadilhas foram desenvolvidas por D. Pritchard et al [12] e a primeira armadilha foi demonstrada por E. Raab et al em 1987 [13]. Nesta primeira armadilha foi realizado

utilizando-se um feixe de átomos desacelerados de sódio através da pressão de radiação que eram capturados na armadilha magneto-ótica no final deste processo.

Atualmente poucos grupos no mundo trabalham com este tipo de armadilha onde os átomos são previamente desacelerados. Em 1990 C. Monroe et al [14] realizaram a primeira armadilha magneto-ótica cujos átomos eram capturados a partir de uma célula fechada que contém vapor atômico. Este tipo de armadilha possibilitou uma grande simplificação no aparato experimental, tornando a técnica acessível para vários grupos pequenos e aumentando as pesquisas nesta área.

Normalmente estas armadilhas possuem um potencial cuja profundidade de aprisionamento foi medido por E. Raab et al [13] e equivale a uma temperatura menor que 1K. Isto leva a uma velocidade limite em que os átomos serão capturados e seu valor está em torno de 12m/s.

O processo de carregamento da armadilha pode ser visto da seguinte forma: o vapor atômico no interior da célula possui uma distribuição de velocidade tipo Maxwell-Boltzmann e somente uma pequena classe de átomos com velocidade abaixo da velocidade de captura serão aprisionados. Após a captura destes átomos a distribuição no vapor rapidamente volta ao equilíbrio através da reposição destes átomos, causadas pelas colisões dos átomos rápidos com a parede da célula. O tempo destas colisões são da ordem de 10 ms, enquanto o tempo de carga típico da armadilha é 1s. Isto permite acumular um número estacionário razoável de átomos (10^7 - 10^8 átomos).

O princípio básico de operação da armadilha pode ser qualitativamente descrito usando um modelo unidimensional ilustrado na figura 3.1.

Figura 3.1: Esquema do princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-ótica.

Considerando um átomo com estado fundamental S_0 e estado excitado P_1 colocado num campo magnético inhomogêneo cuja dependência é linear $B_z(z)=bz$ (figura 3.1 a). Se o átomo está na região de campo nulo os subníveis Zeeman são degenerados, mas se o átomo está se movendo ao longo do eixo z onde o campo magnético é diferente de zero os níveis de energia do átomo sofrem um deslocamento Zeeman (figura 3.1 b). Agora colocando dois feixes de laser contrapropagantes com polarização circular e helicidade oposta (σ^+ e σ^-), pela conservação do momento angular, as regras de seleção levam os feixes a excitar as transições com $\Delta m = -1, 1$. Os dois feixes são sintonizados numa frequência um pouco menor que a frequência de ressonância. Portanto um átomo situado em $z < 0$ está mais próximo da transição que possui $\Delta m = 1$ e então preferencialmente absorve um fóton do feixe σ^+ e sofre uma

força em direção de $z=0$. Identicamente um átomo em $z > 0$ está mais próxima da transição $\Delta m = -1$ e absorve fótons do feixe σ^- e sofre uma força que empurra-o para o centro novamente, ficando confinado numa dimensão. No final o sistema comporta-se como um oscilador harmônico amortecido. Esta idéia pode ser generalizada nas tres direções fazendo uma armadilha tridimensional. Na figura 3.2 pode-se observar o esquema tridimensional da armadilha magneto-ótica.

A armadilha é constituída de três pares de feixes lasers polarizados corretamente, que se interceptam no centro do campo magnético de um quadrupolo magnético produzido por duas bobinas colocadas em configuração anti- Helmholtz.

As armadilhas construídas aqui no laboratório (sódio, cézio e potássio) utilizam esta configuração.

Figura 3.2: Esquema tridimensional de uma armadilha magneto-ótica. As duas bobinas em configuração anti-helmholtz produzem um campo inhomogêneo onde a região central possui um campo que varia linearmente em todas as direções do espaço. Os três pares de feixe são contrapropagantes e polarizados corretamente para realizar o confinamento.

2. Aspectos gerais do processo de aprisionamento

O formalismo da força de pressão de radiação foi desenvolvida por R. Cook [15] em 1979. Ele derivou uma expressão para a força de pressão de radiação sofrida por um átomo de dois níveis pelos fótons de um feixe laser. Esta força é dividida em duas partes. A primeira é constituída pela força de dipolo induzida, que é originada da interação do momento de dipolo atômico induzido com o gradiente do campo da radiação. A força de dipolo só se torna importante quando a intensidade dos feixes varia de forma apreciável num intervalo de escala da ordem do comprimento de onda. Em nosso caso os feixes são aproximadamente gaussianos provocando gradientes de campo numa escala macroscópica que tornam esta força desprezível.

A segunda parte é a força espontânea que está associada a transferência do momentum linear do fóton para o átomo durante a absorção e emissão espontânea.

Na armadilha magnetica-ótica a força é basicamente espontânea, consideramos um modelo unidimensional onde o átomo, com velocidade V_z , interage somente com um feixe. O fóton carrega um momentum $\hbar k$ onde k é o vetor de onda. Quando o átomo absorve os fótons sofre uma força média devido a transferência desse momentum. Esta pode ser expressa como o momentum transferido por um fóton multiplicado pela taxa média de absorção dos fótons [15]:

$$\vec{F}_{\pm} = \pm \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{(I/I_0)}{1 + I/I_0 + \left[2 \left(\Delta \mp \left(kV + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right) \right) \right]^2} \quad (3.1)$$

onde Γ é a largura natural de linha da transição atômica; $\Delta = \omega_L - \omega_0$ é a diferença entre a frequência do laser (ω_L) e a frequência de ressonância atômica (ω_0) e é chamada de dessintonia; I é a intensidade do laser; I_0 é a intensidade de saturação da transição; $\partial\omega/\partial z$ é a variação espacial da frequência de ressonância atômica devido ao campo. Ela pode ser escrita como $\frac{\partial\omega}{\partial z} = \frac{\partial\omega}{\partial B} \cdot \frac{\partial B}{\partial z}$. O termo $\partial B/\partial z$, onde $\partial\omega/\partial B$ é a variação da frequência com relação ao campo magnético e $\partial B/\partial z$ é a variação espacial do campo magnético. $\partial\omega/\partial B$ também pode ser escrito como o deslocamento em frequência devido ao efeito Zeeman [16]:

$$\frac{\partial\omega}{\partial B} = \gamma(g_F m_F - g_{F'} m_{F'}) \quad (3.2)$$

onde $\gamma = \mu_B/\hbar$, μ_B é o magneton de Bohr, g é o fator giromagnético do estado hiperfino (fundamental F e o do estado excitado F') e m é a projeção do momento angular total do estado.

O fator giromagnético pode ser escrito na aproximação de campo fraco [16]:

$$g_F = g_J \left[\frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right] \quad (3.3)$$

e

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (3.4)$$

A emissão espontânea produz um recuo no átomo, mas se considerarmos vários ciclos de absorção e emissão teremos que a força devido a

emissão é nulo porque esta ocorre em todas as direções. Contudo é responsável por uma temperatura finita.

Agora considerando os dois feixes contrapropagantes conjuntamente agindo sobre o átomo, a força total pode ser escrita como a soma das duas forças: $F_T = F_+ + F_-$:

$$F_T = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{I}{I_0} \right) \left\{ \frac{1}{1 + \frac{I}{I_0} + \left[\frac{2 \left(\Delta - (kV + \frac{\partial \omega}{\partial z} z) \right)}{\Gamma} \right]^2} - \frac{1}{1 + \frac{I}{I_0} + \left[\frac{2 \left(\Delta + (kV + \frac{\partial \omega}{\partial z} z) \right)}{\Gamma} \right]^2} \right\} \quad (3.5)$$

Na aproximação de baixas velocidades e baixo campo magnético ou seja, $\Delta \left(kV_z + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)$, podemos reescrever a expressão da força expandindo o termo no

denominador até primeira ordem em $\frac{\Delta}{\left(kV_z + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)}$:

$$F_T = \frac{8\hbar k \frac{\Delta}{\Gamma} \frac{I}{I_0}}{\left(1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_0} \right)^2} \left(kV_z + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right) \quad (3.6)$$

ou $F_T = -\alpha V_z - Kz$ para $\Delta < 0$.

Definindo as constantes de amortecimento e mola do sistema, temos:

$$\alpha = \frac{8\hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I}{I_0}}{\left(1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_0}\right)^2} \quad (3.7)$$

e para a constante de mola do sistema:

$$K = \frac{8\hbar k \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I}{I_0}}{\left(1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + \frac{I}{I_0}\right)^2} \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (3.8)$$

O primeiro termo da força é chamada força de fricção e é oposta à velocidade V , ela é responsável pelo resfriamento (perda de energia cinética). O segundo termo é a força de restauração do sistema e é responsável pelo confinamento dos átomos.

Substituindo alguns valores experimentais de funcionamento das armadilhas nas expressões 3.7 e 3.8, obtemos os valores das constantes da ordem de : $\alpha \cong 10^{-21}$ Ns/m e $K = 10^{-19}$ N/m . Colocando estes valores na equação de movimento e substituindo a massa do átomo de césio $m = 2.2 \times 10^{-22}$ gramas, identificamos o sistema como um oscilador harmônico amortecido supercrítico [17], que nos leva a um prevaecimento do movimento amortecido sobre o oscilatório. Então o amortecimento máximo, na aproximação de baixas intensidades ($I/I_0 \ll 1$), é obtida quando

$$\frac{2|\Delta|}{\Gamma} = -\frac{1}{\sqrt{3}} \quad [\text{ref. 18}].$$

Esta dessintonia (Δ) não corresponde ao valor de temperatura

mínima que os átomos podem alcançar. O valor da temperatura mínima que estes sistemas podem alcançar é chamado limite de resfriamento Doppler que está calculado

na ref. [18]. O valor de dessintonia que resulta na temperatura mínima é $\frac{2\Delta}{\Gamma} = -1$ e o

valor desta temperatura é :

$$k_B T_{\min} = \frac{\hbar \Gamma}{2} \quad (3.9)$$

A temperatura no limite Doppler para os alcalinos é da ordem de centenas de μK , o sódio apresenta $T_D=240\mu\text{K}$, o césio $T_D=125\mu\text{K}$, basicamente esta temperatura depende da largura de linha natural da transição envolvida no processo de resfriamento. Este limite Doppler para a temperatura foi logo superado pelas medidas de Lett et al [19], que observou uma temperatura das amostras de sódio aprisionado de $40 \mu\text{K}$ para “molasses” ótico. Steane et al [20] conseguiram uma temperatura de $30 \mu\text{K}$ para átomos aprisionados de césio em armadilha magneto-ótica. As principais causas cogitadas para explicar a obtenção destas amostras tão frias é que a teoria desenvolvida (teoria Doppler) não considerava alguns pontos experimentais importantes como: o sistema era tridimensional, o átomo considerado não era puramente de dois níveis, o que levava a uma situação mais complexa.

Atualmente sabe-se que estas temperaturas são explicadas devido a efeitos de resfriamento que não foram considerados na teoria Doppler, como o resfriamento devido aos gradientes de polarização [21]. Esta teoria é chamada de sub-doppler.

3. Montagem da armadilha magneto-ótica

3.1. Célula de vapor de césio

A célula de vapor de césio é constituída de uma câmara de aço inoxidável para alto vácuo (figura 3.3).

Figura 3.3: Desenho da câmara que contém o vapor de césio.

O volume da câmara é de aproximadamente 2 litros. As janelas são de vidro pirex, que possuem um “coating” anti-refletor para $\lambda=850$ nm, seis janelas são para a passagem dos feixes lasers que se cruzam no centro da célula e duas janelas são colocadas para observação e coleta da fluorescência dos átomos aprisionados. A célula foi previamente limpa e uma pressão menor que 10^{-9} torr foi obtida com uma bomba turbo molecular e uma bomba iônica. Após esta preparação uma ampola de césio (1g) foi quebrada e então a pressão de vapor no interior da câmara foi mantida em torno de 10^{-8} a 10^{-9} torr, somente com uma bomba iônica que possui uma vazão de 8 l/s.

O reservatório de césio está colocado num suporte lateral da célula, onde um controle de temperatura através de um peltier permite diminuir ou aumentar a quantidade de vapor no interior da câmara.

3.2. Campo magnético da armadilha

O campo magnético inhomogêneo necessário para o aprisionamento é produzido por duas bobinas montadas em configuração anti-helmholtz, as quais possuem ~ 180 voltas.

A configuração anti-helmholtz das bobinas produz um campo magnético nulo na região central e que cresce a medida que afastamos do centro.

Uma calibração do campo magnético no eixo que atravessa as bobinas (eixo z) foi realizada utilizando uma sonda Hall, para alguns valores de corrente (figura 3.4 (a)). O campo na região central possuiu uma variação espacial bem linear, com diferentes gradientes de campo para cada corrente (figura 3.4 (b)).

Graficando o gradiente versus a corrente aplicada, obtem-se uma curva que permite conhecer todos os valores de gradiente de campo para cada corrente (figura 3.5). Esta curva é aproximada por uma reta cuja equação é: $dB/dz = 5.18I$.

Figura 3.4: Campo magnético das bobinas em configuração anti-helmholtz, medido no eixo z com uma sonda Hall calibrada. (a) a variação espacial do campo magnético na direção z para três valores de corrente; (b) valores do campo na região central, onde pode-se aproximar por uma reta, indicando um gradiente constante para cada corrente.

A calibração no eixo x e y não é necessária, pois pelas equações de Maxwell $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, e pela simetria do sistema temos que $\partial B / \partial x = \partial B / \partial y$ e portanto $\partial B / \partial z = 2 \partial B / \partial x$ ou $\partial B / \partial z = 2 \partial B / \partial y$.

Figura 3.5: Gráfico do gradiente de campo magnético versus a corrente aplicada nas bobinas.

3.3. Sistema ótico da armadilha de césio

O sistema completo da armadilha de césio está descrito na figura 3.6. O feixe principal de aprisionamento é obtido através de um laser de alta potência SDL, com aproximadamente 70 mW de saída. O laser é sintonizado próximo da frequência de transição do átomo de césio (linha D₂) $6S_{1/2} (F=4) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=5)$, cujo comprimento de onda é aproximadamente 852 nm. A figura 3.7 apresenta os níveis de energia do césio e as transições envolvidas no processo de aprisionamento. Este laser sofreu uma redução da largura de linha através da injeção ótica do laser master da STC. O feixe principal atravessa outro isolador ótico para atenuar os feixes que retornam do sistema para o laser. Este é expandido por um conjunto de duas lentes, até um diâmetro do feixe

de aproximadamente 1 cm. Ele atravessa dois divisores de feixe, o primeiro possui 70% de transmissão e o segundo 50% e então são separados em três partes (x, y e z). Cada feixe possui uma potência de 3mW, que resulta numa intensidade por feixe de $7.6\text{mW}/\text{cm}^2$. As lâminas de quarto de onda ($\lambda/4$), ajustados adequadamente produzem luz circularmente polarizada, σ^+ e σ^- . Os feixes passam pelo centro da armadilha e depois são novamente retrorefletidos para o interior da câmara.

Uma pequena parte do feixe laser escravo e master são utilizados para a realização das absorções saturadas que vão monitorar a frequência dos lasers.

Um terceiro laser da STC com potência de saída de aproximadamente 20 mW, sintonizado em frequência na transição $6S_{1/2} (F=3) \rightarrow 6P_{3/2} (F'=2,3,4)$ é utilizado livre, somente com um controle de temperatura e corrente, sem redução de largura de linha e sua função é servir como laser de rebombeamento dos átomos que saem do processo de captura e acabam decaindo para o estado fundamental hiperfino $F=3$.

Ele é expandido também por um conjunto de lentes até um diâmetro de 1 cm e o alinhamento com o outro feixe é realizado no divisor de 70%, de modo que ele está sempre presente nas três direções.

A observação dos átomos aprisionados é realizada por uma câmera CCD sensível a luz infravermelho que está colocada numa das janelas de observação da câmara de aço inox.

Uma foto do sistema completo montado está apresentada na figura 3.8.

Figura 3.6: Arranjo experimental da armadilha magneto-ótica de césio.

Figura 3.7: Diagrama de níveis do átomo de césio, indicando as transições envolvidas no processo de aprisionamento.

Figura 3.8: Foto da armadilha magneto-ótica para aprisionamento dos átomos de césio, mostrando a célula, as bobinas de aprisionamento e o arranjo ótico.

3.4. Sistema de aquisição de dados

A célula possui duas janelas de observação (figura 3.6), uma janela é utilizada para observação da nuvem de átomos aprisionados com uma camera CCD, esta imagem é utilizada para fazer a medida do raio da nuvem. Através da outra janela um conjunto de duas lentes colimam a imagem da nuvem de átomos para uma fotomultiplicadora calibrada, cujo sinal é convertido no número de átomos aprisionados. A calibração da fotomultiplicadora foi realizada para as condições de funcionamento, que corresponde a uma tensão de alimentação da fotomultiplicadora de 700V (figura 3.9). O sinal da fotomultiplicadora foi coletada para várias potências de feixe laser e as potências do feixe laser foram medidas com um medidor de baixa potência comercial.

A imagem da nuvem de átomos aprisionados é enviado para a fotomultiplicadora e o seu sinal para um osciloscópio de memória, onde os dados são coletados por um micro-computador.

Figura 3.9: Curva de calibração da fotomultiplicadora utilizada.

3.5. Características gerais da armadilha

A imagem da nuvem de átomos de césio capturada pela CCD pode ser observada na figura 3.10. O diâmetro da nuvem é obtida através da calibração da CCD. Cada ponto da imagem da nuvem corresponde a um ponto X-Y com sua intensidade (eixo Z) (figura 3.11 (a)). A figura 3.11 (b) é um gráfico onde a intensidade foi projetada no plano X-Y com a calibração em cada eixo.

Figura 3.10: Imagem da nuvem de átomos de césio aprisionados.

A nuvem não é completamente esférica, devido a diferença de gradiente de campo na direção Z e no plano X-Y. O valor do gradiente no eixo Z é o dobro do valor nas direções X e Y. Em condições normais de operação aproximamos o volume da nuvem por um elipsóide onde o eixo maior possui $2a = 2b \cong 0.9\text{mm}$ e o eixo menor $2c \cong 0.4\text{mm}$ e portanto o volume: $V = \frac{4}{3}\pi(a.b.c) \cong 170 \times 10^{-3} \text{ mm}^3 = 17 \times 10^{-5} \text{ cm}^3$.

Figura 3.11: (a) gráfico tridimensional, onde o eixo Z indica a intensidade da fluorescência dos átomos aprisionados; (b) projeção no eixo X-Y da imagem dos átomos aprisionados e a calibração do tamanho.

O número de átomos é estimado através da medida da fluorescência dos átomos aprisionados no estado estacionário. A potência total emitida pelos átomos é escrita como:

$$P_T = NPf \Rightarrow N = \frac{P_T}{Pf} \quad (3.10)$$

onde N é o número de átomos, $P = \hbar \nu / \tau = 7.77 \times 10^{-12} \text{ J/s}$ é a potência emitida por um átomo, ν é a frequência de ressonância e τ é o tempo de vida do estado excitado e f é a probabilidade de transição do átomo que é dado por:

$$f = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2/2}{\Delta^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega^2/2} \quad (3.11)$$

Ω é a frequência de Rabi, Δ é a dessintonia, Γ é a largura de linha da transição.

A dessintonia é $\Delta = 10 \text{ MHz}$, $\Gamma = 5 \text{ MHz}$ e $\Omega^2 = \Gamma^2 I/2I_s$, $I_s = 1.1 \text{ mW/cm}^2$, $I = 7.6 \text{ mW/cm}^2$, $\Omega^2 \approx 86 \text{ MHz}^2$. O número de átomos é $N \approx 6.3 \times 10^7$ átomos e a densidade $n \approx 3.7 \times 10^{11} \text{ átomos/cm}^3$.

O número de átomos final é dado pelo equilíbrio entre a taxa de captura e a taxa das perdas dos átomos na armadilha [22].

A curva do tempo de carga desta nuvem foi coletada (figura 3.12). Desta curva podemos retirar algumas informações importantes sobre os processos de perdas na armadilha.

Os dois principais canais de perdas são as colisões entre os átomos aprisionados com os átomos do gás de fundo e com os próprios átomos aprisionados.

Figura 3.12: Gráfico do tempo de carga dos átomos aprisionados de césio. A curva pontilhada são os pontos experimentais e a curva sólida é um ajuste teórico realizado através da equação (3.13).

Estas perdas estão consideradas na equação de taxa do número de átomos na armadilha[22, 23]:

$$\frac{dN(t)}{dt} = R - \frac{N}{\tau} - \beta n N \quad (3.12)$$

onde R é a taxa de carga, n é a densidade de átomos aprisionados N é o número de átomos na armadilha, τ^I é a taxa de perdas por colisões com o gás de fundo e o terceiro termo representa as perdas resultantes por colisões entre os átomos aprisionados.

Na aproximação em que as taxas de carga e taxas de perdas são independentes do número (N) a densidade de átomos é constante por causa do espalhamento secundário dos fótons [24], temos uma solução da equação (3.12) que é dado por:

$$N(t) = R\tau' \left(1 - e^{-t/\tau'} \right) \quad (3.13)$$

onde $\tau' = 1/\tau - \beta n$, n é a densidade de átomos e $R\tau'$ é o número de átomos no estado estacionário.

A taxa de carga R pode ser obtido aproximando os primeiros milisegundos da curva de carga (figura 3.12) por uma reta onde a inclinação é R , em nosso caso este valor é $R=1 \times 10^8$ átomos/s. E o valor da taxa de perdas é dado pelo ajuste teórico da curva de carga pela equação (3.13). Este valor é $\tau^I = 0.39s$.

4. Referências

- [1]. T. Hänsch, A. Schawlow, *Opt. Commun.* **13**, 68 (1975).
- [2]. D. Wineland, H. Dehmelt, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 637 (1975).
- [3]. J.W.R. Tabosa, G. Chen, Z. Hu, R.B. Lee e H.J. Kimble, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3245 (1991).
- [4]. *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (22) (1989) Edição especial sobre resfriamento e aprisionamento.
- [5]. M.G. Peters, D. Hoffmann, J.D. Tobiason e T. Walker, *Phys. Rev. A* **50**, R906 (1994).
- [6]. G. Gwinner, J.A. Behr, S.B. Cahn, A. Ghosh, L.A. Orozco, G.D. Sprouse e F. Xu, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 3795 (1994).
- [7]. D. Grison, B. Lounis, C. Salomon, J.Y. Courtois e G. Grynberg, *Europhys. Lett.* **15**, 149 (1991).
- [8]. M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman e E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [9]. C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett e R.G. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [10]. K.B. Davis, M. -O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. Van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn e W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [11]. S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin e A. Cable, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 314 (1986).

- [12]. D. Pritchard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman e R. Watts, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).
- [13]. E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [14]. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson e C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
- [15]. R.J. Cook, Phys. Rev. A **20**, 224 (1979).
- [16]. A. Corney, “Atomic and laser spectroscopy”, Clarendon Press - Oxford, p. 87 (1977).
- [17]. H.M. Nussenzveig, “Curso de Física Básica”, Editora Edgard Blücher, 2ª Edição, p. 122 (1990).
- [18]. P.D. Lett, W.D. Phillips, S.L. Rolston, C.E. Tannes, R.N. Watts e C.I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).
- [19]. P.D. Lett, R.N. Watts, C.I. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould e H.J. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [20]. A.M. Steane e C.J. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991).
- [21]. J. Dalibard e C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [22]. A.M. Steane, M. Chowdhury e C.J. Foot, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 2142, (1992).
- [23]. D. Sesko, T. Walker, C. Monroe, A. Gallagher e C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **63**, 961 (1989).
- [24]. T. Walker e P. Feng, “Measurements of collisions between laser-cooled atoms”, Advances in Atomic, molecular and optical Physics, vol. 34, pag. 125, Academic Press.

CAPÍTULO IV

MEDIDAS DAS CONSTANTES DA ARMADILHA : CONSTANTES DE MOLA E AMORTECIMENTO

Como ficou claro no capítulo anterior, nos últimos anos tem surgido um grande interesse na área de resfriamento e aprisionamento atômico utilizando a força de feixes lasers [1]. Estes grandes desenvolvimentos levaram a obtenção do MOT [2] onde vários estudos das suas características de funcionamento vêm sendo realizadas. Um dos principais estudos é a medida de temperaturas mais baixas que a temperatura limite (limite Doppler) [3]. Esta observação de temperaturas menores possibilitou o descobrimento de novos mecanismos de confinamento e resfriamento que agem num MOT, obtendo amostras aprisionadas mais frias. Este novo mecanismo, chamando de resfriamento sub-Doppler, envolvem a interação de átomos de multiníveis com gradientes de polarização do laser chamado efeito Sisyphus [4].

A caracterização destas armadilhas é uma importante etapa para o entendimento dos processos de captura e resfriamento. No caso dos MOTs, que são em primeira aproximação sistemas harmônicos super amortecidos torná-se interessante obter a medida das constantes deste sistema, que normalmente permite obter o valor da temperatura dos átomos aprisionados através do teorema de equipartição de energia.

Durante estes anos, algumas técnicas experimentais de medida surgiram, tais como: medida do tempo de voo dos átomos aprisionados quando abandonados num campo gravitacional (time-of flight - TOF) [5], medida do deslocamento da nuvem de átomos aprisionados provocada pelo desbalanço de intensidade dos feixes [6] e a medida que consiste na observação da oscilação da nuvem de átomos provocada por uma força externa [7]. Nenhuma das técnicas mostrou-se a mais adequada, cada uma delas apresentando suas limitações.

Neste trabalho medimos os valores destas constantes de mola e amortecimento para os átomos aprisionados de césio e sódio. Como essas armadilhas são compostas de seis feixes, é esperado anisotropia nas constantes, cuja medida é um dos objetivos deste trabalho.

A principal técnica utilizada neste trabalho é da oscilação forçada, pois é a única técnica que permite uma medida da variação espacial destas constantes. Também utilizamos a medida do desbalanço de intensidade em algumas situações especiais. A seguir descreveremos todas as técnicas, independentemente.

1. Técnica do tempo de voo (TOF)

A técnica foi utilizada primeiramente para medida da temperatura dos átomos aprisionados num melado ótico (“optical molasses”) por Lett et al [5], onde foi medido temperaturas abaixo do limite Doppler. Com pequenas adaptações a técnica pode ser utilizada num MOT tradicional. Ela consiste em medir a distribuição temporal dos átomos aprisionados num MOT quando estes são abandonados em queda livre sob ação do campo gravitacional, ou seja, os feixes lasers de

aprisionamento são bloqueados num tempo pequeno e depois de alguns milissegundos é desligado o campo magnético. Os átomos caem e atravessam um feixe de prova, sintonizado na frequência de ressonância dos átomos, localizado abaixo da região de aprisionamento. Os átomos absorvem estes fótons e a sua fluorescência é coletada por um detetor. A figura 4.1 mostra o arranjo experimental desta técnica.

A temperatura é encontrada por comparação destas medidas com cálculos obtidos a partir de distribuições de velocidade inicial dos átomos assumidas como Maxwell-Boltzmann e levando em consideração o efeito da aceleração da gravidade durante a queda e a distribuição de intensidade e geometria do feixe laser de prova.

Figura 4.1: Arranjo experimental da técnica de tempo de voo (TOF), esta figura foi retirada do artigo Drewsen et al, referência [8].

Os tempos de queda dependem do tipo de átomo utilizado, mas estão entre dezenas e centenas de milisegundos que levam ao valor de temperaturas de dezenas ou centenas de μK .

A medida simultânea desta temperatura e do tamanho da nuvem possibilita definir uma constante de mola K da armadilha, usando o teorema da equipartição para um potencial harmônico. Para cada coordenada r_i , relacionamos uma energia potencial $K_i \langle r_i^2 \rangle / 2$ igual a $k_B T / 2$ e portanto:

$$K r^2 = k_B T \quad (4.1)$$

onde r é o raio médio da nuvem de átomos aprisionados e k_B é a constante de Boltzmann.

O raio da nuvem é medido através de uma câmera CCD calibrada e é o termo que mais introduz erro na obtenção da constante de mola.

A constante de amortecimento pode ser obtido a partir da constante de mola através da relação obtida com a equação (3.7) e (3.8):

$$\alpha = \frac{kK}{\partial \omega / \partial z} \quad (4.2)$$

2. Técnica do desbalanço de intensidade

Esta técnica consiste em provocar um leve desbalanço de intensidade num dos feixes de aprisionamento, que desloca a nuvem de átomos aprisionados na direção do feixe com menor intensidade devido ao desbalanço da força que surge decorrente da diferença de intensidade dos dois feixes.

Os primeiros experimentos para medir a constante de mola através deste método e os cálculos teóricos desta força de desbalanço foram realizadas por Steane et al [9]. Posteriormente Werner et al [10] apresentou no seu artigo um cálculo teórico bem detalhado desta força numa dimensão para vários sistemas atômicos, onde levam em consideração a transição atômica $J \rightarrow J+1$. Ele considera a interação de um átomo com duas ondas caminantes em sentido opostos com polarização circular σ^+ e σ^- numa única direção, na aproximação de dipolo elétrico e onda girante. Deste Hamiltoniano de interação é calculado a força, onde fazendo a aproximação de baixas velocidades e pequenos desbalanços de intensidade para somar os dois feixes resultando numa expressão da força sobre o átomo [10] idêntica à força viscosa obtida no capítulo anterior (equação 3.6) com a única diferença que a força exercida por cada feixe foi mantida separadamente:

$$F = \frac{1}{2} \hbar k \Gamma (2\chi, \bar{s}w + C\nu) \quad (4.3)$$

onde w é um parâmetro que indica o grau de desbalanço de intensidade dos feixes, definido por:

$$w = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} \quad (4.4)$$

I_+ e I_- são as intensidades dos dois feixes contrapropagantes que pode-se observar na figura 4.2.

χ_J é uma constante que depende dos estados envolvidos na transição e seu valor para os vários casos estão colocados na tabela 4.1 [10].

$\bar{s}$ é uma média do parâmetro de saturação dos feixes : $\bar{s} = \frac{1}{2}(s_0^+ + s_0^-)$, que podemos

aproximar pelo parâmetro de saturação de um feixe, já que $w \ll l$.

Figura 4.2: Átomo sob ação de duas forças provocadas por dois feixes laser com intensidades diferentes, que provocam um deslocamento espacial Δx .

Tabela 4.1. Resultados dos vários valores de χ_J para os várias transições com os correspondentes átomos que utilizam estas transições para obter o aprisionamento*.

transição $J \rightarrow J+1$	χ_J	átomo
$2 \rightarrow 3$	756/461	Rubídio(^{87}Rb) e Sódio (^{23}Na)
$3 \rightarrow 4$	2.16	Rubídio (^{85}Rb)
$4 \rightarrow 5$	2.63	Césio (^{133}Cs)

* Os dados desta tabela foram retirados do artigo Werner et al, referência [10].

A constante C está relacionado com a constante de amortecimento, comparando com a equação (3.6) temos que $\frac{1}{2}\hbar k\Gamma C\nu = \alpha\nu \Rightarrow C = \frac{\alpha}{\frac{1}{2}\hbar k\Gamma}$.

Agora, calculando a diferença de força que resulta no deslocamento da nuvem de átomos aprisionados, quando os feixes estão equilibrados ($F(w=0)$) e quando existe o desbalanço de intensidade ($F(w)$):

$$F(w=0) = \frac{1}{2}\hbar k\Gamma C\nu$$

$$F(w) = \frac{1}{2}\hbar k\Gamma(2\chi_J \bar{s}w + C\nu)$$

Portanto a força que provoca o deslocamento é:

$$F = F(w) - F(w=0) = \hbar k\Gamma\chi_J \bar{s}w \quad (4.5)$$

Este cálculo unidimensional não reflete a realidade experimental, onde a situação é tridimensional (com vários feixes de luz) e não necessariamente estamos num regime de baixas intensidades especialmente se considerarmos os seis feixes da armadilha. Para solucionar este problema, um fator de correção é multiplicado à força de desbalanço, dado por [11]:

$$F = \hbar k\Gamma\chi_J s_0 w \xi \quad (4.6)$$

e

$$\xi = \frac{I_0 / (I_0)_{av}}{\left\{ 1 + 6 \left[\frac{I_0}{(I_0)_{av}} \right] s_0 \right\}^2} \quad (4.7)$$

onde o fator $I_0 / (I_0)_{av}$ considera o fato que os outros feixes vão destruir a orientação e tendem a distribuir os átomos igualmente nos vários subníveis Zeeman m_F . I_0 é a intensidade de saturação da transição que realiza o aprisionamento e $(I_0)_{av}$ é a intensidade de saturação médio sobre todos os subníveis do estado fundamental. O termo do denominador indica a saturação da transição, resultando na redução da força que desloca a nuvem. E s_0 é o parâmetro de saturação dado por:

$$s_0 = \frac{I/I_0}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (4.8)$$

A constante de mola é encontrada, calculando esta força e medindo o deslocamento sofrido pela nuvem e substituindo na expressão:

$$K = \frac{F}{\Delta z} \quad (4.9)$$

ou

$$\hbar k \Gamma \chi_j s_0 w \xi = K \Delta z$$

Normalmente, K pode ser obtido através de um gráfico de desbalanço de intensidade do feixe w versus o deslocamento Δz .

3. Técnica da oscilação forçada

Uma terceira alternativa para medida das constantes da armadilha e a técnica da oscilação forçada. Esta técnica é diferente das outras técnicas descritas permitindo a medida das constantes de mola e amortecimento de um modo direto e não destrutivo.

Ela foi introduzida primeiramente por Kohns et al [7] para átomos de Rb e consiste na observação do movimento forçado da nuvem de átomos aprisionados quando uma força periódica externa é aplicada.

A nuvem de átomos aprisionados é aproximado por um sistema harmônico super amortecido que sob ação de uma força externa oscilante apresenta uma resposta em frequência que é uma defasagem entre o sinal de entrada (força externa) e o sinal de oscilação dos átomos.

Esta força externa é gerada por um par de bobinas na configuração Helmholtz numa direção, que na região central produz um movimento periódico do centro de massa da nuvem de átomos em relação ao centro da armadilha através de oscilação no campo magnético.

A equação de movimento numa dimensão deste sistema (equação 3.6), então é modificada pela força externa da seguinte forma:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -Kz - \alpha \frac{dz}{dt} + F(\omega, t) \quad (4.10)$$

onde K é a constante de mola, α é a constante de amortecimento, m é a massa do átomo e $F(\omega, t)$ é a força externa que oscila senoidalmente no tempo com frequência ω e pode ser escrito de um modo generalizado:

$$F(\omega, t) = F_0 e^{i(\alpha t + \phi_0)} = F_0 e^{i\alpha t} \quad (4.11)$$

F_0 é a amplitude de oscilação, ω é a frequência angular e ϕ_0 é uma fase da força aplicada.

O sistema é identificado como harmônico super amortecido forçado, cuja solução geral é dada por:

$$z(t) = z_0 e^{i\omega t} \quad (4.12)$$

e

$$z_0 = \frac{F_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2) + i\alpha\omega} \quad (4.13)$$

onde $\omega_0^2 = \frac{K}{m}$

ou reescrevendo de outra forma:

$$z(t) = \frac{F_0 e^{i(\omega t + \phi_0 - \theta)}}{\left[(K - m\omega^2)^2 + (\alpha\omega)^2 \right]^{1/2}} \quad (4.14)$$

onde a defasagem dos sinais é dado por :

$$\theta(\omega) = \arctg \frac{\alpha\omega}{K - m\omega^2} \quad (4.15)$$

ou

$$\tg \theta(\omega) = \frac{\alpha\omega}{K - m\omega^2}$$

A solução é dada pela parte real de $z(t)$:

$$z(t) = \frac{F_0}{\left[(K - m\omega^2)^2 + (\alpha\omega)^2 \right]^{1/2}} \cos(\omega t + \phi_0 - \theta) \quad (4.16)$$

onde a amplitude de oscilação é:

$$A(\omega) = \frac{F_0}{\left[(K - m\omega^2)^2 + (\alpha\omega)^2 \right]^{1/2}} \quad (4.17)$$

A constante de mola K pode ser obtida encontrando-se a frequência (ω) de oscilação que provoca uma defasagem de 90° ($\phi=90^\circ$) e substituindo na expressão (4.15), temos:

$$K = m\omega_{90^\circ}^2 \quad (4.18)$$

E a constante de amortecimento α é obtida a partir do valor de K obtido acima e substituindo uma outra medida de defasagem para outra frequência (ω) qualquer na expressão (4.15).

As medidas são realizadas nos átomos aprisionados numa armadilha magneto-ótica convencional (figura 3.6). Os átomos utilizados foram o sódio e césio.

O arranjo experimental para a medida das constantes de mola e amortecimento está descrito na figura 4.3.

Figura 4.3: Arranjo experimental da medida das constantes de mola (K) e amortecimento (α) para átomos aprisionados de césio e sódio utilizando a técnica de oscilação forçada.

A força oscilante externa é produzida por um par de bobinas na configuração Helmholtz que é alimentada por uma fonte de corrente cuja referência em frequência é dada por um gerador de função, que produz um campo magnético uniforme

oscilante no tempo. Este desloca o “zero” do campo magnético de aprisionamento fazendo a nuvem de átomos aprisionados oscilar.

A amplitude deste campo magnético não ultrapassa o valor de 2 Gauss.

A frequência de oscilação ($f = \omega/2\pi$) e a diferença de fase entre o campo oscilante e a oscilação da nuvem (θ) são medidas no amplificador “lock-in”, que recebe o sinal da nuvem coletada por uma fotomultiplicadora, onde metade do sinal é bloqueado por uma lâmina de metal. Medimos a voltagem num resistor em série para um controle da amplitude de corrente aplicada nas bobinas e esta tensão é utilizada como sinal de referência para o “lock-in”.

O valor de ω é variado até conseguirmos uma defasagem de 90^0 no sinal resposta, calculamos a constante de mola (K) utilizando a equação (4.18). Uma outra medida da defasagem para um valor de frequência fixo é realizado para o cálculo da constante de amortecimento (α). Normalmente o comportamento geral da fase e da amplitude das oscilações como função de ω é avaliado para testar o método.

4. Medidas realizadas com os átomos de césio e sódio

As constantes de mola e amortecimento foram estudadas em duas espécies de átomos aprisionados: césio e sódio. Os átomos de césio foram aprisionados utilizando o esquema experimental descrito no capítulo anterior, onde o número médio de átomos aprisionados é da ordem de 10^7 átomos com uma densidade de 10^{11} átomos/cm³.

modulador eletro-ótico no feixe laser, esta frequência é ressonante com a transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$.

A pressão de vapor é mantida através de uma bomba iônica em torno de 10^{-9} torr e a célula é preenchida com vapor de sódio pelo aquecimento global do sistema a uma temperatura um pouco acima da temperatura ambiente ($\approx 50^\circ\text{C}$).

A densidade de átomos aprisionados de sódio é da ordem de 10^{10} átomos/cm³ e um raio de 0.3mm.

Figura 4.5: Níveis de energia do átomo de sódio e as transições que realizam o aprisionamento.

A. Método da oscilação forçada

A.1. Medida da defasagem θ variando-se a frequência ω

Primeiramente realizamos uma medida da defasagem θ com relação a frequência ω , sofrida pelos átomos, para verificar se os dois sistemas (sódio e cério) se comportam como descrito pela técnica de medida. A curva com os dados experimentais e a curva de ajuste teórico dado pela equação (4.15) estão colocados na figura 4.6a para os átomos de sódio e 4.6b para os átomos de cério.

Figura 4.6: Gráfico da diferença de fase entre o sinal de referência injetado no sistema e o sinal resposta dada pela oscilação forçada para o caso de átomos aprisionado de: (a) sódio e (b) cério. As curvas sólidas são os ajustes teóricos dado pela equação 4.15.

O ajuste da curva, se mostra com boa concordancia, indicando que o comportamento dos átomos aprisionados na presença do campo oscilante externo é realmente bem descrito por um oscilador harmônico super amortecido e forçado. Assim esta técnica é bem apropriada para utilização neste sistema.

A.2. Medida de K com relação a amplitude do campo magnético de oscilação

Afim de minimizar efeitos induzidos pela técnica, nos valores das constantes medidas, resolvemos investigar o regime de trabalho mais adequado à esta técnica

Esta medida foi realizada para determinar o intervalo de amplitude de campo magnético de oscilação que não vai interferir no funcionamento normal das armadilhas. Na figura 4.7 mostramos os valores medidos para a constante de mola K como função da amplitude do campo de oscilação.

Figura 4.7: Gráfico da constante de mola K vs. a amplitude do campo magnético de oscilação para os átomos de sódio na direção paralela ao eixo das bobinas de aprisionamento (eixo z).

Analisando a curva obtida, observamos que a constante de mola tende para um valor aproximadamente constante num intervalo de amplitude de campo menor que 2G. Assim, utilizaremos como região de trabalho valores menores que 2G de amplitude de oscilação do campo magnético.

A.3. Medida da constante como função da intensidade dos feixes de aprisionamento

As curvas colocadas nas figuras 4.8a e 4.8b são os dados experimentais das constantes de mola K medidos para o átomo de sódio e césio respectivamente. A curva sólida são ajustes teóricos realizados utilizando a teoria Doppler, com uma correção na expressão que leva em consideração a ação de todos os feixes lasers sobre o átomo, resultando numa soma das intensidade dos lasers. Os valores dos dados experimentais foram menores que os valores teóricos. Portanto as curvas teóricas apresentadas nos gráficos foram divididas por 21 no caso do sódio e 5 para o césio.

A correção da expressão da constante de mola (equação 3.8) é realizada retornando à equação da força (equação 3.1). Esta força é resultado de um único feixe agindo num sistema atômico de 2 níveis e é válido para qualquer intervalo de intensidade inclusive quando $I > I_0$. Mas quando é incluído o segundo feixe numa direção oposta foi necessário fazer uma aproximação de baixas intensidades $I/I_0 \ll 1$ para obter a soma das forças (equação 3.6). Agora uma maneira de incluir esta taxa de intensidade I/I_0 que na realidade não é pequena na equação da força foi sugerida por Lett et al [13]. Ele inclui um termo de saturação no denominador da equação que corresponde a somar todas as intensidades dos feixes, multiplicando por N , onde N é o número de dimensões utilizadas para o resfriamento via laser. Esta sugestão é justificada pelo fato que embora os feixes em direções ortogonais não

contribuam para a força na direção considerada, eles contribuem para saturar a transição. As constantes de mola e amortecimento tornam-se:

Figura 4.8: Gráfico da constante de mola K vs. a intensidade de um dos feixes de aprisionamento para os átomos de: (a) sódio e (b) césio, onde a linha sólida é um ajuste teórico utilizando a teoria Doppler. A curva teórica do sódio foi dividida por um fator 21 e o césio um fator 5.

$$K = \frac{8\hbar k \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I}{I_0}}{\left(1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + 2N \frac{I}{I_0}\right)^2} \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (4.19)$$

e

$$\alpha = \frac{8\hbar k^2 \frac{|\Delta|}{\Gamma} \frac{I}{I_0}}{\left(1 + \frac{4\Delta^2}{\Gamma^2} + 2N \frac{I}{I_0}\right)^2} \quad (4.20)$$

No caso tridimensional, $N=3$ e reescrevendo a intensidade em termos da frequência de Rabi:

$$\Omega^2 = \frac{\Gamma^2 I}{2I_0} \quad (4.21)$$

Substituindo em (4.19), resulta em:

$$K = \frac{16\hbar k \Gamma \Delta \Omega^2}{(4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega^2)^2} \frac{d\omega}{dz} \quad (4.22)$$

$$\alpha = \frac{kK}{\frac{\partial \omega}{\partial z}} \quad (4.23)$$

Γ é a largura de linha da transição; I_0 é a intensidade de saturação da transição; Δ é a dessintonia entre a frequência do laser e a frequência da transição atômica; e $\frac{d\omega}{dz}$ é um termo que indica a variação da frequência de transição atômica, ele pode ser escrito como:

$$\frac{d\omega}{dz} = \frac{d\omega}{dB} \frac{dB}{dz} \quad (4.24)$$

onde $\frac{d\omega}{dB}$ é a abertura Zeeman dos níveis da transição e $\frac{dB}{dz}$ é o gradiente de campo magnético do campo de aprisionamento.

A correção realizada acima também não é totalmente verdadeira, pois não foi considerado efeitos de emissão estimulada sobre os átomos causada pelos feixes com alta intensidade. Normalmente a força sofrida pelos átomos são devido às absorções na direção do feixe, que transferem momento para o átomo e emissões espontâneas que na média não realizam força, pois as emissões espontâneas se distribuem igualmente no espaço e portanto resultam numa força na direção dos feixes lasers. Mas com o aumento da intensidade dos feixes, as emissões estimuladas tornam-se importantes resultando em transferencia de momento para o átomo na direção do feixe que alteram o processo de resfriamento e não podem ser incluídas na expressão 4.22.

Os ajustes teóricos realizados foram utilizando a expressão 4.22, onde os parâmetros para o sódio são: $\Gamma=10\text{MHz}$, $\Delta = 3\text{MHz}$, $d\omega/dB = 1.4 \text{ MHz/G}$, $dB/dz = 20\text{G/cm}$, $I_0 = 6\text{mW/cm}^2$, $k = 10.7 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$. Para o cézio: $\Gamma= 5\text{MHz}$, $\Delta = 10\text{MHz}$, $d\omega/dB = 1.4 \text{ MHz/G}$, $dB/dz = 15\text{G/cm}$, $I_0=1.1 \text{ mW/cm}^2$, $k = 7.4 \times 10^6 \text{ m}^{-1}$.

A medida para o cézio foi realizado no eixo x, ortogonal ao eixo z, portanto o gradiente de campo magnético é metade do valor no eixo z: $\frac{dB}{dx} = \frac{1}{2} \frac{dB}{dz}$.

A.4. Variação de K com o gradiente de campo magnético de aprisionamento

Semelhante a variação de K com a intensidade, a dependência com o gradiente de campo $\frac{dB}{dz}$ é uma importante característica do sistema.

Medimos a constante de mola K variando-se o gradiente de campo magnético de aprisionamento para átomos de césio. O resultado está colocado na figura 4.9, onde a curva sólida é o ajuste teórico de acordo com a teoria Doppler (equação 4.22).

Os dados experimentais são: $\Delta = 10$ MHz, $I_S = 7.6$ mW/cm² e a amplitude de campo magnético de oscilação foi 2G.

A curva mostra que os dados experimentais tendem para valores menores de K para gradientes menores de campo de aprisionamento, como a teoria Doppler. A curva teórica foi dividida por um fator 4.8 para a melhor concordância com os dados experimentais.

Medimos também a constante de amortecimento nas mesmas condições e os dados experimentais e o ajuste teórico estão colocados na figura 4.10. O ajuste teórico é a curva sólida que foi multiplicada por um fator 4.8 para uma melhor concordância.

Estes resultados mostram que o comportamento global das constantes com o gradiente de campo estão em razoável concordância com o esperado segundo aspectos gerais da teoria Doppler. Isto é principalmente marcado pela independência da constante de amortecimento com o valor de gradiente do campo. No entanto, parece que a teoria vem prevendo um valor sempre acima do medido.

Figura 4.9: Gráfico da constante de mola K como função da variação do gradiente de campo magnético no eixo x para átomos aprisionados de césio. A curva sólida é um ajuste teórico utilizando as condições experimentais na expressão 4.19, para uma boa concordância com os dados experimentais a curva foi dividida por um fator 4.8.

Figura 4.10: Gráfico da constante de amortecimento α como função do gradiente de campo magnético de aprisionamento para átomos de césio. A curva sólida é um ajuste teórico dado pela expressão 4.23 multiplicado por um fator 4.8.

A.5. Variação de K com a polarização do feixe na direção da oscilação

A existência de uma força restauradora que dá origem a constante de mola advem da ocorrência de uma regra de seleção espacial que determina a direção preferencial que o átomo vai absorver o fóton. Isto depende fortemente da polarização dos feixes. Assim esta investigação pode elucidar importantes fatos na caracterização da armadilha.

A medida foi realizada para átomos de sódio. O arranjo experimental está descrito na figura 4.11. A polarização do feixe de aprisionamento foi alterada, colocando-se uma lâmina de meia onda ($\lambda/2$) nesta direção, provocando uma variação na direção da polarização linear do feixe de entrada (antes de passar pela lâmina de quarto de onda $\lambda/4$). Isto provoca uma alteração na polarização do feixe de aprisionamento de acordo com o ângulo entre o campo elétrico e o eixo da $\lambda/4$. A polarização pode variar de linear até circular passando por várias polarizações elípticas. A medida das constantes foi realizada no eixo x e a variação da polarização também ocorreu no mesmo eixo.

Figura 4.11: Esquema experimental indicando a variação de polarização num dos feixes de aprisionamento e medida de K na mesma direção utilizando a técnica de oscilação forçada.

A figura 4.12 contém os dados da constante de mola como função do ângulo do campo na posição anterior à $\lambda/4$. O ângulo de 0° corresponde a uma polarização circular de entrada nesta direção (x) e 45° corresponde a uma polarização linear.

A figura 4.13 mostra os dados da constante de amortecimento como função da polarização no mesmo eixo que foi realizado a medida de oscilação forçada.

Ao contrário do que esperavamos, a constante de mola mostra um comportamento com a polarização diferente do previsto. Além disto, a constante de amortecimento que deveria mostrar certa independência com a polarização, mostra claramente variações com este parâmetro.

Figura 4.12: Gráfico de K vs. a variação da polarização do feixe na direção x. A variação corresponde a circular para 0° e linear para 45° .

Figura 4.13: Gráfico de α vs. a variação da polarização do feixe na direção x. A variação corresponde a circular para 0° e linear para 45° .

A.6. Variação da constante como função da polarização na direção perpendicular à medida

A fim de verificar como as regras de seleção numa direção podem influenciar as medidas da força na direção ortogonal, realizamos medidas onde variações de polarização são feitas nos feixes perpendiculares às medidas. O arranjo experimental está descrito na figura 4.14.

A medida foi realizada para átomos de césio. A variação da polarização foi realizada no eixo y e a medida das constantes realizada no eixo x.

Os dados da constante de mola e constante de amortecimento estão colocados nas figuras 4.15 e 4.16.

Como podemos observar, para os átomos de césio não parece haver grande dependencia da polarização cruzada nas medidas das constantes.

Figura 4.14: Esquema experimental para medida de K como função da variação da polarização na direção X, onde a oscilação externa é realizada no eixo Y.

Figura 4.15: Gráfico da constante de mola vs. a variação da polarização no eixo y, onde em 45° temos polarização circular.

Figura 4.16: Gráfico da constante de amortecimento vs. a variação da polarização no eixo y, onde em 45° temos polarização circular.

A.7. Medida da anisotropia espacial das constantes

Um importante aspecto das armadilhas que até hoje não foi investigado é a dependencia espacial das constantes. Pela geometria apresentada pelos feixes espera-se uma grande anisotropia nos valores. Assim nesta parte vamos caracterizar esta anisotropia.

As medidas foram realizadas em átomos aprisionados de sódio. As constantes foram medidas para algumas direções possíveis, girando o eixo do par de bobinas que realizam a oscilação forçada. Para melhor entender as direções medidas, vamos utilizar o sistema da figura 4.17.

Figura 4.17: A figura mostra os eixos X, Y e Z e o eixo das bobinas de oscilação externa e os ângulos θ e ϕ .

Os ângulos são variados desde o eixo X ($\phi = 0^\circ$) até o eixo Y ($\phi = 90^\circ$), mantendo o ângulo $\theta = 90^\circ$. Depois um ângulo $\phi = 45^\circ$ foi mantido variando o ângulo θ ($0^\circ < \theta < 90^\circ$), onde para $\theta = 0^\circ$ os eixos das bobinas são coincidentes com o eixo Z, que é o eixo das bobinas de aprisionamento.

Os valores de K e α obtidos para os vários ângulos de θ e ϕ estão colocados nos gráficos 4.18 (a) e (b) e 4.19 (a) e (b).

Figura 4.18: Medida de K variando: (a) θ e (b) ϕ , onde os pontos são os dados experimentais e as curvas indicam somente uma tendência destes pontos.

Figura 4.19: Medida de α variando: (a) θ e (b) ϕ , onde os pontos são os dados experimentais e as curvas indicam somente uma tendência destes pontos.

Como podemos ver, variação de K e α com θ mostra que as constantes aumentam à medida que nos aproximamos do eixo z ($\theta = 90^\circ$). O aumento médio em K é devido ao maior gradiente de campo magnético na direção z (dB/dz) do que na direção x (dB/dx). Já para a constante de amortecimento o aumento pode ser

consequência do maior campo diminuindo a fração de bombeamento ótico. No plano XY, esperavamos maior contribuição ao redor de 45° devido a adição em quadratura

para as forças $\left(F(45^\circ) = \frac{\sqrt{2}}{2} F_x + \frac{\sqrt{2}}{2} F_y \right) F_x$ (ou F_y)

B. Método do desbalanço de intensidade

Afim de poder promover uma discussão sobre a validade do método da oscilação forçada realizamos medidas de K também utilizando o método de desbalanço de intensidade.

B.1. Medida das constantes

As medidas foram realizadas colocando-se lâminas de microscópio no feixe de retorno, provocando o desbalanço de intensidade numa direção da armadilha apenas.

Na armadilha de sódio utilizamos várias lâminas de microscópio para realizar o desbalanço de intensidade, cada lâmina possui uma transmissão de 90%. A variação de intensidade é caracterizada pelo parâmetro de desbalanço w e o deslocamento espacial da nuvem de átomos aprisionados Δz é medida com o auxílio de uma luneta calibrada. A figura 4.20 mostra o gráfico típico de w como função do deslocamento Δz .

Através da inclinação desta curva obtemos o valor de K utilizando para isto a relação 4.9:

$$\frac{K}{\chi_s s_0 \hbar k \Gamma \xi} = \text{coeficiente angular da reta}$$

Os parâmetros experimentais para átomos de sódio: $I = 32\text{mW/cm}^2$, $I_0 = 6\text{mW/cm}^2$, $\Delta = 8\text{MHz}$, $\Gamma = 10\text{MHz}$ e o valor de $\chi_J = 1.64$ (tabela 4.1), pois a transição de aprisionamento do sódio é $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3)$.

Figura 4.20: Gráfico do parâmetro de desbalanço $w = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-}$ com relação ao deslocamento da nuvem de átomos aprisionados de sódio Δz . A medida foi realizada no eixo das bobinas de aprisionamento (eixo z).

O parâmetro de saturação $s_0 = 1.5$, foi calculado através da expressão 4.8.

Para o cálculo de correção de intensidade ξ (equação 4.7) precisamos calcular $(I_0)_{av}$, que é a intensidade de saturação médio sobre todas as transições dos subníveis Zeeman : $3S_{1/2} (F=2, m_F = -2, \dots, +2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3, m_{F'} = -3, \dots, +3)$.

Este cálculo detalhado está colocado no apêndice A.

O valor de $(I_0)_{av}$ para sódio é $26,3\text{mW/cm}^2$. Resultando em $\xi = 0.025$.

Substituindo o coeficiente angular da reta, obtemos $K = 8.2 \times 10^{-19} \text{ N/m}$.

O valor de α , calculamos a partir da expressão 4.23 : $\alpha = 5.0 \times 10^{-22} \text{ Ns/m}$.

O cálculo do valor teórico é realizado pelas expressões 4.22 e 4.23, utilizando os mesmos parâmetros experimentais, obtemos:

$$K_{\text{teor}} = 5.3 \times 10^{-19} \text{ N/m}$$

$$\alpha_{\text{teor}} = 3.2 \times 10^{-22} \text{ Ns/m}$$

Isto resulta num valor teórico menor que o valor medido e a razão entre os valores é 1.5.

Para o cézio os parâmetros experimentais são: $I = 7.6 \text{ mW/cm}^2$, $I_0 = 1 \text{ mW/cm}^2$, $\Delta = 10 \text{ MHz}$, $\Gamma = 5 \text{ MHz}$, $\chi_J = 2.63$. Calculando $s_0 = 0.41$ através da equação 4.8. O valor de $(I_0)_{\text{av}}$ para o cézio também está calculado no apêndice A e seu valor é $(I_0)_{\text{av}} = 6.4 \text{ mW/cm}^2$. E o valor de $\xi = 0.082$ através da equação 4.7.

Para o caso do cézio foi possível realizar somente uma medida de desbalanço de intensidade devido a sua baixa potência por feixe, qualquer diminuição maior do feixe resultava em extinção da nuvem de átomos. O parâmetro de desbalanço w medido é $w = 0.042$ e o deslocamento na direção X é $\Delta x = 0.4 \text{ mm}$ medido através de uma camera CCD calibrada, que resulta pela equação 4.9:

$$K = 2.3 \times 10^{-19} \text{ N/m e } \alpha \text{ pela equação 4.23:}$$

$$\alpha = 2.6 \times 10^{-22} \text{ Ns/m}$$

Os valores teóricos são calculados pelas expressões 4.22 e 4.23, utilizando os mesmos parâmetros experimentais:

$$K_{\text{teor}} = 1.7 \times 10^{-19} \text{ N/m}$$

$$\alpha_{\text{teor}} = 1.9 \times 10^{-22} \text{ Ns/m}$$

O valor das constantes teóricas novamente, como no caso do sódio são menores e o fator de ajuste é 1.4.

B.2. Medida da constante como função do gradiente de campo magnético

Uma medida da constante de mola como função do gradiente de campo magnético de aprisionamento foi realizado no átomo de césio utilizando agora este método de desbalanço de intensidade. Utilizamos uma lâmina para o desbalanço no eixo X e realizamos a medida do deslocamento da nuvem para cada valor de gradiente de campo magnético. A constante K é calculada utilizando a expressão 4.9. Os dados experimentais estão colocados na figura 4.21.

Figura 4.21: Gráfico de K como função do gradiente de campo magnético na direção X para os átomos de césio, onde a curva sólida é o ajuste teórico utilizando teoria Doppler (equação 4.22). A curva teórica foi dividida por um fator 1.4 para o melhor concordância.

As condições experimentais foram : $I = 7.6 \text{ mW/cm}^2$, $\Delta = 10 \text{ MHz}$, $\Gamma = 5 \text{ MHz}$, $I_0 = 1 \text{ mW/cm}^2$.

O ajuste teórico foi realizado através da expressão 4.22, utilizando as mesmas condições experimentais. O valor experimental foi um pouco menor que o valor teórico e o fator de ajuste é 1.4.

O resultado experimental concorda muito bem com o teórico e a extrapolação $K \rightarrow 0$ no limite $dB/dx \rightarrow 0$ enfatiza a interpretação desta constante como sendo proporcional ao gradiente de campo.

B.3. Medida da constante como função da variação da polarização da luz na direção do desbalanço de intensidade

A medida foi realizada nos átomos de sódio e césio, onde a variação da polarização é realizada do mesmo modo que nos experimentos com a técnica de oscilação forçada (seção A.5). Novamente utilizamos somente uma lâmina para o desbalanço e medimos o deslocamento sofrido pela nuvem para cada valor de polarização e calculamos K através da expressão 4.9.

Os dados experimentais para o sódio são : $I=45\text{mW/cm}^2$, $dB/dz=25\text{G/cm}$, $\Delta=8\text{MHz}$. Os resultados experimentais obtidos estão colocados na figura 4.22.

Figura 4.22: Gráfico de K como função do ângulo do campo com realação ao eixo da $\lambda/4$. Onde para 0° temos polarização circular e 45° linear. Os dados são para os átomos aprisionados de sódio.

Observamos que a curva tracejada que indica a melhor reta que passa pelos pontos experimentais, também passa pelo valor de $K=0$ quando a polarização da luz torná-se linear.

Os dados para o césio estão colocados na figura 4.23.

Figura 4.23: Gráfico de K como função do ângulo do eixo da $\lambda/4$ para átomos de césio, onde o ângulo 45° corresponde à polarização circular.

Os parâmetros experimentais para o césio são: $I = 7.6 \text{ mW/cm}^2$, $dB/dz = 15.6 \text{ G/cm}$, $\Delta = 10 \text{ mhz}$. Para o caso do césio não observamos variações da constante com relação à polarização, não de modo claro como observado para o sódio.

B.4. Medida da constante como função da variação da polarização da luz na direção perpendicular ao desbalanço

As medidas para os átomos de sódio estão colocados na figura 4.24 e a variação da polarização foram realizadas do mesmo modo que a seção A.6. A medida da constante K é realizada da mesma maneira que a seção B.3.

Figura 4.24: Gráfico da constante de mola como função do ângulo do campo com relação ao eixo da $\lambda/4$ para os átomos de sódio, onde para 0° temos polarização circular e 45° polarização linear.

Os parâmetros experimentais são: $I=39\text{mW/cm}^2$, $\text{dB/dz} = 25\text{G/cm}$ e $\Delta=8\text{mhz}$.

Neste caso observamos uma variação de duas vezes entre o valor da constante quando a polarização é circular e quando a polarização é quase linear.

As medidas para os átomos de césio estão colocados na figura 4.25. Os dados experimentais são: $I=7.6\text{mW/cm}^2$, $\text{dB/dz}=15.6\text{G/cm}$ e $\Delta=10\text{MHz}$. Novamente não observamos variação neste caso e um comportamento diferente do apresentado no caso do sódio.

Figura 4.25: Gráfico da constante de mola como função do ângulo do eixo da $\lambda/4$ para os átomos de césio, onde para 45° corresponde à polarização circular da luz.

6. Discursões e conclusão

As medidas das constantes através da técnica de oscilação forçada, resultaram num bom ajuste do comportamento, mas num valor absoluto menor que o valor de K e α esperados (teoria Doppler: equação 4.22). No caso do sódio temos um fator de aproximadamente 20 vezes menor e para os átomos de césio este fator foi 5 vezes. Esta diferença no valor da constante, principalmente para o caso dos átomos de sódio não é bem entendido. Todos os testes comprovam que a nuvem de átomos aprisionados se comportam como um sistema harmônico amortecido forçado (gráficos 4.6 (a) e (b)). Mas a medida das constantes à partir deste comportamento, parece não conduzir ao valor esperado, ou próximo dele. Uma das possíveis razões é que a nuvem atômica não é pontual (como considerado pela teoria), e a medida que oscila a nuvem, átomos que não estejam perfeitamente sobre o eixo de oscilação experimentarão ao longo de sua trajetória um campo em direção diferente ao seu movimento. Isto poderia promover um excessivo bombeamento ótico, causando uma aparente diminuição das constantes. Isto explica porque o valor medido está abaixo do teórico por certa quantidade fixa. Infelizmente não temos como demonstrar este efeito, ficando apenas como uma possível causa de discrepância. As medidas realizadas com átomos de rubídio, pelo grupo que introduziu a técnica (Kohns et al)[7], foram realizadas num regime completamente diferente do regime normal de funcionamento destas armadilhas, resultando em valores de K e α , que levam à temperaturas sub-Doppler dos átomos. Isto é outro fator importante, pois no regime sub-Doppler estas constantes não variam com a intensidade e no regime em que

estamos trabalhando, regime Doppler, existe uma grande dependência com a intensidade (veja equações 4.20 e 4.22). Portanto, qualquer variação no padrão de intensidade leva a uma modificação destes valores. Apesar da amplitude de oscilação forçada ser a menor possível, não temos como estimar variação de intensidade que os átomos estão sujeitos quando estão se movimentando. Mas podemos observar que para valores menores de intensidade, temos valores de K e α menores.

A medida realizada com o desbalanço de intensidade resultou num valor mais próximo do valor teórico com um fator de aproximadamente 1.5 vezes menor para ambos os átomos.

As medidas das constantes como função da polarização da luz foram realizadas em direções paralelas e perpendiculares à direção da oscilação forçada ou desbalanço de intensidade mostraram que os resultados obtidos com a técnica de desbalanço de intensidade para o caso dos átomos de sódio foram melhores do ponto de vista do comportamento. Comparando os dois gráficos: figura 4.12 e 4.22, medidas semelhantes utilizando as técnicas diferentes, nota-se que para o caso do desbalanço (figura 4.22) a constante de mola (K) possui um valor maior quando a polarização é circular e seu valor vai diminuindo até zero quando a luz torna-se linear (45°) e não existe mais átomos aprisionados, este é o comportamento esperado.

No caso do cézio, gráficos 4.15 para oscilação forçada e 4.25 para o desbalanço de intensidade não observamos variações em torno da polarização circular que é em torno de 45° no eixo da lâmina $\lambda/4$. Vale notar que a nuvem de cézio é maior do que a do sódio.

A diferença básica é no valor experimental que mantém a proporção de 5 vezes menor para oscilação forçada e 1.5 para desbalanço de intensidade.

As medidas de anisotropia espacial das constantes dos átomos de sódio aprisionados indicam que existe um aumento do valor desta constante em torno da posição à 45^0 no plano XY, entre os eixos X e Y, que corresponde aos ângulos $\phi=45^0$ e $\theta = 90^0$ (figuras 4.16 (a) e (b)). Este aumento é esperado nesta direção com relação aos eixos X, Y e Z se pensarmos que nesta direção em que foi realizada a medida existe a contribuição das forças na direção X e Y. Nesta direção existe uma contribuição de $\frac{\sqrt{2}}{2}F_x$ e $\frac{\sqrt{2}}{2}F_y$ que resulta numa força de $\sqrt{2}F_x$, porque $F_x = F_y$, por simetria. Isto significa que o valor da constante nesta direção seria $\sqrt{2} \cong 1.4$ vezes maior que nos eixos X e Y. Este fator é menor que o valor obtido experimentalmente que está em torno de 5 vezes. Mas este valor no caso não podemos levar muito em consideração, já que a técnica de medida de oscilação forçada apresenta uma variação no valor de K como foi visto nas medidas anteriores. Mas importante é salientar que o comportamento está de acordo com o esperado.

A variação da constante no plano perpendicular ao XY na posição em que $\phi = 45^0$, mostra um crescimento no valor quando θ aumenta de 0^0 até o eixo XY $\theta = 90^0$. Este aumento, novamente é devido a contribuições das três direções de um modo que não podemos estimar e também temos as variações dos gradientes de campo magnético.

Os únicos valores que podemos comparar no caso são os valores de K nos eixos X, Y e Z, onde são estimados valores de K na direção Z, duas vezes maiores que nos eixos X e Y devido o valor do gradiente de campo no eixo Z ser o dobro com relação aos outros eixos, levando em consideração que as intensidades dos feixes em

cada direção são iguais. Os valores experimentais resultam num fator de aproximadamente 1.5 vezes, o que está bem próximo do valor esperado.

Portanto podemos concluir que a técnica de oscilação forçada é boa somente para realizar medidas de comportamento destas constantes e a técnica de desbalanço de intensidade resulta no valor absoluto bem próximo dos valores esperados pela teoria Doppler, mas apresenta uma grande desvantagem de não poder realizar estas medidas fora dos eixos, onde existe feixe de aprisionamento. Então não podemos eleger um dos métodos como perfeitamente válido para a medida de K e α . E ainda estamos longe de ter um método confiável para medida destas constantes.

7. Referências

- [1]. Veja a edição especial sobre resfriamento e aprisionamento de átomos via laser, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2019 (1989).
- [2]. E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu e D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [3]. A.M. Steane e C.J. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991).
- [4]. J. Dalibard e C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).
- [5]. P.D. Lett, R.N. Watts, C.J. Westbrook, W.D. Phillips, P.L. Gould e H.J. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **61**, 169 (1988).
- [6]. J. Werner, H. Wallis, G. Hillenbrand e A. Steane, J. Phys. B **26**, 3063 (1993).
- [7]. P. Kohns, P. Buch, W. Suplitz, C. Csambal e W. Ertmer, Europhys. Lett. **22**, 517 (1993).
- [8]. I. Drewsen, Ph. Laurent, A. Nadir, G. Santarelli, A. Clairon, Y. Castin, D. Grison, C. Salomon, Appl. Phys. B **59**, 283 (1994).
- [9]. A.M. Steane e C.J. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991).
- [10]. C.D. Wallace, T.P. Dinneen, K.Y. Tan, A. Kumarakrishnan, P.L. Gould e J. Javanainen, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 703 (1994).
- [11]. D.M.B.P. Milori et al, submetido à publicação na Braz. J. Phys.
- [12]. P.D. Lett, W. D. Phillips, S.L. Rolston, C. E. Tanner, R.N. Watts e C.I. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).

CAPÍTULO V

OUTROS EXPERIMENTOS REALIZADOS COM ÁTOMOS FRIOS

Paralelamente aos experimentos com ^{133}Cs , foram realizados dois experimentos interessantes com a armadilha magneto-ótica de sódio. A armadilha de sódio é capaz de realizar aprisionamento na linha D_1 [1]. Este tipo de aprisionamento foi observado pela primeira vez no nosso grupo de pesquisa [1]. Portanto, todo estudo envolvendo força realizado por um feixe sintonizado na linha D_1 do sódio em armadilha magneto-ótica é tema original e nos fornece informações importantes para o entendimento dos processos de aprisionamento e resfriamento de átomos neste tipo de aparato. Estas informações podem eventualmente ser utilizados para a armadilha de césio e seus isótopos.

O primeiro experimentos é o estudo de colisões em átomos aprisionados de sódio operando na transição da linha D_1 e o segundo uma tentativa de explicação do processo de formação de novas estruturas em forma periódica observadas com os átomos aprisionados, na presença de duas frequências : um feixe na linha D_1 e o outro na linha D_2 .

1. Estudos colisionais dos átomos de sódio em uma armadilha magneto-ótica operando na linha D₁ [2]

Estudos das perdas causadas em armadilhas magneto-óticas pelas colisões são importantes para o entendimento destes processos. As colisões são um dos principais limitantes para a obtenção de altas densidades atômicas nestas armadilhas.

Um estudo completo destas colisões para átomos de sódio foi realizado por Marcassa et al [3] para uma armadilha operando na linha D₂. Esta é a primeira medida de colisões realizada na linha D₁. Um estudo mais completo sobre estas colisões que será tema da dissertação de mestrado de Sérgio Muniz, aluno do nosso grupo de pesquisa..

As medidas de colisões na armadilha operando nesta transição, só foram possíveis recentemente com a obtenção das primeiras amostras de átomos aprisionados de sódio na linha D₁ realizadas por Flemming et al [1].

As perdas colisionais numa armadilha são processos importantes a serem entendidos para uma melhor eficiência de captura dos átomos, pois o número de átomos que podem ser capturados num MOT é dado pelo equilíbrio entre a taxa de carregamento e esta taxa de perda.

As perdas por colisões podem ser classificadas em duas espécies: colisões entre átomos do vapor com átomos aprisionados e colisões entre átomos aprisionados. Embora se tenha boas condições de vácuo (10^{-8} - 10^{-9} torr), sempre existe no vapor um gás residual que contribui com as perdas na armadilha. É extremamente complexo levar em conta todas as possíveis combinações de colisão entre um átomo do vapor e um átomo frio.

Neste trabalho assumimos que essas perdas resultam numa taxa de perda γN onde são englobados todos os possíveis processos.

As perdas entre átomos aprisionados são bastante interessantes pois ocorrem em tempos muito mais longos do que os usuais ($t \cong \Gamma$) e portanto podem ser assistido por absorção de fótons. Esta característica tornam as colisões entre átomos aprisionados extremamente atraentes e alvo de estudos mais profundos.

Podemos escrever a equação de taxa que governa o processo de carga de uma armadilha magneto-ótica como [4]:

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma N - \beta n N \quad (5.1)$$

onde L é a taxa de carga dos átomos e γN é a taxa de perdas por colisões de átomos aprisionados com os átomos rápidos do gás de fundo e o último termo são as perdas por colisões entre os átomos aprisionados, onde n é a densidade de átomos aprisionados e N é o número de átomos na armadilha.

Mas a densidade de átomos aprisionados num MOT são limitados pelo efeito de espalhamento secundário de fótons dentro da nuvem. Estudos realizados por T. Walker et al [5] demonstraram que em condições usuais de trabalho a densidade limite está em torno de 10^{11} átomos/cm³. Medidas de densidade realizados com a armadilha na linha D₂ nos mostraram que trabalhamos neste regime de densidade. Uma consequencia disto é que a densidade da nuvem pode ser considerado constante e portanto a taxa de perdas da armadilha pode ser escrito como:

$$\frac{dN}{dt} = -(\beta n + \gamma)N \quad (5.2)$$

Pelos estudos realizados por Marcassa et al [3] a densidade de átomos de sódio aprisionados pode ser considerada constante no regime em que estamos trabalhando ($n \approx 10^{11}$ átomos/cm³). Assim podemos escrever a variação temporal do número de átomos aprisionados devido as perdas como:

$$N = N_0 \left\{ \exp[-(\gamma + \beta n)t] \right\} \quad (5.3)$$

As colisões entre átomos aprisionados ocorrem num regime de baixas energias e isto torna estas colisões muito sensíveis à interações de longo alcance que permitem a sobrevivência do par de átomos durante um tempo maior até chegar a um ponto onde eles saem da armadilha. Estas colisões podem ser classificadas de acordo com os estados atômicos envolvidos: colisões que envolvem ambos os átomos no estado fundamental, que possibilitam uma perda através de processos de mudança por estrutura hiperfina [4], colisões que envolvem um átomo no estado excitado e outro no estado fundamental, que provocam perdas de átomos através de processos de mudança por estrutura fina ou escape radiativo[4].

O valor da taxa de perdas por colisões entre átomos aprisionados β é encontrada monitorando o tempo de descarga da armadilha, através da fluorescência dos átomos e depois ajustando esta curva pela expressão da taxa de perdas da armadilha (equação 5.3). O valor da densidade n é medida num regime de espalhamento secundário onde estas colisões são importantes e taxa de colisões dos

átomos do gás de fundo γ são medidos em regime de baixas densidades, onde colisões entre átomos aprisionados são desprezíveis.

Para realização desta medida da taxa de colisões (β) armadilha operando na linha D_1 ($3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$) do sódio [1] possui um arranjo experimental identico ao obtido para a linha D_2 , descrito brevemente no capítulo IV. Entretanto, sua eficiência não é grande [1]. Em média, no estado estacionário, o número de átomos aprisionados fica em torno $10^6 - 10^7$ átomos com densidades aproximadas de 10^{10} átomos/cm³. Neste regime de densidades as perdas na armadilha são predominantemente, devidas a colisões com átomos do vapor. Por essa razão, a medida de β utilizando os métodos tradicionais fica impossibilitada. A solução encontrada foi a obtenção de um número razoável de átomos aprisionados através da carga de um MOT operando na linha D_2 . No estado estacionário, a alta densidade de átomos aprisionados produzido pela D_2 fornece uma taxa significativa de colisões entre átomos aprisionados. Neste ponto, o laser da D_2 é desligado e a armadilha da D_1 passa a funcionar sozinha. Como as armadilhas têm eficiências diferentes, observa-se uma descarga. Medindo-se a descarga, podemos, agora conhecer β . O esquema experimental está descrito na figura 5.1.

O laser 1 está sintonizado na transição $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{1/2} (F'=2)$ (linha D_1). Ele atravessa um modulador eletro-ótico que introduz uma outra frequência em $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{1/2}(F'=2)$ que está 1.772GHz da frequência central, produzindo um dos quatro tipos de nuvem obtidos no aprisionamento da D_1 [1].

O laser 2 está sintonizado na linha D_2 ($3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$) e é combinado com o laser na D_1 num divisor de feixes de entrada da armadilha. Ele

produz uma nuvem tipo I [6], cujo rebombeamento dos átomos é realizado pelo laser sintonizado na linha D_1 .

Figura 5.1: Arranjo experimental para investigar as taxas colisionais dos átomos aprisionados de sódio num MOT operando na linha D_1 .

Os átomos são aprisionados na linha D_2 pelos lasers 2 e 1. Após o estado estacionário ser alcançado, o laser 2 é bloqueado através de um obturador mecânico e o laser 1 produz uma armadilha operando somente na linha D_1 e os átomos aprisionados escapam da armadilha devido as perdas colisionais (γ e β). Esta perda de átomos é medida através das curvas de descarga dos átomos para várias intensidades do laser 1. Duas curvas típicas estão colocadas na figura 5.2, para intensidades diferentes do laser 1.

Figura 5.2: Curvas de fluorescência dos átomos aprisionados como função do tempo, monitorando as perdas dos átomos na armadilha D_1 quando o laser 2 é bloqueado para duas intensidades do laser 1: (a) 150mW/cm^2 e (b) 25mW/cm^2 .

Os valores de β são encontrados para algumas intensidades totais do laser 1 e os valores são graficados na figura 5.3.

Figura 5.3: Coeficiente da taxa de perda β da armadilha como função da intensidade total (soma dos 6 feixes) para a armadilha operando na linha D_1 .

O valor β é praticamente constante num intervalo de intensidade dos feixes de 65mW/cm^2 até 160mW/cm^2 , apresentando um aumento acentuado a partir de

65mW/cm² até o valor em 25mW/cm², que é o último ponto que realizamos a medida. Este ponto onde β começa a aumentar rapidamente corresponde a intensidade onde a armadilha está com um potencial de aprisionamento tão raso que as colisões envolvendo as trocas hiperfinas entre os estados fundamentais são capazes de transferir energia cinética suficiente para retirar o átomo aprisionado deste potencial. Este processo foi primeiramente observado por Shang et al [7]. Os dois possíveis processos são: $3S_{1/2}(F=1) + 3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1) + 3S_{1/2}(F=1) +$ energia cinética ou $3S_{1/2}(F=2) + 3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1) + 3S_{1/2}(F=1) +$ energia cinética.

Conhecendo a diferença de energia entre os estados hiperfinos podemos calcular a velocidade adquirida pelo átomo em cada processo, no primeiro caso ele adquire $v \approx 5.5\text{m/s}$ e no segundo caso $v \approx 7.8\text{m/s}$.

Agora comparando com as medidas realizadas na armadilha operando na linha D₂ [7], observamos que a intensidade onde estas colisões começam a tornar-se importantes está em torno de 6.5mW/cm², que é 10 vezes menor que no caso da armadilha operando na linha D₁. Isto significa que a profundidade da armadilha em D₁ é 10 vezes menor que D₂. Este valor menor da profundidade da armadilha D₁ pode ser explicada pelo fato que as transições P_{1/2} possibilitam um bombeamento dos átomos para estados escuros (“dark states”) que não interagem com o feixe laser e portanto param o processo de aprisionamento até que ele saia deste estado. Então, a existência destes estados escuros tornam a armadilha mais fraca que a transição convencional.

2. Estruturas em aprisionamento bicromático

Formação de novas estruturas numa armadilha são estudos importantes para obter um domínio sobre manipulação espacial destes átomos. O controle da formação destas estruturas possui uma aplicação direta em litografia atômica, que são utilizadas em microeletrônica. Algumas estruturas como: anéis simples, anéis duplos, duplas nuvens foram observadas em sódio [9, 10] e césio [11], e têm sido assunto de corrente investigação, como medida da temperatura nestas estruturas [12]. Estas estruturas são formadas principalmente por forças de pressão da radiação que surgem no desalinhamento dos feixes de perfil gaussiano [13] ou forças que surgem do confinamento da radiação e do desalinhamento dos feixes [11]. Mas todas estas estruturas foram obtidas num regime que somente os feixes de aprisionamento eram presentes. Recentemente durante a realização das medidas de taxas colisionais utilizando a armadilha operando na linha D_1 com o auxílio do carregamento dos átomos através da linha D_2 , foram observados algumas estruturas que eram formadas pelos átomos aprisionados [14]. A imagem destas estruturas estão colocadas na figura 5.4, onde a imagem (a) é a nuvem de átomos aprisionados convencional na linha D_2 e a imagem (b) são os átomos aprisionados com as duas frequências presentes: D_1 e D_2 resultando numa estrutura onde claramente observamos o acúmulo periódico de átomos no espaço.

O arranjo experimental é semelhante a figura 5.1, onde o laser 1 está sintonizado na linha D_1 ($3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$) e o laser 2 está sintonizado na linha D_2 ($3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=1)$) com um modulador eletro-ótico produzindo uma outra frequência em $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$ que realiza o rebombeamento dos átomos que

realizam transições erradas e acabam no estado fundamental $F=2$. O aprisionamento na linha D_2 resulta na nuvem tipo II [6], que possui um volume maior.

Figura 5.4: Fotos dos átomos aprisionados: (a) num MOT convencional D_2 e (b) com as duas frequências D_1 e D_2 , mostrando as estruturas.

O laser 1 também atravessa outro modulador produzindo também uma outra frequência ($3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$) de modo a obter todos os tipos de nuvem de átomos aprisionados na linha D_1 [1].

A princípio, imaginávamos ser o efeito devido a um simples batimento entre os dois feixes lasers contrapropagantes sintonizados nas linhas D_1 e D_2 . Os átomos se acumulariam nos pontos de máximo valor do batimento. Medimos a distância entre os pontos da rede formada através da luneta e o resultado obtido foi $\sim 0.5\text{mm}$. Este resultado é bem próximo da distância entre dois máximos consecutivos obtidos do batimento de dois feixes com frequências próximas D_1 e D_2 .

Considerando duas ondas caminhantes na direção X , que possuem frequência ressonantes com a linha D_1 e D_2 :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(k_1 x - \omega_1 t) \\ E_2 &= E_{02} \cos(k_2 x - \omega_2 t) \end{aligned} \tag{5.4}$$

onde k_1 e k_2 são os vetores de onda dos feixes sintonizados nas linhas D_1 e D_2 e cuja frequências são ω_1 e ω_2 .

Considerando $E_{01} = E_{02}$ e que as ondas estão caminhando na mesma direção, podemos somar os campos: $E_T = E_1 + E_2$, resultando em:

$$E_T = 2E_{01} \cos(\bar{k}x - \bar{\omega}t) \cos(\Delta kx - \Delta \omega t) \quad (5.5)$$

onde definindo:

$$\bar{\omega} = \frac{(\omega_1 + \omega_2)}{2} \quad \text{a frequência angular média}$$

$$\Delta \omega = \frac{\omega_1 - \omega_2}{2} \quad \text{a diferença de frequências}$$

$$\bar{k} = \frac{k_1 + k_2}{2} = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}} \quad \text{o vetor de onda médio}$$

$$\Delta k = \frac{k_1 - k_2}{2} = \frac{2\pi}{\Delta \lambda} \quad \text{a diferença entre os vetores de onda}$$

Para as linhas D_1 e D_2 do sódio temos os comprimentos de onda correspondentes: $\lambda_1 = 589,593\text{nm}$ e $\lambda_2 = 588,997\text{nm}$, mas sabendo que $k = 2\pi/\lambda$, obtemos: $k_1 = 10656818 \text{ m}^{-1}$ e $k_2 = 10667602 \text{ m}^{-1}$. Portanto a separação entre dois máximos é: $\Delta\lambda/2 = \pi/\Delta k = 0.583\text{mm}$. Um valor muito próximo do valor medido, mas este padrão de campo não é estacionário no tempo como observamos pela expressão 5.5, o que não é verdade segundo a observação, onde o máximo e mínimos permaneciam estáticos. Portanto a idéia de um simples batimento foi descartado por não poder justificar a observação. Uma segunda tentativa foi considerar o sistema como um caso unidimensional e realizar a soma dos quatro feixes levando em consideração as suas polarizações.

A figura 5.5 contém os quatro feixes contrapropagantes dois a dois na direção Z, indicando as suas polarizações circulares.

Figura 5.5: Descrição dos quatro feixes na direção Z, mostrando as suas polarizações circulares σ^+ e σ^- correspondentes dos feixes dos lasers 1 e 2 que estão sintonizados na linha D_1 e D_2 do sódio.

Primeiramente, escrevendo a soma de dois campos elétricos contrapropagantes com polarização σ^+ e σ^- [15]:

$$\vec{E} = \vec{E}^+ e^{-i\omega t} + c.c. \quad (5.6)$$

$$\vec{E}^+ = \epsilon_0 (\hat{e}_+ e^{ikz} + \hat{e}_- e^{-ikz}) \quad (5.7)$$

onde ϵ_0 é a amplitude de campo e $\hat{e}_+$ e $\hat{e}_-$ são as polarizações circulares σ^+ e σ^- , dadas por:

$$\hat{e}_+ = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} + i\hat{y}) \quad (5.8)$$

$$\hat{e}_- = \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{x} - i\hat{y}) \quad (5.9)$$

Então, substituindo (5.7), (5.8) e (5.9) em (5.4):

$$\vec{E} = -\sqrt{2}i\epsilon_0 (\hat{x} \sin kz + \hat{y} \cos kz) e^{-i\omega t} + c.c. \quad (5.10)$$

Agora, voltando ao nosso caso temos a soma dos feixes, dois a dois:

$$\vec{E}_2 = -\sqrt{2}i\epsilon_0 (\hat{x} \sin k_2 z + \hat{y} \cos k_2 z) \exp[-i\omega_2 t] + c.c. \quad (5.11)$$

$$\vec{E}_1 = -\sqrt{2}i\epsilon_0 [\hat{x}\text{sen}(k_1 z + \phi) + \hat{y}\cos(k_1 z + \phi)]\exp[-i\omega_1 t] + c.c. \quad (5.12)$$

onde ϕ é uma diferença de fase entre os feixes 1 e 2.

O campo total é dado por:

$$\begin{aligned} \vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2 = -2\sqrt{2}\epsilon_0 \{ & [\text{sen}(k_2 z)\text{sen}\omega_2 t + \text{sen}(k_1 z + \phi)\text{sen}\omega_1 t]\hat{x} + \\ & + [\cos(k_2 z)\text{sen}\omega_2 t + \cos(k_1 z + \phi)\text{sen}\omega_1 t]\hat{y} \} \end{aligned} \quad (5.13)$$

e

$$E^2 = 8\epsilon_0^2 \{ \text{sen}^2\omega_1 t + \text{sen}^2\omega_2 t + 2\text{sen}\omega_1 t\text{sen}\omega_2 t \cos(\Delta kz - \phi) \} \quad (5.14)$$

onde $\Delta k = k_1 - k_2$ e substituindo a relação trigonométrica:

$$2\text{sen}\omega_1 t\text{sen}\omega_2 t = [\cos(\omega_1 - \omega_2)t - \cos(\omega_1 + \omega_2)t] \quad (5.15)$$

Mas as frequências dos feixes são próximas, então $\omega_1 \cong \omega_2$ e a intensidade é escrita como a média temporal num período, então:

$$I \propto \langle E^2 \rangle = 8\epsilon_0^2 [1 + \cos(\Delta kz - \phi)] \quad (5.16)$$

Portanto, a intensidade resultante da soma dos quatro feixes possui um padrão de oscilação espacial estacionário. Se graficarmos o campo resultante obtemos uma forma de variação espacial semelhante ao batimento de dois feixes (figura 5.6).

Calculando a separação entre dois máximos, temos:

$$\Delta kz = 2\pi \Rightarrow z = \frac{2\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

$\lambda_1 = 589.593 \text{ nm}$ e $\lambda_2 = 588.997 \text{ nm}$ que resulta em $z = 0.57 \text{ mm}$.

Figura 5.6: Gráfico da aptitude do campo como função do espaço.

Este valor é bem próximo da separação medida experimentalmente. Outro fato importante a ser salientado que estas estruturas só são observadas quando os lasers estão sintonizados na frequência de ressonância do átomo. Isto por que o átomo é o detetor deste efeito de modulação da intensidade. E a estrutura só aparecerá quando o átomo for capaz de sentir os dois campos simultaneamente.

Outras observações foram realizadas com relação a estas estruturas, uma delas é a troca da polarização do feixe sintonizado na linha D_1 com relação ao feixe da D_2 que resulta na destruição das estruturas.

Figura 5.7: Descrição dos quatro feixes na direção Z, mostrando a polarização circular do feixe lasers 1 trocado que está sintonizado na linha D_1 .

Refazendo os cálculos, considerando estas trocas de polarização mostrados na figura 5.7, temos :

$$\vec{E}_2 = -\sqrt{2}i\epsilon_0(\hat{x}\text{sen}k_2z + \hat{y}\cos k_2z)\exp[-i\omega_2t] + c.c. \quad (5.17)$$

$$\vec{E}_1 = \sqrt{2}i\epsilon_0[\hat{x}\text{sen}(k_1z + \phi) - \hat{y}\cos(k_1z + \phi)]\exp[-i\omega_1t] + c.c.$$

Calculando E^2 :

$$E^2 = 8\epsilon_0^2 \left\{ \text{sen}^2 \omega_1 t + \text{sen}^2 \omega_2 t - 2 \text{sen} \omega_1 t \text{sen} \omega_2 t \cos(\bar{k}z + \phi) \right\} \quad (5.18)$$

onde $(\bar{k} = k_1 + k_2)$.

Como $(\omega_1 \cong \omega_2)$ e vamos tirar a média temporal num período o termo

$$\frac{1}{T} \int_0^T \cos(\omega_1 - \omega_2)t dt \cong 1, \text{ temos:}$$

$$E^2 = 8\epsilon_0^2 \left\{ \text{sen}^2 \omega_1 t + \text{sen}^2 \omega_2 t - [1 - \cos(\omega_1 + \omega_2)t] \cos(\bar{k}z + \phi) \right\} \quad (5.19)$$

A intensidade é dada por:

$$I \propto \langle E^2 \rangle = 8\epsilon_0^2 [1 + \cos(\bar{k}z + \phi)] \quad (5.20)$$

Novamente, temos a intensidade como um padrão de oscilação no espaço, mas a separação entre os dois máximos é dado por:

$$\bar{k}z = 2\pi \Rightarrow z = \frac{2\pi}{\bar{k}} = \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 + \lambda_2} \cong 0,3\mu m$$

Este espaçamento é muito pequeno, portanto não poderíamos observar, como ocorreu realmente.

Uma tentativa de observação destas estruturas foi realizada na armadilha de césio, sem sucesso. Calculando o espaçamento esperado da estrutura para este caso, sabendo que os comprimentos de onda da transição do césio para a linha D_1 e D_2

são: $\lambda_1 = 894.359$ nm e $\lambda_2 = 852.124$ nm, temos: $z \cong 18$ μ m. Um espaçamento muito pequeno para ser observado. Estas observações consolidam ainda mais nosso hipótese.

3. Referências

- [1]. J. Flemming, A.M. Tuboy, D.M.B.. Milori, L.G. Marcassa, S.C. Zilio e V.S. Bagnato, aceito para publicação na Opt. Comm. (1996).
- [2]. L.G. Marcassa, K. Helmerson, A.M. Tuboy, D.M.B.P. Milori, S.R. Muniz, J. Flemming, S. C. Zilio e V.S. Bagnato, aceito para publicação no J. Phys. B (1996).
- [3]. L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. Band, P. Juliene, Phys. Rev. A **47**, R4563 (1993).
- [4]. T. Walker e P. Feng, "Measurements of collisions between Laser-cooled atoms", Advances in atomic, molecular and optical physics, vol. 34, pag. 125, Academic Press.
- [5]. T. Walker, D. Sesko e C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990).
- [6]. D.M.B.P. Milori et al, submetido à publicação no Braz. J. Phys (1996).
- [7]. S.Q. Shang, Z.T. Lu e S.J. Freedman, Phys. Rev. A **50**, 4449 (1994).
- [8]. P.S. Juliene e J. Vigué, Phys. Rev. A **44**, 4464 (1991).
- [9]. I. Guedes, M.T. de Araújo, D.M.B.P. Milori, G.J. Surdutovich, V.S. Bagnato e S.C. Zílio, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994).
- [10]. M.T. Araujo, L.G. Marcassa, S.C. Zilio, V.S. Bagnato, Phys Rev. A , aceito para publicação (1995).

- [11]. D.W. Sesko, T.G. Walker e C.E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946 (1991).
- [12]. M.T. de Araujo, R.J. Horowicz, D. Milori, A. Tuboy, R. Kaiser, S.C. Zilio, V.S. Bagnato, Opt. Commun. **119**, 85 (1995).
- [13]. V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, M. Oriá, G.I. Surdutovich e S.C. Zilio, Laser Phys. **2**, 172 (1992).
- [14]. A.M. Tuboy, D.M.B.P. Milori, J. Flemming, L.G. Marcassa, S.C. Zilio e V.S. Bagnato, artigo em fase de preparação.
- [15]. J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2023 (1989).

Capítulo VI

CONCLUSÃO

O trabalho é dividido numa primeira parte (capítulo II e III) que constitui na montagem de todo o aparato experimental para a obtenção de átomos aprisionados de césio, desde a preparação das fontes lasers de aprisionamento até a própria armadilha. A preparação dos lasers de diodo foi realizada utilizando três técnicas distintas de redução da largura de linha e os resultados obtidos foram discutidos. O valor final da largura de linha dos lasers foram estimados em menores que 1MHz. Estes sistemas lasers foram utilizados na obtenção de amostras de átomos aprisionados de ^{133}Cs numa armadilha magneto-ótica, que resultou numa captura de aproximadamente 10^{11} átomos/cm³.

Com a nuvem atômica obtida, realizou-se as medidas das constantes mecânicas das armadilhas de césio e também de sódio, utilizando duas técnicas: oscilação forçada e desbalanço de intensidade. Um estudo da variação destas constantes com alguns parâmetros de funcionamento da armadilha foram realizadas. Os valores absolutos e comportamento foram comparadas à teoria Doppler de átomos de dois níveis com uma correção em intensidade que leva em consideração todos os feixes. As medidas das constantes através da técnica de oscilação forçada mostraram que o comportamento dos átomos aprisionados estão no regime Doppler,

onde as temperaturas limites esperadas são $240\mu\text{K}$ para o sódio e $125\mu\text{K}$ para o cério. Apesar do comportamento ser bem previsto pela teoria Doppler, os valores absolutos estão muito longe destes valores esperados, portanto esta técnica só pode nos indicar o comportamento destas constantes com relação aos parâmetros de funcionamento das armadilhas e a realização de medidas relativas. O valor absoluto obtido com esta técnica para átomos de sódio apresentaram um valor 20 vezes menor, o que não ocorreu com os átomos de cério cujo fator está em torno de 5 vezes. Esta diferença ainda não foi completamente entendida, mas possivelmente se deva ao fato da técnica utilizada influenciar na dinâmica do sistema. O método de desbalanço de intensidade mostrou-se mais apropriado para realização de medidas dos valores absolutos, que levam aos valores de temperatura das amostras. Mas esta técnica também possui uma grande desvantagem que é a obtenção destas constantes somente na direção dos eixos, onde existe feixes de aprisionamento e pode-se fazer um desbalanço de intensidade. Portanto chegamos a conclusão que as duas técnicas não são ainda os melhores métodos de medidas de K e α no regime de funcionamento normal destas armadilhas, mas podemos utilizar conjuntamente ambos os métodos para obter um valor absoluto e um estudo do comportamento.

No capítulo V, apresentamos dois outros experimentos realizados utilizando aprisionamento bicromático de átomos de sódio, na linha D_1 e D_2 . Uma nova técnica de medida da taxa de colisão alternativa para átomos aprisionados na armadilha operando na linha D_1 foi apresentada. Estudos de colisões neste regime de baixas velocidades são de grande importância, pois estão relacionadas a ela processos de perdas de átomos aprisionados na armadilha. Também são de interesse o estudo dos

processos das próprias colisões neste regime só permitido em armadilhas magneto-ópticas, onde os átomos estão a muito baixas velocidades.

Novas estruturas foram observadas em forma periódica, a partir de átomos aprisionados na linha D_2 , na presença de outro laser na linha D_1 do sódio. Uma tentativa de explicação da formação destas estruturas foram realizadas com sucesso, onde elas basicamente são formadas pela modulação em intensidade dos campos (linha D_1 e linha D_2) presentes na região de aprisionamento. Os átomos aprisionados na linha D_2 se acumulam em pontos do espaço onde existe a máxima intensidade dos feixes.

O aparato experimental desenvolvido para realização destes estudos, principalmente a armadilha de césio (os lasers de diodo, principalmente) serão utilizadas posteriormente em projetos futuros que estão em preparação. Atualmente dois experimentos estão em fase de preparação, o primeiro é um experimento que tem como objetivo estudar colisões de elétrons com os átomos aprisionados de césio. O outro experimento, consiste na obtenção de átomos aprisionados de isótopos radiativos do césio que permitirão a realização de medidas relacionadas à física nuclear, como testes de violação de paridade nestes isótopos. E toda experiência adquirida neste trabalho será de grande utilidade para o desenvolvimento de novos sistemas de lasers que possuam estabilidade em frequência por um período muito longo que serão utilizados no primeiro relógio atômico brasileiro.

APÊNDICE A

CÁLCULO DA INTENSIDADE DE SATURAÇÃO MÉDIA

O cálculo das intensidades de saturação para todos os subníveis Zeeman das transições de aprisionamento do sódio e césio.

Primeiramente, vamos fazer o cálculo para um caso genérico.

A intensidade de saturação para uma transição é dada pela expressão [1]:

$$I_0 = \frac{\pi}{3} \frac{hc}{\lambda^3} \gamma \quad (\text{A.1})$$

onde γ é o inverso do tempo de vida da transição: $\gamma = \frac{1}{\tau}$.

A largura de linha pode ser escrito em termos do coeficiente A de Einstein, que é a probabilidade de emissão espontânea da transição atômica[2]:

$$A = \gamma \quad (\text{A.2})$$

$$\text{e } \Gamma = \frac{\gamma}{2\pi} = \frac{1}{2\pi\tau}$$

A probabilidade de transição espontânea do estado excitado E para o estado G é dado por [3]:

$$A(E, G) = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3h} \frac{S(E, G)}{2j_E + 1} \quad (\text{A.3})$$

onde $S(E, G)$ é a força de oscilador e $2j_E + 1$ é a degenerescência do estado excitado.

Calculamos o coeficiente A de Einstein de um subnível Zeeman a partir do coeficiente da linha D_2 .

1. Cálculo para o césio

Por exemplo: considerando a transição D_2 do césio: $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ que possui $A_{(D_2)} = 32.4 \text{ Mhz}$, este valor foi encontrada no artigo [3]. E possui uma degenerescência igual a 32.

O subnível Zeeman que vamos calcular o valor de $A_{(z)}$ é: $6S_{1/2} (F = 4, m_F = 4) \rightarrow 6P_{3/2} (F' = 5, m_{F'} = 5)$, cuja degenerescência é 1.

Então pela relação (A.3):

$$\frac{A_{(D_2)}}{A_{(z)}} = \frac{S_{(D_2)}}{\deg D_2} \cdot \frac{\deg z}{S_{(z)}} = \frac{S_{(D_2)}}{S_{(z)}} \cdot \frac{1}{32}$$

onde $S_{(D_2)}$ e $S_{(z)}$ são as forças de oscilador que podem ser encontradas pelos coeficientes de Clebch-Gordon, na tabela abaixo (tabela A.1).

$$\frac{S_{(D_2)}}{S_{(z)}} = \frac{1367}{45} = 30.4$$

Então:

$$A_{(z)} \cong 0.95 A_{(D_2)} = 34.1 \text{ MHz}$$

Substituindo em (2) e (1):

$$I_0 = \frac{\pi}{3} \frac{hc}{\lambda^3} A = 1.1 \text{ mW} / \text{cm}^2$$

onde $\lambda = 852 \text{ nm}$.

Tabela A.1: Valores da força de oscilador envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos $6S_{1/2}$ e $6P_{3/2}$ para o átomo de césio.

		$6S_{1/2}$															
		F = 3								F = 4							
m_F	m_F'	-3	-2	-1	0	1	2	3	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
5	$F'=5$	-5							45								
		-4							9	35							
		-3							1	16	28						
		-2								3	21	21					
		-1									6	24	15				
		0										10	25	10			
		1											15	24	6		
		2												21	21	3	
		3													28	16	1
		4														35	9
6	$F'=4$	5															45
		-4	28						16	4							
		-3	7	21					4	9	7						
		-2	1	12	15					7	4	9					
		-1		3	15	10					9	1	10				
		0			6	15	6					10	0	10			
		1				10	15	3					10	1	9		
		2					15	12	1					9	4	7	
3	$F'=3$	3															
		-3	9	3					28	7	1						
		-2	3	4	5					21	12	3					
		-1		5	1	6					15	15	6				
		0			6	0	6					10	16	10			
		1				6	1	5					6	15	15		
		2					5	4	3					3	12	21	
2	$F'=2$	3						3	9						1	7	28
		-2	15	5	1												
		-1		10	9	3											
		0			6	9	6										
		1				3	9	10									
1	$F'=1$	2					1	5	15								

Agora calculando para todos os subníveis, obtemos as intensidades de saturação, que estão colocados na tabela A.2.

Tabela A.2: Valores das intensidades de saturação para os vários subníveis Zeeman da linha D_2 do césio em mW/cm^2 .

m_F	m_F	-5	-4	-3	-2	-1	0	1	2	3	4	5
-4		1.1	1.84	41.7								
-3			1.25	2.75	14.4							
-2				1.57	2.1	7.23						
-1					2.1	1.82	4.37					
0						2.9	1.75	2.9				
1							4.37	1.82	2.1			
2								7.23	2.1	1.57		
3									14.4	2.75	1.25	
4										41.7	1.84	1.1

A intensidade de saturação média:

$$(I_0)_{av} = \frac{\text{soma das intens. de sat.}}{\text{numero de trans.}}$$

Para o césio: $(I_0)_{av} = 6.36 mW / cm^2$

2. Cálculo para o sódio

A transição D_2 do sódio é: $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ e o valor de $A_{(D_2)} = 59.1\text{mhz}$ retirado da ref. [3].

Os valores da força de oscilador envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos do sódio estão colocados na tabela A.3 que foi retirado da ref. [4].

TabelaA.3: Valores da força de oscilador envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos $3S_{1/2}$ e $3P_{3/2}$ para o átomo de sódio.

		$3S_{1/2}$							
		$F = 1$			$F = 2$				
m_F	m_F	-1	0	1	-2	-1	0	1	2
$3P_{3/2}$	$F' = 3$	-3			60				
		-2			20	40			
		-1			4	32	24		
		0				12	36	12	
		1					24	32	4
		2						40	20
		3							60
	$F' = 2$	-2	30		20	10			
		-1	15	15	10	5	15		
		0	5	20	5		15	15	
		1		15	15			15	5
		2			30				10
	$F' = 1$	-1	25	25	6	3	1		
		0	25		25	3	4	3	
		1		25	25			1	3
	$F' = 0$	0	20	20	20				

Calculando para o sódio, onde $\lambda = 589\text{nm}$, obtemos as intensidades de saturação para as transições, que estão colocados na tabela A.4.

Tabela A.4: Valores das intensidades de saturação para os vários subníveis Zeeman da linha D₂ do sódio em mW/cm².

m _{F'} m _F	-3	-2	-1	0	1	2	3
-2	0.064	0.192	0.962				
-1		0.096	0.121	0.321			
0			0.160	0.107	0.160		
1				0.160	0.121	0.096	
2					0.962	0.192	0.064

A intensidade de saturação média:

$$(I_0)_{av} = \frac{\text{soma das intens. de sat.}}{\text{numero de trans.}}$$

Para o sódio: $(I_0)_{av} = 26.3 \text{ mW} / \text{cm}^2$

3. Referência:

- [1]. W. H. Louisell, "Quantum Statistical Properties of Radiation", John Wiley & Sons, p. 282.
- [2]. W. Demtröder, "Laser Spectroscopy", Springer-Verlag, p. 14 (1981).
- [3]. O.Š. Heavens, J. Opt. Soc. Am. **51**, 1058 (1961).
- [4]. P.L.Gould, Ph. D. Thesis, MIT 1986, não publicada.