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

Medidas das Constantes de Mola, de
Amortecimento e da Temperatura
para Átomos Aprisionados e para
uma de suas Variantes Espaciais
Maria Tereza de Araujo

Tese apresentada ao Instituto de Física de São Carlos (USP),
para obtenção do título de Doutor em Ciências Física Básica.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos - São Paulo

1995

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE MARIA TEREZA DE ARAUJO APRESENTADA AO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 17/02/1995

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Prof. Dr. Ronaldo Santos Barbieri

Prof. Dr. Sebastião Nascimento de Padua

Prof. Dr. Fernando Jorge da Paixão Filho

Prof. Dr. Máximo Siu Li

Dedico este trabalho ao incentivo,
compreensão e companheirismo de
Eduardo e Camila.

AGRADECIMENTOS

- ▶ Ao prof. Vanderlei S. Bagnato, por sua sabedoria, amizade e orientação deste trabalho.
- ▶ Ao prof. S. C. Zilio, pela amizade, apoio experimental, discussões, grandes sugestões e ainda pela paciência nos dois anos em que co-orientou esta tese.
- ▶ Ao prof. Máximo Siu Li, por nunca dizer não a qualquer pedido meu.
- ▶ Ao meu maridão Eduardo, pela paciência, compreensão e ajuda na confecção desta tese. Você é demais.
- ▶ Ao meu grande amigo Ilde (vulgo "o bicho"), pelas discussões, sugestões e acima de tudo pela amizade, compreensão e cumplicidade.
- ▶ Ao casal Débora e Marcius, por sua amabilidade, pela grande acolhida no seio da sua família e em especial a Débora pelas sugestões e discussões durante a confecção desta tese.
- ▶ Ao casal Aparecida e Marcel, pelo companheirismo e um agradecimento especial a Aparecida pela grande ajuda dentro do mesmo laboratório durante tantos dias, noites, madrugadas...
- ▶ A grande carioca "sangue bom" Mônica (vulgo Poleka), pela amizade e cumplicidade.
- ▶ A alegria em forma de gente: Luimar. Grande amigo e companheiro.
- ▶ A Evandro e Eneida (Fofa), pela acolhida quando aqui cheguei e pela amizade que se concretizou.
- ▶ Ao grande pensador Júlio Flemming por grandes sugestões e amizade e ao Nilton (Lobo) pelos concertos informais de violão.
- ▶ A camarada Célia e a companheira nos feitiços da dança da chuva Liliane.
- ▶ Ao casal amigo Viviane e Byron, pelo grande incentivo e ao casal Reuza e José

Farias pela amizade. Um agradecimento especial.

- ▶ Aos demais componentes do grupo que já se foram e aos que ainda permanecem aqui: Carlinhos, Valdir, Marcassa, Lino, Fragalli, Carla, Sérgio e Edi e aos que fazem parte do grupo por afinidade: Vanda e Hooligan.
- ▶ Aos amigos do departamento de Física de Maceió
- ▶ Aos funcionários das oficinas: de ótica, mecânica, eletrônica . Em especial a Marcelo Urso e Sr. Gilberto, pelo apoio técnico.
- ▶ Ao apoio financeiro da CAPES e UFAL, sem eles não daria para segurar esta jornada.

RESUMO

Devido a necessidade de caracterizar as armadilhas magneto-ópticas (AMO), as quais fornecem amostras densas de átomos frios, é de extrema importância o conhecimento dos valores das constantes mecânicas k e α inerentes ao movimento harmônico super amortecido dos átomos nestas armadilhas. Neste trabalho, obtivemos estas constantes usando a técnica que aplica uma oscilação forçada aos átomos aprisionados através de um pequeno campo magnético oscilante adicional, de forma a não perturbar o aprisionamento. Fizemos um estudo destas constantes como função de alguns parâmetros inerentes ao aprisionamento, como por exemplo: intensidade dos feixes laser, gradiente de campo magnético e dessintonia.

A manipulação de átomos aprisionados, obtida através da observação de diversas estruturas espaciais dos mesmos, mostra um certo controle sobre estes átomos e a obtenção de valores para a temperatura dos átomos nestas estruturas, permite uma maior compreensão do mecanismo de aprisionamento. Nos detivemos então, na medida da temperatura dos átomos aprisionados em estrutura espacial do tipo anel além de propor um modelo teórico simples capaz de justificar os resultados obtidos.

ABSTRACT

In order to have precise characterization of magneto-optical traps (MOT), which are used to obtain a dense sample of cold atoms, it is important to measure the mechanical constants k and α of the over-damped harmonic motion that rule the motion of the atoms inside the MOT. In this work, we obtain these constants by applying a small additional a.c. magnetic field that does not perturb the trap d.c. field but forces the trapped atoms to oscillate. We studied the variation of the constants by changing laser intensities, trapping field gradient and detuning.

The manipulation of trapped atoms and the observation of several kinds of spatial structures allow one to have a better comprehension of the trapping mechanism. We measured the temperature of the atoms in the ring type structure and a simple theoretical model that explains the results is proposed .

ÍNDICE

I - Introdução	1
Referências	6
II - Aprisionamento Magneto-Ótico de Átomos Neutros	8
2.1 - O Processo de Resfriamento (Desaceleração) Via Efeito Doppler	9
2.2 - O Aprisionamento Magneto-Ótico	11
2.2.1 - O Aprisionamento Magneto-Ótico: Princípio e Funcionamento	11
2.2.2 - Forças Atuantes nos átomos Aprisionados	17
2.3 - Modelo Cinético Para a Caracterização de uma Armadilha Magneto-Ótica	27
2.3.1 - Tipo de Átomo Aprisionado	33
2.3.2 - Sistema Experimental	37
2.4 - Condições de Aprisionamento Tipo I e Tipo II	41
Referências	45
III - Medida das Constantes de Mola e de Amortecimento - Estimativa da Temperatura de Átomos Aprisionados por Armadilha Magneto-Ótica	47
3.1 - Medida das constantes de mola de Amortecimento	48
3.1.1 - O Uso da Força de Radiação de um Feixe Auxiliar para Caracterização da Armadilha	59
3.1.2 - Medida do tempo de Vôo	50

3.1.3 - Observação do Movimento Forçado da Nuvem de Átomos Aprisionados	51
3.1.4 - Montagem Experimental	62
3.1.5 - Modelos Teóricos Usados para o Cálculo de k e α	64
3.2 - Resultado Experimental e Análise	74
3.3 - Medida de Temperatura	92
Referências	101
 IV - Formação de Estrutura Espacial de Átomos Aprisionados na Configuração de Anel	102
4.1 - Formação de Anéis de Átomos Aprisionados	105
4.2 - Órbitas Estáveis	116
Referências	120
 V - Estudo das Distribuições Espaciais em Forma de Anel	121
Anel	123
5.1 - Medida de Velocidade e Temperatura dos Átomos no Anel	123
5.1.1 - Descrição da Técnica e Montagem Experimental	123
5.1.2 - Modelo Teórico para a Descarga dos Átomos no Anel	133
5.1.3 - Resultados	137
5.2 - Observação de Estrutura Espacial em Forma de Duplo Anel	141
5.2.1 - Observação Experimental do Duplo Anel	141
5.2.2 - Justificativa Teórica e Simulação Numérica para a Estrutura de Duplo Anel	144
5.3 - Distribuição de Átomos em Estrutura Espacial do Tipo Anel	150
5.3.1 - Justificativa para a Não Uniformidade dos Átomos no Anel	151

5.4 - Espessura do Anel	156
Referências	163
VI - Conclusão	164

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

Diante da grande importância da natureza atômica da matéria, é de extrema necessidade o conhecimento do átomo nos seus detalhes mais profundos. Áreas que tentam solucionar problemas vitais enfrentados, atualmente, por nossa sociedade, a engenharia genética e a ciência dos materiais, são tremendamente influenciadas pelos avanços nas pesquisas sobre o átomo. A habilidade de modificar, em nível atômico-molecular, substâncias que controlam o desenvolvimento dos seres vivos é a idéia da engenharia genética. Mas, a dificuldade tecnológica de se controlar, com eficiência e de maneira direta, a entidade atômica, limita esta área. Se o controle de colocar, retirar ou manter átomos numa determinada macromolécula, fosse possível, o desenvolvimento da engenharia genética poderia ser maior e mais eficiente. O pouco domínio que temos sobre o átomo limita o desenvolvimento de novos materiais. Poder programar materiais com os átomos dispostos em

configurações que são previamente projetadas, é o que deseja a ciência dos materiais. Estes projetos facilitariam a obtenção de novos materiais com propriedades pré-programadas.

O controle do átomo, no entanto, é bloqueado por dificuldades intrínsecas do mesmo, pois para manuseá-lo é necessário desenvolver um tipo de ferramenta que não reaja com ele, não modificando suas propriedades e que tenha resolução suficiente para distinguir entre um átomo e outro. A ferramenta usada é a energia, a qual atua como uma "pinça" ótica e através da interação átomo-luz exerce uma força capaz de manipular os átomos. Torna-se, então, concreto o ato de colocar, retirar ou manter o átomo em uma determinada região do espaço para que seja possível sua observação e estudo.

Quando um átomo interage com um feixe de luz, a luz emitida ou absorvida em decorrência da interação "carrega" valiosas informações acerca da estrutura interna do átomo. Esse fenômeno é a base da espectroscopia, podendo ser usado para a manipulação dos átomos, como também para estudar suas estruturas. Um importante exemplo do uso da interação átomo-fóton para controlar átomos é o resfriamento através de feixes laser. Esta técnica permite a troca ressonante do momento linear entre fótons e átomos para controlar seus graus de liberdade externos e assim reduzir sua energia cinética.

O resfriamento através de feixes laser foi inicialmente sugerido por T. Hänsch e A. Schawlow [1] e por D. Wineland e H. Dehmelt [2] em 1975. Foi apresentado, então, o princípio de resfriamento e as possíveis aplicações para os átomos frios, tais como: espectroscopia de ultra-alta resolução, relógios atômicos, estudos de colisões atômicas, física de superfície e efeitos quânticos coletivos como a observação da condensação de Bose-Einstein [3]. Uma particularidade desta técnica é a obtenção de amostras ainda gasosas com temperaturas abaixo da escala

de microKelvin. O interesse na obtenção destas amostras densas de átomos frios, nos últimos anos, tem sido grande e algumas formas de obtê-las têm sido desenvolvidas. A desaceleração de feixes atômicos [4] e as armadilhas para aprisionamento de átomos [5 e 6], são partes importantes deste desenvolvimento.

Essas armadilhas empregam forças magnéticas (armadilha magnética) [5] e pressão de radiação ("melado ótico") [6] ou a pressão de radiação controlada por campo magnético [7]. A armadilha que emprega a pressão de radiação controlada por campo magnético é chamada de armadilha magneto-ótica (AMO) e foi construída por E. Raab e colaboradores [7] usando a proposta inicial de D. Pritchard e colaboradores [8], sendo atualmente a armadilha mais usada e de maior eficiência.

A armadilha magneto-ótica (AMO), consiste de seis feixes laser contrapropagantes perfeitamente alinhados dois a dois, nas direções x, y e z, sintonizados abaixo da frequência de ressonância atômica e com polarizações circulares opostas. Os feixes interceptam-se no centro da armadilha, numa região de campo nulo oriundo de um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. Os átomos são previamente desacelerados [7] ou são aproveitados átomos de uma célula de vapor, com baixa velocidade, como na referência [9]. Esses átomos são desacelerados (resfriados) pela força viscosa como no "melado ótico", perdendo energia cinética e são confinados no poço de potencial produzido pela força restauradora (devido ao gradiente de campo magnético e às polarizações dos feixes laser). Este tipo de armadilha, apresenta-se como a forma mais eficiente de produzir amostras densas (10^{11} átomos/cm³) na forma de nuvens quase esféricas de átomos frios.

Introduzindo um pequeno desalinhamento (muito menor que a cintura dos feixes) nos feixes que definem um dos planos e mantendo os feixes da terceira

direção alinhados, são observadas outras estruturas espaciais que não apresentam uma distribuição quase esférica de átomos aprisionados. Uma destas estruturas tem a forma de um anel denso de átomos frios e foi inicialmente comentado por E. Raab e colaboradores [7]. Anos depois, estas estruturas foram observadas e estudadas para átomos de césio [10] e para átomos de sódio [11]. Modelos teóricos a princípio conflitantes para explicar a formação destas estruturas, foram propostos nas referências [10] e [11], onde uma dependência do raio do anel com o número de átomos aprisionados foi observada na referência [10], não ocorrendo o mesmo na referência [11]. Trabalhos posteriores realizados por I. Guedes e colaboradores [12] mostraram a possibilidade da existência de dois regimes de densidade de átomos aprisionados, sugerindo que ambos os modelos poderiam ser válidos.

Neste trabalho, estamos interessados no estudo (velocidade e temperatura) e na manipulação de átomos de sódio frios, aprisionados em armadilha magneto-ótica e devido a isso, nos deteremos não só na observação das nuvens esféricas de átomos mas também na obtenção de outras estruturas que surgem devido ao desalinhamento dos feixes de aprisionamento (anel e duplo anel [13]).

No capítulo II, apresentaremos o princípio do aprisionamento magneto-ótico, as forças que atuam na armadilha, o elemento aprisionado (átomo de sódio), a configuração experimental usada e a observação das nuvens esféricas de átomos aprisionados.

Medidas das constantes mecânicas do sistema harmônico super amortecido (k e α), o qual descreve o movimento de um átomo numa AMO, são obtidas e apresentadas no capítulo III com um estudo sistemático da dependência destas constantes com alguns parâmetros inerentes do aprisionamento, tais como: intensidade dos feixes (I), gradiente de campo magnético (dB/dz), dessintonia entre a frequência dos feixes e a frequência atômica (Δ), diâmetro dos feixes e posição de aprisionamento.

de aprisionamento.

O desalinhamento dos feixes de aprisionamento e a consequente formação de estruturas em forma de anéis de átomos aprisionados são apresentados no capítulo IV, onde mostraremos os modelos teóricos simples usados para explicar estas estruturas .

No capítulo V, apresentaremos uma nova técnica para a obtenção da velocidade e temperatura dos átomos no anel [14]. Mostraremos estudos qualitativos sobre a distribuição da densidade de átomos nesta estrutura, como também, faremos algumas considerações sobre a espessura dos anéis. Apresentaremos, também um estudo qualitativo sobre a estrutura espacial em forma de duplo anel.

As conclusões obtidas com este trabalho serão apresentadas, finalmente, no capítulo VI.

REFERÊNCIAS

- 1 - T. Hänsch and A. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975)
- 2 - D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975)
- 3 - D. Wineland and W. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979); S. Stenholm, Rev. Mod. Phys. **58**, 699 (1986); J. P. Gordon and A. Ashkin, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980); V. S. Bagnato, D. Pritchard and D. Kleppner, Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987)
- 4 - W. Phillips, J. Prodan and H. Metcalf, J. Opt. Soc. Am. B **2**, 1751 (1985)
- 5 - A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergman and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985)
- 6 - A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **40**, 729 (1978); S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985), S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin and A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986)
- 7 - E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- 8 - D. Pritchard, E. Raab, V. S. Bagnato, C. Wieman and R. Watts, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986)
- 9 - C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- 10 - T. Walker, D. Sesko and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990)
- 11 - V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich and S. C. Zilio, Laser Physics **2**, 172 (1992); V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich, R. Vitlina and S. C. Zilio, Phys. Rev. A **48**, 3771 (1993)
- 12 - I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. P. Milori, G. I. Surdutovich, V. S. Bagnato and S. C. Zilio, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994)

- 13- M. T. de Araujo, L. G. Marcassa, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, aceito para publicação no Phys. Rev. A
- 14- M. T. de Araujo, R. J. Horowicz, D. M. B. P. Milori, A. M. Tuboy, R. Kaiser, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, submetido para publicação no Opt. Commun.

CAPÍTULO II

APRISIONAMENTO MAGNETO-ÓTICO DE ÁTOMOS NEUTROS

Amostras densas de átomos frios têm sido obtidas e estudadas por vários grupos de pesquisa nos últimos anos. Os átomos adquirem velocidades muito baixas e com isso experimentos em espectroscopia de alta resolução, produção de padrões de frequências, relógios atômicos e estudos de colisões podem ser realizados com altíssima precisão. Uma das perspectivas de estudo para os grupos de pesquisa é o estudo experimental da condensação de Bose-Einstein [1]. Para obter-se amostras densas de átomos super frios, várias técnicas foram desenvolvidas e entre elas a desaceleração de feixes atômicos, armadilhas magnéticas, armadilhas óticas (melado ótico) e a mais estudada no momento que é a armadilha magneto-ótica [6 e 7].

Neste capítulo, apresentaremos em detalhes o aprisionamento magneto-ótico, as forças de aprisionamento, o modelo cinético que explica a carga da armadilha, características do elemento aprisionado e a observação experimental dos dois tipos de nuvens esféricas de átomos de sódio obtidas por nós em nosso laboratório.

2.1) O PROCESSO DE RESFRIAMENTO (DESACELERAÇÃO) VIA EFEITO DOPPLER

Consideremos um átomo sob a ação de dois feixes laser contrapropagantes sintonizados abaixo da frequência de ressonância atômica (figura 2.1), deslocando-se no sentido positivo do eixo x .

Figura 2.1 - Átomo com velocidade v no sentido $+x$ sujeito a incidência de dois feixes laser contrapropagantes sintonizados numa frequência (ω_1) abaixo da frequência de ressonância atômica (ω_0)

Devido ao efeito Doppler, a luz contrapropagante é deslocada para o azul e portanto o átomo absorverá mais fótons do campo de radiação contrapropagante ao seu movimento e sofrerá recuos devido a transferência de momento $\hbar k$, sendo desacelerado neste sentido. Se o átomo estiver parado, ele absorverá igualmente fótons de ambos os feixes, produzindo uma força resultante nula e permanecerá parado em sua posição inicial.

Ao absorver fótons, o átomo os reemite aleatoriamente. Pensando em termos de forças atuantes sobre este átomo, cada feixe exerce uma força de pressão de radiação [2] sobre o átomo. Esta força pode ser expressa como $F = -\alpha v$ e é chamada de força amortecedora (ou viscosa), onde α é o coeficiente de amortecimento.

Este processo de desaceleração de átomos neutros por efeito Doppler foi introduzido na literatura independentemente por T. Hänsch e A. Schawlow [3] e D. Wineland e H. Dehmelt [4] sugerindo a idéia de um possível aprisionamento de átomos por forças de pressão de radiação. A força de amortecimento, que surge do desbalanço de forças de pressão de radiação sobre o átomo, é uma força média resultante dos vários ciclos de absorção-emissão de fótons pelo átomo. A cada emissão de um fóton pelo átomo, este átomo sofre um recuo na direção contrária à da emissão. Como a emissão é aleatória, em média, isto não causa modificações no movimento do átomo, mas provoca uma dispersão no espaço de momento de forma que $\langle p \rangle = 0$ mas $\langle p^2 \rangle \neq 0$. Isto se deve a natureza estatística do processo absorção-emissão, causando flutuações no movimento atômico. A dispersão ocorrida provoca um aquecimento transversal na direção dos feixes de luz e essa taxa de aquecimento corresponde a um coeficiente de difusão D o qual é proporcional a $\langle p^2 \rangle$. Em equilíbrio, a taxa de aquecimento tem que ser igual à taxa de resfriamento devido à força amortecedora, com isso o átomo terá uma temperatura de equilíbrio proporcional a D/α . A temperatura dos átomos aprisionados será abordada de maneira mais formal nos capítulos III e V.

A idéia do resfriamento pelo efeito Doppler [3 e 4] foi primeiro demonstrada experimentalmente por S. Chu e colaboradores [5], usando seis feixes laser linearmente polarizados e contrapropagantes dois a dois nas direções x, y e z , que interceptavam-se em um ponto comum. A experiência foi realizada com átomos de sódio, onde foi obtido um meio viscoso tridimensional chamado pelos autores de

melado ótico. Os átomos provenientes de um feixe eram desacelerados e capturados em determinado volume, mas não chegavam a ser confinados em torno de um ponto, pois faltava uma força que produzisse um mínimo de potencial e assim confinasse os átomos. Esta força seria uma força restauradora responsável pelo aprisionamento e será introduzida na próxima seção.

2.2) O APRISIONAMENTO MAGNETO-ÓTICO

Uma armadilha capaz de resfriar e aprisionar átomos neutros foi proposta por Pritchard e colaboradores [6] e demonstrada por E. Raab e colaboradores [7]. Nesta armadilha utilizou-se a idéia do resfriamento viscoso, devido a presença de seis feixes laser contrapropagantes dois a dois, mais a introdução de uma força restauradora devido a aplicação de um gradiente de campo magnético e polarizações convenientes dos feixes laser. Essa armadilha foi denominada de armadilha magneto-ótica (AMO).

2.2.1) A ARMADILHA MAGNETO-ÓTICA: PRINCÍPIO E FUNCIONAMENTO

Para entendermos o funcionamento de uma AMO, vamos supor um átomo de dois níveis que tem o estado fundamental com spin $S = 0$ ($m_s = 0$) e estado excitado com spin $S = 1$ ($m_s = -1, 0, +1$), sob a ação de um campo magnético fraco que tem a forma $B(z) = bz$, onde b é constante. Devido ao fraco campo

magnético, os níveis de energia do átomo em questão sofrerão variações de energia do tipo $\Delta E = \mu m_s B(z)$.

Suponhamos ainda que sobre este átomo incidam dois campos de radiação contrapropagantes com polarizações circulares σ^- e σ^+ propagando-se nas direções $+z$ e $-z$ respectivamente. Estes campos de radiação têm a mesma frequência ω_L e estão sintonizados abaixo da frequência de ressonância atômica ω_0 (figura 2.2). Na aproximação de dipolo elétrico, estas polarizações permitem transições com $\Delta m = 0, \pm 1$

Caso o átomo esteja parado em $z = 0$, em analogia com o melado ótico [5], a força média sobre o átomo, devido aos dois feixes laser, é nula e o átomo permanece em repouso neste ponto. Se o átomo desloca-se na direção $+z$, ele ficará mais ressonante e absorverá mais fótons do laser com polarização σ^- fazendo a transição $S=0, m_s=0 \Rightarrow S=1, m_s=-1$ e será desacelerado pelo mesmo, sofrendo assim, uma força que o empurra de volta à origem restaurando sua posição. Se, no entanto, o átomo desloca-se na direção $-z$, ele absorverá mais fótons do feixe contrapropagante ao seu movimento, que neste caso é o feixe de polarização σ^+ , e será desacelerado pelo mesmo. Devido a polarização σ^+ a transição favorecida é a de $S = 0 (m_s = 0) \Rightarrow S = 1 (m_s = +1)$. O átomo estará mais ressonante com este feixe e portanto, sofrerá uma força restauradora que o empurrará de volta ao ponto central. O ponto central $z = 0$ é então considerado um ponto de equilíbrio estável para o átomo.

Este estudo para um átomo hipotético é apresentado em apenas uma dimensão, apesar de podermos estendê-lo para três dimensões se colocarmos mais quatro feixes contrapropagantes com polarizações circulares opostas nas direções x e y . Ademais, devemos utilizar um campo magnético conveniente gerado por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, nas quais circulam correntes em

sentidos opostos, de modo a termos um campo magnético nulo no centro da armadilha, e ao longo do eixo z, um gradiente de campo magnético constante com o dobro do valor do gradiente nos eixos x e y (figura 2.3).

Figura 2.2 - Modificações sofridas nos níveis de energia por um átomo de dois níveis sujeito a um campo magnético fraco (efeito Zeeman) e a presença de dois feixes contrapropagantes com polarizações circulares σ^- e σ^+ sintonizados abaixo da frequência de ressonância atômica.

Figura 2.3 - Configuração de uma armadilha magneto-ótica composta por seis feixes laser contrapropagantes e com polarizações circulares opostas e um par de bobinas com correntes em sentidos opostos do tipo anti-Helmholtz.

Neste tipo de armadilha estão presentes forças do tipo viscosa (amortecimento), que desaceleram o átomo devido os feixes laser estarem sintonizados abaixo da frequência de ressonância atômica, e do tipo restauradora que surge com a aplicação do campo magnético e com as polarizações adequadas criando uma regra de seleção espacial. Com isso, podemos descrever o movimento de um átomo nesta armadilha, para pequenas oscilações em torno da origem, como um oscilador harmônico amortecido, cuja equação de movimento, discutida na referência [7] na aproximação de baixas velocidades e baixos campos, tem a forma:

$$\vec{F} \approx -k\vec{r} - \alpha \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.1)$$

onde $-kr$ é a força restauradora, $-\alpha dr/dt$ é a força de amortecimento, α é a constante de amortecimento e k é a constante de mola que está relacionada com a frequência de oscilação ω_0 e a massa m do átomo através de $\omega_0 = (k/m)^{1/2}$.

Na realidade, o movimento dos átomos numa armadilha magneto-ótica é superamortecido pois, como veremos adiante, $\alpha > \omega_0$. Sendo o amortecimento maior do que a frequência de oscilação, os átomos deveriam colapsar para a origem. No entanto, não é isso o que observamos, já que temos uma estrutura de átomos aprisionados num volume finito. A solução para $r = 0$ levaria a um volume muito pequeno de átomos aprisionados ($V \ll \lambda_D^3$, com λ_D sendo o comprimento de de Broglie) nos levando direto à condensação de Bose-Einstein. A observação do volume finito de átomos aprisionados se deve à aleatoriedade na reemissão dos fótons pelo átomo, criando um equilíbrio entre resfriamento e aquecimento que cria uma temperatura limite para o átomo. A forma espacial observada no

aprisionamento é a de uma nuvem de estrutura quase esférica quando as condições de operação são próximas da situação ideal (figura 2.4).

Figura 2.4 - Observação experimental de átomos de sódio na transição $3S_{1/2}, F=2 \Rightarrow 3P_{3/2}, F'=3$ em forma de uma nuvem quase esférica de átomos aprisionados.

2.2.2) FORÇAS ATUANTES NOS ÁTOMOS APRISIONADOS

A força de pressão de radiação que atua sobre um átomo de dois níveis pode ser de dois tipos: a força **espontânea**, associada à transferência de momento dos fótons do feixe laser incidente para o átomo a ser desacelerado e de sua emissão espontânea e a força de **dipolo**, associada à interação do dipolo atômico com o gradiente de intensidade do feixe laser. A força de pressão de radiação foi derivada por R. Cook [2] utilizando uma teoria semi-clássica para descrever a interação átomo-laser a qual é utilizada quase sempre que se estuda processos de desaceleração, resfriamento e aprisionamento de átomos neutros.

Devido a utilizarmos feixes laser com perfis de intensidade gaussianos, onde o gradiente de intensidade é pequeno e também devido ao fato de não focalizarmos os feixes, a força de dipolo não é importante no nosso caso. Por isso a desprezamos, o que torna a força espontânea responsável pela desaceleração e aprisionamento dos átomos neutros na armadilha. A força de pressão de radiação espontânea, supondo um feixe laser incidindo sobre um átomo de dois níveis com velocidade v , tem a forma [2]:

$$F = \frac{\hbar \kappa \Gamma \Omega^2}{[4 (\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v})^2 + \Gamma^2 + 2 \Omega^2]} \quad (2.2)$$

onde

$\hbar$ = constante de Planck

$\kappa = (\kappa = 2\pi/\lambda)$ vetor de onda do feixe laser

Γ = largura de linha natural da transição atômica

$\Delta = (\omega_L - \omega_0)$ = diferença entre a frequência do laser e a frequência de ressonância atômica (dessintonia)

$\Omega = (\mu E / \hbar)$ = frequência de Rabi

v = velocidade do átomo.

Consideremos, agora, que este átomo esteja sobre o eixo z sob a ação de um campo magnético fraco e interaja com dois feixes laser contrapropagantes e com polarizações circulares ortogonais σ^- e σ^+ sintonizada para o vermelho da ressonância atômica, ou seja, a frequência do laser é menor do que a frequência atômica. A força sobre o átomo na direção z próximo ao centro da armadilha será a soma da contribuição dos dois feixes:

$$F_z = \frac{\hbar \kappa \Gamma}{4} \left\{ \frac{\Omega_+^2}{\left[(\Delta - \kappa v_z - \gamma B_z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} \right]} - \frac{\Omega_-^2}{\left[(\Delta + \kappa v_z + \gamma B_z)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} \right]} \right\} \quad (2.3)$$

onde γ está relacionada com a abertura nos níveis de energia do átomo (constante Zeeman) devido a presença do campo magnético B e Ω_+ e Ω_- são as frequências de Rabi para os feixes que tem polarizações σ^+ e σ^- respectivamente.

Para tornar mais simples a equação 2.3, vamos chamar $\chi = (\gamma B_z + \kappa v_z)$. Como na aproximação de baixas velocidades e baixos campos temos que $\Delta > (\gamma B_z + \kappa v_z)$, então podemos expandir o denominador até termos de primeira ordem em Δ / χ e

assim teremos:

$$F_z = \frac{\hbar\kappa\Gamma}{4} \left\{ \frac{\Omega_+^2}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_+^2}{2} \right] - 2\chi\Delta} - \frac{\Omega_-^2}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_-^2}{2} \right] + 2\chi\Delta} \right\} \quad (2.4)$$

Chamando $\lambda = [\Delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega_0^2/2]$, a equação 2.4 torna-se:

$$F_z = \frac{\hbar\kappa\Gamma}{4\lambda} \left\{ \Omega_+^2 \left(1 + \frac{2\chi\Delta}{\lambda} \right) - \Omega_-^2 \left(1 - \frac{2\chi\Delta}{\lambda} \right) \right\} \quad (2.5)$$

Substituindo o valor de λ na equação 2.5, lembrando que $\Delta < 0$ e usando o caso particular em que os dois feixes contrapropagantes têm $\Omega_+ = \Omega_-$, teremos:

$$F_z = - \frac{16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\Omega^2\gamma b}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2]^2} Z - \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma|\Delta|\Omega^2}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2]^2} V_z \quad (2.6)$$

onde usamos $\gamma B_z = \gamma b z$. A equação 2.6 pode, ainda, ser escrita como:

$$F_z = -kZ - \alpha V_z \quad (2.7)$$

que assemelha-se a força de um oscilador harmônico amortecido, onde as constantes k e α são escritas na forma:

$$k = \frac{16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\Omega^2\gamma b}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2]^2} \quad (2.8)$$

e

$$\alpha = \frac{k\kappa}{\gamma b} \quad (2.9)$$

Para caracterizar uma armadilha magneto-ótica, precisamos conhecer o melhor possível estas constantes. Neste trabalho, vamos nos deter nas medidas de k e α para dois tipos de transições em átomos de sódio aprisionados e por isso as equações 2.8 e 2.9 são de extrema importância na comparação dos resultados apresentados no capítulo III.

Fizemos, até agora, um estudo unidimensional para as força que atuam nos átomos aprisionados em AMO, no entanto, um estudo tridimensional destas forças é direto e a equação 2.7 torna-se:

$$\vec{F} = -k\vec{r} - \alpha \frac{d\vec{r}}{dt} \quad (2.10)$$

com $\vec{r} = x\hat{x} + y\hat{y}$.

Usando os nossos valores experimentais nas equações 2.8 e 2.9, encontramos um $k \approx 10^{-19} \text{kg.Hz}^2$ e um $\alpha \approx 10^{-21} \text{kg.Hz}$, onde temos o nosso sistema como um oscilador harmônico super amortecido o que nos permite grande eficiência no processo de resfriamento e aprisionamento com esta armadilha.

Este modelo teórico que explica o aprisionamento tão eficiente de átomos neutros, trata o átomo como um sistema de dois níveis. Na verdade, átomos alcalinos têm estrutura de níveis mais complexa e apresentam mais subníveis do que no modelo acima. Estes subníveis estão bastante separados no caso de grandes campos magnéticos podendo ser tratados como átomos de dois níveis ainda, mas no caso da AMO onde o aprisionamento ocorre próximo da região de campo nulo, para baixos campos magnéticos, estes subníveis Zeeman estão praticamente degenerados ($\gamma B_z \approx \Gamma$) não sendo completamente correto tratar os átomos como um sistema de dois níveis. Isto é uma simplificação do modelo, que podemos corrigir levando em conta todas as possíveis transições entre os vários subníveis do estado excitado e fundamental [8] desde que satisfaça as regras de seleção por dipolo elétrico ($\Delta m_F = 0, \pm 1$). A importância desta correção será observada na análise dos resultados. Neste caso, nossa aproximação é equivalente a vários sistemas de dois níveis ao que denominaremos de sistema de "multiníveis".

Veremos, a seguir, que a introdução desta correção no modelo teórico não muda a forma da equação 2.10 mas leva a mudanças nas expressões das constantes k e α . Uma outra correção usada é levar em conta a presença dos vários feixes laser na saturação de um determinado feixe. Devido a isso, essa correção é feita colocando o fator 6 no denominador de k e α [9]. Voltando ao sistema de "multiníveis", o que temos que fazer é somar sobre todos os possíveis sistemas de dois níveis e encontrar a contribuição destas novas transições nos valores de k e α .

Como vimos, anteriormente, o campo magnético tem participação decisiva

nesta nova correção. Ele provoca um deslocamento em frequência para a transição em questão da forma:

$$\gamma b = \frac{\mu_B}{h} b (g_{F'} m_{F'} - g_F m_F) \quad (2.11)$$

onde b é o gradiente de campo magnético, μ_B é o magneton de Bohr, h é a constante de Planck, g é o fator giromagnético (fator de Landè), F e F' são os momentos angulares totais referentes ao estado fundamental e ao estado excitado, respectivamente, e m_F é a projeção do momento angular total do estado. O fator giromagnético para o estado de (J, I, F) é escrito como:

$$g_F = g_J \left[\frac{F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right] \quad (2.12)$$

onde

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.13)$$

e F é a soma do momento angular eletrônico total J com o spin nuclear I ($F=J+I$).

A diferença entre a frequência do laser ω_L e a frequência atômica ω_0 sofre modificações devido ao deslocamento em frequência produzido pelo campo magnético, pois teremos agora

$$\Delta = \omega_L - \omega_0 \pm (\gamma b_z + \kappa v_z) \quad (2.14)$$

e então, a força de amortecimento, que depende de v_z e com isso depende da dessintonia Δ dependerá, agora, da posição.

No modelo "multiníveis", a força total F_z passa a ser :

$$F_{z\pm} = \sum_{\Delta m} \sum_{m_F} \frac{\hbar \kappa \Gamma P_t(\Delta m, m_F) \Omega_{\pm}^2(\Delta m, m_F)}{\{4 [\Delta \mp (\gamma b_z + \kappa v_z)]^2 + \Gamma^2 + 12 \Omega_0^2(\Delta m, m_F)\}} \quad (2.15)$$

onde $\Omega_{\pm}(\Delta m, m_F)$ é a frequência de Rabi para transição iniciando em (F, m_F) com variação Δm_F , $P_t(\Delta m, m_F)$ é a probabilidade de ocorrer estas transições e o fator 12 no denominador surge devido à presença dos seis feixes laser que provocam o alargamento por potência dos níveis. Os valores para as frequências de Rabi relacionadas com os subníveis hiperfinos da linha D2 do sódio ($3S_{1/2} \Rightarrow 3P_{3/2}$) pode ser encontrado na referência [10] e estão presentes na tabela 2.1, enquanto que os valores para as probabilidades de transições por dipolo elétrico com relação aos subníveis hiperfinos das transições $3S_{1/2} \Rightarrow 3P_{1/2}$ e $3S_{1/2} \Rightarrow 3P_{3/2}$ do átomo de sódio encontram-se na tabela 2.2 [11]

Refazendo os passos que nos levaram da equação 2.3 até as equações 2.8 e 2.9, encontramos as novas expressões para as constantes k e α na chamada aproximação de multiníveis:

$$k=16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\sum_{\Delta m}\sum_{m_F}\frac{P_t(\Delta m, m_F)\Omega_0^2(\Delta m, m_F)\gamma bG(\Delta m, m_F)}{[4\Delta^2+\Gamma^2+12\Omega_0^2(\Delta m, m_F)]^2} \quad (2.16)$$

com $G(\Delta m, m_F) = (g_{F'}m_{F'} - g_F m_F)$, e

$$\alpha=16\hbar\kappa^2\Gamma|\Delta|\sum_{\Delta m}\sum_{m_F}\frac{P_t(\Delta m, m_F)\Omega_0^2(\Delta m, m_F)}{[4\Delta^2+\Gamma^2+12\Omega_0^2(\Delta m, m_F)]^2} \quad (2.17)$$

Como veremos, as correções introduzidas pelo modelo "multiníveis" possibilitaram um melhor entendimento dos resultados obtidos no estudo das estruturas espaciais em forma de anéis, que serão discutidas nos capítulos IV e V, principalmente para explicar resultados que dependam das intensidades dos feixes de aprisionamento, como demonstrado nas referências [12 e 13].

$3^2S_{1/2}(F'=1) \rightarrow 3^2P_{3/2}(F)$						
Δm_F	F	m_F				
		-2	-1	0	1	2
1	0		16.1114			
1	1		18.0131	18.0131		
1	2		8.0557	13.9529	19.7324	
0	0			16.1114		
0	1		-18.0131	0	18.0131	
0	2		-13.9529	-16.1114	-13.9529	
-1	0				-16.1114	
-1	1			18.0131	18.0131	
-1	2		-19.7324	-13.9529	-8.0557	
$3^2S_{1/2}(F'=2) \rightarrow 3^2P_{3/2}(F)$						
Δm_F	F	m_F				
		-2	-1	0	1	2
1	1	8.8246	6.2399	3.6026		
1	2	11.3925	13.9529	13.9529	11.3925	
1	3	7.2052	12.4799	17.6492	22.7850	27.9058
0	1		6.2399	7.2053	6.2399	
0	2	-16.1114	-8.0557	0	8.0557	16.1114
0	3	-16.1114	-20.3795	-21.6157	-20.3795	-16.1114
-1	1			-3.6026	-6.2399	-8.8246
-1	2		11.3925	13.9529	13.9529	11.3925
-1	3	-27.9058	-22.7850	-17.6492	-12.4799	-7.2052

Tabela 2.1 - Valores das frequências de Rabi para cada possível transição entre os subníveis hiperfinos do átomo de sódio por unidade da raiz quadrada da intensidade do campo de radiação (MHz/(mW/mm²))^{1/2} [10].

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

Tabela 2.2 - Probabilidades de transição por dipolo elétrico envolvendo os subníveis dos estados hiperfinos $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$ e $3P_{3/2}$ para o átomo de sódio.

2.3) MODELO CINÉTICO PARA A CARACTERIZAÇÃO DE UMA ARMADILHA MAGNETO-ÓTICA

Consideremos os átomos que serão aprisionados como parte de um gás rarefeito contido num recipiente. O número total de átomos com velocidade entre v e $v+dv$ que atravessam uma unidade de área por unidade de tempo (fluxo) é:

$$\Phi_0 = \int \Phi(v) d^3v = \int_{v_{x>0}} f(v) v \cos\theta d^3v \quad (2.18)$$

onde $d^3v = dv_x dv_y dv_z = v^2 dv \sin\theta d\theta d\phi$ e que para um gás ideal a velocidade média é:

$$\bar{v} = \frac{4\pi}{\eta} \int_0^\infty f(v) v^3 dv \quad (2.19)$$

onde η é a densidade do gás e $f(v)$ é a função distribuição de velocidade para este gás.

A taxa de aprisionamento (taxa de captura L) pode ser encontrada supondo que todos os átomos que entram na região de captura (intersecção dos feixes de aprisionamento) e que apresentem velocidade menor do que uma velocidade limite

chamada velocidade de captura v_c , serão desacelerados e capturados, permanecendo confinados [14]. Com isso a taxa de captura será dada pelo fluxo de átomos com velocidade entre 0 e v_c que penetram numa esfera de raio r que define o volume de captura. Assim,

$$L = \Phi_0 4\pi r^2 \quad (2.20)$$

com

$$r = \left(\frac{3V}{4\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.21)$$

e

$$\Phi_0 = \frac{1}{4} \eta \bar{v} \quad (2.22)$$

onde V é o volume da esfera, η é a densidade de átomos do gás residual e $\bar{v}$ é a velocidade média entre 0 e v_c .

Vamos supor ainda, que o gás a ser aprisionado tem uma distribuição de velocidade do tipo Maxwell-Boltzmann [15] de modo que a equação 2.19 torna-se:

$$\bar{v} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{v_c} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} v^3 dv \quad (2.23)$$

onde m é a massa do átomo, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura dos átomos contidos no vapor.

O fluxo de átomos Φ_0 é encontrado resolvendo-se a equação 2.23 e substituindo-se o valor obtido na equação 2.22. Fazendo isto, a taxa de captura torna-se:

$$L = 0.7 \, \eta V^{\frac{2}{3}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \quad (2.24)$$

onde o valor 0.7 no lado direito da equação é obtido ao substituirmos alguns valores numéricos durante as passagens até chegar à equação 2.24.

Devido aos processos de captura e perdas existentes numa armadilha magneto-ótica, a equação de taxa para o carregamento da armadilha pode ser escrita como:

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \frac{N}{\tau} \quad (2.25)$$

onde L é a taxa de captura definida na equação 2.24, N é o número de átomos na armadilha e $1/\tau$ é a taxa de perdas. Essas perdas ocorrem devido a colisões de átomos do gás de fundo (vapor) com átomos aprisionados e devido, também, a colisões entre átomos aprisionados, ou seja:

$$\frac{1}{\tau} = \beta + \beta' \eta_c \quad (2.26)$$

onde β é a perda por colisão de átomos aprisionados com átomos do vapor, $\beta' \eta_c$ é a taxa de perda por colisões de átomos aprisionados entre si, a qual torna-se relevante no regime de altas densidades e τ é o tempo de carga da armadilha.

Resolvendo a equação de taxa 2.25, temos para o número de átomos aprisionados a seguinte expressão:

$$N(t) = N_s \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right) \quad (2.27)$$

onde $N_s = L\tau$, é o número estacionário de átomos aprisionados na armadilha. A taxa de colisões $1/\tau$ é definida na teoria cinética dos gases, como:

$$\frac{1}{\tau} = \sigma \eta \bar{v} \quad (2.28)$$

onde σ é a seção de choque entre os átomos, η é a densidade de átomos e v é a velocidade média entre os átomos que colidem.

Podemos, então, encontrar uma expressão para o número de átomos estacionário como sendo:

$$N_s = L\tau$$

$$N_s = 0.7 \frac{V^{\frac{2}{3}}}{\sigma \bar{v}} \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \quad (2.29)$$

onde N_s é encontrado fazendo a aproximação na qual o gás contido em todo o recipiente só tem átomos de uma mesma espécie e desprezando colisões entre átomos aprisionados. Podemos desprezar tais colisões, pois ao medirmos a carga da armadilha e compararmos o resultado experimental com a previsão teórica, onde só ocorrem colisões de átomos do vapor com átomos aprisionados, observamos uma total concordância entre os mesmos. É bom salientar que trabalhamos com uma célula de vapor como na referência [16] enquanto que outros grupos que trabalham com aprisionamento, inicialmente pré-desaceleram um feixe atômico, o que causa considerável mudança na constante τ .

Através da equação 2.28, notamos que o número de átomos estacionário na armadilha independe da densidade de átomos do vapor, ou seja, independe da

temperatura do gás de fundo. No entanto, resultados experimentais realizados por nosso grupo, mostraram que há uma dependência clara com a temperatura do vapor. Isto levou D. M. B. P. Milori [17] a estudar mais a fundo o processo de carga da armadilha como função da temperatura considerando a existência de outro tipo de átomo no vapor e levando em conta que o nosso sistema não é completamente fechado, pois nossa célula de vapor é constantemente bombeada por uma bomba iônica para melhorar a pressão do sistema. Como explicado na referência [17], a densidade do vapor é agora escrita como:

$$\eta(T) = \frac{Ae^{BT}}{T} \quad (2.29)$$

onde medidas do tempo de carga, taxa de captura, número e densidade de átomos aprisionados como função da temperatura, concordam muito bem.

2.3.1) TIPO DE ÁTOMO APRISIONADO

Apesar de nosso grupo trabalhar com outros tipos de metais alcalinos, tais como: lítio, cézio e potássio, nossa experiência é mais concentrada nos átomos de sódio. Estes átomos foram e ainda são utilizados para produção de feixe atômico [18], desaceleração e aceleração de átomos [19], aprisionamento magneto-ótico [20] e colisões [21]. Todo o trabalho aqui apresentado foi realizado com átomos de

sódio em forma de vapor.

Os níveis de energia e a linha D2 do átomo de sódio estão no esquema da figura 2.5.

Figura 2.5 - Esquema dos níveis de energia do átomo de sódio destacando a sua linha D2

O esquema de níveis de energia da figura 2.5 está simplificado, mostrando apenas os níveis hiperfinos F dos estados fundamental $3S_{1/2}$, $F = 1$ e 2 e excitado $3P_{3/2}$, $F' = 0, 1, 2$ e 3 . Cada nível F é $(2F + 1)$ degenerado. Esta degenerescência é removida quando aplicamos um campo magnético fraco e por efeito Zeeman teremos um novo conjunto de subníveis m_F do tipo :

i) estado fundamental

$$F = 1 \Rightarrow m_F = 0, \pm 1$$

$$F = 2 \Rightarrow m_F = 0, \pm 1, \pm 2$$

ii) estado excitado

$$F' = 0 \Rightarrow m_{F'} = 0$$

$$F' = 1 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1$$

$$F' = 2 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2$$

$$F' = 3 \Rightarrow m_{F'} = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3$$

Usar átomo de sódio como material aprisionado tem algumas vantagens, entre elas a observação ocorre no intervalo de frequência que corresponde ao amarelo ($\lambda=589\text{nm}$), ou seja, no visível. Lasers de corante facilmente operam neste comprimento de onda; o alinhamento ótico do sistema torna-se mais fácil, pois conseguimos ver os feixes; a visualização é feita a olho nu com câmeras de vídeo comuns e medidas do diâmetro das nuvens aprisionadas são feitas simplesmente com uma luneta. Entretanto, uma grande particularidade do aprisionamento de átomos de sódio é a obtenção de dois tipos de nuvens de átomos aprisionados, correspondendo a sintonias envolvendo duas transições diferentes.

Em nosso laboratório, observamos um tipo de nuvem, a qual chamamos de tipo I, que corresponde ao aprisionamento dos átomos de sódio usando como

transição de aprisionamento $3S_{1/2}, F=2 \Rightarrow 3P_{3/2}, F'=3$. Esta transição é permitida por dipolo elétrico, pois nesta aproximação são permitidas as transições com $\Delta F = 0, \pm 1$. Nesta transição os átomos decaem para $3S_{1/2}, F=2$. No entanto, após algumas transições, o átomo pode fazer uma transição indesejada indo por exemplo, parar em $3P_{3/2}, F'=2$ e daí decair para o estado fundamental $3S_{1/2}, F=1$, saindo da transição ressonante com o feixe de aprisionamento e então sendo perdido pelo sistema. Essa perda por bombeamento ótico, em um determinado tempo, pode ser tão crucial que prejudica o acúmulo de átomos na armadilha. Devido a isso, utiliza-se um segundo feixe laser, chamado de rebombeio, sintonizado na transições $3S_{1/2}, F=1 \Rightarrow 3P_{3/2}, F'=2$, de forma que todo átomo que erroneamente transicionar para $3P_{3/2}, F'=2$, possa eventualmente decair para $3S_{1/2}, F=1$ e com isso voltar ao processo de aprisionamento. Com isso evitamos transições indesejadas e aumentamos a eficiência do processo de aprisionamento tornando-o o mais semelhante possível ao de um sistema de dois níveis. Usando esta transições para o aprisionamento, observamos uma nuvem esférica de átomos confinados próximo à região de campo nulo com aproximadamente 1mm de diâmetro. A esta nuvem chamamos de nuvem tipo I.

Outro tipo de nuvem é observada ao variarmos a frequência do laser de aprisionamento de 50 MHz. A esta nova nuvem de átomos aprisionados chamamos de nuvem tipo II. Uma característica desta nuvem é quanto ao número de átomos que é maior do que para a nuvem tipo I, mas sua densidade de átomos aprisionados é menor pois seu diâmetro chega a ser mais de três vezes maior do que a nuvem tipo I. Teoricamente poderíamos explicar este aumento no tamanho da nuvem tipo II devido ao fato da sua constante de mola ser menor do que a constante de mola para a nuvem tipo I, já que, na equação 2.8, γ para a nuvem tipo I vale 1.4 MHz enquanto que para a nuvem tipo II vale 0.7MHz. Isso faz com que

Para ambas as armadilhas, o rebombeio é feito através da introdução de um dispositivo chamado modulador eletro-ótico (MEO). Incidimos o laser de aprisionamento neste MEO, o qual gera harmônicos da frequência do laser provocando o surgimento de uma frequência central igual a do laser original e duas outras frequências laterais (sideband), como é visto na figura 2.6.

36

2.3.2) SISTEMA EXPERIMENTAL

A configuração experimental para o aprisionamento magneto-ótico está mostrado na figura 2.7, onde estão ressaltados os feixes de aprisionamento (laser de corante, com $\lambda = 589\text{nm}$, bombeado por laser de argônio com $\lambda = 514\text{nm}$), célula de vapor (câmara de aço inoxidável com janelas de quartzo, com deposição para evitar reflexões), sistema de aquisição de imagens (câmera de vídeo, câmera CCD, TV e luneta) e aquisição de fluorescência para medidas de número de átomos (fotomultiplicadora).

Figura 2.7 - Esquema experimental para aprisionamento magneto-ótico.

O Campo de Radiação

Usamos um laser de corante (Rh 6G em 589nm com 1MHz de largura de linha) contínuo bombeado por um laser de argônio ($\lambda=514\text{nm}$ - INNOVA 100 e ou 200). A potência de saída do laser de corante era de $\approx 500\text{mW}$ e ao passar pelo MEO era dividida por três, já que os três picos de frequências eram de mesma amplitude. Após passar por toda a ótica do sistema, cada feixe chegava em cada janela da câmara de vapor com aproximadamente 22% da potência inicial. Os seis feixes obtidos a partir do laser de corante tinham perfis gaussianos com largura a meia altura (cintura w) da ordem de 6mm e um diâmetro, ao passar pela janela da câmara de aproximadamente 2,5cm. Para obter-se os seis feixes, o laser original passa por espelhos e divisores de feixes e para gerar as polarizações circulares, o laser incide em lâminas de $\lambda/4$ (lâminas de quarto de onda). Na realidade os seis feixes são oriundos de três feixes retrorefletidos.

A Célula de Vapor

A célula de vapor foi construída em aço inoxidável diminuindo a degasificação do sistema ao ser aquecida, o que prejudicaria o controle de pressão no interior da célula aumentando as perdas por colisão com átomos pesados e com isso diminuindo a eficiência do processo de aprisionamento.

Para incidirmos os feixes laser, foram construídas janelas sobre "pescoços" que eram prologamentos da célula de vapor. Essas janelas eram de quartzo e tinham uma deposição dielétrica para evitar reflexões indesejadas que atenuariam os feixes, produzindo um desbalanço em intensidade indesejado. Existem outras janelas que são usadas para observação e aquisição dos resultados. Outros

prolongamentos desta célula eram os dutos (bellows) os quais acoplavam a mesma ao sistema de vácuo para melhorar a pressão dentro da célula. Um dos dutos acoplava a célula a um sistema de vácuo preliminar, composto por uma bomba mecânica mais uma bomba turbo, que deixava o sistema com uma pressão da ordem de 10^{-7} Torr. Um outro duto ligava a bomba iônica à célula, deixando esta com uma pressão de aproximadamente 10^{-9} Torr.

Como o elemento aprisionado era o átomo de sódio, que originalmente encontra-se na forma de um metal sólido, para produzirmos o vapor ou gás de sódio, precisávamos aquecê-lo. Para isto, a célula tinha um recipiente com válvula, ao qual chamávamos de forno, no qual colocávamos uma ampola de sódio fechada numa pressão da ordem de 10^{-6} Torr. Com o auxílio de fitas térmicas, este forno era aquecido, quebrávamos a ampola de sódio e produzíamos, assim, o vapor de sódio. As fitas térmicas eram distribuídas por toda a superfície da célula de vapor para que fosse mantido um gradiente de temperatura. Esse gradiente de temperatura não permitia que o vapor de sódio aderisse às janelas, reagindo e prejudicando a aquisição dos resultados. O corpo da célula tinha uma forma cilíndrica com aproximadamente 15 cm de raio e 8 cm de altura (figura 2.8).

Figura 2.8 - A célula de vapor usada no aprisionamento de átomos de sódio. Como destaque temos: (j) janelas, (vp) sistema de vácuo preliminar, (bi) bomba iônica, (f) forno, (ft) fitas térmicas e (c) corpo da célula.

2.4) CONDIÇÕES DE APRISIONAMENTO TIPO I E TIPO II

Com os seis feixes laser completamente alinhados, observamos as seguintes estruturas espaciais em forma de nuvens esféricas (figuras 2.9 e 2.10) de átomos aprisionados em duas transições diferentes, usando a linha D2 do sódio:

Tipo I

Figura 2.9 - Imagem da nuvem esférica de átomos de sódio aprisionados na configuração tipo I. A nuvem foi filmada com câmera de vídeo e fotografada. Foram usadas intensidades da ordem de $8I_0$ nos feixes de aprisionamento e $dB/dz = 20$ G/cm. Com diâmetro $d \approx 1$ mm.

Tipo II

Figura 2.10 - Imagem da nuvem esférica de átomos de sódio aprisionados na configuração tipo II, usando os mesmos parâmetros experimentais da figura 2.9. Essa nuvem é mais expandida do que a tipo I, com diâmetro $d_{II} \approx 3d_I$.

Através de uma câmera CCD, registramos estas estruturas espaciais em forma de nuvem esférica e levantamos o perfil da distribuição de átomos aprisionados com o auxílio de um programa para aquisição de imagens (IMA 4.EXE) [22]. As distribuições de átomos podem ser visualizadas pelos gráficos tridimensionais das figuras 2.11 (nuvem tipo I) e 2.12 (nuvem tipo II).

Figura 2.11 - Gráfico tridimensional que mostra a distribuição de átomos na nuvem tipo I.

Figura 2.12- Gráfico tridimensional que mostra a distribuição de átomos na nuvem tipo II.

REFERÊNCIAS

- 1 - V. S. Bagnato, D. Pritchard and D. Kleppner, Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987)
- 2 - R. Cook, Phys. Rev. A **20**, 224 (1979)
- 3 - T. Hansch and A. Schawlow, Opt. Commun. **13**, 68 (1975)
- 4 - D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975)
- 5 - S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985)
- 6 - D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. S. Bagnato, C. E. Wieman and R. N. Watts, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986)
- 7 - E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- 8 - K. Lindquist, M. Stephens and C. Wieman, Phys. Rev. A **46**, 4082 (1992)
- 9 - Os feixes perpendiculares contribuem com o alargamento por potência, mas não interagem com o par contrapropagante que está aprisionando.
- 10 - P. Farrell, W. McGillivray and M. Standage, Phys. Rev. A **37**, 4240 (1988)
- 11 - P. L. Gould, Ph. D. Thesis, M.I.T. 1986, não publicada.
- 12 - I. Guedes, M. T. de Araujo, D.M.B.P. Milori, G.I. Surdutovich, V.S. Bagnato and S. C. Zilio, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994)
- 13 - I. Guedes, Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos, 1994, não publicada.
- 14 - A. Steane, M. Chowdhury and C. Foot, J. Opt. Soc. Am. B. **9**, 2147 (1992)
- 15 - F. Reif, Fundamentals of Statistical and Thermal Physics, Singapore, McGraw-Hill Book Co, 1975
- 16 - A. Cable, M. Prentiss and N. Bigelow, Opt. Lett. **15**, 507 (1990)
- 17 - D.M.B.P. Milori, Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos, 1994,

não publicada

- 18 - V. S. Bagnato, A. Aspect and S. C. Zilio, *Opt. Commun.* **72**, 76 (1980); V. S. Bagnato and S. C. Zilio, *Revista Brasileira de Física* **19**, 127 (1989); V.S. Bagnato e S. C. Zilio, *Ciência Hoje* **9**, 41 (1989); M. E. Firmino, V. C. Colussi, S. C. Zilio e V. S. Bagnato, *Revista de Física Aplicada e Instrumentação* **4**, 368 (1989); Carlos Alberto Farias Leite, Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos, 1992, não publicada
- 19 - Mônica S. dos Santos e Júlio Flemming Neto, comunicação privada ; Valdir Colussi Tese de Mestrado, Instituto de Física de São Carlos, 1993, não publicada
- 20 - V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich and S. C. Zilio, *Laser Physics* **2**, 172 (1992); V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. surdutovich, R. Vitlina and S. C. Zilio, *Phys. Rev. A* **48**, 3771 (1993); I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdutovich, V. S. Bagnato and S. C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **11**, 1935 (1994)
- 21 - L. G. Marcassa, S.R. Muniz, E. de Queiroz, S. C. Zilio, J. Weiner, P.S. Julienne and K. A. Snominem, *Phys. Rev. Lett.*, agosto 1994
- 22 - Agradecemos a Arturo Lezama pelo programa IMA4, desenvolvido durante sua permanência no Grupo de Óptica de São Carlos e aos estudantes Marcos e Maurício pelas mudanças neste mesmo programa

CAPÍTULO III

MEDIDA DAS CONSTANTES DE MOLA, DE AMORTECIMENTO E ESTIMATIVA DA TEMPERATURA DE ÁTOMOS APRISIONADOS

O conhecimento das constantes mecânicas (constante de mola e de amortecimento), para átomos de sódio aprisionados em armadilhas magneto-ópticas (AMO), são de extrema importância para a compreensão da dinâmica do processo de aprisionamento, visto que confinamento, resfriamento e distribuição espacial de átomos estão diretamente ligados aos valores destas constantes. Neste capítulo, apresentaremos resultados experimentais e modelos teóricos para as constantes de mola k e de amortecimento α usando como técnica de medida a oscilação forçada introduzida por P. Kohns e colaboradores [1]. Conhecendo o valor destas constantes, pode-se estimar a temperatura dos átomos aprisionados, grandeza de bastante importância em experimentos com átomos frios. Apresentaremos diversas técnicas para medir k e α e faremos um estudo da variação das constantes como função de alguns dos parâmetros de aprisionamento, tais como: intensidade do laser, gradiente de campo magnético e dessintonia.

3.1) MEDIDA DAS CONSTANTES DE MOLA E DE AMORTECIMENTO

Devido ao grande progresso, recentemente alcançado, em obter-se amostras densas de átomos super frios, aprisionados por armadilhas magneto-ópticas, tornou-se de extrema necessidade a caracterização dessas amostras com respeito aos seus aspectos mais básicos. Com isso, a medida das constantes de mola k e de amortecimento α , presentes no movimento harmônico super amortecido que descreve o movimento dos átomos aprisionados, faz-se necessário para o completo entendimento do aprisionamento magneto-ótico. Diferentes técnicas foram desenvolvidas para medir essas constantes. O uso da força de pressão de radiação de um feixe auxiliar para deslocar os átomos [2], a observação do movimento forçado da nuvem de átomos aprisionados quando uma força periódica externa é aplicada [1] e medida do tempo de voo dos átomos aprisionados [3], são técnicas usadas para medir as constantes k e α . Normalmente, através das técnicas acima mencionadas, são realizadas medidas em regime de baixo número de átomos e baixa intensidade de luz. Nenhuma medida ainda foi feita em regime de operação da armadilha onde altas densidades e intensos campos de luz são usados. Em particular para o caso do sódio, a estrutura de níveis eletrônicos permite a obtenção de aprisionamento envolvendo dois tipos de transições atômicas (como visto no capítulo II) e esses dois tipos de armadilhas apresentam características visualmente distintas, de modo que, o estudo das constantes k e α deve elucidar suas diferenças.

O objetivo desta sessão é apresentar, de forma sucinta, as várias técnicas utilizadas para medir as constantes k e α apresentando, com mais detalhes, a técnica da observação do movimento forçado da nuvem devido a uma força periódica externa, que foi a técnica escolhida para a obtenção dos nossos resultados.

3.1.1) O USO DA FORÇA DE RADIAÇÃO DE UM FEIXE AUXILIAR PARA CARACTERIZAÇÃO DA ARMADILHA

Um dos primeiros e mais simples método sugerido para medidas de k e α , foi realizado por A. M. Steane e C. J. Foot [2]. O experimento foi realizado no regime de baixas intensidades dos feixes laser e baixas densidades atômicas. Para realizar completamente a medida foram utilizados dois métodos: o desbalanço na intensidade do par de feixes vertical da armadilha e a incidência de um feixe adicional. Em ambos os casos, a idéia é produzir um desbalanço de forças que desloca a posição de equilíbrio. O conhecimento do desbalanço e do deslocamento, permite o estudo das forças intrínsecas à armadilha.

Com o primeiro método, ao variar a intensidade de um dos feixes verticais, a nuvem de átomos foi deslocada do centro da armadilha e este deslocamento foi medido usando uma câmera de vídeo. No segundo método, a medida de k foi obtida empurrando a nuvem aprisionada com um sétimo feixe laser. Esse feixe foi usado para desacelerar os átomos do feixe atômico e tinha a metade da intensidade dos feixes de aprisionamento. O deslocamento da nuvem dependia da polarização do feixe adicional, mostrando uma evidente orientação induzida pelo campo: quando o feixe tinha polarização σ^+ o deslocamento era maior. Com polarização σ^+ , a luz interagiu principalmente com o subnível mais populado do estado fundamental e então exercia uma força maior sobre os átomos.

Efeitos da orientação induzida pelo campo e bombeamento ótico, tornam difícil o cálculo correto da força exercida pelo feixe adicional. Isto produz uma incerteza na medida de k . Com esta técnica foi obtida uma constante de mola experimental que leva a um valor de temperatura menor do que o esperado pelo limite Doppler [4], mostrando com isto que existe um resfriamento maior como

mostrado nas referências [8, 9 e 10]. Esta foi uma das primeiras evidências experimentais do resfriamento sub-Doppler em armadilhas.

3.1.2) MEDIDA DO TEMPO DE VÔO

Esta técnica é utilizada para determinar a temperatura dos átomos aprisionados numa AMO e conhecendo-se a temperatura, obter-se a constante de mola k através do espaço ocupado pelos átomos [3]. A medida da temperatura consiste em monitorar a fluorescência decorrente das interações dos átomos com um feixe de prova que se encontra a aproximadamente 1 cm abaixo da região central da armadilha. Esses átomos, antes aprisionados, quando são subitamente liberados caem sob a ação da gravidade. A fluorescência dos átomos ao interagirem com o feixe de prova, é coletada por uma fotomultiplicadora como função do tempo decorrido. O espectro de fluorescência versus tempo obtido é usado para determinar a velocidade dos átomos e assim sua temperatura. Normalmente, assume-se uma distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann para os átomos aprisionados e ajustando-se a curva teórica até que coincida com o espectro obtido, teremos o valor da temperatura dos átomos na armadilha. Esta medida foi realizada para átomos de rubídio e a armadilha era carregada a partir de átomos provenientes de um feixe atômico desacelerado.

Conhecendo-se a temperatura dos átomos aprisionados, a medida da constante de mola k é determinada usando-se o teorema da equipartição de energia. Para usar o teorema da equipartição de energia, é necessário medir o tamanho da nuvem de átomos já que:

$$k = \frac{2k_B T}{r^2}$$

onde k é a constante de mola, k_B é a constante de Boltzmann, r é o raio da nuvem atômica e T é a temperatura obtida com a medida do tempo de voo. A medida do tamanho da nuvem de átomos é feita usando uma câmera CCD. E o segundo método, o desbalanço de intensidade [2], já foi descrito anteriormente, onde o deslocamento sofrido pela nuvem é registrada e a partir deste resultado obtêm-se o valor de k .

3.1.3) OBSERVAÇÃO DO MOVIMENTO FORÇADO DA NUVEM DE ÁTOMOS APRISIONADOS.

Medidas das constantes k e α , para átomos de rubídio aprisionados, utilizando um campo magnético externo oscilante, foram inicialmente obtidas por P. Kohns e colaboradores [1]. A técnica consiste em medir as constantes mecânicas do movimento dos átomos aprisionados sem desligar a armadilha. Para isto, um par de bobinas provoca o movimento forçado da nuvem de átomos. A constante de mola foi medida da seguinte forma: um par de bobinas na configuração Helmholtz gera um campo homogêneo de baixa frequência e pequena amplitude, de maneira a não interferir muito no aprisionamento. Essa força externa produz um movimento periódico do centro de massa da nuvem de átomos em relação ao ponto central da célula do tipo: $\Delta z = \xi_0 \cos \omega t$, já que o campo magnético adicional muda a posição de mínimo da armadilha.

Como as nossas medidas foram realizadas utilizando esta técnica, nos deteremos numa descrição mais detalhada do método.

Basicamente, átomos aprisionados em AMO estão sujeitos a forças restauradoras e forças viscosas, de modo que sua equação de movimento é dada por:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -k\vec{r} - \alpha \frac{d\vec{r}}{dt} + \vec{F}(t) \quad (3.1)$$

onde k é a constante de mola, m é a massa do átomo e α é a constante de amortecimento. Estas constantes podem ser medidas e seus valores comparados com as previsões teóricas. Na ausência de forças externas, a força $F(t)$ representa um processo aleatório devido a transferência aleatória de momento, causada pela emissão espontânea. Em uma dimensão, podemos escrever (3.1) da seguinte forma:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -kz - \alpha \frac{dz}{dt} + F(t) \quad (3.2)$$

Consideremos, agora, que a força $F(t)$ advém de um agente externo impondo ao sistema uma força que varia senoidalmente com o tempo e oscila com uma frequência angular ω e amplitude F_0 . Neste caso, a equação (3.2) torna-se:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + kz + \alpha \frac{dz}{dt} = F_0 \cos(\omega t + \phi_0) \quad (3.3)$$

onde ϕ_0 é uma constante que especifica a fase da força aplicada.

A solução da equação (3.3), é a convencional solução para o oscilador forçado e amortecido que pode ser escrita como:

$$z(t) = A_0 \cos(\omega t + \Phi_s) \quad (3.4)$$

onde a amplitude A_0 e a fase ϕ_s são determinadas pela substituição da equação (3.4) na equação (3.3).

Considerando a força como parte real de uma função complexa, as operações algébricas podem ser bastante simplificadas. Então, vamos supor que:

$$F(t) = \text{Re}(\mathcal{F}_0 e^{i\omega t}) \quad (3.5)$$

e

$$\mathcal{F}_0 = F_0 e^{i\phi_0} \quad (3.6)$$

Portanto a equação (3.3), torna-se:

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} + k z + \alpha \frac{dz}{dt} = \mathcal{F}_0 e^{i\omega t} \quad (3.7)$$

e sua solução é :

$$\begin{aligned} z(t) &= z_0 e^{i\omega t} \\ \frac{dz}{dt} &= i\omega z_0 e^{i\omega t} \\ \frac{d^2 z}{dt^2} &= -\omega^2 z_0 e^{i\omega t} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Substituindo (3.8) em (3.7), temos:

$$z_0 = \frac{\mathcal{F}_0}{m[\omega_0^2 - \omega^2] + i\alpha\omega} \quad (3.9)$$

e portanto, a solução da equação (3.7) é dada por:

$$z(t) = \frac{\mathcal{F}_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2) + i\alpha\omega} e^{i\omega t} \quad (3.10)$$

Para obtermos a solução da equação (3.2), a parte real da equação (3.10) deve ser tomada:

$$z(t) = R_e z(t) \quad (3.11)$$

Para obter-se a solução real de forma mais simplificada é conveniente escrever o denominador da equação (3.10) em coordenadas polares, onde

$$c = a+ib = r e^{(i\theta)}$$

$$r = (a^2+b^2)^{1/2}$$

$$\theta = \arctg (b/a)$$

$$a = m (\omega_0^2 - \omega^2)$$

$$b = \alpha \omega$$

então a equação (3.10) fica:

$$z(t) = \frac{F_0}{r e^{(i\theta)}} e^{i(\omega t + \phi_0)} \quad (3.12)$$

temos,

$$z(t) = \frac{F_0}{[[m(\omega_0^2 - \omega^2)]^2 + \alpha^2 \omega^2]^{1/2}} (\cos(\omega t + \phi_0 - \theta) + i \sin(\omega t + \phi_0 - \theta)) \quad (3.13)$$

Com isso, $z(t) = R_c z(t)$ torna-se:

$$z(t) = \frac{F_0}{[[m(\omega_0^2 - \omega^2)]^2 + \alpha^2 \omega^2]^{1/2}} \cos(\omega t + \phi_0 - \theta) \quad (3.14)$$

Comparando (3.13) com (3.4), encontramos que a amplitude da oscilação como função de ω será dada por:

$$A(\omega) = \frac{F_0}{[[m(\omega_0^2 - \omega^2)]^2 + \alpha^2 \omega^2]^{1/2}} \quad (3.15)$$

mas , como

$$\omega_0 = \left[\frac{k}{m} \right]^{1/2}$$

$$k = m\omega_0^2$$

então, a amplitude de oscilação ,fica:

$$A(\omega) = \frac{F_0}{[[k - m\omega^2]^2 + \alpha^2 \omega^2]^{1/2}} \quad (3.16)$$

Como falamos anteriormente, a força que conduz o movimento é $k \Delta z$, então

$$A(\omega) = \frac{k\xi_0}{[[k-m\omega^2]^2 + \alpha^2\omega^2]^{1/2}} \quad (3.17)$$

e a fase ϕ_s na equação (3.4) torna-se:

$$\begin{aligned} \phi_s &= \phi_0 - \theta \\ \phi_s &= \phi_0 - \arctg \left[\frac{\alpha\omega}{(k-m\omega^2)} \right] \end{aligned} \quad (3.18)$$

onde,

$$\tg \phi(\omega) = \frac{\alpha\omega}{[k-m\omega^2]} \quad (3.19)$$

é a diferença de fase causada pela força externa.

As grandezas $A(\omega)$ e $\phi(\omega)$, podem ser medidas e com isso é permitido o conhecimento simultâneo de k e α .

A medida da amplitude $A(\omega)$ como função da frequência de oscilação ω , foi realizada observando-se o movimento da nuvem com uma câmera de vídeo e também obtendo-se o valor da amplitude diretamente do amplificador de fase "LOCK IN". Obtido $A(\omega)$ como função de ω , fizemos o ajuste dos pontos experimentais usando a equação (3.17), tendo como parâmetros ajustáveis k e α . Um gráfico típico para esta medida é visto na figura 3.1.

Um método mais preciso para a determinação de k e α , consiste na medida

da diferença de fase $\phi(\omega)$. O esquema experimental usado para esta medida está descrito na figura 3.3. A fluorescência dos átomos oscilando é coletada por uma fotomultiplicadora. Uma lâmina é colocada na frente da fotomultiplicadora bloqueando a imagem quando os átomos estão em certa posição a fim de se observar a modulação na fotocorrente devido ao movimento da nuvem. Desta forma, a imagem é obtida pela fotomultiplicadora apenas durante uma parte da modulação. O sinal da fotomultiplicadora é usado como sinal de entrada para o amplificador "LOCK IN". A corrente que passa através das bobinas é usada como sinal de referênica.

A fase $\phi(\omega)$ é determinada ajustando automaticamente a fase do "LOCK IN" para maximizar o sinal para um dado ω . Obtendo-se $\phi(\omega)$ como função de ω , fizemos o ajuste dos pontos experimentais usando a equação (3.19), utilizando k e α como parâmetros ajustáveis. Um gráfico típico desta medida é visto na figura 3.2.

Podemos também, obter os valores para k e α usando diretamente a equação (3.19) se conhecermos a frequência de oscilação ω que gera a diferença de fase ϕ igual a 90° . Com isso podemos achar de imediato k :

$$k = m\omega^2 \quad (3.20)$$

este valor de k é introduzido na equação 3.19 e para um outro valor de ω encontramos a constante de amortecimento α .

Obtendo-se k por este método, estudamos o comportamento das constantes k e α , variando alguns parâmetros inerentes à dinâmica do processo de aprisionamento: intensidade dos feixes laser, gradiente de campo magnético, região

de captura e dessintonia entre a frequência atômica e a frequência do laser. Medimos as constantes k e α para átomos de sódio aprisionados em uma célula, ou seja, tínhamos um constante fluxo de átomos na armadilha. Como particularidade, medimos as constantes k e α para nuvens de átomos usando as duas transições do átomo de sódio. Para cada transição usada, temos um tipo de armadilha: a tipo I que usa a transição $3S_{1/2}, F=2, m_F=2 \rightarrow 3P_{3/2}, F'=3, m_{F'}=3$ e a tipo II que surge ao deslocarmos o laser de aprisionamento de $\sim 50\text{MHz}$. A armadilha tipo I concentra num volume pequeno grande número de átomos (da ordem de 10^8), enquanto que a tipo II tem aproximadamente o mesmo número de átomos, só que num volume maior (com um raio aproximadamente 3 vezes o raio da tipo I). Nossos parâmetros experimentais são diferentes dos usados na referência [2], pois estamos num regime de altas intensidades de campo de luz $I/I_0 = 8$ (onde I_0 é a intensidade de saturação da transição) e usando um gradiente de campo magnético, para o aprisionamento ($dB/dz = 20\text{G/cm}$), maior o utilizado pelos autores do que os autores da citada referência. Ademais utilizamos átomo de sódio e não de rubídio, os quais diferem em uma ordem de grandeza na massa atômica. É de se esperar, que os nossos resultados tenham um comportamento condizente com os nossos parâmetros experimentais, podendo diferir dos obtidos por P. Kohns e colaboradores [1].

(a)

(b)

Figura 3.1 - Medida da amplitude de deslocamento A como função da frequência de oscilação ω para as nuvens: a) tipo I e b) tipo II. Usamos intensidades para cada feixe da ordem de $I = 6I_0$ e gradiente de campo magnético de $\sim 20 \text{ G/cm}$. A linha cheia é o ajuste através da equação 3.17.

(a)

(b)

Figura 3.2 - Medida da diferença de fase ϕ como função da frequência de oscilação ω para as nuvens: a) tipo I e b) tipo II. Usamos intensidades dos feixes da ordem de $I = 6I_0$ e gradiente de campo magnético de $\sim 20 \text{ G/cm}$. A linha cheia é o ajuste feito através da equação 3.19.

3.1.4) MONTAGEM EXPERIMENTAL

Nosso aparato experimental consiste de duas partes: a primeira que trata do aprisionamento dos átomos de sódio usando uma AMO e uma segunda que baseia-se na coleta dos dados para as medidas de $A(\omega)$ e $\phi(\omega)$ (fig. 3.3). Como o aprisionamento magneto-ótico já foi descrito no capítulo II, Então, vamos nos deter na descrição da segunda parte experimental.

Para as medidas de $A(\omega)$ como função da frequência de oscilação ω , observamos o deslocamento da nuvem de átomos com uma câmera de vídeo enquanto a fase era determinada através de um amplificador de fase "LOCK IN", à medida que variávamos a frequência no gerador de onda. Esse gerador fornecia a oscilação do campo magnético adicional e era acoplado a um amplificador que nos permitia ajustar a corrente nas bobinas. As bobinas do campo adicional foram montadas na configuração Helmholtz, produzindo na região de aprisionamento dos átomos um campo de aproximadamente 1G para uma corrente da ordem de 300mA. Parte da voltagem de saída do amplificador, foi usada como referência para o amplificador "LOCK IN", o qual fazia a comparação entre o sinal lido pela fotomultiplicadora e a referência. A medida feita com a câmera de vídeo necessitou de um obturador "Chopper", com frequência controlada, para conseguirmos detectar o deslocamento sofrido pela nuvem. Notamos que o deslocamento máximo sofrido pelo átomo era da ordem do raio da nuvem.

A fase $\phi(\omega)$ para um dado ω é determinada da leitura da diferença de fase entre o sinal da fotomultiplicadora e o sinal de referência usando o controle "auto-phase" do amplificador "LOCK IN". A diferença de fase foi observada, também, através de um osciloscópio de memória, para comparação e certificação dos resultados.

Figura 3.3 - Aparato experimental para a medida das constantes mecânicas, onde é mostrado a produção da oscilação pela combinação do gerador de onda, amplificador e bobinas, além da observação desta oscilação pela fotomultiplicadora (FM) , amplificador "LOCK IN" e osciloscópio (OSCL.)

3.1.5) MODELOS TEÓRICOS USADOS PARA O CÁLCULO DE k e α

Devido a necessidade de compararmos nossos resultados experimentais com os valores obtidos teoricamente, para termos noção da concordância entre eles, faz-se necessário o conhecimento dos modelos teóricos que serão por nós usados. Diante disso, inicialmente apresentaremos as teorias e logo após os resultados experimentais, com as devidas análises e comparações teóricas.

A) Teoria Doppler - Dois Níveis

Na aproximação onde cada átomo pode ser considerado como um sistema de dois níveis, podemos escrever a força sobre um átomo na direção z próximo ao centro da armadilha (no limite de campo baixo, baixas intensidades do campo de luz e para o caso particular em que os feixes incidente e refletido tenham frequência de Rabi ($\Omega_{0+} = \Omega_{0-}$)), como sendo igual a:

$$F_z = \frac{16\kappa\hbar\Gamma\Delta\Omega_0^2}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]^2} \left\{ \frac{d\omega z}{dz} + \kappa v_z \right\} \quad (3.21)$$

ou ainda ,

$$F_z = \frac{16\hbar\kappa\Gamma\Delta\Omega_0^2\gamma b}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]^2} z + \frac{16\hbar\kappa^2\Delta\Omega_0^2}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]^2} v_z \quad (3.22)$$

Comparando com

$$F = kz + \alpha v \quad (3.23)$$

podemos obter as constantes de mola e de amortecimento que são:

$$k = \frac{16\hbar\kappa\Gamma\Delta\Omega_0^2\gamma b}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]^2} \quad (3.24)$$

e

$$\alpha = \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma\Delta\Omega_0^2}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]^2} \quad (3.25)$$

onde $\hbar$ é a constante de Planck, κ é o vetor de onda $2\pi/\lambda$, $\Gamma = 2\pi \times 10\text{MHz}$ é a largura de linha da transição, Δ é a diferença entre a frequência atômica e a frequência do laser, Ω_0 é a frequência de Rabi que para nosso sistema vale (28)

vezes a raiz quadrada da intensidade do feixe laser [5], γ é a abertura dos níveis por efeito Zeeman (constante Zeeman), b é o valor do gradiente de campo magnético e o fator 12 no denominador surge devido ao efeito de saturação dos demais pares de feixe laser.

Para facilitar os ajustes e análise dos resultados, podemos escrever as constantes k e α em termos dos parâmetros: intensidade do feixe laser (I , dado em mW/cm^2), corrente nas bobinas de aprisionamento (i , dada em A) e diferença entre as frequências atômica e do laser (Δ , dada em MHz):

$$k \approx \frac{1.24 \times 10^{-15} I \Delta i}{[4\Delta^2 + 100 + 94.08 I]^2} \quad (3.26)$$

$$\alpha \approx \frac{1.5 \times 10^{-17} I \Delta}{[4\Delta^2 + 100 + 94.08 I]^2} \quad (3.27)$$

As expressões (3.26) e (3.27) foram usadas para fornecer o ajuste teórico das constantes k e α (nas unidades kg.Hz^2 e kg.Hz , respectivamente), para o modelo Doppler de dois níveis com feixes interagentes.

B) Teoria Doppler - Multiníveis

Uma considerável melhora do modelo anterior pode ser obtido levando-se em conta a estrutura hiperfina dos níveis do átomo de sódio e de sua interação com o campo magnético utilizado na AMO. Considerando os vários subníveis, a força sobre o átomo pode ser escrita como [6]:

$$F_z = \frac{2\hbar\kappa\Gamma\Delta}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]} \sum_{\Delta m} \sum_{m_F} \frac{P_t(\Delta m, m_F) S(\Delta m, m_F)}{[1 + 6S(\Delta m, m_F)]^2} \{G(\Delta m, m_F) \gamma b z + \kappa v_z\} \quad (3.28)$$

onde $\hbar\kappa\Gamma P_t(\Delta m, m_F)$ corresponde ao termo $2P(\Delta m)P_t(\Delta m, m_F)$ existente na expressão da referência [6] e pode ser definido como sendo a probabilidade de transição de m_F para m_F , dependente da fração de luz que atua nestas transições. O termo $S(\Delta m, m_F)$, para cada uma das transições, é o parâmetro de saturação definido como:

$$S = \frac{\Omega_0^2}{2} \frac{1}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]} \quad (3.29)$$

$G(\Delta m, m_F)$, na equação (3.28), é a diferença entre os fatores giromagnéticos dos estados hiperfinos, envolvidos na transição, ou seja,

$$G(\Delta m, m_F) = \langle \mathcal{G}_F m_F - \mathcal{G}_F' m_F' \rangle \quad (3.30)$$

onde m é a projeção do momento angular total do estado.

Nesta aproximação, as constantes de mola e de amortecimento tornam-se:

$$k = \frac{2\hbar\kappa\Gamma\Delta\gamma b}{[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}]} \sum_{\Delta m} \sum_{m_F} \frac{P_t(\Delta m, m_F) S(\Delta m, m_F)}{[1 + 6S(\Delta m, m_F)]^2} G(\Delta m, m_F) \quad (3.31)$$

e

$$\alpha = \frac{2\hbar\kappa^2\Gamma\Delta}{[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}]} \sum_{\Delta m} \sum_{m_F} \frac{P_t(\Delta m, m_F) S(\Delta m, m_F)}{[1 + 6S(\Delta m, m_F)]^2} \quad (3.32)$$

C) Modelo para a Força Envolvendo Confinamento da Radiação

Observou-se experimentalmente [7] que durante a carga de uma armadilha, há condições onde a densidade permanece constante enquanto o tamanho da nuvem aumenta. Este regime de operação corresponde à existência de múltiplos espalhamentos de fótons, produzindo o surgimento de forças repulsivas entre os átomos devido a reabsorção de fótons de um átomo para outro na armadilha. Este é o efeito de confinamento de radiação.

A equação de movimento para os átomos aprisionados neste regime de densidade [7] é:

$$\frac{md^2\vec{r}}{dt^2} = -\vec{k}_r - \alpha \vec{d} \frac{I}{dt} + \vec{F}_{cr} \quad (3.33)$$

onde F_{cr} é a força aqui denominada de "confinamento da radiação" que está associada aos termos de repulsão e de atração que descreveremos a seguir.

Vamos supor, dois átomos A e B separados por uma distância r interagindo com um campo de radiação com parâmetro de saturação S . A taxa na qual um átomo espalha fótons do laser é:

$$\frac{\Gamma S}{2(6S+1)} \quad (3.34)$$

Os fótons podem ser absorvidos pelo átomo A(B) que os reemite sofrendo um recuo que o afasta do átomo B(A). Estes recuos sofridos pelo par de átomos provoca uma repulsão entre eles equivalente a uma força do tipo Coulombiana. Sendo σ_R a seção de choque do átomo ao absorver os fótons rerrradiados, a força de repulsão entre os átomos pode ser escrita como [7]:

$$\begin{aligned}\vec{F}_R &= \frac{\hbar \kappa \Gamma}{2} \frac{S}{(6S+1)} \frac{\sigma_R}{4\pi r^2} \hat{r} \\ &= \frac{I \sigma_L \sigma_R}{c 4\pi r^2} \hat{r}\end{aligned}\tag{3.35}$$

onde c é a velocidade da luz e σ_L é a seção de choque para a absorção de um fóton do campo de radiação e é definida como [7]:

$$\sigma_L = \frac{\hbar \omega_L \Gamma}{2} \frac{S}{I(6S+1)}\tag{3.36}$$

onde I é a intensidade do laser e ω_L é a frequência do campo de radiação.

Uma força atrativa também surge entre os átomos. Essa força pode ser entendida da seguinte forma: o átomo A está na frente do átomo B e interage com o campo laser primeiro, sofrendo recuo na direção de propagação do laser, aproximando-se do átomo B. Essa força pode ser expressa, por analogia com a força de repulsão, como[7]:

$$\vec{F}_A = -\frac{I \sigma_L^2}{4\pi c r^2} \hat{r}\tag{3.37}$$

A força de confinamento da radiação é, então:

$$F_{cr} = \frac{I\sigma_L^2}{4\pi c r^2} \left[\frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \right] \quad (3.38)$$

D. Sesko e colaboradores [7] afirmaram que para os parâmetros usuais de uma AMO, a força repulsiva é maior do que a força atrativa, fazendo com que a nuvem de átomos seja expandida à medida que mais átomos sejam adicionados. A nuvem de átomos aprisionados adota uma distribuição de densidade tal que o espalhamento dentro da nuvem equilibrará a força de aprisionamento kr . Da referência [7], temos que no regime onde $\Delta \approx \Gamma$, o termo entre colchetes da equação (3.38) fica:

$$\left[\frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \right] \approx \frac{4S}{(6S+1)(5S+1)} \quad (3.39)$$

Para uma lei do inverso do quadrado a força líquida no raio r , devido à distribuição esférica dos átomos, é igual à produzida por N átomos na origem, onde N é o número de átomos contidos no raio r . Isto significa que a distribuição de densidade que equilibra a força de aprisionamento é uniforme, como no caso de um gás carregado. Assim,

$$k_r = \frac{4}{3} \pi r^3 \eta \frac{I \sigma_L^2}{4 \pi r^2 c} \frac{4S}{(6S+1)(5S+1)} \quad (3.40)$$

com η sendo igual a:

$$\eta = \frac{3}{4} \frac{k c (6S+1)(5S+1)}{I \sigma_L^2 S} \quad (3.41)$$

Das Equações (3.33), (3.38) e (3.39) e levando em conta a distribuição esférica dos átomos como sendo igual a produzida por N átomos na origem, podemos escrever a equação geral do movimento para um átomo na posição r como sendo:

$$\frac{m d^2 r}{dt^2} = - \left[k - \frac{4}{3} \eta \frac{I \sigma_L^2}{c} \frac{S}{(6S+1)(5S+1)} \right] r - \alpha \frac{dr}{dt} \quad (3.42)$$

onde o termo entre colchetes será chamado de k_{ef} . Como podemos ver, o efeito do confinamento da radiação é o de diminuir a constante de mola sentida pelos átomos.

$$k_{ef}=k-\frac{4}{3}\eta\frac{I\sigma_L^2}{c}\frac{S}{(6S+1)(5S+1)} \quad (3.43)$$

Se considerarmos o efeito do confinamento da radiação como uma correção à constante obtida pela teoria Doppler k_D , podemos escrever esta constante como:

$$k_{ef}=k_D-\frac{4}{3}\eta\frac{I\sigma_L^2}{c}\frac{S}{(6S+1)(5S+1)} \quad (3.44)$$

ou mais explicitamente, no caso de aproximação Doppler multiníveis, como:

$$k_{ef}=k_{DM}-\frac{4}{3}\eta\frac{I\sigma_L^2}{c}\frac{\sum_{\Delta m}\sum_{\Delta_F} S(\Delta m, m_F)}{\sum_{\Delta m}\sum_{m_F} (6S(\Delta m, m_F)+1)(5S(\Delta m, m_F)+1)} \quad (3.45)$$

lembrando que, neste último caso, o parâmetro de saturação S presente na equação para k_{ef} será somado sobre todas as possíveis transições.

3.2) RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE

Utilizando o método do oscilador forçado (já descrito anteriormente), medimos k e α como função dos parâmetros: intensidade dos feixes, gradiente de campo magnético, dessintonia, posição de aprisionamento e região de captura (diâmetro dos feixes). Valores típicos de k e α obtidos com as medidas de $A(\omega)$ e $\phi(\omega)$ para armadilhas do tipo I e II, estão apresentados na tabela I.

Tabela I - Valores para k e α através das medidas de $A(\omega)$ e $\phi(\omega)$. Usamos intensidades dos feixes de aprisionamento da ordem de $6I_0$, gradiente de campo magnético no eixo z de 20G/cm e a oscilação foi imposta por um campo magnético da ordem de 1G.

	Nuvem tipo I	Nuvem tipo II
Medida de $A(\omega)$	$k \approx 1.10^{-20} \text{ kg.Hz}^2$ $\alpha \approx 1.6 \times 10^{-23} \text{ kg.Hz}$	$k \approx 2.9 \times 10^{-20} \text{ kg.Hz}^2$ $\alpha \approx 6.5 \times 10^{-23} \text{ kg.Hz}$
Medida de $\phi(\omega)$	$k \approx 0.9 \times 10^{-20} \text{ kg.Hz}^2$ $\alpha \approx 2.2 \times 10^{-23} \text{ kg.Hz}$	$k \approx 3 \times 10^{-20} \text{ kg.Hz}^2$ $\alpha \approx 5.3 \times 10^{-23} \text{ kg.Hz}$

Obtivemos valores equivalentes para k e α em ambas as medidas (com $A(\omega)$ ou $\phi(\omega)$) . No entanto, quando comparamos tais medidas com os valores teóricos (tabela II), observamos que a teoria Doppler usando a correção de multiníveis concorda, em ordem de grandeza, com os nossos resultados, o mesmo não acontece

com a teoria Doppler usando dois níveis. No modelo "multiníveis", k difere por um fator de ~ 5 e α tem uma quase total concordância com os valores experimentais para a nuvem tipo I. Para a nuvem tipo II, k concorda muito bem com o resultado experimental, mas α difere por um fator de ~ 5 . Usando os modelos teóricos citados na seção (3.1.5), obtemos os valores para k e α mostrados na tabela II:

Tabela II- Valores de k e α usando os modelos teóricos: Doppler dois níveis e Doppler multiníveis.

	tipo I		tipo II	
	$k(\text{kg.Hz}^2)$	$\alpha(\text{kg.Hz})$	$k(\text{kg.Hz}^2)$	$\alpha(\text{kg.Hz})$
Doppler 2 níveis	6.8×10^{-19}	4.1×10^{-22}	2.7×10^{-19}	3.3×10^{-22}
Doppler multiníveis	4.4×10^{-20}	1.3×10^{-23}	2.4×10^{-20}	0.9×10^{-23}

Da tabela II, vemos que o modelo teórico que mais se aproxima dos resultados experimentais é o Doppler Multiníveis, onde levamos em conta todas as possíveis transições entre os estados hiperfinos (degenerados) satisfazendo as regras de seleção por dipolo elétrico ($\Delta m = 0, \pm 1$). Neste modelo teórico é levada em conta a saturação de cada transição hiperfina. A intensidade dos campos de luz usados para aprisionar os átomos é de grande relevância e como estamos trabalhando num regime acima da saturação, esta teoria concorda melhor com os nossos dados experimentais.

As constantes de mola k e de amortecimento α , foram estudadas como

função de parâmetros tais como: intensidade dos feixes laser de aprisionamento, dessintonia, gradiente de campo magnético, diâmetro dos feixes e posição de aprisionamento. Com as medidas destas constantes podem sofrer alterações quando ocorrem mudanças na amplitude do campo de oscilação, fixamos então uma corrente nas bobinas adicionais ($\sim 300\text{mA}$) de maneira a não termos variação da amplitude do campo ($\sim 0.9\text{G}$) durante o experimento. As medidas das constantes como função da intensidade estão mostradas nas figuras 3.4, 3.5, 3.6 e 3.7. Como vemos destas figuras, as teorias não concordam em ordem de grandeza com os pontos experimentais para altas intensidades. Para baixas intensidades, porém o modelo com correções "multiníveis" concorda em ordem de grandeza com os resultados experimentais.

As curvas que representam o modelo Doppler levando em conta o alargamento sofrido pelo sistema, devido a presença dos seis feixes laser de aprisionamento (`kdoppler12` e `alfadoppler12`), mostram uma melhor concordância na forma, já que os pontos experimentais têm o mesmo comportamento da teoria. A curva que trata do modelo Doppler multiníveis, em contrapartida, não concorda com a forma dos pontos experimentais. Todas essas teorias, no entanto, são aproximações no regime de baixas intensidades de campo de radiação, o que não é o nosso caso, pois trabalhamos muito acima da saturação.

Os modelos apresentados foram feitos no regime onde os átomos são independentes e a intensidade da radiação é baixa o suficiente para que possamos somar efeitos dos feixes de maneira quase independente. No regime de altas densidades atômicas ainda existem outros efeitos como colisões entre átomos aprisionados e confinamento de radiação, que tornam os modelos considerados ainda mais distantes da realidade experimental.

Como podemos observar, a armadilha do tipo II mostra uma melhor concordância com estes modelos simplificados, devido ao fato de que ela opera em regime de mais baixa densidade ($\sim 10^9$ átomos/cm³), enquanto que a do tipo I é pelo menos 10 vezes mais densa. Outro fato interessante é que a armadilha do tipo II, tem a participação de mais níveis com transições $1 \Rightarrow 1$ ou $1 \Rightarrow 2$ com todos os subníveis m_F , sendo de mais difícil saturação. Ao contrário da tipo I que é essencialmente a transição $2 \Rightarrow 3$.

Para ambas as armadilhas, a pouca dependência de k com a intensidade do laser pode ser um forte indicativo do efeito da radiação confinada. Enquanto as teorias simplificadas predizem sempre um aumento de k com a intensidade, este aumento pode ser compensado pelo efeito do confinamento da radiação.

Além destes efeitos, regimes de altas intensidades produzem uma dessintonia causada pelo campo de radiação que deslocam as ressonâncias, produzindo efetivamente átomos fora de sintonia, resultando em uma diminuição considerável dos valores das constantes. De fato, a extrapolação para baixas intensidades tem mostrado concordância razoável entre teoria e experimento, sendo forte a evidência de que o efeito discutido acima deva estar presente.

A conclusão é que em regimes normais de operação onde altas intensidades são usadas, valores inferiores aos previstos serão obtidos.

Medidas complementares, no sentido de observar a anisotropia das constantes nos eixos x , y e z , mostraram que nossas medidas foram influenciadas pela amplitude do campo de oscilação, já que os valores de k e α mudavam chegando a concordar com as teorias aqui apresentadas se houvesse variações na amplitude do campo oscilante.

Figura 3.4 - Constante de mola (k) versus Intensidade de cada feixe laser de aprisionamento (I) para a nuvem tipo I: a) resultado experimental (símbolos) e comportamento obtido através do modelo Doppler (linha pontilhada) dividido por fator e b) comparação entre as teorias e experimento. As curvas que mostram o k efetivo foram obtidas calculando-se a contribuição da força de confinamento da radiação. Usamos $dB/dz = 20G/cm$ e uma dessintonia de ~ 10 MHz.

Figura 3.5 - Constante de mola (k) versus intensidade (I) para a nuvem tipo II: a) resultado experimental e b) comparação com as teorias. Usamos $\text{dB/dz} = 20 \text{ G/cm}$ e uma dessintonia de - 25MHz.

Figura 3.6 - Constante de amortecimento (α) como função da intensidade dos feixes de aprisionamento (I) para a nuvem tipo I: a) resultado experimental (símbolos) e comportamento obtido (linha pontilhada) através do modelo Doppler dividido por um fator e b) comparação entre teorias e experimento. Os parâmetros experimentais são: $dB/dz=20G/cm$ e $\Delta=-10MHz$.

Figura 3.7 - Constante de amortecimento (α) como função da intensidade (I) para a nuvem tipo II: a) resultado experimental e b) comparação com as teorias. Usamos $dB/dz=20\text{G/cm}$ e $\Delta = -25\text{MHz}$.

Com relação ao gradiente de campo magnético de aprisionamento, teoria e experimento concordam com o aumento linear da constante k , à medida que aumentamos o gradiente de campo magnético. Ao aumentarmos o gradiente de campo, estamos aumentando a força de aprisionamento na armadilha e como só a constante de mola depende do campo magnético, só apresentaremos resultados de k como função de dB/dz (figura 3.8). Estes resultados foram obtidos para outro valor de amplitude do campo magnético adicional ($> 1G$) e com isso observamos mudança na ordem de grandeza dos resultados, mostrando assim que esta técnica depende da amplitude de oscilação usada.

Outra medida realizada foi a do comportamento das constantes k e α como função da dessintonia entre a frequência do campo de radiação e a frequência atômica. Esta medida é de extrema dificuldade, pois o aprisionamento depende fortemente de quanto o campo de radiação está fixo em frequência (~ 10 MHz para o vermelho da transição $2 \Rightarrow 3$ e 25 MHz para o vermelho da transição $1 \Rightarrow 1$). Como estamos variando essa dessintonia, mudanças ocorrem na armadilha que influenciam a medida (variando a dessintonia, por exemplo, variamos o diâmetro da nuvem aprisionada), (figuras 3.9e 3.10). Nota-se que, novamente, existe discordância entre experimento e teoria quanto a ordem de grandeza.

Figura 3.8 - Constante de mola (k) como função do gradiente de campo magnético para as nuvens: a) tipo I e b) tipo II. As curvas pontilhadas não representam a teoria, elas apenas mostram a tendência dos pontos experimentais.

Figura 3.9 - Constante de mola (k) como função da dessintonia (Δ) para as nuvens: a) tipo I e b) tipo II. A intensidade dos feixes é de 30 mW/cm^2 e o $\text{dB/dz} = 20 \text{ G/cm}$.

Figura 3.10 - Constante de amortecimento (α) como função da dessintonia (Δ) para as nuvens:
a) tipo I e b) tipo II. A intensidade dos feixes é de 30 mW/cm^2 e $\text{dB/dz} = 20 \text{ G/cm}$.

Outro estudo foi realizado variando a posição de aprisionamento, ou seja, ajustando a posição de campo nulo para a transição $2 \Rightarrow 3$ (figura 3.11). Através das expressões para k , podemos ver que se variarmos a abertura Zeeman para os níveis do sódio, teremos valores diferentes para k , ou seja, o alinhamento da parte magnética da armadilha é tão crucial quanto o alinhamento da parte ótica.

Para sabermos como a taxa de captura influencia no aprisionamento magneto-ótico, observamos o comportamento da constante de mola k como função do diâmetro dos feixes de aprisionamento. Notamos que para a nuvem I, que tem um diâmetro menor, quase não tivemos variação nos valores de k . Esta nuvem tem um diâmetro ($\sim 2\text{mm}$) muito menor que os diâmetros dos feixes ($w \approx 6\text{mm}$ e $d \approx 25\text{mm}$) e com isso a variação imposta ao diâmetro dos feixes não influencia tanto o aprisionamento dos átomos nesta transição. No entanto, a variação de k para a nuvem II, apresentou uma dependência linear com o aumento do diâmetro dos feixes. A medida que diminuimos o diâmetro dos feixes, a constante k diminui e com isso o aprisionamento também diminui. Devido ao fato de termos um tamanho maior para a nuvem II, ela é mais sensível a intersecção dos feixes, ou seja a região de captura (figura 3.12).

Figura 3.11 - Medida da constante de mola k como função da posição de aprisionamento para a transição $3S_{1/2}, F=2 \Rightarrow 3P_{3/2}, F'=3$ do sódio. As diversas posições foram introduzidas através de um par de bobinas na direção y , já que nas outras direções não observamos desvio da posição de campo nulo da armadilha. A cada corrente aplicada, era introduzido um desvio na posição de aprisionamento e o mapeamento destas posições foi obtido com uma luneta e câmera ccd.

Figura 3.12 - Medida da constante de mola k como função do diâmetro dos feixes para as nuvens: a) tipo I e b) tipo II. Quase não observamos variação de k para a nuvem tipo I, para a nuvem tipo II, observamos um aumento linear de k com o diâmetro dos feixes.

Nossos resultados experimentais nem sempre concordam com a previsão da teoria Doppler e como estamos trabalhando num regime em que a intensidade dos feixes é maior do que a intensidade de saturação do sódio, fizemos uma medida do comportamento do raio das nuvens como função da intensidade e , também, como função da dessintonia , para termos noção do que ocorre com as nuvens durante o aprisionamento (figuras 3.13 e 3.14). Como função da intensidade, a nuvem I se comporta de forma que a contribuição da força de confinamento da radiação é importante, pois o raio da nuvem cresce com a intensidade do campo de radiação [7]. Já para a nuvem II, a força de confinamento da radiação só se torna importante para altas intensidades dos feixes laser. Isto fornece às duas nuvens comportamentos diferentes e ambas não podem, simplesmente, serem explicadas pela teoria Doppler. Como função da dessintonia, revemos que os raios das nuvens cresceram com o aumento da dessintonia para o vermelho de cada transição. No entanto, este comportamento só é observado para a nuvem tipo II. Enquanto que para a nuvem tipo I, o raio passa por um ponto de mínimo até atingir o comportamento Doppler. Portanto, teremos comportamentos diferentes para ambas as nuvens e a concordância entre teoria e experimento, com relação as constantes k e α , não pode existir completamente.

Figura 3.13 - Medida do raio das nuvens: a) tipo I e b) tipo II como função da intensidade dos feixes laser de aprisionamento. Usamos $dB/dz = 15 \text{ G/cm}$ e dessintonia de -10MHz para a nuvem I e de -25MHz para a nuvem II.

Figura 3.14 - Medida do raio das nuvens: a) tipo I e b) tipo II como função da dessintonia Δ . Usamos $dB/dz = 15$ G/cm e $I = 6I_0$.

3.3) MEDIDA DA TEMPERATURA

No modelo onde consideramos um átomo de dois níveis interagindo com um campo eletromagnético clássico, vemos da equação (3.22) que o processo de remoção de energia só deveria parar quando a energia cinética do átomo fosse zero. No entanto, sabemos que a emissão espontânea, que aparece naturalmente quando o campo é quantizado, exerce influência fundamental no mecanismo de resfriamento. Sendo assim, é necessário introduzirmos um termo extra na equação de taxa da energia cinética [8]:

$$\begin{aligned} E_i &= \frac{1}{2} m v_i^2 \\ \frac{dE_i}{dt} &= v_i F_i + H_i \end{aligned} \tag{3.46}$$

onde H_i é o termo de aquecimento causado pelo movimento aleatório do átomo devido à emissão espontânea:

$$H_i = \frac{6\Gamma S}{2(1+6S)} \frac{\langle (\Delta P_i)^2 \rangle}{2m} \tag{3.47}$$

onde $\langle (P_i)^2 \rangle$ é o momento transferido ao átomo após a emissão espontânea do fóton que é igual a $2(\hbar\kappa)^2$. O fator 2 surge devido à média sobre um ciclo de absorção-emissão. O fator 6 aparece devido aos seis feixes de aprisionamento que formam a armadilha tridimensional, $\Gamma S/2(1+6S)$ é a taxa de espalhamento de fóton, S é o parâmetro de saturação e m é a massa do átomo.

No limite em que a taxa de resfriamento, causado pela força viscosa, iguale-se ao aquecimento, causado pela emissão espontânea, ou seja, $dE_i/dt=0$, temos o valor da energia cinética mínima.

Substituindo a equação (3.47) e o termo dependente da velocidade da equação (3.22) na equação (3.46), encontramos:

$$\frac{dE_i}{dt} = \frac{2\hbar\kappa^2\Gamma\Delta}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]} \frac{S}{(1+6S)^2} V^2 + \frac{3\hbar^2\kappa^2\Gamma}{m} \frac{S}{(1+S)} \quad (3.48)$$

e no equilíbrio, $dE_i/dt=0$:

$$-\frac{2\hbar\kappa^2\Gamma\Delta}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]} \frac{S}{(1+6S)^2} V^2 = \frac{3\hbar^2\kappa^2\Gamma}{m} \frac{S}{(1+S)} \quad (3.49)$$

$$E_{\min} = \frac{3\hbar \left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]}{4\Delta} \frac{(1+6S)^2}{(1+S)} \quad (3.50)$$

A energia cinética mínima tem um valor otimizado mínimo para $\Delta = \Gamma/2$ e isso corresponde a:

$$E_{\min} = \frac{3\hbar\Gamma}{4} (1+6S) \quad (3.51)$$

Utilizando o teorema da equipartição de energia e a energia cinética dada pela equação (3.51), obtemos uma temperatura limite para o resfriamento de átomos de dois níveis:

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B} (1+6S) \quad (3.52)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann.

No aprisionamento magnéto-ótico, os átomos se comportam como num oscilador harmônico super amortecido, oferecendo mais uma possibilidade de medida da temperatura destes átomos. No limite de baixas densidades, que concorda com nosso experimento, no equilíbrio térmico temos:

$$\frac{3}{2} k_B T = \frac{1}{2} k \langle \vec{r}^2 \rangle = \frac{1}{2} m \langle \vec{v}^2 \rangle \quad (3.53)$$

Assim, a temperatura pode também ser determinada pela constante de mola k e pelo raio da nuvem z .

Desta forma para obter-se os valores teóricos das temperaturas dos átomos confinados, temos que calcular os raios das nuvens através dos modelos teóricos apresentados neste capítulo. Usando a teoria Doppler, que considera o resfriamento dos átomos como sendo apenas devido ao recuo sofrido pela absorção de fótons do campo de radiação, sabemos que existe um limite de perda de energia, ou seja, de resfriamento. A força de pressão de radiação sobre um átomo aprisionado é descrita pela equação (3.22), que pode ser escrita em termos do parâmetro de saturação como:

$$F_z = \frac{2\hbar\kappa\Gamma\Delta}{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right]} \frac{S}{(1+6S)^2} (\gamma bz + \kappa v_z) \quad (3.54)$$

Esta força obriga os átomos a permanecerem sob a ação de um potencial harmônico amortecido. Se o átomo, no limite de resfriamento, oscila como um sistema conservativo transformando energia cinética em potencial e potencial em cinética, temos que a energia mínima será:

$$E_{\min} = \frac{1}{2} k z^2 \quad (3.55)$$

A temperatura mínima dos átomos aprisionados será obtida resolvendo-se a equação (3.50).

Sabemos da equação (3.55) que,

$$z = \sqrt{\frac{2E_{\min}}{k}} \quad (3.56)$$

então substituindo a equação (3.50) e a constante k que aparece na equação (3.24) (só que em termos do parâmetro de saturação S), obtemos:

$$z = \left\{ \frac{3 \left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right]^2 (1+6S)^3}{4 \Delta^2 \Gamma \gamma b S \kappa} \right\}^{1/2} \quad (3.57)$$

Com a equação (3.57) e a equação (3.53) encontramos a temperatura dos átomos no limite Doppler.

No caso do modelo Doppler multiníveis, a energia mínima, levando-se em conta todas as transições, torna-se:

$$E_{\min} = \frac{3}{4} \hbar \frac{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right]}{\Delta} \frac{\sum_{\Delta m} \sum_{m_F} S(\Delta m, m_F)}{\sum_{\Delta m} \sum_{m_F} \frac{P_t(\Delta m, m_F) S(\Delta m, m_F)}{[1 + 6 S(\Delta m, m_F)]}} \quad (3.58)$$

e da equação (3.31) obtemos o valor da constante de mola k que junto com a equação (3.58), nos dará o raio da nuvem como:

$$Z = \sqrt{\frac{2 E_{\min}}{k}}$$

$$Z = \left\{ \frac{3}{4} \frac{\left[\Delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right]^2}{\kappa \Gamma \Delta^2 \gamma b} \frac{\sum_{\Delta m} \sum_{m_F} S(\Delta m, m_F)}{\sum_{\Delta m} \sum_{m_F} \frac{[P_t(\Delta m, m_F)]^2 [S(\Delta m, m_F)]^2 G(\Delta m, m_F)}{[1 + 6 S(\Delta m, m_F)]^3}} \right\}^{1/2} \quad (3.59)$$

Com este valor para o raio da nuvem e usando o teorema da equipartição, podemos obter os valores das temperaturas pela teoria Doppler multiníveis.

Como já falamos anteriormente, existem diversas formas de medir-se a constante k e com ela obter-se a temperatura dos átomos aprisionados [1, 2 e 3]. Em nosso experimento, através da aplicação de uma oscilação forçada ao

movimento dos átomos, obtivemos a temperatura dos átomos de sódio e comparamos com as previsões teóricas dos três modelos apresentados na seção (3.1.5).

O limite de temperatura dado pela teoria Doppler, considera que o resfriamento dos átomos ocorre apenas pelo recuo devido à absorção de fótons do campo de radiação. No entanto, temperaturas menores do que as encontradas no limite Doppler ($T_D = 240\mu K$, para átomos de sódio), foram observadas [9]. Temperaturas de até 10nK, foram obtidas para átomos de sódio [10] e as teorias que explicam estes baixos valores são denominadas teorias sub-Doppler [11]. Estas teorias estão baseadas em novos mecanismos de resfriamento devido ao bombeamento ótico, gradientes de polarização e o efeito Stark dinâmico. Encontramos, com os nossos experimentos, temperaturas que estão muito longe das obtidas nas referências [9, 10 e 11], portanto nos deteremos em estudar as nuvens de átomos de sódio usando, para analisar as temperaturas, a teoria Doppler. Encontramos temperaturas que estão acima do limite Doppler as quais justificamos como sendo resultantes do aquecimento sofrido devido as altas intensidades dos feixes laser de aprisionamento.

A temperatura dos átomos aprisionados é obtida através das medidas da constante de mola k e do raio da nuvem, substituindo os resultados experimentais na equação (3.53). Dos resultados mostrados na tabela I, encontramos as seguintes temperaturas (tabela III):

Tabela III - Valores experimentais do raio das nuvens I e II os quais nos permite encontrar os valores para as temperaturas dos átomos aprisionados nestas nuvens.

	Raio (mm)	Temperatura (μ K)
Nuvem I	0.69	345
Nuvem II	0.77	426

Estes valores de temperatura, encontram-se acima do valor obtido no limite Doppler para átomos de sódio aprisionados que é de aproximadamente $240\mu\text{K}$ [11]. Este aumento na temperatura, pode ser explicado como um efeito devido as altas intensidades dos feixes laser de aprisionamento como já mencionamos além de não estarmos trabalhando no regime considerado ótimo que seria $\Delta=\Gamma/2$.

Usando as equações (3.50), (3.53) e (3.58), obtemos os valores para a temperatura dos átomos aprisionados usando os modelos teóricos, Doppler dois níveis e Doppler multiníveis:

Tabela IV - Valores teóricos para a temperatura dos átomos aprisionados, usando os modelos discutidos na seção 3.2

	Doppler 2 níveis		Doppler multiníveis	
	tipo I	tipo II	tipo I	tipo II
Temperatura (mK)	6.81	1.22	0.85	10.39

Os valores teóricos apresentam-se muito acima dos experimentais, mostrando que a teoria Doppler obtém valores de temperatura que estão acima da realidade do laboratório. Nossos átomos estão mais frios do que a previsão teórica e isto se dá devido as simplificações do modelo usado.

REFERÊNCIAS

- 1 - P. Kohns, P. Buch, W. Süptitz, C. Csambal, and Ertmer, Europhys. Lett. **22**, 517 (1993)
- 2 - A. M. Steane and C J. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991)
- 3 - C. D. Wallace, T. P. Dinnen, K. Y. Tan, A. Kumarakrishnan, P. L. Gould, and J. Javanainen, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 703 (1994)
- 4 - D. Wineland and W. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979)
- 5 - P. Farrell, W. McGillivray and M. Standage, Phys. Rev. A **37**, 4240 (1988)
- 6 - K. Lindquist, M. Stephens and C. Wiwman, Phys. Rev. A **46**, 4082 (1992)
- 7 - D. Sesko, T. Walker and C. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 946 (1991)
- 8 - V. S. Bagnato and S. C. Zilio, Revista Brasileira de Física **19**, 127 (1989)
- 9 - P. Lett, R. Watts, C. J. Westbrook, W. Phillips, P. Gould and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **67**, 1094 (1991)
- 10 - M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992)
- 11 - J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989)

CAPÍTULO IV

FORMAÇÃO DE ESTRUTURA ESPACIAL DE ÁTOMOS APRISIONADOS NA CONFIGURAÇÃO DE ANEL

Ao apresentarmos o capítulo II, mostramos que quando os três pares de feixes laser de aprisionamento encontram-se perfeitamente alinhados, contrapropagantes dois a dois, a nuvem de átomos aprisionados tem forma quase que regular a qual chamamos de nuvem esférica de átomos. Introduzindo-se um pequeno desalinhamento nos feixes do plano xy, outras estruturas espaciais são observadas. Uma delas é a estrutura espacial em forma de anel de átomos aprisionados (figura 4.1). Essa estrutura foi observada desde a primeira realização desta armadilha por E. Raab e colaboradores [1]. No entanto, o primeiro estudo mais sistemático destas estruturas foi realizado por T. Walker e colaboradores [2] ao observarem formações de anéis de átomos de césio aprisionados em AMO com o especial destaque de que uma nuvem no centro do anel estava sempre presente.

Nosso grupo (Física Atômica e Molecular da USP de São Carlos), observou estruturas semelhantes em armadilhas usando átomos de sódio [3].

Com respeito as observações feitas na referência [2], além da formação de

anéis com núcleo central, observou-se uma dependência do raio destas estruturas com o número de átomos aprisionados. Teorias, a princípio conflitantes, surgiram para explicar a formação dos anéis e para justificar a sua dependência com parâmetros inerentes ao aprisionamento. Um modelo baseado na existência de uma força de confinamento da radiação, entre os átomos do núcleo central e na força dependente do desalinhamento entre os feixes contrapropagantes no plano xy, foi proposto na referência [2] para explicar a formação de tais estruturas. No entanto, os autores também observaram anéis sem o núcleo central, o que não poderia, a princípio, ser explicado pela força de confinamento da radiação. Para acomodar estas novas observações, os autores da referência [2] generalizaram o modelo tomando a força de confinamento da radiação entre os átomos do anel [4], onde a dependência do raio do anel com o número de átomos aprisionados deveria variar com $(N')^{1/3}$, onde N' é o número efetivo de átomos que são responsáveis pela força de confinamento da radiação. No entanto, naquele trabalho [2], nenhuma referência é feita sobre a validade desta dependência em concordância com o experimento.

Outro modelo, usando apenas força de pressão de radiação dos feixes gaussianos de aprisionamento sobre cada átomo, foi proposto por V. S. Bagnato e colaboradores [3] para explicar a formação de anéis de átomos frios. Neste novo modelo proposto, feixes gaussianos desalinhados no plano xy promovem o surgimento de uma força de vórtice dependente das coordenadas, capaz de produzir um torque sobre os átomos de maneira a promoverem órbitas circulares estáveis.

Enquanto os autores das referências [2 e 4] baseiam seus modelos em efeitos coletivos, devido ao espalhamento múltiplo de fótons, os autores da referência [3] desprezaram esses efeitos. Estes apenas consideraram que o átomo aprisionado em estrutura do tipo anel estaria sob a ação de uma soma de quatro forças espontâneas

de pressão de radiação, exercidas sobre cada átomo de dois níveis, as quais correspondem aos quatro feixes desalinhados no plano xy. Neste modelo não é prevista nenhuma dependência do raio do anel com o número de átomos aprisionados, fato confirmado pela observação experimental [3].

Trabalhos mais recentes, [5 e 6], mostraram a possibilidade de haver regimes distintos onde ambos os modelos seriam válidos. Na referência [5], os autores mencionam a existência de duas regiões dependentes do número N de átomos aprisionados, onde o processo de formação das órbitas estáveis é bem diferente: a força de vórtice é dominante no regime onde $N < 10^7$, enquanto que, para $N > 10^7$, a força de confinamento da radiação é que domina.

Para pequenos desalinhamentos, comparados ao diâmetro dos feixes de aprisionamento, não precisamos considerar a anisotropia da armadilha e o átomo é tratado como um sistema de dois níveis. Uma descrição mais detalhada das forças responsáveis pela formação dos anéis é demonstrada na referência [7], com detalhes teóricos e simulações.

Figura 4.1 - Estrutura espacial de átomos de sódio aprisionados em forma de anel.

4.1) FORMAÇÃO DOS ANÉIS DE ÁTOMOS APRISIONADOS

Vamos supor um átomo de dois níveis movendo-se com velocidade v e interagindo com dois feixes contrapropagantes com polarizações circulares opostas e frequências deslocadas para o vermelho da ressonância ($\Delta < 0$). Considere, também, o átomo sob a ação de um gradiente de campo magnético. A força média devido à pressão de radiação, como visto no capítulo II, será dada por :

$$F_x = \frac{\hbar \kappa \Gamma}{4} \left\{ \frac{\Omega_+^2}{\left[(\Delta - \kappa v_x - \gamma B_x)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} \right]} - \frac{\Omega_-^2}{\left[(\Delta + \kappa v_x + \gamma B_x)^2 + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega^2}{2} \right]} \right\} \quad (4.1)$$

onde:

$\hbar$ = constante de Planck

κ = vetor de onda do feixe laser

Γ = largura de linha natural da transição atômica

$\Delta = \omega_L - \omega_0$ = diferença entre a frequência do laser e a frequência de ressonância atômica (dessintonia)

Ω = frequência de Rabi - termo dependente da intensidade do campo de radiação que pode ser encontrada, tabelada, para as transições do átomo de sódio na referência [8]

v = velocidade do átomo

γ = abertura dos níveis por efeito Zeeman devido a ação do campo magnético

B = campo magnético

Vamos agora imaginar quatro feixes, de modo que teremos F_x e F_y como na equação (4.1). Introduzindo um desalinhamento nos feixes contidos no plano, de uma quantidade s , surgirão quatro forças (figura 4.2). Cada uma das forças surge devido a cada feixe, as quais agora poderão exercer influências diferentes em diferentes posições.

Figura 4.2 - Feixes desalinhados no plano xy para formar anéis, mostrando as forças 1, 2, 3 e 4 oriundas do desalinhamento.

Para um átomo na posição $(x,0)$ a uma distância r da origem, devido ao desalinhamento e aos perfis gaussianos dos feixes, ocorrerão interações de mesma intensidade com os feixes 1 e 3, mas o feixe 4 que se propaga na direção $+\hat{y}$, exercerá uma força maior sobre o átomo do que o feixe 2, que se propaga na direção $-\hat{y}$. Com isso o átomo na posição $(x,0)$ será acelerado na direção $+\hat{y}$ tangencialmente à sua trajetória. Essa situação estende-se para qualquer ponto x,y , originando um movimento circular. A força resultante do desalinhamento e do perfil gaussiano dos feixes é chamada força de vórtice, que como vimos, produz um torque sobre o átomo levando-o a um movimento circular.

Tomando a força sobre um átomo na direção $\hat{x}$ próximo ao centro da armadilha (equação 4.1), e chamando $\beta=(\gamma B_x + \kappa v_x)$, podemos reescrever a equação (4.1) na forma:

$$F_x = \frac{\hbar \kappa \Gamma}{4} \left\{ \frac{\Omega_+^2}{\Delta^2 \left[1 - \frac{2\beta}{\Delta} \right] + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_0^2}{2}} - \frac{\Omega_-^2}{\Delta^2 \left[1 + \frac{2\beta}{\Delta} \right] + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_0^2}{2}} \right\} \quad (4.2)$$

Levando em conta o desalinhamento s dos feixes e o perfil gaussiano destes, podemos escrever a frequência de Rabi Ω como sendo:

$$\Omega_{\pm}^2 = \Omega_0^2 \exp\{-2[(y \mp s)^2 + z^2]/w^2\} \quad (4.3)$$

onde w é a cintura (largura a meia altura) do feixe gaussiano. Substituindo a frequência de Rabi na expressão para a força na direção $\hat{x}$, equação (4.2), temos

$$F_x = \frac{\hbar \kappa \Gamma}{4} \left\{ \frac{\Omega_0^2 \exp\{-2[(y-s^2) + z^2]/w^2\}}{\Delta^2 - 2\beta\Delta + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_0^2}{2}} - \frac{\Omega_0^2 \exp\{-2[(y-s^2) + z^2]/w^2\}}{\Delta^2 + 2\beta\Delta + \frac{\Gamma^2}{4} + \frac{\Omega_0^2}{2}} \right\} \quad (4.4)$$

onde podemos chamar $\lambda = \Delta^2 + \Gamma^2/4 + \Omega_0^2/2$. Para desalinhamentos muito menores do que w , tal que $s/w^2 \ll 1$, teremos:

$$F_x = \frac{\hbar \kappa \Gamma \Omega_0^2}{4\lambda} \left\{ \frac{4\beta\Delta}{\lambda} e^{-2\frac{(y^2+s^2)}{w^2}} e^{-\frac{2z^2}{w^2}} + \frac{8ys}{w^2} e^{-2\frac{(y^2+s^2)}{w^2}} e^{-\frac{2z^2}{w^2}} \right\} \quad (4.5)$$

mas, $z = 0$ e para $s \approx y$ a exponencial do primeiro termo torna-se igual a unidade, então, a força F_x fica sendo:

$$F_x = \frac{\hbar \kappa \Gamma \Omega_0^2}{4\lambda} \left\{ \frac{4\beta\Delta}{\lambda} + \frac{8ys}{w^2} e^{-2\frac{(y^2+s^2)}{w^2}} \right\} \quad (4.6)$$

e substituindo os valores de λ e β , além de salientar que a dessintonia Δ está para o vermelho da transição atômica, ou seja, $\Delta \Rightarrow -|\Delta|$; a equação (4.6) torna-se:

$$F_x = \frac{16\hbar\kappa\Gamma|\Delta|\Omega_0^2\gamma B_x}{[4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_0^2]^2} - \frac{16\hbar\kappa^2\Gamma|\Delta|\Omega_0^2v_x}{[4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_0^2]^2} + \frac{8S}{W^2}y \frac{\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{[4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_0^2]} e^{\frac{-2(y^2+s^2)}{w^2}} \quad (4.7)$$

onde podemos chamar:

$$\xi_0 = \frac{4F_0S}{W^2}$$

com

$$F_0 = \frac{2\hbar\kappa\Gamma\Omega_0^2}{[4\Delta^2+\Gamma^2+2\Omega_0^2]} \quad (4.8)$$

e

$$\gamma B_x = \frac{d\omega}{dx} x$$

Sabemos também do capítulo II, que na direção x as constantes k e α são:

$$k = \frac{16 \hbar \kappa \Gamma |\Delta| \Omega_0^2}{[4 \Delta^2 + \Gamma^2 + 2 \Omega_0^2]^2} \frac{d\omega}{dx} \quad (4.9)$$

$$\alpha = \frac{k \kappa}{d\omega/dx}$$

e com isso, a equação que nos fornece a força na direção x fica :

$$F_x = -kx - \alpha v_x + \xi_0 y \exp[-2(y^2 + s^2)/w^2] \quad (4.10)$$

Similarmente, a força na direção $\hat{y}$ tem a forma:

$$F_y = -ky - \alpha v_y + \xi_0 x \exp[-2(x^2 + s^2)/w^2] \quad (4.11)$$

e a força média total sobre o átomo é a soma vetorial das componentes da força nas direções $\hat{x}$ e $\hat{y}$. Escrevendo a força em coordenadas plano-polares r e θ , podemos escrever $\langle x^2 \rangle = \langle y^2 \rangle = r^2/2$. Portanto, a força total sobre o átomo torna-se,

$$\vec{F} = -k\vec{r} - \alpha \frac{d\vec{r}}{dt} + \xi(r) (y\hat{x} - x\hat{y}) \quad (4.12)$$

ou

$$\vec{F} = -k\vec{r} - \alpha \frac{d\vec{r}}{dt} + \xi(r) \hat{z} \times \vec{r} \quad (4.13)$$

com

$$\xi(r) = \xi_0 \exp[(-r^2 + 2s)/w^2] \quad (4.14)$$

onde o último termo na equação 4.13 é a força de vórtice dependente de r e do desalinhamento s :

$$\vec{F}_v = \xi(r) \hat{z} \times \vec{r} \quad (4.15)$$

que pela referência [3] é a responsável pelas órbitas estáveis. No entanto, vamos escrever a força de confinamento da radiação que, como apresentada nas referências

[2] e [4], é importante para mostrar a formação das órbitas e a sua dependência com o número de átomos aprisionados. Faremos a introdução desta nova força fenomenologicamente. Isto será feito partindo das equações para as componentes da força nas direções x e y. A expressão final nos dará a força total levando em conta os dois modelos conflitantes [2 e 3] juntos num único modelo teórico [5 e 6].

A força de confinamento da radiação já foi apresentada no capítulo III e tem a seguinte forma para uma estrutura em forma de anel com núcleo:

$$\vec{F}_{cr} = \frac{I \sigma_L^2 N'}{4 \pi C r^2} \left\{ \frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \right\} \hat{r} \quad (4.16)$$

onde N' é o número efetivo de átomos que produzem a força de confinamento da radiação e é dado por:

$$N' = N_c - \frac{N_r \ln\left(\frac{2N_r}{\pi}\right)}{2\pi} \quad (4.17)$$

onde N_c é o número de átomos aprisionados no centro do anel (núcleo) e N_r é o número de átomos no anel e $(\sigma_R/\sigma_L - 1)$, na equação (4.16), encontra-se no capítulo III.

A componente x da força total sobre o átomo será:

$$F_x = -kx - \alpha v_x - F_{v_x} + \frac{I \sigma_L^2 N'}{4 \pi c I^2} \left\{ \frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \right\} \frac{1}{(x^2 + y^2)^{3/2}} x \quad (4.18)$$

onde kx é a força restauradora, αv_x é a força de amortecimento, F_{v_x} é a força de vórtice resultante sobre o átomo devido ao desalinhamento dos feixes, $F_{v_x} = \xi(y)y$, com:

$$\begin{aligned} \xi(y) &= \xi_0 \exp[-2(y^2 + s^2)/w^2] \\ \xi_0 &= \left(\frac{8s}{w^2} \right) \frac{\hbar \kappa \Gamma \Omega_0^2}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]} \end{aligned} \quad (4.19)$$

O último termo da equação (4.18) é a componente x da força de confinamento da radiação incluída fenomenologicamente e N' é dado pela equação (4.17) com $N_c = 0$. Com isso, estaremos tratando de anéis sem núcleo central. Na equação (4.18) não levamos em conta a dependência espacial dos feixes nas forças restauradora nem na força de amortecimento, tratando k e α como constantes que não dependem da coordenada y .

Consideremos, agora, a força espontânea sobre o átomo interagindo com dois feixes contrapropagantes na direção y . Em analogia com o estudo anterior para a componente F_x , obtemos para a componente F_y sobre o átomo em uma trajetória

circular a seguinte equação:

$$F_Y = -ky - \alpha v_y + F_{v_y} + \frac{I\sigma_L^2 N'}{4\pi c r^2} \left\{ \frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \right\} \frac{1}{(x^2 + y^2)^{3/2}} y \quad (4.20)$$

onde $-ky$, e $-\alpha v_y$ e F_{v_y} são as componentes das forças restauradora de amortecimento e de vórtice, respectivamente, na direção $\hat{y}$ e o último termo a direita é a componente y da força de confinamento da radiação. A componente y da força de vórtice é dada por $F_{v_y} = \xi(x)x$, onde:

$$\xi(x) = \xi_0 \exp[-2(x^2 + s^2)/w^2] \quad (4.21)$$

onde ξ_0 é dado pela equação (4.19). A força total sobre um átomo descrevendo a trajetória circular no plano xy é dada pela soma das componentes F_x e F_y :

$$\vec{F} = F_x \hat{x} + F_y \hat{y} \quad (4.22)$$

Escrevendo a força total sobre o átomo em coordenadas plano-polares r e θ , a força total sobre o átomo tem a forma:

$$\vec{F} = -k\vec{r} - \alpha \frac{d\vec{r}}{dt} - \xi(r) (y\hat{x} - x\hat{y}) + \phi \frac{N'}{r^2} \hat{r} \quad (4.23)$$

com

$$\phi = \frac{I\sigma_L^2}{4\pi c} \left\{ \frac{\sigma_R}{\sigma_L} - 1 \right\} \quad (4.24)$$

e $\xi(r)$ é dado pela equação (4.14). A equação (4.23) une os modelos, tendo a presença tanto da força de vórtice [9], que foi deduzida anteriormente (equação (4.15)), quanto a força de confinamento da radiação (equação (4.16)). Com este modelo, portanto, podemos sempre analisar as estruturas espaciais em qualquer regime experimental que elas estejam e com uma concordância melhor entre experimento e teoria.

4.2) ÓRBITAS ESTÁVEIS

Na condição de órbitas estáveis, a força de amortecimento ($\alpha d\mathbf{r}/dt$) tem que ser igual a força de vórtice [$\xi(r)\mathbf{r}$] para que o átomo não colapse para a origem [$\alpha d\mathbf{r}/dt > \xi(r)\mathbf{r}$] nem escape da órbita [$\xi(r)\mathbf{r} > \alpha d\mathbf{r}/dt$].

Em um movimento circular, para obtermos órbitas estáveis precisamos ter

$$\begin{aligned}\frac{d\vec{r}}{dt} &= 0 \\ \frac{d\theta}{dt} &= \omega = \text{cte.}\end{aligned}\tag{4.25}$$

onde ω é a velocidade angular e $\vec{r} = R \hat{r}$.

Escrevendo a equação de movimento (4.23) nas direções r e θ , teremos para as condições de estabilidade,

$$mR\omega^2 = kR - \frac{\phi N'}{R^2} \quad (4.26)$$

e

$$\alpha \omega R = \xi(R) R \quad (4.27)$$

onde, da equação (4.27) vemos que toda a energia cedida ao átomo pela força de vórtice tem que ser retirada pela força viscosa αv (onde $v = \omega R$).

Para encontrarmos uma expressão que nos leve ao raio dos anéis e com isso possamos estudar sua variação com parâmetros inerentes ao aprisionamento, vamos substituir o valor de ωR encontrado através da equação (4.27) na equação (4.26) e usarmos a força de vórtice média. Fazendo este procedimento, encontramos:

$$m \left(\frac{\xi_0}{\alpha} \right)^2 e^{-2(R^2 + 2S^2)/w^2} = k - \frac{\phi N'}{R^3} \quad (4.28)$$

Um estudo detalhado sobre a variação do raio dos anéis em função do número de átomos aprisionados para diversos desalinhamentos, encontra-se nas referências [5 e 6]. Tomando como base estas referências, encontramos dois limites na formação de anéis. O primeiro é quando o número de átomos aprisionados é $N \geq 10^7$. Neste regime a força de confinamento da radiação é dominante e o raio dos anéis depende do número de átomos mas não depende do desalinhamento:

$$R = \left(\frac{\Phi N'}{k - m\omega^2} \right)^{1/3} \quad (4.29)$$

e o segundo limite é para $N < 10^7$, onde o raio dos anéis depende unicamente da força de vórtice:

$$R = \left[w^2 \left(1 - \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{K}{m}} \right) - 2S^2 \right]^{1/2} \quad (4.30)$$

Nossos estudos sobre as estruturas espaciais em forma de anéis, neste trabalho de tese, não se detém em analisar as dependências dos raios dos anéis, e sim pretende explicar como forma-se esta estrutura. Devido a isso, não nos aprofundaremos no assunto, no entanto, recomendamos a leitura das referências citadas neste texto se o assunto for de interesse. Todo um estudo sobre a variação das órbitas com relação aos parâmetros inerentes ao aprisionamento é feito na

referência [5]. Além disso, nessa referência, apresentamos um diagrama de fase que nos dá as condições possíveis de observarmos diversas estruturas espaciais. Para a construção deste diagrama, não levamos em conta a dependência espacial nas constantes de mola k e de amortecimento α . Tal dependência será levada em consideração no capítulo V, quando mostraremos a observação dos duplos anéis.

Nosso trabalho de tese, tem como prioridade medir a temperatura e velocidade dos átomos no anel, além de tentar explicar qualitativamente, através de modelos simples, a formação de outra estrutura espacial observada, que é o caso do duplo anel; a existência da espessura dos anéis e ainda a distribuição de átomos nestas estruturas. Para isso, no capítulo V, nos deteremos nos modelos teóricos necessários para o possível entendimento dos resultados observados.

REFERÊNCIAS

- 1 - E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu and D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- 2 - Thad Walker, David Sesko and Carl Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990)
- 3 - V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich and S. C. Zilio, Laser Physics **2**, 172 (1992)
- 4 - D. W. Sesko, T. G. Walker and C. E. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B. **8**, 946 (1991)
- 5 - I. Guedes, M. T. de Araujo, D. M. B. P. Milori, G. I. Surdutovich, V. S. Bagnato and S. C. Zilio, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994)
- 6 - I. Guedes, Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos, 1994, não publicada
- 7 - Carla Figueira de Morisson Farias, Tese de Mestrado, Instituto de Física de São Carlos, 1994, não publicada
- 8 - P. Faarrell, W. McGillivray and M. Standage, Phys. Rev. A **37**, 4240 (1988)
- 9 - Agradecemos ao prof. G. I. Surdutovich pelas sugestões iniciais sobre o modelo da força de vórtice.

CAPÍTULO V

ESTUDO DAS DISTRIBUIÇÕES ESPACIAIS EM FORMA DE ANEL

A introdução de um conveniente desalinhamento nos feixes de aprisionamento permite observar diferentes estruturas espaciais em átomos aprisionados tais como: duplas nuvens, anéis e anéis com um acúmulo de átomos no centro. Algumas destas estruturas estáveis foram inicialmente observadas por E. Raab e colaboradores [1] e anos depois foram estudadas nas referências [2-5]. Os estudos relacionados com estas estruturas espaciais, no entanto, se detiveram na sua mera observação e na sua dependência com o número de átomos aprisionados [2] e [3]. O primeiro modelo teórico que procurou explicar as observações era baseado na força de confinamento da radiação e na força devido ao desalinhamento dos feixes de aprisionamento, como com foi citado anteriormente no Capítulo IV. Esses estudos foram inicialmente realizados com átomos de césio [2 e 3] e mostraram forte dependência com o número de átomos aprisionados. Em 1992, Bagnato e colaboradores [4], obtiveram estruturas espaciais em forma de anel para átomos de sódio. Estas estruturas em forma de anel para o sódio, ao contrário das de césio, não apresentaram nuvem no centro do anel e não foi observada dependência do raio anel com o número de átomos aprisionados. Foi, então, proposto um novo modelo, usando a força de pressão de radiação dos feixes de aprisionamento sobre cada átomo, devido ao perfil gaussiano dos feixes e ao desalinhamento destes no

plano. Uma nova componente de força chamada força de vórtice, a qual já foi apresentada no Capítulo IV, aparece e é responsável pelas estruturas estáveis observadas. Uma possível contradição existente entre as duas teorias citadas [2-4], foi esclarecida com o trabalho realizado por I. Guedes e colaboradores [5] onde ficou clara a possibilidade de existirem dois possíveis regimes de trabalho um independente do número de átomos (caso do sódio) e o outro dependente do número de átomos (caso do cézio).

Apesar de observadas e justificadas, as estruturas em forma de anel foram pouco estudadas. Não sabíamos da existência, por exemplo, de algum estudo sobre a velocidade e/ou temperatura dos átomos nestas órbitas estáveis, nem de como se apresenta a distribuições atômica nestas estruturas. Neste capítulo, mostraremos uma técnica desenvolvida por nós [6] para medir a temperatura dos átomos no anel assumindo uma distribuição de velocidade análoga a de um feixe atômico. Esta técnica baseia-se na observação do decaimento temporal dos átomos ao se criar uma saída para eles nesta estrutura estável. A saída é criada por um feixe laser externo ao aprisionamento que incide sobre o anel e remove os átomos.

Além de apresentarmos as medidas de temperatura, mostraremos imagens obtidas com uma câmera CCD, onde podemos observar a distribuição de átomos no anel, e gráficos tridimensionais que mostram o perfil da distribuição atômica. Estudaremos de uma forma qualitativa o comportamento da espessura dos anéis como função do campo magnético de aprisionamento.

Outro tipo de estrutura observada com o desalinhamento dos feixes, é o duplo anel. Estas estruturas dependem dos parâmetros experimentais usados e uma análise qualitativa sobre elas pode ser feita tomando como base as referências [5] e [7]. Observamos este tipo de estrutura e, neste capítulo, apresentaremos um estudo sobre elas [8].

5.1) MEDIDA DA VELOCIDADE E TEMPERATURA DOS ÁTOMOS NO ANEL

Apresentaremos, nesta seção, uma nova técnica para medir velocidade e temperatura de átomos aprisionados em estrutura espacial tipo anel. Descreveremos a montagem experimental e o modelo teórico com o qual obtemos a temperatura dos átomos no anel.

5.1-1) DESCRIÇÃO DA TÉCNICA E MONTAGEM EXPERIMENTAL

Usando o sistema experimental para o aprisionamento de átomos em armadilhas magneto-ópticas já descrito no capítulo I, aprisionamos átomos de sódio na armadilha do tipo II. Com os átomos aprisionados, introduzimos um desalinhamento entre os feixes retrorefletidos contidos no plano xy de modo a formar um caminho fechado, como visto na figura 5.1a. A distância de centro a centro entre os feixes era de aproximadamente 3mm e obtivemos, após alguns ajustes espaciais, a estrutura em forma de anel da figura 5.1b.

Com os átomos nesta configuração, incidimos sobre o anel um feixe adicional com frequência igual a de aprisionamento e com um diâmetro da ordem da espessura do anel. Este feixe adicional incidia de maneira a interceptar completamente o anel num determinado ponto (fig. 5.2). Como o feixe adicional tinha a mesma frequência que os feixes de aprisionamento, os átomos sentiam a presença da força de pressão de radiação do feixe adicional unidirecional, escapando do anel. Uma estimativa feita mostra que a velocidade adquirida pelos

átomos durante a interação com o feixe auxiliar é suficiente para remove-lo da armadilha.

Figura 5.1 - a) Desalinhamento dos feixes de aprisionamento no plano xy de modo a formar um caminho fechado necessário para a obtenção da estrutura espacial do tipo anel; b) Estrutura espacial de átomos de sódio aprisionados em forma de anel.

Figura 5.2 - Visualização da completa intersecção do feixe adicional com o anel. O feixe adicional tem a mesma frequência que a dos feixes de aprisionamento e tem um diâmetro da ordem da espessura do anel.

As medidas da descarga do anel foram realizadas sem desligarmos o aprisionamento, usando um obturador eletrônico ou um modulador acústico ótico para bloquear e desbloquear o feixe adicional (o histograma da medida está representado na figura 5.3). A incidência do feixe auxiliar ocorria durante aproximadamente 300ms sendo então bloqueado durante 6s, tempo suficiente para recarregar o anel (o tempo de carga do anel era de $\sim 3s$). A fluorescência dos átomos (proporcional ao número de átomos aprisionados) é observada em ambos os períodos. Os 300ms de exposição do feixe auxiliar é chamado de período de descarga enquanto que o período seguinte é o período de carga do anel.

Figura 5.3 - Sincronização entre o processo de bloqueio do feixe adicional e o processo de carga e descarga dos átomos no anel.

Focalizamos a imagem do anel em uma fotomultiplicadora que tinha um tempo de resposta de ns (nanosegundos) e observamos a descarga dos átomos no anel através de um osciloscópio de memória (Le Croy 9400A- 100 Ms/s - 5Gs/s) capaz de fazer médias dos sinais obtidos. O espectro temporal é finalmente adquirido via interface com um microcomputador (fig. 5.4).

Figura 5.4 - Arranjo experimental para aquisição da descarga dos átomos no anel.

O alinhamento do feixe adicional foi feito colocando máscaras de papel nas janelas de incidência e saída do feixe, marcando as posições de "corte" que foram obtidas através de um esquema geométrico. O feixe adicional é oriundo de um outro laser de corante bombeado por um laser de argônio igual ao laser de aprisionamento. Variamos a posição de incidência de maneira a interceptar o anel em diferentes posições, como é visto na figura 5.5. Observamos através da figura 5.5(d) que, ao incidirmos o feixe adicional nesta posição, os átomos imediatamente escapam do anel fazendo, no máximo, o percurso de uma volta (um comprimento do anel). Nesta configuração, átomos com todas as velocidades possíveis sairão do anel, nos permitindo adquirir o decaimento que será usado para comparação com o ajuste teórico e com isso determinarmos o valor da temperatura. Isto, no entanto, não ocorre quando a intersecção laser-anel não é completa. Para feixes em várias posições, obtivemos o tempo ($1/e$) de descarga e o resultado está mostrado na figura 5.6

A situação experimental que fornece o tempo mínimo de descarga dos átomos corresponde à melhor intersecção e será usado na próxima seção para o estudo da temperatura. A não perfeita intersecção cria a chance do átomo sofrer várias revoluções antes de interagir com o laser auxiliar. Isto produz um longo tempo de descarga.

Sabendo o tamanho do anel, $L = 2\pi R$, que é obtido através da leitura com uma luneta presa a uma montagem xyz, e o tempo de esvaziamento do anel t , oriundo do sinal de descarga registrado por uma fotomultiplicadora, podemos ter noção da velocidade média dos átomos :

$$L = vt \Rightarrow v = \frac{L}{t}$$

Figura 5.5 - Posições de incidência do feixe adicional sobre o anel de átomos aprisionados. Em 5d, observa-se a intersecção completa do anel.

Figura 5.6 - Gráfico do tempo de descarga do anel versus a posição de incidência do feixe adicional. Estas posições são tomadas com relação à posição central de aprisionamento

Para isso, medimos o diâmetro do anel com a luneta calibrada e calculamos o seu comprimento supondo uma simetria cilíndrica (fig.5.7). Com a medida do raio do anel e da máxima intensidade de luz na fotomultiplicadora, teremos o número e a densidade de átomos aprisionados no anel. Uma montagem experimental mais detalhada é vista na figura 5.8.

Figura 5.7 - Medida do tamanho do anel seguindo uma simetria cilíndrica.

Figura 5.8 - Arranjo experimental incluindo o aprisionamento dos átomos com os feixes desalinhados no eixo xy, corte do anel com o feixe adicional e aquisição da descarga dos átomos.

5.1-2) MODELO TEÓRICO PARA A DESCARGA DOS ÁTOMOS NO ANEL

Todo o esquema experimental descrito anteriormente nesta seção nos possibilita medir o decaimento temporal do número de átomos aprisionados. Este decaimento depende evidentemente da temperatura dos átomos: quanto mais frios eles estiverem, mais lentamente o anel será descarregado. Para saber o valor da temperatura, no entanto, precisamos elaborar um modelo mais realístico, onde consideramos a existência de uma distribuição de velocidades. Devido a isso, estamos propondo um modelo teórico que trata os átomos no anel como se tivessem uma distribuição de velocidades semelhante aquela de um feixe atômico, pois no anel os átomos têm movimento unidirecional, e determinamos o decaimento do número de átomos com o tempo, deixando como parâmetro ajustável a temperatura [6].

Para calcular a variação do número de átomos no anel a partir do instante que o laser auxiliar é ligado dando início à descarga, assumimos que:

$$f(v) dv = C v^3 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \quad (5.1)$$

onde o movimento assemelha-se a uma linha de átomos que percorre um comprimento $L = 2\pi R$. Na equação(5.1), C é a constante de normalização, m é a massa do átomo, k_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura dos átomos aprisionados.

Em cada ponto do anel, temos a mesma distribuição de velocidade $f(v)$. Observando átomos com uma mesma velocidade v percorrendo o comprimento L ,

temos que o número de átomos N com velocidade contida no intervalo $(v, v+dv)$ é:

$$N = N_0 \int f(v) dv \quad (5.2)$$

onde N_0 é número máximo inicial de átomos aprisionados. Para saber a variação do número destes átomos em um determinado intervalo de tempo, temos:

$$N(t) - N(t + \Delta t) = v \Delta t \cdot \frac{N_0}{L} f(v) dv \quad (5.3)$$

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_v = -v \frac{N_0}{L} f(v) dv$$

O processo de decaimento não é infinito, pois após um tempo $t = L/v$, os átomos com velocidade v já abandonaram o anel. Para bloquear este decaimento num determinado instante, introduzimos um termo multiplicativo à equação (5.3) do tipo:

$$\left(\frac{dN}{dt} \right)_v = -v \frac{N_0}{L} f(v) dv \left[1 - \theta \left(t - \frac{L}{v} \right) \right] \quad (5.4)$$

onde θ é a função degrau. Com o termo introduzido, a contribuição dos átomos com velocidade v para a descarga ocorrerá até $t=L/v$, e após esse tempo o anel está completamente desprovido desta classe de velocidade.

Tomando a contribuição de todas as velocidades através da integração da equação (5.4), a variação do número de átomos aprisionados que abandonam o anel com o tempo é obtida por essa integração temporal de $dN(t)/dt$:

$$\frac{dN}{dt} = \sum_v \left(\frac{dN}{dt} \right)_v \quad (5.5)$$

ou seja,

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N_0}{L} \int_0^\infty v f(v) \left[1 - \theta\left(t - \frac{L}{v}\right) \right] dv \quad (5.6)$$

que é a taxa de variação do número de átomos com contribuição de todas as velocidades. Integrando no tempo para obter a variação de N :

$$N(t) = \int_0^t \frac{dN}{dt} dt' = \int_0^t dt' \left\{ -\frac{N_0}{L} \int_0^\infty v f(v) \left[1 - \theta\left(t' - \frac{L}{v}\right) \right] dv \right\} \quad (5.7)$$

onde o lado direito da equação (5.7) fica:

$$-\frac{N_0}{L} \int_0^\infty v f(v) dv \left\{ \int_0^t dt' - \int_0^t \theta\left(t' - \frac{L}{v}\right) dt' \right\} \quad (5.8)$$

A primeira integral, como função de t' , é resolvida de forma direta, enquanto que a segunda, tem os seguintes valores:

$$\int_0^t \theta\left(t' - \frac{L}{v}\right) dt' = \begin{cases} \left(t - \frac{L}{v}\right) & \text{para } v > \frac{L}{t} \\ 0 & \text{para } 0 < v < \frac{L}{t} \end{cases} \quad (5.9)$$

Assim, a equação (5.8) terá a forma:

$$N(t) = -\frac{N_0}{L} \left\{ t \int_0^{\frac{L}{t}} v f(v) dv + L \int_{\frac{L}{t}}^\infty f(v) dv \right\} \quad (5.10)$$

Colocando a função distribuição de velocidades (equação(5.1)), temos:

$$N(t) = -\frac{CN_0}{L} \left\{ t \int_0^{\frac{L}{t}} v^4 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv + L \int_{\frac{L}{t}}^{\infty} v^3 e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}} dv \right\} \quad (5.11)$$

onde a integral em v^3 tem solução exata e a integral em v^4 está associada a solução de uma função erro, que pode ser expressa através de uma série. Resolvendo a equação (5.11) através do cálculo analítico ou através de uma integração numérica (programa em anexo), obtivemos a função $N(t)$ para várias temperaturas. Aquela que melhor corresponde ao resultado experimental determina a temperatura dos átomos aprisionados na estrutura do tipo anel. Todos os dados usados tais como número de átomos inicial no anel, tempo de descarga e tamanho do anel foram os obtidos experimentalmente através do espectro de descarga e observação do anel. O único parâmetro ajustável é a temperatura.

5.1.3) RESULTADOS

Na figura 5.9, mostramos o decaimento temporal dos átomos aprisionados no anel ao incidirmos um feixe adicional que faz uma completa intersecção com o mesmo.

O ajuste teórico foi obtido resolvendo a equação (5.7), usando como parâmetro ajustável a temperatura. Encontramos as curvas teóricas da figura 5.10 as quais, comparando com o resultado experimental, nos fornecem valores e temperatura que devem representar a distribuição de átomos no anel. A curva teórica que mais se aproxima do resultado experimental corresponde a uma temperatura de

230 μK . Essa temperatura concorda com a obtida no limite Doppler para átomos de sódio aprisionados em estrutura do tipo nuvem ($T_D = 240 \mu\text{K}$).

Usando 230 μK como a temperatura dos átomos aprisionados no anel, procuramos o erro na medida do comprimento do anel (feita com uma luneta calibrada). Deixamos, então, o comprimento L do anel como parâmetro ajustável e obtivemos como melhor resultado a curva com $L=1.2\text{cm}$, que concorda com a medida experimental, cujo L era da ordem de 1.23 cm (figura 5.11).

Figura 5.9 - Resultado experimental para a descarga do anel incidindo o feixe adicional numa posição que intercepta completamente o anel.

Figura 5.10 - Ajuste teórico resolvendo a equação (5.7), usando a temperatura dos átomos aprisionados como o único parâmetro ajustável. O melhor ajuste se dá para $T=230\mu\text{K}$.

A temperatura medida através deste experimento, concorda muito bem com a medida no limite de resfriamento Doppler para nuvens de átomos de sódio aprisionados. Isto pode ser uma consequência do desalinhamento dos feixes quando estamos na configuração de anel, pois evita a formação de ondas estacionárias, gradientes de polarização e devido ao campo magnético, mecanismos de resfriamento sub-Doppler não podem ocorrer. Com isso, há uma forte evidência de que o modelo teórico Doppler pode ser muito bem empregado para explicar os anéis.

Figura 5.11 - Usando a temperatura de $230\mu\text{K}$, variamos o comprimento do anel e observamos que o melhor ajuste se dá com $L \sim 1.2\text{ cm}$, concordando com o valor obtido experimentalmente que era de 1.23 cm .

5.2) OBSERVAÇÃO DE ESTRUTURA ESPACIAL EM FORMA DE DUPLO ANEL

Diversas estruturas espaciais de átomos aprisionados foram observadas e estudadas [1-5]. No decorrer deste trabalho, no entanto, observamos um tipo diferente de estrutura espacial de átomos de sódio: o duplo anel. A possibilidade de observarmos esta estrutura, apareceu primeiro numa análise teórica do problema [L. G. Marcassa, comunicação privada] e depois foi comprovada experimentalmente. Essa estrutura consiste de dois anéis concêntricos cuja distribuição espacial ocorre devido a uma força de vórtice dependente do desalinhamento e do perfil gaussiano dos feixes, somada a forças de aprisionamento e amortecimento já usadas para explicar outros tipos de estruturas [4]. Nesta seção, vamos tentar mostrar que, levando em conta apenas a força de vórtice, a distribuição espacial em forma de duplo anel é possível de ser observada e podemos fazer uma análise qualitativa desta distribuição em termos de alguns parâmetros experimentais usados.

5.2-1) OBSERVAÇÃO EXPERIMENTAL DO DUPLO ANEL

Usamos uma armadilha magneto-ótica convencional (descrita no capítulo II) para aprisionar os átomos de sódio na configuração do tipo II. Essa armadilha era constantemente carregada por uma célula de vapor de sódio aquecida a aproximadamente 60°C. No plano xy, os feixes retrorefletidos são desalinhados (figura 5.12) e para desalinhamentos da ordem da cintura do feixe gaussiano w e

intensidades dos feixes de aprisionamento muito acima da intensidade de saturação ($I_0 \approx 5 \text{ mW/cm}^2$), observamos o duplo anel (figura 5.13). Essa estrutura é mais instável do que os anéis já mencionados na seção anterior e colapsam para um único anel ou para um anel com uma nuvem no centro em tempos menores que 1s.

A observação do duplo anel pode ser explicada tomando como base a referência [4] com algumas modificações.

Figura 5.12 - Esquema do desalinhamento dos feixes gaussianos no plano xy para formar estruturas espaciais em forma de anel. Para $s \geq w$, observamos a formação do duplo anel.

Figura 5.13 - Estrutura espacial de dois anéis concêntricos de átomos de sódio na configuração do tipo II, obtida para $s \approx w$, $\Delta = 2\Gamma$ e $\Omega_0 = 4\Gamma$.

5.2-2) JUSTIFICATIVA TEÓRICA E SIMULAÇÃO NUMÉRICA PARA A ESTRUTURA DE DUPLO ANEL

Considerando todos os feixes como gaussianos com frequência de Rabi $\Omega = \Omega_0 \exp(-2r^2/w^2)$, a força total sobre um átomo no plano xy com os feixes desalinhados é:

$$\vec{F} = -k(x, y) \vec{r} - \alpha(x, y) \vec{v} + \vec{F}_v(x, y) \quad (5.12)$$

onde $k(x, y)$ e $\alpha(x, y)$ são respectivamente os coeficientes de aprisionamento e amortecimento, os quais agora passam a ter uma dependência com a posição (esta dependência não foi levada em conta na referência 4). A força de vórtice F_v , dependente das coordenadas, produz um torque sobre os átomos, induzindo um movimento circular em torno do centro da armadilha. A dependência espacial de k e α surge devido a variação espacial da intensidade do campo de radiação e depende da configuração do feixe, pois dependem do desalinhamento s . Essa força acelera o átomo até sua velocidade tornar-se grande o suficiente de forma que a força de vórtice iguale-se a força de amortecimento. Com isso, a energia introduzida pela força de vórtice é removida pela força de amortecimento. Nesta situação, a força de aprisionamento pode estabelecer uma órbita circular estável (figura 5.14).

Por simplicidade, vamos considerar o átomo sobre o eixo x com velocidade na direção y. Quando v é tal que

$$\alpha \vec{v} = \vec{F}_v(x)$$

$$m \frac{v^2}{x} = k(x) \vec{x} \quad (5.13)$$

onde mv^2/x é a força centrípeta, a condição de estabilidade das órbitas é, então:

$$\alpha(x) \sqrt{\frac{k(x)}{m}} \vec{x} = \vec{F}_v(x) \quad (5.14)$$

onde o termo da esquerda é denominado de força de aprisionamento efetiva, a qual puxa os átomos em direção ao centro da armadilha, e $F_v(x)$ é a força de vórtice expressa como:

$$F_v(x) = \frac{\hbar \kappa \Gamma}{2} \left\{ \frac{Se^{-2 \frac{(x+s)^2}{w^2}}}{1 + Se^{-2 \frac{(x+s)^2}{w^2}}} - \frac{Se^{-2 \frac{(x-s)^2}{w^2}}}{1 + Se^{-2 \frac{(x-s)^2}{w^2}}} \right\} \quad (5.15)$$

A solução da equação (5.14) pode ser analisada fazendo um gráfico da força de aprisionamento efetiva e da força de vórtice, observando os pontos onde as duas curvas se interceptam. Essa representação gráfica está mostrada na figura 5.15 para

as seguintes condições: $\Omega_0 = 13\Gamma$, $\Delta = -2.5\Gamma$, $s = 2.6$ w e $(d\omega/dx) = 1\Gamma/\text{cm}$, onde $\Gamma = 2\pi 10 \text{ MHz}$ é a largura de linha natural da transição atômica e $(d\omega/dx)$ é a variação espacial da transição atômica devido ao campo magnético.

Figura 5.14 - Esquema de forças que atuam em um átomo aprisionado quando os feixes estão desalinhados para formar a estrutura espacial do tipo anel

Através da figura 5.15, vemos que existem quatro soluções possíveis: x_0 , x_1 , x_2 e x_3 . Os pontos x_0 e x_2 são soluções instáveis, pois como a força de vórtice é maior que a força de aprisionamento efetiva, os átomos tendem a sair da órbita. Enquanto que os pontos x_1 e x_3 são pontos estáveis já que a força de aprisionamento efetiva é maior do que a força de vórtice, puxando os átomos para as posições x_1 e x_3 . Essas posições correspondem a duas órbitas estáveis.

Com o intuito de verificar a formação destas órbitas, foi feita uma simulação numérica [9] incluindo a dependência espacial nos coeficientes k e α (figura 5.16), onde os parâmetros usados nesta simulação foram os mesmos da figura 5.15. Observamos que existem duas trajetórias estáveis para o átomo, como já tínhamos mostrado com o resultado experimental da figura 5.13, onde a cintura do feixe w era de aproximadamente 6 mm. A dessintonia entre a frequência da transição atômica e a frequência do laser Δ era da ordem de - 20 MHz e a intensidade de cada feixe I era de aproximadamente 50 mW/cm².

A simulação numérica não concorda muito bem com os parâmetros experimentais. A observação experimental é obtida com $s \approx w$, $\Delta = -2\Gamma$ e $\Omega_0 = 2.2\Gamma$, enquanto que, para obter-se numericamente o duplo anel, usamos $s = 2.6 w$, $\Delta = 2.5\Gamma$ e $\Omega_0 = 13\Gamma$. Essa discordância entre experimento e teoria pode ser causada pelo fato de usarmos, por simplicidade, um modelo teórico de dois níveis numa aproximação de baixas intensidades para o campo de radiação. Uma pequena mudança nos parâmetros Ω_0 , s ou Δ , torna a força de aprisionamento efetiva menor do que a força de vórtice na região entre os pontos x_1 e x_2 e com isso somente x_3 permanece como uma solução estável. Isto pode justificar a instabilidade experimentalmente observada e mostra a dificuldade em obter-se condições para observar o duplo anel. Observamos, ainda, que instabilidades mecânicas do nosso

sistema além de variações de intensidade e frequência do laser de aprisionamento, podem contribuir para esta alta instabilidade.

Figura 5.15 - Representação gráfica da força de confinamento efetiva e da força de vórtice para um átomo sobre o eixo x .

Figura 5.16 - Simulação numérica nas mesmas condições da figura 5.15. Observe que os raios para x_1 e x_3 correspondem as duas órbitas encontradas.

5.3) DISTRIBUIÇÃO DE ÁTOMOS EM ESTRUTURA ESPACIAL DO TIPO ANEL

A princípio, os átomos aprisionados formando estrutura espacial do tipo anel estariam uniformemente distribuídos. O desalinhamento geométrico dos feixes, formaria um quadrado e os átomos interagindo com estes feixes, seriam acelerados pela força de vórtice e confinados pela força de aprisionamento efetivo com a mesma intensidade, pois a força de vórtice imprimiria uma velocidade a cada átomo que em cada ponto teria o mesmo valor já que seria oriunda de gradientes de intensidades iguais dos feixes gaussianos (figura 5.17). A força de aprisionamento efetiva depende do gradiente de campo magnético, e para uma trajetória circular em torno do centro da armadilha, ou seja, em torno do ponto de campo nulo, em cada ponto desta trajetória o átomo estaria sujeito a um mesmo valor de campo, ou seja, a uma mesma força de aprisionamento.

Figura 5.17 - Desalinhamento perfeito para formar anéis. Os 2 pares de feixes contribuem com iguais gradientes de intensidade.

Em nossas observações experimentais, não obtemos anéis uniformemente distribuídos. Nossas estruturas apresentam acúmulos de átomos em determinadas regiões e esses acúmulos têm uma dependência com a geometria do desalinhamento dos feixes de aprisionamento. Nesta seção vamos apresentar de forma qualitativa uma explicação para a não uniformidade na distribuição dos átomos no anel.

5.3-1) JUSTIFICATIVA PARA A NÃO UNIFORMIDADE DOS ÁTOMOS NO ANEL

Experimentalmente, os feixes não são exatamente paralelos, mas apresentam um determinado arranjo entre eles na forma de um "V". Vamos supor um átomo seguindo uma trajetória imposta por essa configuração de feixes e analisar o que ocorre com o átomo devido a força de vórtice [10], ou seja, qual é a contribuição do desbalanço em intensidade sobre o átomo (figura 5.18).

Figura 5.17 - Desalinhamento em forma de "V" para feixes gaussianos não paralelos. Análise do desbalanço de intensidade dos feixes.

Por simplicidade, vamos analisar apenas quatro pontos da figura 5.18. Um átomo que se encontra no ponto 1, sente igualmente a interação com os feixes I e III, pois está a uma mesma distância dos dois feixes gaussianos, mas sua interação com os feixes II e IV é diferente, já que ele se encontra mais próximo do pico de intensidade do feixe IV. Entretanto, como a distância entre os feixes II e IV é pequena, a diferença em intensidade vista pelo átomo também é pequena, então, a força de vórtice sobre este átomo na posição 1 é pequena imprimindo uma pequena aceleração ao átomo. Se, no entanto, este átomo está no ponto 2, ele sentirá igualmente a interação com os feixes II e IV. Com relação aos feixes I e III, a interação será maior com o feixe I do que com o feixe III e o desbalanço de intensidade sentido pelo átomo será grande, pois o átomo interagirá com grande intensidade do feixe I e com a cauda do feixe III. Com isso, a força de vórtice sobre o átomo no ponto 2 é grande contribuindo para um aumento da aceleração do átomo neste ponto. Para os pontos 3 e 4, a análise é equivalente e assim um átomo no ponto 4 terá uma aceleração maior do que um átomo no ponto 3.

Em analogia com a análise anterior, podemos dizer que os átomos no anel, ao serem observados por uma câmera ccd, concentram-se mais nas regiões onde estão os pontos 1 e 3, pois estão menos velozes. Portanto, ao serem filmados, os anéis apresentarão, sempre, acúmulos de átomos nas regiões que assemelham-se aos pontos 1 e 3 da figura (5.18).

Desalinhando os feixes laser gaussianos de maneira a formar um "V", observamos acúmulos de átomos aprisionados em estrutura do tipo anel (figura (5.19)). Melhorando o alinhamento para termos uma configuração o mais próximo possível de um quadrado, obtivemos um anel mais uniforme (figura (5.20)). Não apresentando os acúmulos de átomos aprisionados da figura 5.19.

Figura 5.19 - Átomos aprisionados em estrutura do tipo anel numa configuração em forma de "V", onde observamos acúmulos de átomos: a) esta imagem foi registrada com câmera CCD. Usamos $dB/dz=15$ G/cm e $I=5I_0$; b) gráfico tri-dimensional da imagem captada pela CCD

Figura 5.20 - a) Anel de átomos aprisionados com os mesmos dB/dz e intensidade usados na figura 5.19, mas melhorando o alinhamento para distribuir melhor os átomos no anel; b) gráfico tri-dimensional da imagem captada pela CCD.

5.4) ESPESSURA DO ANEL

Uma observação pertinente com relação a estrutura espacial de átomos aprisionados em forma de anel, é a sua espessura. Nosso modelo teórico não explica essa particularidade, mas podemos, de forma qualitativa, tentar explicá-la supondo que o átomo aprisionado descreva órbitas elípticas em torno da posição de campo zero como se fosse um planeta em torno do sol (figura 5.21).

Para um sistema sujeito a uma força central, a equação de movimento levando em conta uma força real $F(r)$ mais uma força centrífuga torna-se:

$$m \frac{d^2 r}{dt^2} = F(r) + \frac{L^2}{mr^3} \quad (5.16)$$

onde L é o momento angular do átomo e $F(r)$, no nosso caso é igual a $-kr$. A energia potencial efetiva na direção radial pode ser obtida da equação:

$$\frac{dU(r)}{dr} = -m \frac{d^2 r}{dt^2} \quad (5.17)$$

então,

$$\frac{dU(r)}{dr} = kr - \frac{L^2}{mr^3} \quad (5.18)$$

e o potencial efetivo será:

$$U(r) = \frac{kr^2}{2} - \frac{L^2}{2mr^2} \quad (5.19)$$

onde $L = mvr$, então a equação acima fica:

$$U(r) = \frac{kr^2}{2} - \frac{mv^2}{2} \quad (5.20)$$

Da condição de estabilidade das órbitas, obtida no capítulo IV, temos que:

$$\begin{aligned} k r &= \frac{mv^2}{r} && \text{radial} \\ \xi(r) &= \alpha v && \text{tangencial} \end{aligned} \quad (5.21)$$

$$\xi(r) r = \alpha \sqrt{\frac{k}{m}} r$$

onde k é a constante de mola, α é a constante de amortecimento, e $\xi(r)$ é a amplitude da força de vórtice:

$$\xi(r) = \xi_0 e^{-\frac{2r^2}{s^2}} \quad (5.22)$$

$$\xi_0 = \frac{8s}{w^2} \frac{\hbar \kappa \Gamma \Omega_0^2 e^{-\frac{2s^2}{w^2}}}{[4\Delta^2 + \Gamma^2 + 12\Omega_0^2]}$$

onde s é desalinhamento dos feixes no centro da armadilha e w é a cintura dos feixes gaussianos. Com isso a equação(5.20) fica:

$$U(r) = \frac{r^2}{2} \left\{ k - \frac{m\xi_0^2 e^{-\frac{4r^2}{s^2}}}{\alpha^2} \right\} \quad (5.23)$$

Para encontrarmos a posição radial de equilíbrio da órbita vamos derivar a equação acima e igualar a zero : $dU(r)/dr = 0$,

$$\frac{r_0^2}{w^2} = -\frac{1}{4} \ln \left\{ \frac{\alpha}{\xi_0} \sqrt{\frac{k}{m}} \right\} \quad (5.24)$$

Derivando mais uma vez a equação (5.20), encontramos a constante de mola efetiva e com ela a espessura δr do anel:

$$\frac{d^2 U(r)}{dr^2} = -k' \quad (5.25)$$

$$k' = 4k \left\{ \frac{\alpha}{\xi_0} \sqrt{\frac{k}{m}} - 1 \right\}$$

e aplicando o teorema da equipartição de energia, encontramos uma expressão para a espessura do anel:

$$\delta r = \sqrt{\frac{k_B T}{k'}} \quad (5.26)$$

A temperatura T é obtida da mesma maneira que no capítulo III, através da energia mínima:

$$T = \frac{2}{3} \frac{E_{\min}}{k_B} \quad (5.27)$$

Através da equação (5.26), notamos que a espessura do anel tem uma dependência com o inverso do gradiente de campo magnético de aprisionamento, já que depende do inverso da raiz quadrada de k'. Como um modelo ilustrativo, registramos com uma câmera CCD a variação da espessura do anel variando o gradiente de campo magnético e como na referência [5] observamos que o diâmetro

do anel diminui até colapsar mas que também a sua espessura diminui, só que mais suavemente que o diâmetro (figura 5.22).

Figura 5.21 - Movimento do átomo aprisionado descrevendo órbitas elípticas em torno da região de campo nulo, mostrando a formação da espessura do anel.

$dB/dz = 10\text{G/cm}$

$dB/dz = 12\text{G/cm}$

$dB/dz = 18\text{G/cm}$

$dB/dz = 20\text{G/cm}$

Figura 5.22 - Observação experimental da variação da espessura do anel com o gradiente de campo magnético. O registro foi obtido com uma câmera CCD e usamos $I = 5I_0$ com uma dessintonia de $\sim -25\text{MHz}$ na frequência do campo de radiação.

A diminuição do diâmetro do anel é esperada já que aumentando-se o gradiente de campo magnético, a constante de mola responsável pelo confinamento dos átomos aumenta, e com isso aumenta a força de aprisionamento levando os átomos para a região central da armadilha diminuindo assim o tamanho da estrutura. Este resultado é discutido na referência [5] e está de acordo com a teoria usada.

REFERÊNCIAS

- 1 - E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987)
- 2 - T. Walker, D. Sesto and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990)
- 3 - D. Sesko, T. Walker and C. Wieman, J. Opt. Soc. Am. B **8**, (1991)
- 4 - V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, M. Oriá, G. I. Surdutovich and S. C. Zílio, Laser Phys. **2**, 172 (1992)
- 5 - I. Guedes, M. T. de Araújo, D. M. B. P. Milori, G. J. Surdutovich, V. S. Bagnato and S. C. Zílio, J. Opt. Soc. Am. B **11**, 1935 (1994)
- 6 - M. T. de Araujo, R. J. Horowicz, D. M. B. P. Milori, A. M. Tuboy, R. Kaiser, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, "Time of flight technique to determine temperature of atoms in a ring-shaped trap", submetido para publicação no Opt. Commun.
- 7 - I. Guedes, Tese de Doutorado, Instituto de Física de São Carlos, 1994, não publicada
- 8 - M. T. de Araujo, L. G. Marcassa, S. C. Zilio and V. S. Bagnato, "Double-ring Structure: Another Variant in the Spatial Distribution of Cold Cesium Atoms", aceito para publicação no Phys. Rev. A.
- 9 - Agradecemos a L. G. Marcassa pela simulação numérica do duplo anel.
- 10 - Agradecemos a Julio Flemming Neto pelas discussões e sugestões.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÃO

Neste trabalho, nos concentramos na obtenção das constantes mecânicas, as quais são inerentes ao movimento harmônico super amortecido dos átomos aprisionados em AMO, na manipulação destes átomos através da observação de diferentes distribuições espaciais e na comprovação do uso da teoria da força de vórtice para explicar estas estruturas.

A medida das constantes de mola k e de amortecimento α , nos permite uma caracterização mais precisa das armadilhas, já que estas constantes dependem diretamente dos parâmetros: intensidade dos feixes ($\Omega_0^2 = \Gamma^2/2I_0$), campo magnético e dessintonia, como visto no capítulo II. A medida de k e α para as duas condições de aprisionamento de átomos de sódio, mostra que há grande discrepância entre teoria e experimento, mostrando a necessidade do desenvolvimento de técnicas melhores, onde não ocorram grandes perturbações ao processo de aprisionamento. Essas perturbações, são percebidas neste trabalho, quando mudamos um pouco a amplitude do campo magnético auxiliar oscilante e encontramos valores diferentes para as constantes. A princípio, o pequeno campo magnético auxiliar ($\sim 0.9G$) não deveria interferir nas medidas das constantes, já que o campo de aprisionamento é muito maior ($\sim 15G$). Quanto a medida de k como função da intensidade dos

feixes, o comportamento do resultado experimental concorda com a forma da curva teórica do modelo Doppler (2 níveis) que contém a dependência com a saturação dos feixes, mas com relação aos valores obtidos é com a teoria Doppler "multiníveis" que tem maior concordância. Ou seja, quando incluímos a dependência com os vários subníveis Zeeman do sistema atômico, os resultados tornam-se melhores. Estes resultados teóricos, para uma intensidade de $\sim 6I_0$, comumente usada no laboratório, tem boa concordância com os dois tipos de armadilha (como visto nas tabelas I e II). Principalmente com a armadilha tipo II, apesar de ter participação de mais níveis e uma saturação mais difícil.

Através das medidas dos raios das nuvens como função da intensidade dos feixes (figura 3.13), comprovamos o efeito do confinamento da radiação o qual é observado na pequena dependência de k com a intensidade do laser. Se não tivéssemos este efeito, a constante de mola k decairia mais acentuadamente com o aumento da intensidade dos feixes.

Outro ponto importante, é que pela teoria Doppler a constante k da armadilha tipo I deveria ser aproximadamente duas vezes maior do que a constante k da armadilha tipo II, mas encontramos o inverso. Usando a técnica do desbalanço de intensidade, encontramos uma melhor concordância com a teoria, no entanto, diante dos inconvenientes apresentados na seção 3.1.1, não podemos confiar plenamente nestes resultados e assim enfatizamos a necessidade do uso de técnicas melhores para medir as constantes mecânicas das armadilhas.

Variando o gradiente de campo magnético, obtivemos grande concordância entre os resultados experimentais para a constante k e o comportamento da teoria Doppler para uma determinada intensidade dos feixes de aprisionamento. Com relação a dessintonia (Δ), nossas medidas de k e α não permitem uma boa análise, pois ao variarmos a frequência do campo de radiação interferimos drasticamente

no aprisionamento prejudicando a confiabilidade da medida.

A medida da temperatura dos átomos aprisionados em ambas as armadilhas, mostram boa concordância com a temperatura de átomos resfriados no limite Doppler (tabela III), mas não concordam com os valores previstos pelas teorias. No entanto, as teorias usadas contém aproximações, de forma a serem válidas apenas no regime de baixas intensidades do campo de radiação e baixos campos magnéticos de aprisionamento. Nossa realidade experimental é bem diferente, já que estamos num regime de altas intensidades e campos. Quando introduzimos a saturação dos feixes, encontramos um aquecimento associado às armadilhas. As discrepâncias nos resultados teóricos para k , α e para a temperatura, diminuiriam se os modelos levassem em conta as altas intensidades do campo de radiação.

No capítulo V, apresentamos três grandes contribuições deste trabalho: o controle sobre o átomo com a obtenção de diferentes estruturas espaciais de átomos aprisionados, a proposta de uma nova técnica para medir a temperatura destes átomos concordando muito bem com a teoria sugerida e a comprovação da validade da teoria da força de vórtice para explicar a formação do duplo anel.

A técnica usada para medir a temperatura dos átomos no anel, obteve êxito ao encontrarmos um valor que concorda muito bem com o medido no limite de resfriamento Doppler para átomos de sódio aprisionados em forma de nuvem. É de se esperar, que resfriamento sub-Doppler não ocorresse devido ao campo magnético usado e ao desalinhamento nos feixes de aprisionamento, evitando a formação de ondas estacionárias e gradientes de polarização. Este valor de temperatura ($\sim 230\mu\text{K}$), foi obtido empregando-se o modelo teórico que trata os átomos no anel como se tivessem uma distribuição de velocidades semelhante a de um feixe atômico, concordando no fato dos átomos no anel terem um movimento

unidirecional e comprovando a validade do método.

A observação do duplo anel, veio comprovar que apenas a força de vórtice é suficiente para explicar a formação de estruturas espaciais que dependem de um desalinhamento nos feixes de aprisionamento e do perfil gaussiano destes feixes. A simulação numérica não concorda muito bem com os parâmetros experimentais, mas isso pode advir do fato de usarmos uma teoria que só leva em conta átomos de dois níveis num regime de baixas intensidades e campos magnéticos. Os pontos estáveis, no entanto, são previstos pela teoria e confirmam a existência de duas trajetórias estáveis para o átomo.

Novas medidas das constantes k e α estão sendo realizadas em nosso laboratório usando a mesma técnica deste trabalho, mapeando todas as direções de aprisionamento e os resultados confirmam o mesmo comportamento por nós obtido. Outras técnicas serão usadas para futura comparação dos resultados.

Quanto as estruturas espaciais em forma de anel, já é uma tradição do grupo trabalhar com elas e novos trabalhos surgirão para concretizar o grande avanço de podermos manipular os átomos aprisionados em AMO.