UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

Caracterização de uma Armadilha
Magneto-Óptica para Átomos de
Sódio em Célula de Vapor.

Débora Marcondes B.P.Milori

Tese apresentada ao Instituto de
Física de São Carlos para a
obtenção do título de Doutor em
Ciências Física Básica.

Orientador: Prof.Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos - São Paulo

1994

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE DEBORA MARCONDES BASTOS PEREIRA MILORI
APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 16/08/1994

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Prof. Dr. Sérgio Carlos Zilio

Prof. Dr. Rogério Cantarino Trajano da Costa

Prof. Dr. Fernando Jorge da Paixão Filho

Prof. Dr. Ricardo Horowicz

Aos meus pais, ao Marcius, meu marido, aos
meus filhos Giulia e Felipe pelo apoio e
compreensão.

AGRADECIMENTOS

Ao prof. Vanderlei S. Bagnato, pela competência, amizade e confiança que muito contribuíram para a realização deste trabalho.

Ao prof. Sérgio Carlos Zílio, pelo apoio, amizade e valiosas sugestões que foram dadas no decorrer deste trabalho.

Aos amigos da Física, em particular Aparecida, Mônica, Célia, Luimar e Flemming.

Em especial gostaria de agradecer ao Ilde e a Tereza pelo incentivo, apoio e amizade.

Ao Silvio, Rui, Jonas, Romão, Gilberto e a Izabel pela presteza, paciência e eficiência de sempre.

Ao pessoal das oficinas de Óptica e Mecânica pela confecção dos componentes utilizados na realização deste trabalho.

Ao Samuel, pela confecção dos desenhos.

Ao Eduardo, pela amizade e ajuda na datilografia deste trabalho.

Ao CNPq pelo suporte financeiro.

RESUMO

Dentre as técnicas de controle do movimento atômico utilizando pressão de radiação, aprisionamento tem merecido maior destaque por produzir amostras de átomos mais frios (temperaturas da ordem de mK), com altas densidades e confinadas em pequenas regiões do espaço. Devido a essas motivações, tem sido grande o esforço para desenvolver e caracterizar estas armadilhas atômicas. Uma das mais eficientes armadilhas de átomos neutros construídas até agora é a armadilha magneto-óptica. O átomo uma vez capturado por este tipo de armadilha passa por um intenso processo de desaceleração via efeito Doppler e acaba por ficar confinado no poço de potencial gerado pela interação com o campo magnético. O número e a densidade de átomos aprisionados, o tamanho da nuvem e o processo de carga possuem forte dependência com os parâmetros da armadilha, tais como: gradiente de campo magnético, intensidade dos feixes laser e temperatura do vapor. Este trabalho trata da caracterização de uma armadilha deste tipo para átomos de sódio através de um estudo sistemático para descobrir as condições de sua melhor performance. Paralelamente a este estudo, desenvolvemos modelos teóricos para entender em detalhe os processos de produção dessas nuvens de átomos aprisionados e as forças envolvidas neste tipo de material que é esse gás super resfriado.

ABSTRACT

Among the various atomic motion control techniques using radiation pressure magneto-optic trapping has been looked at with great enthusiasm because it produces samples of cold atoms (temperatures about μK), with high densities and confined in small regions of space. Due to these motivations the efforts for developing and characterizing these atoms traps has been high.

Once the atom is captured by the magneto-optic trap, it goes through an intense process of desacceleration via Doppler effect and ends up confined in the potencial well generated by the interaction with the magnetical field. The number and the density of the trapped atoms, the size of the cloud and the loading process are strongly related to trap parameters, such as: magnetic field gradient, laser beam intensity and background vapor temperature.

This work deals with the characterization of a trap of this kind for sodium atoms through a sistematic study, in order to discover the conditions for a better performance.

At the same time theoretical models are developed in order to understand in depth the atomic forces involved in the production of a new kind of material which is this highly refrigerated gas.

ÍNDICE

CAP. I

Introdução	1
Referências do Cap. I	5

CAP. II - O Aprisionamento Magneto-Óptico de Átomos Neutros

2.1 - Introdução	6
2.2 - Princípios Básicos	8
2.3 - Limites Doppler de Resfriamento para Átomos Aprisionados em A.M.O.	13
Referências do Cap. II	15

CAP. III - A A.M.O em Célula de Vapor

3.1 - Introdução	17
3.2 - Montagem Experimental	19
3.2.1 - A Célula de Sódio	20
3.2.1.1 - A Temperatura da Célula	22
3.2.1.2 - O Vácuo na Célula	23
3.2.1.3 - O Vapor de Sódio na Célula	24
3.2.1.4 - As Janelas	24
3.2.2 - Feixes de Aprisionamento	25
3.2.3 - O Campo Magnético	26

3.3 - Transições de Aprisionamento e a Necessidade do Rebombeio para o Sódio ..	28
Referências do Cap. III	33

CAP. IV - Processo de Captura e Acúmulo de Átomos

4.1 - Introdução	34
4.2 - Conceitos Básicos	35
4.3 - Comportamento da Carga, do Tempo de Carga e do Número de Átomos	39
Aprisionados Pela A.M.O Como Função da Temperatura	
4.3.1 - Modelo Teórico	39
4.3.1.1 - A Densidade de Átomos no Vapor	41
4.3.1.2 - As Secções de Choque	42
4.3.1.3 - A Velocidade de Captura	42
4.3.1.4 - O Volume da Armadilha	42
4.3.2 - Resultados Experimentais e Comparação Com a Teoria	43
4.3.2.1 - Medida do Tempo de Carga Como Função da Temperatura	43
4.3.2.2 - Medida do Número de Átomos Aprisionados Como Função da	
Temperatura	47
4.3.2.2.1 - Calibração da Fotomultiplicadora	47
4.3.2.3 - Medida da Taxa de Carga Como Função da Temperatura	50
4.3.2.4 - Comparação Entre a Teoria e o Experimento	50
4.4 - Comportamento dos Tempos de Carga e Descarga Como Função do	
Gradiente de Campo Magnético e da Intensidade do Laser	60
4.4.1 - Caracterização do Tempo de Carga	60
4.4.1.1 - Medida do Tempo de Carga Variando-se o Gradiente de	
Campo Magnético	60
4.4.1.2 - Medida do Tempo de Carga Variando-se a Potência do Laser	63
4.4.3 - Caracterização do Tempo de Descarga	66

4.5 - Comportamento da Carga Como Função do Gradiente de Campo Magnético e da Intensidade do Laser	69
4.6 - Comportamento do Número e da Densidade de Átomos Aprisionados Como Função do Gradiente de Campo Magnético e da Intensidade do Laser	72
Referência do Cap. IV	79

CAP. V - Tamanho da Nuvem de Átomos Aprisionados

5.1 - Introdução	80
5.2 - Tamanho da Nuvem Para Um Átomo de Dois Níveis	81
5.2.1 - Cálculo da Função do Raio Para a Armadilha Tipo I	83
5.2.2 - Cálculo da Função do Raio Para a Armadilha Tipo II	83
5.3 - Tamanho da Nuvem Considerando os Sub-Níveis Zeeman	84
5.3.1 - Cálculo da Constante de Mola	84
5.3.2 - Cálculo da Energia Mínima	86
5.3.3 - Cálculo dos Fatores $G(F, m_F; F', m_{F'})$	87
5.3.4 - Cálculo das Probabilidades de Transição	89
5.3.5 - Cálculo das Frequências de Rabi	91
5.3.6 - Expressão do Raio Como Função do Gradiente de Campo e Intensidade do Laser Para a Armadilha tipo I	92
5.3.7 - Expressão do Raio Como Função do Gradiente de Campo e Intensidade do Laser Para a Armadilha Tipo II	93
5.4 - Resultados	94
5.4.1 - Raio da Nuvem Como Função do Gradiente de Campo Magnético	94
5.4.2 - Raio da Nuvem Como Função da Intensidade do Laser	97
Referências do Cap. V	100

CAP. VI

Conclusões 101

Referências do Cap. VI 104

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

O desenvolvimento da física da interação da luz com a matéria pode ser dividida em duas etapas. A primeira, que pode ser chamada clássica, cobre de 1600 a 1960. Durante este período os estudos fundamentais de Kepler, Maxwell e Einstein colocaram os fundamentos da teoria da pressão da luz e estabeleceram a existência da pressão da luz sobre a matéria. Pesquisas modernas sobre a pressão da radiação laser formam um segundo período no estudo do problema da pressão de radiação. Observa-se neste segundo período um deslocamento do "centro de gravidade" das pesquisas para investigações do movimento atômico em campos de luz, e o desenvolvimento, nas suas bases, de novos métodos de utilização da pressão de radiação laser para o controle do movimento de partículas atômicas. Este estudo teve início depois da invenção do laser e tem sido bastante desenvolvido devido à ampla aplicação de lasers na física experimental.

Muitos trabalhos sobre os efeitos da pressão da luz sobre partículas atômicas - átomos e íons - foram possíveis graças a propriedades únicas da luz laser. Em primeiro lugar, o alto brilho espectral e a monocromaticidade da radiação laser resultam, quando a radiação está em ressonância com uma transição atômica, em um grande valor de pressão de radiação que não pode ser produzido por fontes de luz convencionais. Por exemplo, onda contínua de radiação laser de intensidade moderada, em torno de 0.1 W/cm^2 , suficiente para saturar uma transição dipolar atômica, cria uma força de pressão

de radiação que causa aceleração atômica de quatro a cinco ordens de grandeza maiores que a aceleração devido à gravidade. Em segundo lugar, pelo controle da radiação laser e sua polarização pode-se realizar interações cíclicas das partículas atômicas com a radiação. Conseqüentemente, isto significa que um alto valor da pressão da luz sobre partículas atômicas pode ser mantido sobre um longo período de tempo. Um exemplo clássico de tal controle é a orientação ótica de átomos circulando entre dois estados quânticos. Finalmente, o alto direcionamento e a coerência espacial da radiação laser possibilita criar campos de força de diferentes configurações espaciais pela combinação apropriada de feixes laser.

Com o desenvolvimento dos lasers, tornou-se possível compreender as condições sob as quais partículas atômicas são influenciadas sobre considerável força de pressão de radiação por longos períodos de tempo. Isto mudou drasticamente a atitude dos pesquisadores para a pressão de radiação sobre partículas atômicas. A descoberta do fenômeno necessitou de experimentos que são únicos no tempo e a pressão de radiação passou a ser considerada ferramenta efetiva para o controle do movimento de partículas atômicas.

É natural que o desenvolvimento de um novo ponto de vista sobre a função da pressão de radiação acabasse por resultar em mudanças radicais nas propostas de pesquisas e trabalhos. Dos estudos em andamento, a linha mais importante é o desenvolvimento de métodos para o controle do movimento dos átomos e íons através de radiação laser. O domínio dessas técnicas permite um grande avanço na física atômica, pois através delas é possível se estudar colisões de baixa energia, realizar espectroscopia de ultra-alta resolução em átomos quase parados e, e a densidade de átomos for suficientemente alta e a temperatura baixa, espera-se observar efeitos coletivos, tais como a condensação de Bose-Einstein [1.1].

Dentre as técnicas de controle do movimento atômico utilizando pressão de radiação, o aprisionamento tem merecido maior destaque por produzir amostras de átomos mais frios (temperaturas da ordem de μK), com altas densidades e confinadas

em pequenas regiões do espaço. Devido a essas motivações, tem sido grande o esforço para desenvolver e caracterizar armadilhas atômicas. Uma das mais eficientes armadilhas de átomos neutros construídas até agora são as armadilhas magneto-ópticas (A.M.O.). A história da construção dessas armadilhas tem início em 1987 com Raab e seus colaboradores no experimento relatado na referência [1.2]. Nesse trabalho eles produziram átomos lentos através da desaceleração ótica de um feixe de átomos de sódio e posteriormente utilizaram os efeitos Doppler e Zeeman para exercer sobre estes átomos uma pressão de radiação dependente da posição e velocidade. O átomo, uma vez capturado por esta armadilha, passa por um intenso processo de desaceleração produzido pela parte viscosa da força (semelhante ao "optical molasses"). A perda de energia cinética é suficiente para que no final do processo o átomo fique confinado no poço de potencial produzido pela parte harmônica da força. Com esta armadilha Raab conseguiu obter uma pequena nuvem de átomos aprisionados com densidade da ordem de 10^{11} átomos/cm³ numa temperatura da ordem 600 μ K. Alguns anos depois, Monroe e seus colaboradores [1.3] demonstraram uma A.M.O. construída numa célula de vapor frio, aproveitando os átomos com baixa velocidade sem a necessidade de uma desaceleração prévia.

Este novo dispositivo passou então a ser amplamente difundido devido ao baixo custo e a simplicidade da técnica.

Em nosso laboratório optou-se pela construção de armadilhas semelhantes à de Monroe para o desenvolvimento de pesquisas em espectroscopia atômica e colisões de baixa energia. Os átomos de sódio aprisionados por este tipo de armadilha resultam num belo efeito visual pois produzem uma nuvem amarela extremamente brilhante na região de intersecção dos feixes laser, sendo aproximadamente cinco vezes mais intensa que a fluorescência do gás de fundo da célula. O número e a densidade de átomos aprisionados, o tamanho da nuvem e os processos de carga e descarga desta armadilha possuem forte dependência com os parâmetros da armadilha, tais como: gradiente de campo magnético, intensidade e dessintonia dos feixes laser e temperatura da célula.

Este trabalho trata da caracterização deste tipo de armadilha para átomos de sódio através de variações sistemáticas de seus parâmetros. Através deste estudo é possível se descobrir quais as condições que a A.M.O. tem a sua melhor performance e também nos permite entender em detalhe os processos de produção destas nuvens de átomos aprisionados e as forças envolvidas neste novo tipo de material que é este gás extremamente denso e super resfriado.

A tese está organizada da seguinte forma: o capítulo II está dividido em duas partes: na primeira relatamos brevemente o desenvolvimento dos processos de aprisionamento até o aprisionamento magneto-óptico. Na segunda fazemos uma descrição mais detalhada do processo de aprisionamento magneto-óptico. O capítulo III trata do caso específico das armadilhas magneto-ópticas em células de vapor e da descrição do aparato experimental utilizado neste trabalho. Os processos de captura e acúmulo de átomos em nossa armadilha são discutidos no capítulo IV. Na teoria desenvolvida para esta análise consideramos o vapor da célula como sendo um gás de Boltzmann e consideramos as perdas na armadilha como sendo devidas a processos de colisões entre átomos aprisionados no estado excitado com átomos do vapor no estado fundamental. A dependência do tamanho da nuvem de átomos aprisionados com os parâmetros da armadilha é discutida no capítulo V, onde apresentamos também uma comparação de nossos resultados com as previsões teóricas considerando o átomo de sódio como um sistema de dois níveis puro e considerando toda a estrutura de níveis levantada pelo efeito Zeeman produzido pelo campo magnético. Finalmente, no capítulo VI relatamos um quadro geral das conclusões que obtivemos neste trabalho.

REFERÊNCIAS DO CAP. I

1.1 - V. S. Bagnato, D. Pritchard and D. Kleppner, Phys. Rev. A **35**, 4554, (1989).

1.2 - E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).

1.3 - C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

CAPÍTULO II

O APRISIONAMENTO MAGNETO-ÓPTICO DE ÁTOMOS NEUTROS

2.1 - INTRODUÇÃO

Nas décadas de 50 e 60 Paul e Dehmelt [2.1] desenvolveram configurações de campo elétrico e magnético capazes de aprisionar íons. O aprisionamento de átomos neutros, entretanto, foi desenvolvido somente na década de 80 devido ao fato da interação dipolar entre átomos neutros e campos externos ser muito pequena comparada com a interação entre íons e campos externos, tornando este processo bem mais complexo. Experimentalmente os poços para aprisionamento de átomos neutros são da ordem de 1K, e portanto é necessário que se produza um resfriamento prévio dos átomos para que eles possam permanecer aprisionados.

Em 1975 Hänsch e Schawlow [2.2] e Wineland e Dehmelt [2.3] sugeriram independentemente que fosse feito o resfriamento dos átomos antes do aprisionamento, utilizando-se o efeito da pressão de radiação. Estes grupos perceberam que a luz laser quando aplicada contra-propagante a um átomo com uma pequena dessintonia para o vermelho da ressonância atômica gera uma força de resfriamento. Esta técnica foi demonstrada pela primeira vez em 1982 por W. Phillips e colaboradores [2.4] através da desaceleração de um feixe atômico em uma dimensão. Em 1985 Steven Chu e colaboradores [2.5] demonstraram um meio viscoso para átomos (optical molasses) empregando três pares de feixes ortogonais contra-propagantes, conseguindo assim

resfriar átomos de uma maneira muito eficiente em três dimensões. As temperaturas obtidas por este processo foram muito inferiores às previstas pelas teorias de resfriamento da época (da ordem de μK) e acabaram por resultar em diversos trabalhos teóricos que explicaram este acentuado processo de resfriamento devido a natureza de multi-níveis dos átomos. Átomos resfriados com esta técnica foram considerados ideais para serem aprisionados.

Ainda em 1985 foi demonstrada a primeira armadilha de átomos neutros. Migdall e colaboradores [2.6] construíram uma armadilha magnética baseada na força que um gradiente de campo magnético faz sobre o momento magnético de um átomo. Os átomos aprisionados por esta armadilha vinham de um feixe atômico previamente desacelerado ópticamente. Esta armadilha, entretanto, possuía um alto coeficiente de perdas devido a rápida mudança de direção do campo magnético. Diversas configurações de armadilhas magnéticas surgiram depois, tentando aperfeiçoamento da técnica [2.7],[2.8],[2.9],[2.10]. Entretanto, as armadilhas magnéticas não são capazes de resfriar átomos.

Paralelamente ao desenvolvimento das armadilhas magnéticas surgiram as armadilhas óticas que podem ser divididas em dois tipos: armadilhas estimuladas e armadilhas espontâneas. Esta classe de armadilhas utiliza a força de pressão de radiação para produzir o aprisionamento.

As armadilhas estimuladas operam de forma similar às armadilhas magnéticas, na qual a força de aprisionamento é originada da interação entre um dipolo e um campo aplicado externamente. A rapidez de oscilação do campo elétrico de um laser induz um momento de dipolo no átomo, o qual sente uma força sob a influência de um gradiente de campo elétrico óptico. Se a dessintonia do laser em relação a ressonância é para o vermelho, o átomo é atraído para o máximo no campo óptico; se a dessintonia é para o azul o átomo é atraído para o mínimo. Ashkim [2.11] foi o primeiro a sugerir o aprisionamento de átomos na cintura de um feixe laser fortemente focalizado. Esta armadilha foi demonstrada pela primeira vez por Steven Chu [2.12], mas como a

armadilha magnética, ela não resfria os átomos e na verdade, geralmente exibe até um certo aquecimento.

Dentro do grupo das armadilhas espontâneas se encontra a mais eficiente armadilha de átomos neutros demonstrada até agora: a armadilha magneto-óptica (A.M.O.). Ela é um aparato para resfriamento e aprisionamento tridimensional de átomos neutros constituído por três pares de feixes laser contrapropagantes mutuamente ortogonais que se interceptam no centro de um campo magnético quadripolar. Este campo magnético é originado por um par de bobinas onde circulam correntes opostas. Próximo a posição de campo zero ($B=0$), o campo cresce linearmente em todas as direções, com um máximo gradiente sobre o eixo das bobinas e metade deste valor nas direções ortogonais. Através de um ajuste apropriado da sintonia do laser e gradiente de campo magnético é produzido um potencial harmônico amortecido capaz de resfriar e aprisionar átomos neutros.

2.2 - PRINCÍPIOS BÁSICOS

Para entender o funcionamento deste tipo de armadilha considere um átomo hipotético com spin $S=0$ ($m_s=0$) para o estado fundamental e um spin $S'=1$ para o estado excitado. Num campo magnético inhomogêneo e fraco $B(z)=bz$, os níveis de energia sofrem um deslocamento por efeito Zeeman no valor de $E=m_s B=bm_s z$. Quando o átomo é iluminado com um laser fraco com polarizações $-\sigma$ na direção $-z$ e $+\sigma$ na direção $+z$, como mostra a figura 1, observa-se que, se o laser for sintonizado para o vermelho da frequência de ressonância para um $B>0$, o átomo em $z>0$ absorverá mais fótons $-\sigma$ do que $+\sigma$ e conseqüentemente sofrerá uma força para origem. Analogamente, para um

átomo em $z < 0$, o deslocamento Zeeman é invertido e a força novamente será dirigida para $z=0$. Sintonizando o laser para o vermelho da ressonância produzimos também um amortecimento, como no "optical molasses" [2.13]. O esquema pode ser estendido para as três dimensões pela adição de feixes contrapropagantes ao longo de x e y e um quadrupolo magnético como mostrado na figura 2.1.

Figura 2.1 - (a) Diagrama de níveis de energia do átomo hipotético cujo estado fundamental tem $S=0$ e o estado excitado $S'=1$, imerso no campo magnético $B(z)=bz$. (b) Esquema de aprisionamento em três dimensões.

A seguir demonstraremos um formalismo teórico para a força sofrida pelo átomo durante o processo de confinamento a fim de conseguirmos dados quantitativos sobre o nosso experimento. Para tanto, utilizaremos como base uma teoria desenvolvida por R. Cook [2.14] em 1979, onde ele descreveu a interação átomo-laser e derivou uma expressão para a força de pressão de radiação. Neste trabalho Cook demonstrou que a força de pressão de radiação exercida por um laser sobre um átomo de dois níveis consiste em duas partes: uma força de dipolo ou induzida e uma força espontânea. A força de dipolo ou induzida é originada da interação entre o momento de dipolo atômico induzido e um gradiente de campo de radiação, que é a base do funcionamento das armadilhas induzidas citadas na seção anterior. A força espontânea está associada com a transferência de momentum do fóton para o átomo e à emissão espontânea. A armadilha magneto-óptica é construída com base na força espontânea e, como o perfil de intensidade usualmente utilizado é gaussiano com intervalo de Rayleigh Granall, o efeito da força induzida é desprezível.

Para deduzir a força que o átomo sente quando capturado por uma A.M.O. vamos, a princípio, considerar uma única dimensão (z) e que apenas um feixe laser incide sobre um átomo, com velocidade v_z , imerso num campo magnético como o descrito na seção 2.2. Como utilizaremos a teoria de Cook [2.14] vamos supor que este laser interage apenas com dois dos níveis existentes no átomo. Para luz com comprimento de onda λ , o momentum carregado por um fóton é $h/\lambda = \hbar k$. A força média sobre este átomo se movendo na direção positiva é este momentum vezes a taxa média de absorção de fótons:

$$F_{\pm} = \pm \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{(I / I_0)}{I + I / I_0 + \left(\frac{2[\delta \mp (kv + \frac{\partial \omega}{\partial z} z)]}{\Gamma} \right)^2} \quad (2.1)$$

onde Γ é a largura natural de linha da transição, I é a intensidade do laser, I_0 é a intensidade de saturação da transição, $\delta = (\omega - \omega_0)$ é a dessintonia do laser e $\partial\omega/\partial z = (\partial\omega/\partial B)(\partial B/\partial z)$ é a variação da frequência de ressonância no espaço. O sinal mais (menos) se refere à força da onda se propagando na direção positiva (negativa). É importante ressaltar que não há contribuição para esta força da transferência de momentum devido a emissão espontânea, pois a emissão espontânea é simétrica.

Vamos considerar agora que temos dois feixes contra-propagantes. Assumindo que as duas ondas atuam independentemente sobre o átomo, a força total média sobre o átomo é dada por $F_t = F_+ + F_-$. Esta hipótese é totalmente verdadeira para átomos de dois níveis no limite de baixas intensidades.

$$F_T = +\hbar k \frac{\Gamma}{2} (I / I_0) \left[\frac{1}{1 + I / I_0 + \left(\frac{2[\delta - (kv + \frac{\partial\omega}{\partial z} z)]}{\Gamma} \right)^2} - \frac{1}{1 + I / I_0 + \left(\frac{2[\delta + (kv + \frac{\partial\omega}{\partial z} z)]}{\Gamma} \right)^2} \right] \quad (2.2)$$

Para simplificar a expressão (2) vamos reescrevê-la em termos da frequência de Rabi $\Omega_0 = \mu E / 2\hbar$, que pode ser escrita da seguinte forma $\Omega_0^2 = (I / I_0) (\Gamma^2 / 2)$, e do parâmetro $\xi = kv_z + (\partial\omega / \partial z) z$.

$$F_T = +\hbar k \Gamma \Omega_0^2 \left[\frac{1}{4(\delta - \xi)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} - \frac{1}{4(\delta + \xi)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \right] \quad (2.3)$$

Na região de baixas velocidades e baixos campos esta força de pressão de radiação total que atua sobre o átomo pode ser escrita como:

$$F_T = +16\hbar k \Gamma \Omega_0^2 \delta \frac{\xi}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)} \quad (2.4)$$

ou,

$$F_T = m \frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{16\Gamma\hbar k \Omega_0^2 \delta}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2)^2} \left(\frac{\partial \omega}{\partial z} z + k v_z \right) \quad (2.5)$$

Pela equação (2.5) podemos observar que quando a dessintonia utilizada é para o vermelho ($\delta < 0$), esta equação prediz um movimento atômico do tipo de um oscilador harmônico amortecido. Escrevendo equações similares para as outras duas direções ortogonais temos que esta configuração é capaz de resfriar e confinar átomos.

É usual definir-se as constantes:

$$\alpha = \frac{16\Gamma\hbar k \Omega_0^2 \delta}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2)^2} \frac{\partial \omega}{\partial z} \quad (2.6)$$

que é a constante de mola do sistema e

$$\beta = \frac{16\Gamma\hbar k^2 \Omega_0^2 \delta}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega_0^2)^2} \quad (2.7)$$

que é constante de amortecimento do sistema.

Atribuindo valores numéricos que correspondem à realidade do aprisionamento no laboratório vemos que tipicamente α é da ordem de 10^{-19} J/m² e β da ordem de 10^{-21} Js/m². Estes valores nos mostram ser o sistema um oscilador harmônico superamortecido. Baseados nestas estimativas poderíamos concluir que uma A.M.O. teria uma eficiência excelente conseguindo rapidamente resfriar átomos a 0K e mantê-los nesta temperatura no centro da armadilha.

Entretanto, devemos lembrar que estamos utilizando uma teoria semi-clássica para nosso sistema, ou seja, tomamos o átomo com entidade quântica e consideramos o campo eletromagnético da luz como uma entidade clássica. Uma importante consequência disto é que em nossa teoria não levamos em conta os efeitos acarretados pela emissão espontânea. Na realidade a força de aprisionamento é uma força média realizada sobre vários ciclos de absorção e emissão. A natureza estatística deste processo acarreta flutuações no movimento atômico e conseqüentemente um aquecimento no sistema. Portanto, átomos confinados através deste processo exibem uma temperatura de equilíbrio não nula e uma distribuição espacial com um determinado volume.

2.3 - LIMITE DOPPLER DE RESFRIAMENTO PARA ÁTOMOS APRISIONADOS EM A.M.O.

Na teoria Doppler a temperatura limite atingida por um átomo capturado por uma A.M.O. ocorre quando se observa um equilíbrio entre a taxa de resfriamento produzido pela força viscosa e a taxa de aquecimento produzida pela emissão espontânea. Neste ponto de equilíbrio o átomo permanece com uma energia cinética dada por [2.15] , [2.16]:

$$K = \frac{3 \hbar (\delta^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2)(1 + s)}{4 |\delta|} \quad (2.8)$$

onde, s é o parâmetro de saturação dado por:

$$s = \frac{\Omega_0^2}{2(\delta^2 + \frac{1}{4} \Gamma^2)} \quad (2.9)$$

No limite de baixas intensidades a equação 2.8 possui um mínimo para a dessintonia $\delta = \Gamma/2$. Para este valor de dessintonia temos uma energia cinética mínima igual a:

$$K_{\min} = \frac{3}{4} \hbar \Gamma \quad (2.10)$$

Utilizando o teorema da equipartição de energia temos que:

$$T_{\min} = \frac{1}{2} \frac{\hbar \Gamma}{k_B} \quad (2.11)$$

Para átomos de sódio confinados esta temperatura fica em torno de 240 nK.

Recentemente Kasevich e Chu [2.17], observaram temperaturas da ordem de 10 nK para átomos de sódio, o que corresponde a 10 vezes menos que a temperatura dada pelo limite de recuo de um último fóton $T_R = (\hbar k)^2 / 2mk_B$. Para explicar estas temperaturas tão baixas diversas teorias foram desenvolvidas denominadas teorias sub-Doppler [2.16]. Elas explicam este efeito de super resfriamento baseando-se nos conceitos de gradientes de polarização e efeito Stark dinâmico [2.18]. Neste trabalho, por simplicidade, usaremos apenas a teoria Doppler.

REFERÊNCIAS DO CAP. II

- 2.1 - H. Dehmelt, Adv.Atom. Molec. Phys. **3**, 53 (1967); H. Friedburg and W. Paul, Naturwissenschaften **38**, 159 (1951); Z. Phys. **130**,493 (1951).
- 2.2 - T. Hänsch and A. Shawlow, Opt. Comm. **13**, 68(1975).
- 2.3 - D. Wineland and H.Dehmelt, Bull. Amer. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- 2.4 - W. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982); J. Prodan, W. Phillips, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **49**, 1149 (1982); J.Prodan, A Migdall, W. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **54**, 992 (1985).
- 2.5 - S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkman, A. Cable, and A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- 2.6 - A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **54**,2596 (1985).
- 2.7 - V. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987).
- 2.8 - H. Hess, G. Kochanski, J. Doyle, N. Masuhara, D. Kleppner, and T. Greytak, Phys. Rev. Lett. **59**, 672 (1987).
- 2.9 - E. Cornell, C. Monroe, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **67**, 2439 (1991).
- 2.10 - J. Doyle, I. Yu, C. Cesar, D. Kleppner, and T. Greytak, Phys. Lett. **67**, 603 (1991).
- 2.11 - A. Ashkin, Phys. Rev. Let. **40**, 729 (1978).
- 2.12 - S. Chu, J.Bjorkholm, A. Ashkin, and A. Cable, Phys. Rev. lett. **57**,314 (1986)
- 2.13 - P. D. Lett, W.D. Phillips, S. L. Rolston, C. E. Tanner, R. N. Watt and C. J. Westbrook, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2084 (1989).
- 2.14 - R. Cook, Phys. Rev. A **20**, 224 (1979).
- 2.15 - C. Cohen-Tonnoudji, Lectures at Helsinki Summer School, Finland, 1986 unpublished.
- 2.16 - V. S. Bagnato and S. Zilio, Revista Brasileira de Física, **19**, 127 (1989):

2.17 - M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).

2.18 - J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 2058 (1989).

CAPÍTULO III

A A.M.O. EM CÉLULAS DE VAPOR

3.1 - INTRODUÇÃO

A idéia de Monroe [3.1] de utilizar os átomos de baixa velocidade de uma célula de vapor de metais alcalinos para a construção de uma A.M.O. trouxe um grande avanço à física atômica experimental pois, com a simplificação da técnica de aprisionamento, muitos grupos de pesquisa desta área puderam realizar trabalhos de grande relevância para a otimização destas armadilhas e para o entendimento das forças que aparecem nesta situação particular. Neste tipo de armadilha os candidatos a serem aprisionados são os átomos com velocidade inferior a uma velocidade limite denominada velocidade de captura. Supondo que o gás na célula de sódio possua uma distribuição de velocidades do tipo Maxwell - Boltzmann, os átomos que serão aprisionados correspondem a parte hachuriada da figura 3.1. Embora estes átomos da distribuição sejam capturados, o tempo de carga da armadilha é muito superior ($\sim 1s$) ao tempo de reposição dos átomos a distribuição de vapor via colisões com as paredes da célula ($\sim 0,01s$), de tal forma que para a armadilha o vapor da célula é sempre uma distribuição estável.

Figura 3.1 - Distribuição de Maxwell - Boltzmann para um gás à temperatura ambiente. A velocidade de captura no limite Doppler é $v_c=2\Gamma\lambda=12\text{m/s}$

Neste trabalho escolhemos aprisionar átomos de sódio neutros utilizando a técnica introduzida por Monroe. A seguir descreveremos em detalhe a construção de nossa armadilha.

3.2 - MONTAGEM EXPERIMENTAL

Nosso aparato experimental é bastante complexo e para explicá-lo com algum detalhe dividimos esta seção por tópicos que julgamos essenciais para a compreensão deste trabalho. Na figura 3.2 temos fotos da célula e da parte óptica de nosso sistema.

Figura 3. 2 - Foto da célula de sódio da A.M.O.

Figura 3.3 - Foto do sistema óptico da A.M.O.

3.2.1 - A CÉLULA DE SÓDIO

A célula de sódio utilizada consiste basicamente de duas partes: o compartimento de aprisionamento e o reservatório de sódio. O compartimento de aprisionamento é uma câmara de vácuo de aço inoxidável com janelas para incidência dos feixes de aprisionamento, janelas de observação e flanges para bombas de vácuo, como mostra a figura 3.4. O reservatório de sódio é uma pequena câmara com uma ampola de vidro onde sódio natural de alta pureza foi lacrado em alto vácuo, como mostra a figura 3.5. Esta ampola foi colocada nesta pequena câmara para ser quebrada

mecanicamente somente depois que o vácuo atingisse o máximo do sistema. O volume desta célula como um todo é de aproximadamente 2l.

Figura 3.4 - Célula de vapor de sódio da A.M.O.

Figura 3. 5 - Reservatório de sódio.

3.2.1.1 - A TEMPERATURA DA CÉLULA

A temperatura de nossa célula pôde ser controlada através de fitas térmicas e termopares colocados nas janelas e no corpo da célula. Para manter a uniformidade da temperatura, depois de colocada as fitas térmicas e os termopares, toda a célula foi envolvida por fitas de amianto e papel alumínio.

3.2.1.2 - O VÁCUO NA CÉLULA

O vácuo em que usualmente trabalhamos foi obtido através de um longo processo que descreveremos em detalhe a seguir.

Inicialmente todo o sistema foi evacuado por uma bomba mecânica e em seguida por uma bomba turbo-molecular Balzers, cuja vazão era de 50 l/s, até que o vácuo do sistema atingisse aproximadamente uma pressão de 10^{-5} Torr. Depois que este vácuo foi obtido todo o sistema passou a ser continuamente bombeado por uma bomba iônica Varian, cuja vazão era de 20 l/min até atingir uma pressão de aproximadamente 10^{-7} Torr. A composição do gás residual existente na célula podia ser avaliada freqüentemente através um espectrômetro de massa Dycor da Metek modelo MA100 que era acoplado à nossa bomba turbo.

Para o sucesso do aprisionamento é necessário que se tenha um bom vácuo dentro da célula de sódio, pois pelo o que é relatado na literatura em geral, começa-se observar nuvens de átomos aprisionados com $P \sim 10^{-8}$ Torr. Com o intuito de se melhorar o vácuo de nosso sistema, fizemos um aquecimento prévio do mesmo para proporcionar a desgaseificação dos materiais que o compõem. Utilizando o sistema de aquecimento, a temperatura da célula foi elevada até 200°C por alguns dias. Durante este processo observou-se que, conforme a temperatura aumentava, o vácuo piorava consideravelmente até um determinado limite; depois começou a melhorar até atingir praticamente o mesmo nível de antes do aquecimento. Neste ponto as fitas térmicas foram desligadas e a célula foi lentamente resfriada até a temperatura ambiente. O vácuo final depois deste processo à temperatura ambiente era aproximadamente $\sim 10^{-9}$ Torr.

3.2.1.3 - O VAPOR DE SÓDIO NA CÉLULA

Com o sistema preparado da maneira descrita na seção 3.2.1.1 pôde-se dar início ao processo impregnação de sódio na célula. A primeira parte deste processo consiste em fechar a válvula que conecta o compartimento de aprisionamento à câmara onde se encontra a ampola de sódio, que estamos chamando de reservatório de sódio. Com o reservatório de sódio excluído do sistema, a ampola de vidro é quebrada e sua temperatura elevada até aproximadamente 50°C. A temperatura da câmara de aprisionamento foi mantida ambiente. A fim de se evitar um possível depósito de sódio nas janelas, sempre conservamos um gradiente de temperatura entre o corpo e as janelas (usualmente utilizamos as janelas 20°C mais quentes que o corpo). Quando as temperaturas ficaram estabilizadas o reservatório de sódio foi aberto. Depois deste processo a pressão dentro da bomba iônica se estabilizou em aproximadamente 10^{-9} Torr, mas dentro da célula este vácuo era possivelmente menor.

3.2.1.4 - AS JANELAS

As janelas de incidência dos feixes de aprisionamento eram de excelente planicidade e possuíam uma camada de filme anti-refletor em ambas as faces. Estes cuidados com as janelas são para evitar que luz com polarização indesejada incida sobre os átomos aprisionados lesando de alguma forma a eficiência do aprisionamento. Esta preocupação também nos levou a colocar colimadores nas janelas para evitar luz espalhada dentro da célula.

3.2.2 - FEIXES DE APRISIONAMENTO

Utilizamos como laser de aprisionamento um laser em anel de corante orgânico (rhodamina 6G) bombeado por um laser de argônio (INNOVA 100 OU 200, 514.5 nm).

Este laser de corante é estabilizado em frequência e amplitude. A potência típica utilizada no laser de argônio foi de 5 W e a qual produzia uma potência no laser de corante de aproximadamente 500 mW.

O número de átomos aprisionados possui uma forte dependência com o diâmetro dos feixes de aprisionamento, pois eles definem a região de captura. Devido a essa razão utilizamos um telescópio para expandir o feixe. Após esta expansão o diâmetro do feixe era aproximadamente igual ao diâmetro dos colimadores da janela ~ 12 mm.

Como mostra a figura 6, entre as duas lentes que compõem o telescópio foi colocado um modulador eletro-óptico para produzir os feixes de rebombeio da armadilha. A explicação mais detalhada da necessidade deste rebombeio será feita na seção 3.4.

Para se produzir os três pares de feixes contrapropagantes nas direções x, y e z se interceptando no centro da câmara de vácuo utilizou-se divisores de feixe dispostos com mostra a figura 6. As polarizações foram definidas utilizando-se lâminas $\lambda/4$.

O comprimento de onda da linha D_2 do sódio ($\lambda=589$ nm) era inicialmente medido através de um analisador espectral óptico Burleigh Wavemeter Jr., depois para se escolher a frequência do laser de aprisionamento, passávamos parte dos feixes por uma célula de vapor de sódio e através da técnica de absorção saturada fixávamos o laser na frequência adequada (vide figura 3.6). Finalmente, através de uma varredura fina na frequência do laser encontrávamos as nuvens de átomos aprisionados.

3.2.3 - O CAMPO MAGNÉTICO

Como foi explicado no capítulo II, para que ocorra o aprisionamento é necessário que na região de intersecção dos feixes o átomo mergulhe num campo magnético que varie linearmente com o espaço, em todas as direções, até se anular exatamente no centro da armadilha. Para produzir este campo magnético um par de bobinas foi montado fora da câmara em configuração anti-Helmholtz (eixo das bobinas = eixo z). Nesta configuração o gradiente de campo é máximo sobre o eixo das bobinas e metade deste valor nas direções ortogonais. O gradiente típico que foi utilizado nesta armadilha foi $\delta B/\delta x = 20 \text{ G/cm}$ e $\delta B/\delta x = \delta B/\delta y = 10 \text{ G/cm}$.

Figura 3. 6 - Montagem experimental da A.M.O.

3.3 - TRANSIÇÕES DE APRISIONAMENTO E A NECESSIDADE DO REBOMBEIO PARA O SÓDIO

O átomo de sódio possui o esquema de níveis mostrado na figura 3.7. Observou-se aprisionamento em duas transições $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ (armadilha tipo I) e $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=0)$ (armadilha tipo II), com o rebombeio em $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ e $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$, respectivamente. A seguir vamos explicar o porquê destas duas armadilhas e seus respectivos rebombeios.

Figura 3.7 - Níveis de energia do sódio e suas transições de aprisionamento.

Para se entender melhor a transição de aprisionamento e seu respectivo rebombeio vamos primeiro analisar apenas um caso específico. Vamos supor que os feixes laser de nossa armadilha estejam sintonizados na transição $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3)$. As regras de seleção para transição dipolar elétrica fazem desta configuração um sistema muito próximo a um átomo de dois níveis, que é o que se deseja para fazer o aprisionamento, pois temos um processo contínuo de interação da luz com o átomo. No entanto, existe uma probabilidade do sistema fazer transições erradas e lesar o processo de acúmulo de átomos. Apenas para termos uma idéia façamos algumas estimativas simples. Com o laser sintonizado em $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3)$ existe 0.3% de probabilidade de ocorrer uma transição $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=2)$. Isto faz com que a cada 330 transições um átomo se perca no processo. Se o tempo de vida desta transição é aproximadamente 16 ns, em 5s se perdem 10^6 átomos. Esta perda para nossa armadilha é tão significativa que apenas com este feixe de aprisionamento não é possível se observar átomos aprisionados. Para solucionar este problema e aumentar a eficiência do processo é utilizado um segundo feixe laser chamado de rebombeio. O laser de rebombeio, no caso que estamos analisando, é um segundo laser sintonizado em $3S_{1/2} (F=1) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=2)$. Esse laser faz com que os átomos originalmente no estado $3S_{1/2}(F=1)$, transicionem para o estado $3P_{3/2}(F'=2)$ e possam eventualmente transicionar para $3S_{1/2}(F=2)$ podendo assim participar do processo de aprisionamento. Desta forma conseguimos melhorar a eficiência do aprisionamento. Raciocínio similar a este é utilizado para a armadilha tipo II.

Para se conseguir este rebombeio utilizamos uma parte do feixe de aprisionamento. Como se pode ver pela figura 3.6, conduzimos o feixe de aprisionamento através de um modulador eletro-ótico que produz harmônicos da frequência do laser com o mínimo de distorções. O cristal utilizado neste modulador era LiTaO_3 de excelente qualidade óptica. Dependendo de certos parâmetros da cavidade do modulador conseguimos ajustá-lo para que a frequência produzida casasse exatamente com a que se desejaria para o rebombeio. É interessante ressaltar que a dife-

rença de frequência entre o laser de aprisionamento e o de rebombeio para ambas as transições de aprisionamento do sódio ($3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3)$ e $3S_{1/2} (F=1) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=0)$) é aproximadamente a mesma. Portanto, o modulador era ajustado para a armadilha tipo I e nesta condição era possível se observar as duas nuvens de átomos aprisionados. Na figura 3.8 temos uma medida da intensidade da fluorescência quando o laser de aprisionamento varre 200 MHz em torno da frequência de aprisionamento dos átomos. Através desta medida, do diagrama de níveis (referência) e da figura do espectro de frequências produzido pelo modulador eletro-óptico é possível se visualizar melhor como se processa o aprisionamento em duas transições gerando-se a mesma diferença de frequência de rebombeio. Na figura 3.9 temos uma foto das nuvens de átomos aprisionados em condições típicas de funcionamento da armadilha.

Figura 3.8 - Medida da fluorescência das nuvens de átomos aprisionados como função da frequência e esquema ilustrativo para se entender como se processa o aprisionamento utilizando-se as mesmas condições no modulador eletro-óptico.

Figura 3.9 - Fotos das nuvens de átomos aprisionados. (a) transição de aprisionamento $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3)$ (armadilha tipo I). (b) transição de aprisionamento $3S_{1/2} (F=1) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=0)$ (armadilha tipo II).

REFERÊNCIAS

- 3.1 - C. Monroe, U. Swann, H. Robinson and C. Wieman Phys. Rev. Lett **65**, 1571 (1990).

CAPÍTULO IV

PROCESSO DE CAPTURA E ACÚMULO DE ÁTOMOS

4.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo nos dedicaremos a caracterização dos processos de captura e acúmulo de átomos em nossa A.M.O. através de medidas do comportamento da taxa de carga, dos tempos de carga e descarga, e do número e densidade de átomos aprisionados como função da temperatura da célula, do gradiente de campo magnético e da intensidade do laser de aprisionamento.

Para explicar o comportamento com a temperatura, que não é previsto pelas teorias usualmente utilizadas, desenvolvemos um modelo simples que traduz de maneira bastante eficaz a realidade experimental.

4.2 - CONCEITOS BÁSICOS

Durante o aprisionamento de átomos numa armadilha magneto-óptica existe a competição de dois processos: captura e perdas na armadilha. As perdas podem ser devidas basicamente a colisões entre átomos do vapor com átomos aprisionados e colisões entre os átomos aprisionados. Sendo assim, a equação de taxa deste sistema pode ser considerada como:

$$\frac{dN(t)}{dt} = L - \frac{N}{\tau} \quad (4.1)$$

onde N é o número de átomos, L é a taxa de carga e $1/\tau$ é a taxa de perdas.

Da teoria cinética dos gases, temos que a taxa de colisões, ou perdas na armadilha, é dada por:

$$\tau^{-1} = n\sigma v \quad (4.2)$$

onde n é a densidade de átomos, σ é a seção de choque e v é a velocidade média relativa entre os átomos que vão colidir.

Usualmente as colisões entre os átomos aprisionados são, em primeira aproximação, desprezadas. Apenas para dar uma idéia se essa aproximação é razoável façamos uma estimativa grosseira. Vamos supor uma célula de sódio que esteja funcionando em condições típicas à temperatura ambiente. Primeiro vamos avaliar a taxa de colisões entre átomos de sódio do vapor e átomos aprisionados. A densidade de vapor de sódio é da ordem de 10^{12} átomos/m³ [4.1] e a seção de choque aproximadamente 10^{-16} m²[4.2]. A velocidade média relativa será

considerada como sendo a velocidade média dos átomos do vapor pois os átomos aprisionados estão praticamente parados. Suponhamos que o vapor seja um gás cuja distribuição de velocidades é do tipo Maxwell-Boltzmann e portanto $v = (8K_B T / \pi m)^{1/2} = 520 \text{ m/s}$. Sendo assim a taxa de colisões entre átomos do vapor e átomos aprisionados será aproximadamente 0.052 s^{-1} . Calculemos agora a taxa de colisões entre átomos aprisionados. A densidade de átomos aprisionados é tipicamente da ordem de $10^{15} \text{ átomos/m}^3$; a seção de choque é aproximadamente duas ordens de grandeza menor do que no caso anterior e a velocidade relativa pode ser considerada em torno de 1 m/s , visto que os átomos resfriados tipicamente possuem temperaturas da ordem de 0.1 mK . Neste caso a taxa de colisões fica em torno de 0.001 s^{-1} , o que mostra ser bastante satisfatória a aproximação. Analisando sob outro ponto de vista, se os efeitos de colisões entre átomos aprisionados fossem muito significativos em nossos experimentos, observaríamos um comportamento não linear da equação (4.1), pois as colisões entre átomos aprisionados produzem um termo proporcional a $N n_{\text{apris.}} = N(N/V)$, ou seja, quadrático em N . Este comportamento não foi observado experimentalmente de forma significativa. Sendo assim, neste trabalho, sempre usaremos a aproximação de que os efeitos de perdas na armadilha são devidos a colisões entre átomos do vapor com átomos aprisionados.

Utilizando-se a aproximação proposta acima, a solução da equação (4.1) será dada por:

$$N(t) = N_s (1 - e^{-t/\tau}) \quad (4.3)$$

onde,

$$N_s = L\tau \quad (4.4)$$

A taxa de captura (L) pode ser estimada através de um modelo simples. Vamos supor que todos os átomos que entram na região de aprisionamento com velocidade menor do que uma velocidade limite definida como velocidade de captura (v_c) será desacelerado e aprisionado. Sendo assim, o número de átomos que será aprisionado por segundo (que é a taxa de captura) será dado pelo fluxo de átomos (ϕ_0) com velocidade entre 0 e v_c que colidem com a esfera de raio R_c definida pela força de radiação.

$$L = \phi_0 4\pi R_c^2 \quad (4.5)$$

Podemos considerar, a princípio, que estamos lidando com um gás ideal e sendo assim esse fluxo será dado por [4.3].

$$\phi_0 = \frac{1}{4} n \bar{v} \quad (4.6)$$

onde $\bar{v}$ é a velocidade média entre 0 - v_c e n é a densidade de átomos do vapor da espécie a ser aprisionada. Supondo ter este gás uma distribuição de velocidades do tipo Maxwell-Boltzmann $\bar{v}$ será dada por [4.3]:

$$\bar{v} = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} \int_0^{v_c} e^{(-mv^2/2KT)} v^3 dv \quad (4.7)$$

Resolvendo a integral da equação (4.7) temos que:

$$\bar{v} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{m}{2K_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v_c^4 \quad (4.8)$$

Substituindo-se as equações (4.6) e (4.8) em (4.5) obtemos a seguinte expressão para a taxa de captura:

$$L = 0.7nV^{\frac{2}{3}}\left(\frac{m}{2KT}\right)^{\frac{3}{2}}v_c^4 \quad (4.9)$$

onde V é o volume definido pela esfera de raio R_c .

Na literatura é comum se fazer a aproximação que o vapor na célula é composto basicamente por átomos da espécie a ser aprisionada e sendo assim:

$$N = L\tau = 0.7\frac{V^{\frac{2}{3}}}{\sigma v}\left(\frac{m}{2KT}\right)^{\frac{3}{2}}v_c^4 \quad (4.10)$$

ou,

$$N = 0.2\left(\frac{v_c}{v}\right)^4 \frac{\sigma}{A} \quad (4.11)$$

É interessante ressaltar que pela expressão (4.11) o número de átomos aprisionados independe da densidade do vapor, e portanto não depende fortemente da temperatura da célula.

4.3 - COMPORTAMENTO DA CARGA, DO TEMPO DE CARGA E DO NÚMERO DE ÁTOMOS APRISIONADOS PELA A.M.O. COMO FUNÇÃO DA TEMPERATURA

4.3.1 - MODELO TEÓRICO

Na seção 4.2 vimos que a teoria usualmente empregada para descrever os processos de captura e acúmulo de átomos prevêem um número de átomos aprisionados no estado estacionário que não possui uma forte dependência com a temperatura. Este resultado não traduz a realidade experimental. Através de sucessivas medidas, caracterizamos o comportamento do número de átomos aprisionados com a temperatura como uma função tipicamente exponencial crescente. Chamou-nos também a atenção que tanto o tempo de carga como a taxa de carga também não se comportavam segundo as previsões teóricas. Motivados por estas observações procuramos construir um modelo teórico mais realista que descrevesse de maneira mais adequada o processo de carga de nossa armadilha.

Analisando uma medida da composição gasosa da célula feita através de um espectrômetro de massa acoplado ao nosso sistema, observamos que além de átomos de sódio possuíamos um gás residual muito rico em moléculas de N_2 . Baseados neste fato, acreditamos que uma possível falha na teoria estivesse justamente na aproximação de que o vapor na célula fosse composto exclusivamente por átomos de sódio. Introduzimos, então, no termo de perdas da armadilha as colisões entre moléculas de N_2 e átomos aprisionados:

$$(\tau)^{-1} = n_{Na} \sigma_{Na} \bar{v}_{Na} + n_{N_2} \sigma_{N_2} \bar{v}_{N_2} \quad (4.12)$$

ou,

$$(\tau)^{-1} = n_{Na} \sigma_{Na} \bar{v}_{Na} \left(1 + \frac{n_{N_2} \sigma_{N_2} \bar{v}_{N_2}}{n_{Na} \sigma_{Na} \bar{v}_{Na}} \right) \quad (4.13)$$

A inclusão deste termo não altera a linearidade da equação (4.1) e proporciona uma forte dependência com a temperatura de átomo para o número de átomos aprisionados, pois N passa a depender da densidade do átomo de sódio que é exponencial em T .

$$N \propto \frac{I}{\left(1 + \frac{n_{N_2} \sigma_{N_2} \bar{v}_{N_2}}{n_{Na} \sigma_{Na} \bar{v}_{Na}} \right)} \quad (4.14)$$

Para compararmos o modelo que estamos propondo com nossos resultados experimentais é necessário que conheçamos bem uma série de parâmetros de nosso sistema tais como: as densidades de sódio e N_2 , as seções de choque entre átomos de sódio do vapor com átomos aprisionados e entre moléculas de N_2 e átomos aprisionados, a velocidade de captura e o volume da armadilha. A seguir apresentaremos brevemente detalhes destes parâmetros que utilizamos em nossos cálculos.

4.3.1.1 - A DENSIDADE DE ÁTOMOS NO VAPOR

A densidade de átomos de sódio em nossa célula se comporta de forma bem complexa. É importante ressaltar que no nosso caso ela não é dada nem pela função da pressão de vapor nem pela lei dos gases ideais, pois o sistema é uma célula constantemente bombeada. Para baixas temperaturas o gás de sódio pode se comportar como um gás ideal a uma pressão constante que é a pressão imposta pela bomba iônica. Entretanto, conforme a temperatura é elevada a pressão de vapor, que é exponencial com a temperatura, cresce mais rápido do que a pressão imposta pela bomba. Supusemos, então, que a densidade seja uma função que é uma combinação destes dois regimes dada por:

$$n_{Na}(T) = \frac{A e^{BT}}{T} \quad (4.15)$$

onde os parâmetros A e B são ajustáveis mas com o compromisso de obedecerem os casos limites que é o gás ideal (para baixas temperaturas) e da pressão de vapor (para altas temperaturas).

Consideramos que o gás residual predominante na célula é o N_2 e que sua densidade é dada pela lei dos gases ideais (visto que não possui fase sólida):

$$n_{N_2} = \frac{133.32P}{k_B T} \quad (4.16)$$

A pressão na equação (4.15) é a pressão parcial de N_2 na célula e é dada em unidades de Torr. Como em nosso sistema a medida das pressões parciais não é muito precisa, deixamos P também como parâmetro ajustável. Respeitamos apenas sua ordem de grandeza $P \sim 10^{-8} - 10^{-9}$ Torr.

4.3.1.2 - AS SECÇÕES DE CHOQUE

Utilizamos o valor da secção de choque entre átomos de sódio do vapor e átomos aprisionados medido por Cable e colaboradores [4.2]: $\sigma_{\text{Na}} = 100 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$. A secção de choque entre átomos de sódio aprisionados e moléculas de N_2 foi medida por M. Prentiss e colaboradores [4.4]: $\sigma_{\text{N}_2} = 3.3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2$.

4.3.1.3 - A VELOCIDADE DE CAPTURA

A velocidade de captura também foi colocada como parâmetro ajustável em nosso sistema respeitando o fato de ser maior que o limite Doppler ($v_c = 2\delta\Gamma = 12 \text{ m/s}$).

4.3.1.4 - O VOLUME DA ARMADILHA

O volume da armadilha foi avaliado como se a região de aprisionamento fosse uma esfera definida pela intersecção dos seis feixes laser. Como o perfil de intensidade dos feixes era gaussiano, o raio da esfera (R_c) é dado pela cintura do feixe.

Para se medir a cintura do feixe utilizamos o seguinte processo: através de uma íris e um medidor de potência mapeamos o perfil de intensidade do feixe. Como seu perfil é gaussiano esperamos que sua intensidade seja dada por:

$$I = I_0 \left(1 - e^{-2\frac{r^2}{w^2}} \right) \quad (4.17)$$

onde r é coordenada radial, w é a cintura do feixe e I_0 é a intensidade no ponto central do feixe. Comparando a curva levantada experimentalmente com a prevista pela teoria observamos que a cintura do feixe era aproximadamente 6 mm. Sendo assim, o volume de nossa armadilha será:

$$V = \frac{4}{3} \pi R_c^3 = \frac{4}{3} \pi w^3 = 0.905 \text{ cm}^3 \quad (4.18)$$

4.3.2 - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E COMPARAÇÃO COM A TEORIA

4.3.2.1 - MEDIDA DO TEMPO DE CARGA COMO FUNÇÃO DA TEMPERATURA

O tempo de carga da armadilha é obtido através de uma medida indireta. Primeiro medimos a curva de carga da armadilha e dela extraímos o tempo de carga. A curva de carga foi levantada medindo-se como varia a intensidade da fluorescência da nuvem de átomos aprisionados como função do tempo. Para medirmos a fluorescência da nuvem, numa das janelas de observação foi colocado um sistema de lentes que focalizava a imagem da nuvem sobre uma fotomultiplicadora que estava conectada a um micro-computador devidamente programado para fazer o registro da medida. Esta montagem experimental está esquematizada na figura 4.1. A natureza estatística do processo de aprisionamento gera flutuações nesta curva e, conseqüentemente, no tempo de carga. Para que conhecêssemos o tempo de carga mais

provável realizamos uma média sobre um conjunto de medidas. Para tanto, utilizamos um obturador eletrônico com ajuste de tempo para os intervalos de obstrução e desobstrução na saída do laser de aprisionamento. Visando minimizar erros experimentais, tivemos o cuidado de garantir que o tempo de desobstrução do feixe fosse sempre grande o suficiente para que a armadilha carregasse totalmente e ficasse no regime estacionário. A obstrução também tinha que ser longa para garantir que a descarga fosse total e que no ciclo seguinte a carga da armadilha partisse de nenhum átomo aprisionado. A ordem de grandeza destes tempos foi avaliada durante o próprio experimento, ou seja, medimos uma curva inicial e observamos que o tempo de carga da armadilha era da ordem de alguns segundos e baseados nesta medida regulamos o obturador eletrônico. Com o registro de um conjunto de medidas da curva de carga realizávamos uma média e obtínhamos uma curva de carga mais provável. A curva obtida era ajustada à curva teórica tendo como parâmetro de ajuste o tempo de carga. Encontrado o melhor ajuste conhecíamos o tempo de carga da armadilha. Esta medida foi realizada para diversas temperaturas entre a temperatura ambiente e 150°C.

Figura 4.1 - Aquisição da intensidade de fluorescência na A.M.O.

Um resultado típico que obtivemos está demonstrado na figura 4.2.

Figura 4.2 - Curva característica do processo de carga da A.M.O. Gradiente de campo magnético na direção $x = 12.5 \text{ G/cm}$, $I = 20 \text{ mW}$ e $T = 20^\circ\text{C}$

4.3.2.2 - MEDIDA DO NÚMERO DE ÁTOMOS APRISIONADOS COMO FUNÇÃO DA TEMPERATURA

A medida do número de átomos aprisionados era realizada simultaneamente com a medida do tempo de carga pois a intensidade da nuvem no regime de saturação pode ser convertida em número de átomos aprisionados. A conversão de intensidade em número de átomos aprisionados foi possível pois a fotomultiplicadora era previamente calibrada.

4.3.2.2.1 - CALIBRAÇÃO DA FOTOMULTIPLICADORA

A calibração da fotomultiplicadora foi realizada através de uma montagem experimental semelhante à esquematizada na figura 4.3 .

Figura 4.3 - Montagem experimental para a calibração da fotomultiplicadora.

Primeiramente foi medida a potência máxima (P_0) que seria enviada para a fotomultiplicadora ($\sim 0.3 \mu\text{W}$) e a seguir a intensidade deste mesmo sinal foi registrada no osciloscópio. Depois desta medida um disco de filtros calibrados foi introduzido no sistema e a potência do feixe variada de 90% P_0 até 1% P_0 . Procedendo-se desta forma levantamos um gráfico de como responde, em voltagem, a fotomultiplicadora quando sensibilizada com uma determinada intensidade de luz. Os pontos experimentais foram, então, ajustados a uma reta cuja inclinação era $0.12 \mu\text{W/V}$.

A aquisição do sinal da nuvem de átomos aprisionados era feita através do sistema esquematizado na figura 4.1. A potência total emitida pela nuvem de átomos aprisionados é dada por:

$$P_T = N \frac{\Omega_0^2 / 2}{2\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \Omega_0^2} \frac{h\nu}{\tau} \quad (4.19)$$

onde N $(\Omega_0^2/2)/(2\delta^2+\Gamma^2/2+\Omega_0^2)$ é o número de átomos emitindo na transição de aprisionamento, $h\nu$ é a energia que está sendo emitida e τ é o tempo de vida médio do estado excitado.

A potência medida pela fotomultiplicadora é apenas uma parte da potência total emitida pela nuvem de átomos aprisionados. A relação entre a potência medida e a potência total é obtida através da seguinte relação:

$$\frac{P_T}{P_M} = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2} \quad (4.20)$$

onde R é metade do comprimento da célula e r o raio da janela.

Substituindo (4.20) em (4.19) temos que para a nuvem de sódio com nosso sistema de aquisição:

$$N = 6.69 \cdot 10^6 \frac{2\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{2} + \Omega_0^2}{\Omega_0^2 / 2} V \quad (4.21)$$

onde V é a voltagem medida pela fotomultiplicadora.

4.3.2.3 - MEDIDA DA TAXA DE CARGA COMO FUNÇÃO DA TEMPERATURA

Pela equação 4.1, a taxa de carga da armadilha é igual a inclinação da curva de carga durante os primeiros instantes do processo ($t \sim 0$). Isto é bastante lógico, pois neste período asseguramos que os efeitos de perda ainda não estão presentes. Portanto, para medi-la registramos a intensidade da nuvem de átomos aprisionados como função do tempo, através de uma fotomultiplicadora calibrada, durante os primeiros 50 ms do processo. Este valor de tempo para a aquisição foi escolhido com base em observações feitas previamente onde obtivemos que a ordem de grandeza do tempo de carga da armadilha é de segundos.

4.3.2.4 - COMPARAÇÃO ENTRE A TEORIA E O EXPERIMENTO

Com os dados numéricos construímos expressões para o tempo de carga, para a taxa de carga e para o número de átomos aprisionados dependentes da temperatura.

$$L = 3.25 * 10^{-9} A e^{BT} \frac{1}{T^2} v_c^4 \quad (4.22)$$

$$\tau = \frac{3.29 * 10^{14}}{A} T^{1/2} e^{-BT} \left(1 + \frac{2.87 * 10^{23}}{A} P e^{-BT} \right)^{-1} \quad (4.23)$$

e lembrando que,

$$N = L\tau \quad (4.24)$$

Variando-se os parâmetros ajustáveis A, B, P e v_c de forma sistemática e comparando com os resultados experimentais obtivemos os resultados mostrados nas figuras 4.4, 4.5 e 4.6.

Na fig. 4.4 observamos que para baixas temperaturas o modelo teórico que estamos utilizando representa de maneira bastante razoável o comportamento experimental. Entretanto, a partir de 400K temos um desvio bastante acentuado. Acreditamos que uma possível falha em nosso modelo é não considerar que a fase sólida de nossa célula possa se acabar a partir de uma dada temperatura. Neste caso para altas temperaturas o vapor de sódio se comporta simplesmente como um gás ideal.

O decréscimo do tempo de carga mostrado na fig. 4.5 é uma consequência da variação da velocidade média e da densidade do vapor. Com o aumento da temperatura da célula a velocidade média de ambas as espécies contidas no vapor aumenta e a densidade de sódio também cresce. Estas alterações acabam por aumentar a probabilidade de colisão entre espécies do vapor e átomos aprisionados, ou seja, o tempo de carga da armadilha diminui. A concavidade da curva teórica e experimental são levemente diferentes. Uma possível razão para esta discrepância é o fato de não estarmos levando em conta as colisões entre átomos aprisionados. Como se pode ver na fig. 4.8 a densidade de átomos aprisionados cresce com a temperatura e com isto cresce a taxa de colisões entre átomos aprisionados. Estas colisões contribuem para diminuir ainda mais o tempo de carga da armadilha.

É interessante observar que devido a $N = L\tau$ para baixas temperaturas o número está limitado pela baixa taxa de carga (L). Para altas temperaturas temos um aumento na taxa de carga mas também temos um aumento na taxa de perdas ($1/\tau$) o que resulta num valor de N constante aproximadamente de 10^6 átomos. Nosso

modelo teórico prevê este comportamento com boa concordância com os resultados experimentais.

Figura 4.4 - Comportamento da taxa de carga da A.M.O. como função da temperatura para a armadilha tipo I. Gradiente de campo magnético na direção x é 10 G/cm, $P = 40$ mW $\delta/2\pi \sim 10$ MHz.

Figura 4.5 - Comportamento do tempo de carga da armadilha tipo I como função da temperatura. Gradiente de campo magnético na direção x é 10 G/cm, $P = 40$ mW $\delta/2\pi \sim 10$ MHz.

Figura 4.6 - Comportamento do número de átomos aprisionados na armadilha tipo I como função da temperatura. Gradiente de campo magnético = 10 G/cm, $P = 40$ mW $\delta/2\pi \sim 10$ MHz.

Conseguimos o melhor ajuste entre os resultados experimentais e a teoria para $P = 1.3 \cdot 10^{-8}$ Torr e $v_c = 37.6$ m/s e $n_{Na} = (4.5 \cdot 10^8 / T) e^{(0.045 T)}$. Como se pode observar a concordância é satisfatória e os parâmetros ajustáveis ficaram dentro dos limites impostos.

Nas figuras 4.7 e 4.8 temos o resultado obtido para o comportamento do raio e da densidade com a temperatura.

Figura 4.7 - Comportamento do raio da nuvem de átomos aprisionados como função da temperatura. Gradiente de campo magnético = 10 G/cm, $P = 40$ mW $\delta/2\pi \sim 10$ MHz.

Figura 4.8 - Comportamento da densidade átomos aprisionados como função da temperatura para armadilha tipo I. Gradiente de campo magnético = 10 G/cm, $P = 40$ mW $\delta/2\pi \sim 10$ MHz.

Embora o número de átomos aprisionados cresça com a temperatura, o comportamento do raio e da densidade da armadilha nos demonstra a existência de uma densidade limite em nosso sistema. Note pela figura 4.7 que inicialmente o raio não apresenta dependência com a temperatura até aproximadamente 120° C, depois a nuvem passa por um acentuado processo de expansão. Na figura 4.9 temos fotos que inlustram bem este comportamento. A densidade, entretanto, cresce até 120°C depois tende a ficar num valor constante, como mostra a figura 4.8. Este efeito é explicado através de forças repulsivas que surgem a partir de uma determinada densidade. Esta força repulsiva foi inicialmente observada por C. Wieman [4.4] quando o mesmo fazia estudos sobre estruturas espaciais em A.M.O. Ela surge devido a absorção de fótons já espalhados entre átomos aprisionados o que proporciona um regime limite onde o gás de átomos aprisionados se assemelha a uma rede cristalina. Neste regime o aumento do número de átomos aprisionados só se verifica com a expansão da nuvem mantendo a densidade constante. Na figura 4.10 temos um gráfico do comportamento da densidade como função do número de átomos aprisionados para a armadilha Tipo I onde fica bem ilustrado a existência da densidade limite.

Figura 4.9 - Fotos do comportameto do raio da nuvem de átomos aprisionados como função da temperatura.

Figura 4.10 - Comportamento da densidade de átomos aprisionados como função do número para a armadilha tipo I. Potência dos feixes $P = 40 \text{ mW}$ e gradiente de campo magnético $\partial B/\partial x = \partial B/\partial y = 10 \text{ G/cm}$. A curva sólida é apenas um auxílio visual.

4.4 - COMPORTAMENTO DOS TEMPOS DE CARGA E DESCARGA COMO FUNÇÃO DO GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO E DA INTENSIDADE DO LASER.

4.4.1 - CARACTERIZAÇÃO DO TEMPO DE CARGA.

As medidas do tempo de carga como função do gradiente de campo magnético e da intensidade do laser foram realizadas de forma similar à descrita na seção 4.3.2.1. com a célula à temperatura ambiente. Para que fossemos sistemáticos, quando o gradiente de campo magnético era variado a intensidade de cada feixe laser de aprisionamento era mantida constante em aproximadamente 15 mW. Para a medida com a intensidade o gradiente de campo magnético foi mantido em 10 G/cm nas direções x e y, e 20 G/cm na direção z.

4.4.1.1 - MEDIDA DO TEMPO DE CARGA VARIANDO-SE O GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO.

O gradiente de campo magnético de nossa armadilha era variado através da variação da corrente na bobinas. As bobinas utilizadas em nosso sistema foram previamente caracterizadas e possuíam um gradiente de 0.5 G/(cm A) nas direções x e y, e 1 G/(cm A) na direção z (eixo das bobinas). Os resultados obtidos estão nas figuras 4.11 e 4.12.

Figura 4.11 - Comportamento do tempo de carga como função do gradiente de campo magnético para a armadilha tipo I. Potência dos feixes = 20 mW, $\delta/2\pi \sim 10$ MHz e $T=20^\circ$ C

Figura 4.12 - Comportamento do tempo de carga como função do gradiente de campo magnético para a armadilha tipo II. Potência dos feixes = 20 mW, $\delta/2\pi \sim 10$ MHz e $T=20^\circ$ C

Pelas figuras 4.11 e 4.12 o tempo de carga das armadilhas tipo I e tipo II é grande para baixos gradientes de campo e cai passa por um mínimo e volta a crescer. A razão para este comportamento é consequência do comportamento da densidade de átomos aprisionados como função do gradiente de campo magnético. Como se pode ver pela fig. 4.21, a densidade de átomos aprisionados é uma função que apresenta um máximo num gradiente de aproximadamente 10 G/cm. Este aumento de átomos aprisionados adiciona uma pequena contribuição para o comportamento transiente produzindo uma diminuição no tempo de carga.

aumento de átomos aprisionados adiciona uma pequena contribuição para o comportamento transiente produzindo uma diminuição no tempo de carga.

4.4.1.2 - MEDIDA DO TEMPO DE CARGA VARIANDO-SE A POTÊNCIA DO LASER.

A potência dos feixes de aprisionamento era variada através de um conjunto de filtros calibrados colocados logo após o modulador eletro-óptico. Os resultados obtido estão nas figuras 4.13 e 4.14.

Figura 4.13 - Comportamento do tempo de carga como função da potência do laser de aprisionamento para a armadilha tipo I. O gradiente de campo magnético $10 = \text{G/cm}$, $P = 40 \text{ mW}$ $\delta/2\pi \sim 10 \text{ MHz}$.

Figura 4.14 - Comportamento do tempo de carga como função da potência do laser de aprisionamento para a armadilha tipo II. Gradiente de campo magnético = 10 G/cm, P = 40 mW $\delta/2\pi \sim 10$ MHz.

O tempo de carga como função da intensidade do laser de aprisionamento tem um comportamento similar ao do tempo de carga como função do gradiente de campo magnético. A explicação para este comportamento também é similar. Na figura 4.24 temos um gráfico de como se comporta a densidade de átomos aprisionados com a intensidade do feixe de aprisionamento. Novamente temos uma função com um máximo em aproximadamente 40 mW/cm^2 . Nesta intensidade as colisões entre átomos aprisionados contribuem para um pequeno decréscimo no tempo de carga.

4.4.3 - CARACTERIZAÇÃO DO TEMPO DE DESCARGA

A medida do tempo de descarga é um pouco mais sutil do que a medida do tempo de carga pois a descarga ocorre na ausência dos feixes de aprisionamento e portanto a nuvem de átomos aprisionados não é visível. Para resolver este problema o método adotado foi a realização de uma sequência de medidas onde o tempo de obturação era variado dentro do período de descarga afim de que este processo fosse mapeado. Com a curva de descarga obtida, o tempo de descarga era calculado da mesma forma descrita na seção anterior 4.3.2.1. A precisão desta medida em relação a medida do tempo de carga é bem inferior, mas através dela podemos, pelo menos, ter uma ordem de grandeza dos valores. Os resultados estão mostrados nas figuras 4.15 e 4.16.

Em nosso modelo o tempo de carga e descarga da armadilha são iguais. Nossas medidas mostram uma descarga levemente mais rápida. Para a armadilha tipo I à temperatura ambiente e $\delta B/\delta z = 10 \text{ G/cm}$, o tempo de carga é aproximadamente 3s enquanto o tempo de descarga, nas mesmas condições é 1.8s. No caso da armadilha tipo II também observamos a mesma diferença: tempo de carga aproximadamente 5s e descarga 4.4s. Essa diferença possivelmente se deva a outros tipos de colisões que não

são levadas em conta pelo nosso modelo, como por exemplo: as colisões entre átomos aprisionados.

Figura 4.15- Medida do tempo de descarga da armadilha tipo I, $t_d = 1.8$ s. Gradiente de campo magnético = 10 G/cm, $\delta/2\pi \sim 10$ MHz e $T=20^\circ\text{C}$. A linha sólida é apenas um auxílio visual.

Figura 4.16 - Medida do tempo de descarga da armadilha tipo II, $t_d = 4.4$ s.
Gradiente de campo magnético = 10 G/cm, $\delta \sim 2\pi$ 10 MHz e $T = 20^\circ\text{C}$.
A linha sólida é apenas um auxílio visual.

4.5 - COMPORTAMENTO DA CARGA COMO FUNÇÃO DO GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO E DA INTENSIDADE DO LASER

A medida da taxa de carga foi realizada de maneira similar a descrita na seção 4.3.2.3 variando-se o gradiente de campo magnético e a intensidade do laser sistematicamente como foi feito nas seções 4.4.1.1 e 4.4.1.2. Estas medidas foram realizadas apenas para a armadilha tipo I em diversas temperaturas entre a temperatura ambiente e 150°C. Os resultados obtidos estão nas figuras 4.17 e 4.18.

Figura 4.17- Taxa de carga como função do gradiente de campo magnético para as temperaturas de 20, 70 e 100°C. As linhas sólidas são apenas um auxílio visual.

Figura 4.18 - Taxa de carga como função da intensidade do laser de aprisionamento para as temperaturas de 20, 70 e 100°C. As linhas sólidas são apenas um auxílio visual.

Pela equação 4.9 a taxa decarga não apresenta nenhuma dependência explícita com gradiente de campo magnético ou intensidade do laser. Entretanto, podemos justificar estes comportamentos com de argumentos simples.

O volume de captura é definido através de um compromisso entre a intersecção dos feixes de aprisionamento e o gradiente de campo magnético, pois é dentro dele que os átomos serão desacelerados e capturados pela força de pressão de radiação. Se o campo magnético tem um gradiente muito grande, nas bordas da região de intersecção o laser estará fora de ressonância com os níveis Zeeman do átomo e não estará ressonante na maior parte do caminho de desaceleração. Isto resulta num volume de captura pequeno e portanto num decréscimo na taxa de carga. Para termos uma idéia quantitativa, no caso da armadilha de sódio $m(\partial B/\partial z)z = 1.4 \text{ (MHz/G)} \times 10 \text{ (G/cm)} \times 0.7 \text{ (cm)} \sim 10 \text{ MHz}$ que é da ordem da largura natural de linha da transição de aprisionamento (Γ). Sendo assim, para gradientes maiores do que este será mais difícil átomos serem ressonantes nas bordas de intersecção dos feixes.

Como função da intensidade, a taxa de carga mostra um crescimento e depois uma saturação. Podemos entender este comportamento da seguinte forma: conforme aumentamos a intensidade dos feixes estendemos o ponto onde todos os átomos disponíveis presentes no vapor, em condições de serem capturados são. Isto é comprovado pelo fato de que para temperaturas maiores a saturação ocorre a níveis maiores.

4.6 - COMPORTAMENTO DO NÚMERO E DA DENSIDADE DE ÁTOMOS APRISIONADOS COMO FUNÇÃO DO GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO E DA INTENSIDADE DO LASER.

A medida do número de átomos aprisionados foi realizada da maneira descrita na seção 4.3.2.2 variando-se o gradiente de campo magnético e a intensidade do laser sistematicamente. Simultaneamente a esta medida do número realizamos também medidas do raio da nuvem de átomos aprisionados. A medida do raio era obtida através de uma luneta colocada em uma das janelas de observação da célula. Esta luneta possuía retículos e foi fixada sobre um translador horizontal micrométrico que possibilitava a medida de dimensões espaciais dentro da armadilha com precisão de 1 mm. Com a medida do número de átomos aprisionados e do raio da nuvem pudemos, então, calcular a densidade e conhecer seu comportamento como função do gradiente de campo magnético e da intensidade do laser. Estas medidas foram realizadas à temperatura ambiente e os resultados obtidos estão nas figuras de 4.19 a 4.24.

O comportamento do número de átomos aprisionados como função do gradiente de campo magnético e da intensidade do laser de aprisionamento é uma consequência direta do comportamento da taxa de carga, pois no regime que estamos trabalhando temos uma taxa de colisões entre átomos aprisionados muito baixa, ou seja, a variação do tempo de carga com o gradiente de campo magnético é pequena frente as variações da taxa de carga. Conforme o gradiente de campo é aumentado a taxa de carga cresce até chegar a um máximo em 10 G/cm depois começa a diminuir. O número também se comporta desta forma. O raio da nuvem de átomos aprisionados segue o comportamento mostrado na figura 4.20 e está de acordo com nossas expectativas, como veremos no capítulo V. Este comportamento do raio faz com que o comportamento da densidade seja muito semelhante ao do número mas com uma curvatura mais acentuada.

Figura 4.19 - Comportamento do número de átomos aprisionados como função do gradiente de campo magnético para a armadilha tipo I. Potência do laser de aprisionamento $P = 40$ mW e $T=20$ °C. A linha sólida é apenas um auxílio visual.

Figura 4.20 - Comportamento do raio da nuvem de átomos aprisionados como função do gradiente de campo magnético para a armadilha tipo I. Potência do laser de aprisionamento $P = 40 \text{ mW}$ e $T=20 \text{ }^{\circ}\text{C}$. A linha pontilhada é apenas um auxílio visual.

Figura 4.21- Comportamento da densidade de átomos aprisionados como função do gradiente de campo magnético para a armadilha tipo I. Potência do laser de aprisionamento $P = 40 \text{ mW}$ e $T=20 \text{ }^{\circ}\text{C}$. A linha sólida é apenas um auxílio visual.

De maneira similar que acontece com o comportamento com gradiente de campo magnético, o número de átomos aprisionados como função da intensidade segue o comportamento da taxa de carga. Note que para altas intensidades se observa uma saturação no número da mesma forma que se observa para a taxa de carga. O comportamento do raio na mesma faixa de intensidades apresenta um mínimo acarretando um máximo de densidade neste ponto. A densidade máxima de nossa armadilha é da ordem de 10^{11} átomos/cm³. Este valor era esperado para um armadilha operando nas nossas condições.

Figura 4.22- Comportamento do número de átomos aprisionados como função da intensidade do laser para a armadilha tipo I. O gradiente de campo magnético na direção x é 10 G/cm e T = 20°C. A curva pontilhada é apenas auxílio visual.

Figura 4.23- Comportamento do raio da nuvem de átomos aprisionados como função da intensidade do laser para a armadilha tipo I. O gradiente de campo magnético na direção x é 10 G/cm e $T = 20^{\circ}\text{C}$. A curva pontilhada é apenas auxílio visual.

Figura 4.24- Comportamento da densidade da nuvem de átomos aprisionados como função da intensidade do laser para a armadilha tipo I. O gradiente de campo magnético na direção x é 10 G/cm e $T = 20^\circ\text{C}$. A curva pontilhada é apenas auxílio visual.

REFERÊNCIAS DO CAP. IV

- 4.1 - W. Fairbank, T. Hänsch and A. Schawlow, J. Opt. Am. **65**, 199 (1975).
- 4.2 - A. Cable, M. Prentiss and N. Bigelow, Opt. Lett. **15**, 507 (1990).
- 4.3 - F. Reif, Fundamentals of Statistical and Thermal Physics, McGraw-Hill, New York, 1965.
- 4.4 - A. Steane and C. Foot, Europhys. Lett. **14**, 231 (1991).
- 4.5 - K. Lindquist, M. Stephens and C. Wieman, Phys. Rev. A **46**, 4082 (1992).

CAPÍTULO V

TAMANHO DA NUVEM DE ÁTOMOS APRISIONADOS

5.1 - INTRODUÇÃO

Experimentalmente se observa que o átomo quando é capturado pela armadilha passa por um processo de desaceleração até um determinado limite, pois não se observa um ponto e sim uma nuvem de átomos aprisionados. Este limite não aparece na força de pressão de radiação descrita no capítulo II pois, como já foi discutido, utilizamos um modelo semi-clássico para deduzi-la. Neste capítulo vamos apresentar um modelo simples que desenvolvemos onde levamos em conta a emissão espontânea e conseguimos uma expressão para o raio da nuvem de átomos aprisionados como função dos parâmetros da armadilha que traduz razoavelmente bem o comportamento observado no laboratório.

O tamanho da nuvem de átomos aprisionados exibe uma forte dependência com os parâmetros da armadilha. Para se estudar este comportamento foram realizadas quatro conjuntos de medidas variando-se os seguintes parâmetros: o gradiente de campo magnético, a temperatura e a intensidade do laser. Para que o estudo fosse sistemático apenas um parâmetro foi variado de cada vez.

A análise dos resultados obtidos com a variação do gradiente de campo e a intensidade do laser foi realizada através de duas teorias simples dentro do limite de

resfriamento Doppler. Na primeira consideramos o átomo de sódio como um átomo de dois níveis puro e na segunda consideramos os sub-níveis Zeeman. A análise do comportamento com a temperatura necessita de uma teoria mais complexa envolvendo o conceito de gradientes de polarização e o efeito Sisyphus, portanto não fizemos cálculos quantitativos, mas através desta teoria é possível uma visão qualitativa do processo.

5.2 - TAMANHO DA NUVEM PARA UM ÁTOMO DE DOIS NÍVEIS

É bastante conhecido na literatura que o átomo quando mergulha numa região viscosa do tipo "optical molasses" perde energia até um certo limite. Para este limite de resfriamento muitas teorias vêm sendo desenvolvidas no sentido de explicar o processo. A primeira e mais utilizada teoria desenvolvida foi a teoria Doppler, que considera o resfriamento dos átomos devido ao recuo sofrido pela absorção de fótons do campo de radiação.

Através desta teoria pode-se demonstrar que quando a taxa de resfriamento se iguala a taxa de aquecimento provocada pela emissão espontânea [5.1], [5.2] o átomo permanece com uma energia mínima que para um átomo de dois níveis é dada por:

$$K_{min} = \frac{3}{4} \hbar \frac{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \delta^2 \right)}{\delta} (1+s)^2 \quad (5.1)$$

onde $s = (\Omega^2/2)/(\delta^2 + \Gamma^2/4)$ é o parâmetro de saturação.

Como já foi demonstrado no capítulo II, a força de pressão de radiação neste tipo de armadilha faz com que o átomo fique sujeito a um potencial que em primeira aproximação pode ser considerado harmônico amortecido. Vamos supor que quando se chega ao limite de resfriamento o átomo oscile no poço de potencial como um

sistema conservativo, convertendo energia cinética em potencial e vice-versa. Neste caso:

$$K_{min} = \frac{1}{2} \alpha \langle r^2 \rangle \quad (5.2)$$

onde α é a constante de mola definida no capítulo II pela equação (2.6) e $\langle r^2 \rangle$ é a amplitude de oscilação do átomo que em nosso modelo define o raio da nuvem de átomos aprisionados.

Através das equações (5.1) e (5.2) conseguimos uma dependência do raio da nuvem de átomos aprisionados com: o gradiente de campo magnético, a intensidade e a dessintonia do laser .

$$\langle r^2 \rangle = 3\pi \frac{\hbar \Gamma}{g \mu_B \left(\frac{\partial B}{\partial z} \right) k} \frac{(1+s)^4}{s} \frac{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)^2}{2\delta^2 \Gamma^2} \quad (5.3)$$

No limite de baixas intensidades ($s \ll 1$) este resultado está de acordo com o apresentado por Steane et al. [5.3].

5.2.1 - CÁLCULO DA FUNÇÃO DO RAIO PARA A ARMADILHA TIPO I.

Substituindo-se os valores de $\Gamma = 2 \pi 10 \text{ MHz}$ e $\delta = 2 \pi 8 \text{ MHz}$ na equação (5.3) pode-se calcular a expressão para o raio para a armadilha tipo I:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \frac{4.69 10^{-2}}{\sqrt{Ii}} (1 + 5.62I)^2 \quad (5.4)$$

onde r é dado em mm, i em ampéres e I em mW/mm^2 .

5.2.2 - CÁLCULO DA FUNÇÃO DO RAIO PARA A ARMADILHA TIPO II.

Realizando operação similar à anterior para a armadilha tipo II e levando em conta que para esta armadilha $\delta = 2 \pi 10 \text{ MHz}$, temos que a função de seu raio é dada por:

$$\langle r^2 \rangle^{1/2} = \frac{8.83 10^{-2}}{\sqrt{Ii}} (1 + 4I)^2 \quad (5.5)$$

onde r é dado em mm, i em Ampéres e I em mW/mm^2 .

5.3 - TAMANHO DA NUVEM CONSIDERANDO OS SUB-NÍVEIS ZEEMAN

5.3.1 - CÁLCULO DA CONSTANTE DE MOLA

Como estamos lidando com campos magnéticos baixos (no centro da armadilha $B=0$ e cresce linearmente com uma taxa de ~ 10 (G/cm) e a largura natural de linha do laser de aprisionamento é 1 MHz, os $(2F+1)$ subníveis Zeeman de um determinado estado hiperfino F do átomo se encontram quase que completamente degenerados. Portanto, podemos descrever o processo de resfriamento de uma maneira mais correta levando em conta todas as transições possíveis entre os estados hiperfinos respeitando as regras de seleção envolvidas no processo. Entretanto, seria impossível fazermos este cálculo cuidadosamente; o que sabemos resolver realmente são sistemas de dois níveis. A solução que resolvemos adotar já foi utilizada anteriormente por C. Wieman [5.4] e consiste em somar a força sobre todos os possíveis sistemas de dois níveis cuja transição seja permitida pela regra de seleção de dipólo elétrico. Desta forma, a força de pressão de radiação que um átomo sofre quando é capturado por uma armadilha magneto-óptica passa a ser dada por:

$$F_z = 16\hbar k \sum_i \Gamma_i P_i \frac{\Omega_{0i} \delta}{(\Gamma_i^2 + 4\delta^2 + 2\Omega_{0i}^2)^2} \left(\frac{\partial \omega}{\partial z} z + k v_z \right) \quad (5.6)$$

onde, o sub-índice i indica a i -ésima transição e P_i sua respectiva probabilidade. A variação da frequência de ressonância no espaço para cada nível é dada por:

$$\frac{\partial \omega}{\partial z} = \gamma (g_F m_F - g_{F'} m_{F'}) b \quad (5.7)$$

onde $\gamma = \mu_B/h$, com m_B sendo o magneton de Bohr e h sendo a constante de Planck, b é o gradiente de campo magnético, g o fator giromagnético do estado hiperfino e m a projeção do momento angular total de estado. O sub-índice F esta sendo utilizado para o estado fundamental e F' para o estado excitado.

Através das equações (5.4) e (5.5) chegamos a seguinte expressão para a constante de mola da A.M.O.:

$$\alpha = 16\hbar k \sum_i \Gamma_i P_i \frac{\Omega_{0i} \delta}{(\Gamma_i^2 + 4\delta^2 + 2\Omega_{0i}^2)^2} \gamma (g_F m_F - g_{F'} m_{F'}) b \quad (5.8)$$

Para simplificar os cálculos vamos definir o fator G :

$$G(F, m_F, F', m_{F'}) = g_F m_F - g_{F'} m_{F'} \quad (5.9)$$

e vamos considerar que cada transição entre os sub-níveis Zeeman possui uma intensidade de saturação característica [5.5] e que sua largura de linha (Γ_i) seja igual a largura de linha de sua originária transição hiperfina $\Gamma = 2\pi \times 10\text{MHz}$. Sendo assim a constante de mola do sistema fica sendo dada por:

$$\alpha = 16\hbar k \Gamma \delta \gamma b \sum_i P_i \frac{\Omega_{0i}}{(\Gamma_i^2 + 4\delta^2 + 2\Omega_{0i}^2)^2} G_i \quad (5.10)$$

é usual também se apresentar a constante de mola em termos do parâmetro de saturação:

$$S_i = \frac{I}{2} \frac{\Omega_{0i}^2}{\left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4}\right)} \quad (5.11)$$

o que nos dá:

$$\alpha = 2\hbar k \Gamma \delta \gamma b \sum_i P_i \frac{\Omega_{0i}^2 / 2}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \delta^2\right)^2 (1 + S_i)^2} G_i \quad (5.12)$$

5.3.2 - CÁLCULO DA ENERGIA MÍNIMA

Para um átomo imerso num meio óptico viscoso ou melado óptico, a taxa de variação da energia cinética é dada por [5.2]:

$$\frac{dK_i}{dt} = v_i F_i(v_i) + H_i \quad (5.13)$$

onde $K_i = (m_i v_i^2)/2$, F_i é a i -ésima componente da força viscosa e H_i representa o termo de aquecimento devido a emissão espontânea que pode ser escrito como:

$$H_i = \frac{\Gamma s_i}{2(1 + s_i)} \frac{\langle (P_i)^2 \rangle}{2m} \quad (5.14)$$

onde $\Gamma s_i / 2(1 + s_i)$ é a taxa de espalhamento de fótons, s_i é o parâmetro de saturação para cada transição definido na equação (5.11) e $\langle (P_i)^2 \rangle$ é o momentum transferido ao átomo após a emissão espontânea. Substituindo a equação (5.6) e (5.14) em (5.13) temos que:

$$\frac{dK}{dt} = \frac{2\Gamma\hbar k^2 \delta}{\left(\frac{\Gamma^2}{4} + \delta^2\right)} \sum_i P_i \frac{s_i}{(1+s_i)^2} \frac{2K_{\min}}{m} + \sum_i \frac{3\Gamma s_i (\hbar k)^2}{m} \quad (5.15)$$

No equilíbrio temos que $(dK/dt) = 0$, e portanto a energia mínima do átomo nesta armadilha será dada por:

$$K_{\min} = \frac{3\hbar \left(\delta^2 + \frac{\Gamma^2}{4} \right)}{4|\delta|} \frac{\sum_i s_i}{\sum_i \frac{P_i s_i}{(1+s_i)^2}} \quad (5.16)$$

5.3.3 - CÁLCULO DOS FATORES $G(F, m_F; F', m_{F'})$

O fator giromagnético no caso da aproximação de campo fraco, que é o efeito Zeeman, é dado por [5.6]:

$$g_F = g_J \left[\frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \right] \quad (5.17)$$

onde,

$$g_J = \frac{3J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (5.18)$$

Como já foi mencionado no capítulo III, com nosso aparato experimental, é possível observar-se dois tipos de armadilhas: tipo I, relativa a transição de aprisionamento $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ e tipo II relativa a transição de aprisionamento $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=0)$.

Através das equações (5.17) e (5.18), e considerando as transições de aprisionamento, o fator G que foi definido pela equação (5.9), assume os valores mostrados na tabela 5.1:

TABELA 5.1 - Fator G para as transições de aprisionamento.

		F'=3						
F=2	m _{F'} m _F	3	2	1	0	-1	-2	-3
	2	1	1/3	1/3				
	1		5/6	1/2	1/2			
	0			2/3	0	2/3		
	-1				1/2	1/2	5/6	
	-2					1/3	1/3	1

		F'=0	
F=1	m _{F'} m _F	0	
	1	1/2	
	0	0	
	-1	1/2	

5.3.4 - CÁLCULO DAS PROPABILIDADES DE TRANSIÇÃO

A probabilidade de transição foi calculada através dos valores da força de oscilador de cada transição extraídas da tese de doutorado de P.L. Gould [5.7] e mostradas na tabela 5.2.

A partir da tabela 3 é possível se calcular as probabilidades de transição dipolar elétrica entre os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos $3S_{1/2}$ e $3P_{3/2}$ e os valores obtidos estão na tabela 4.

TABELA 5.2 - Valores da força de oscilador envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos $3S_{1/2}$, $3P_{1/2}$ e $3P_{3/2}$ para o átomo de sódio.

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

TABELA 5.3 - Valores das probalidades de transição por dipólo elétrico envolvendo as transições $3S_{1/2} \text{ (F = 2)} \rightarrow 3P_{3/2} \text{ (F' = 3)}$ e $3S_{1/2} \text{ (F = 1)} \rightarrow 3P_{3/2} \text{ (F' = 0)}$

		F=3						
F=2	$m_{F'}$ m_F	3	2	1	0	-1	-2	-3
	2	1/7	1/21	1/105				
	1		2/21	8/105	1/35			
	0			2/35	3/35	2/35		
	-1				1/35	8/105	2/21	
	-2					1/105	1/21	1/7

		F'=0	
F=1	$m_{F'}$ m_F	0	
	1	1/3	
	0	1/3	
	-1	1/3	

5.3.5 - CÁLCULO DAS FREQUÊNCIAS DE RABI

Através de dados fornecidos por P. Farrell e co-autores [5.5] conseguimos calcular as frequências de Rabi para cada transição envolvendo os subníveis Zeeman dos estados hiperfinos $3S_{1/2}$ e $3P_{3/2}$ do átomo de sódio como uma função da intensidade do feixe. Os valores obtidos estão mostrados na tabela 5.4.

TABELA 5.4 - Quadrado da $[(\text{Mhz})^2]$ Frequência de Rabi para as transições de aprisionamento como função da intensidade do feixe laser, (I dado em unidade de mW/mm^2).

F' = 3								
F = 2	m _{F'} \ m _F	3	2	1	0	-1	-2	-3
	2	778,97	259,53	51,98				
	1		519,38	415,34	155,75			
	0			311,52	467,42	311,52		
	-1				155,75	415,34	519,38	
	-2					51,98	259,53	778,97
	-3							

F' = 0		
F = 1	m _{F'} \ m _F	0
	1	259,53
	0	259,53
	-1	259,53

5.3.6 - EXPRESSÃO DO RAIO COMO FUNÇÃO DO GRADIENTE DE CAMPO E INTENSIDADE DO LASER PARA A ARMADILHA TIPO I.

Observamos no laboratório que a intensidade da nuvem de átomos aprisionados possui uma forte dependência com a dessintonia do laser de aprisionamento. Para a armadilha tipo I a intensidade da nuvem de átomos aprisionados era máxima em aproximadamente 8 MHz. Para sermos sistemáticos em todas as medidas sempre trabalhamos nesta dessintonia e é este valor que será utilizado em nossos cálculos.

Baseados na expressão (5.8) e nas tabelas 5.1, 5.2, 5.3 e 5.4, a expressão da constante de mola para armadilha tipo I é dada por:

$$\alpha = 4.04 * 10^{-16} \text{ lib} \left[\frac{111.28}{(356 + 1557.94I)^2} + \frac{4.12}{(356 + 519.06I)^2} + \frac{41.22}{(356 + 1038.76I)^2} + \frac{0.17}{(356 + 103.96I)^2} + \frac{15.82}{(356 + 830.68I)^2} + \frac{11.87}{(356 + 623.04I)^2} + \frac{2.23}{(356 + 311.5I)^2} \right] \quad (5.19)$$

onde I é dado em mW/mm², i em A, resultando num α em unidades de N/m.

A energia mínima deste sistema para as nossas condições será:

$$K_{\min} = 1.22 * 10^{-26} \left[\frac{0.63}{(1 + 4.48I)^2} + \frac{0.07}{(1 + 1.46I)^2} + \frac{0.28}{(1 + 2.92I)^2} + \frac{2.76 * 10^{-3}}{(1 + 0.29I)^2} + \frac{0.18}{(1 + 2.33I)^2} + \frac{0.1}{(1 + 1.75I)^2} + \frac{0.025}{(1 + 0.88I)^2} \right] \quad (5.20)$$

Utilizando os mesmos argumentos do cálculo para o sistema de dois níveis o raio da nuvem de átomos aprisionados é dado por:

$$r = \sqrt{\frac{2 K_{\min}}{\alpha}} \quad (5.21)$$

Desta forma, substituindo-se as expressões dadas em (5.19) e (5.20) na equação (5.21) podemos graficar o comportamento do raio da nuvem de átomos aprisionados como função da intensidade do laser de aprisionamento e do gradiente de campo magnético e comparamos com nossos resultado experimentais.

5.3.7 - EXPRESSÃO DO RAO COMO FUNÇÃO DO GRADIENTE DE CAMPO E INTENSIDADE DO LASER PARA A ARMADILHA TIPO II.

No caso da armadilha tipo II a dessintonia utilizada é 10 MHz, que está de acordo com nossas observações experimentais. Procedendo-se da mesma forma que na seção 5.3.6 temos que a para a armadilha tipo II é dado por:

$$\alpha = 2.18 * 10^{-14} \frac{bI}{(500 + 519.06I)^2} \quad (5.22)$$

e

$$K_{\min} = 4.42 * 10^{-27} (1 + 1.04I)^2 \quad (5.23)$$

E sendo assim, conseguimos, então, obter uma curva teórica para o comportamento do raio da nuvem de átomos aprisionados na armadilha tipo II como função da intensidade do laser e do gradiente de campo magnético.

5.4 - RESULTADOS

As medidas do raio da nuvem foram feitas através de uma luneta colocada em uma das janelas de observação da célula. O gradiente de campo era controlado pela corrente no quadrupolo magnético e a intensidade dos feixes variada através de filtros calibrados, como já descrevemos em seções anteriores. Os resultados experimentais obtidos e as curvas teóricas utilizando os modelos de dois níveis e o modelo onde levamos em conta os sub-níveis Zeeman estão nas figuras de 5.5 a 5.8.

5.4.1 - RAIOS DA NUVEM COMO FUNÇÃO DO GRADIENTE DE CAMPO MAGNÉTICO

Nas figuras de 5.5 e 5.6 temos os resultados experimentais e as curvas teóricas para as duas nuvens observadas.

A curva cheia se refere ao modelo onde toda a estrutura de sub-níveis Zeeman é levada em conta. A curva pontilhada se refere ao modelo de dois níveis.

O comportamento do raio como função do gradiente de campo magnético é bem semelhante ao proposto pelo nosso modelo. Quanto maior o gradiente de campo, maior a força de confinamento resultando num volume menor de átomos aprisionados.

Observamos que tanto para a armadilha tipo I quanto para a armadilha tipo II o fato de se considerar dois níveis ou toda a estrutura Zeeman pouco afeta o resultado final. Isto acontece porque em ambos modelos a dependência com a corrente se apresenta da mesma forma. O modelo que leva em conta a estrutura de níveis Zeeman acrescenta uma correção mas as transições mais prováveis são as mesmas que são propostas no modelo de dois níveis.

O intervalo de gradiente de campo magnético utilizado é definido pela própria armadilha. Conforme o gradiente de campo é diminuído o raio cresce até a nuvem estourar. Quando aumentamos o gradiente, a nuvem vai diminuindo seu raio até implodir.

Figura 5.5 - Comportamento do raio da nuvem tipo I como função do gradiente de campo magnético. A curva cheia é obtida através do modelo dos sub-níveis Zeeman e a pontilhada se refere ao modelo de dois níveis. A temperatura da célula era $T=50^{\circ}\text{C}$, o gradiente de campo magnético $\partial B/\partial x=\partial B/\partial y=10\text{G/cm}$ e a potência dos feixes $P=35\text{mW}$.

Figura 5. 6 - Comportamento do raio da nuvem tipo II como função do gradiente de campo magnético. A curva cheia é obtida através do modelo dos sub-níveis Zeeman e a pontilhada se refere ao modelo de dois níveis. A temperatura da célula era $T=50^{\circ}\text{C}$, o gradiente de campo magnético $\partial B/\partial x=\partial B/\partial y=10\text{G/cm}$ e a potência dos feixes $P=35\text{mW}$.

5.4.2 - RAIOS DA NUVEM COMO FUNÇÃO DA INTENSIDADE DO LASER

Nas figuras de 5.7 e 5.8 temos os resultados experimentais e as curvas teóricas para as duas nuvens observadas, onde adotamos a mesma simbologia que no caso anterior.

Neste caso observamos que existe uma diferença considerável quando se considera dois níveis ou toda a estrutura Zeemann. Isto ocorre porque as probabilidades de transição são dependentes da intensidade e acabam por produzir diferentes contribuições na energia mínima e na constante de mola a cada intensidade. Estas correções são significativas neste caso pois para baixas intensidades, que é a região onde nosso modelo é definido, o modelo dos subníveis Zeemann descreve muito melhor a realidade físico do que o modelo de dois níveis. No modelo de dois níveis jogamos fora transições importantes que estão presentes no processo de aprisionamento que contribuem de maneira diferente conforme a intensidade é variado.

Este problema não é muito perceptível quando se varia o gradiente de campo magnético, pois fixada uma intensidade, as demais transições participantes do processo dão uma determinada contribuição que é constante para todo o intervalo de variação de corrente.

Para o regime de altas intensidades nosso modelo não consegue prever o comportamento do raio, mas podemos dar uma explicação qualitativa de comportamento. Ao aumentarmos a intensidade o raio da nuvem diminui, o número de átomos aprisionados aumenta e isto gera uma alta densidade de átomos aprisionados. Este comportamento pode ser visto nas figuras 4.22, 4.23 e 4.24. Neste ponto de mínimo do raio, a densidade chega a 10^{11} átomos/cm³. Neste regime a “força de confinamento da radiação” se torna significativa e a nuvem começa a se expandir.

Figura 5.7 - Comportamento do raio da nuvem tipo I como função da intensidade do laser de aprisionamento. A curva cheia é obtida através do modelo dos sub-níveis Zeeman e a pontilhada se refere ao modelo de dois níveis. A temperatura da célula era $T=50^{\circ}\text{C}$, o gradiente de campo magnético $\partial B/\partial x = \partial B/\partial y = 10\text{G/cm}$ e a potência dos feixes $P=35\text{mW}$.

Figura 5.8 - Comportamento do raio da nuvem tipo II como função da intensidade do laser de aprisionamento. A curva cheia é obtida através do modelo dos sub-níveis Zeeman e a pontilhada se refere ao modelo de dois níveis. A temperatura da célula era $T=50^{\circ}\text{C}$, o gradiente de campo magnético $\partial B/\partial x = \partial B/\partial y = 10\text{G/cm}$ e a potência dos feixes $P=35\text{mW}$.

REFERÊNCIAS DO CAP. V

- 5.1 - V.S. Bagnato and S. Zílio, Revista Brasileira de Física, **19**, 127 (1989).
- 5.2 - C. Cohen-Tannoudji, Lectures at Helsinki Semmer School, Finland, 1986 - unpublished.
- 5.3 - A.M. Steane, M. Chowdhury and Foot, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 2142 (1992)
- 5.4 - K. Lindquist, M. Stephens and C. Wieman, Phys Rev. A **46**, 4082 (1992)
- 5.5 - P. M. Farrel, W. R. MacGillivray and M. C. Standage, Phys. Rev. A **37**, 4240 (1988).
- 5.6 - A. Corney, Atomic and Lazer Spectaroscopy. Clarendon Press-Oxford, 1977.
- 5.7 - P.L. Gould, Ph.D. Thesis, M.I.T. 1986, não publicada.

CAPÍTULO VI

CONCLUSÕES

Podemos destacar três pontos principais deste trabalho:

- (i) a observação das nuvens de átomos aprisionados a partir do vapor de uma célula, o que reflete nossa maturidade nesta técnica de manipulação de átomos neutros [6.1], [6.2], [6.3] e [6.4].
- (ii) a caracterização do comportamento da armadilha mediante a variação de seus parâmetros, que é de fundamental importância para que se consiga otimizar o sistema e entender a fundo seu funcionamento.
- (iii) o desenvolvimento de modelos teóricos simples que traduzem de maneira bastante eficiente a realidade física do processo de aprisionamento.

Em relação somente ao trabalho de caracterização podemos ressaltar alguns resultados interessantes, tais como: os efeitos do gás residual no processo de aprisionamento, a existência de dois regimes de operação da armadilha e a importância da teoria Doppler no entendimento da física deste tipo de armadilha. A seguir falaremos um pouco sobre cada um destes três tópicos que julgamos de maior relevância.

Observamos que o comportamento do número de átomos aprisionados, da taxa de carga e do tempo de carga possuem dependências exponenciais com a temperatura que não são previstas pelos modelos teóricos usualmente utilizados [6.5], [6.6]. Este

comportamento é explicado quando introduzimos os efeitos das colisões entre átomos do gás residual da célula e os átomos aprisionados. Com a introdução desta correção a concordância entre teoria e experimento passa a ser bastante satisfatória.

Outro ponto interessante que citamos é a existência de dois regimes de operação da armadilha. Observamos que ao aumentarmos a temperatura da célula o número de átomos aprisionados cresce rapidamente enquanto o volume da nuvem praticamente não sofre alterações. Este comportamento se verifica até aproximadamente uma densidade de átomos aprisionados da ordem de 10^9 átomos/cm³. Depois deste ponto, o que se observa é que embora o número de átomos aprisionados continue a aumentar o volume passa também por um acentuado processo de expansão. Entretanto neste regime a densidade de átomos aprisionados tende a permanecer constante. Em outras palavras, durante um processo de aquecimento da célula temos um regime onde o número de átomos aprisionados cresce a volume constante, e temos um segundo regime onde o número de átomos aprisionados cresce a densidade constante. Estes fatos observados demonstram a existência de uma densidade limite, que é resultante de uma força repulsiva entre os átomos aprisionados que aparece de forma significativa no regime de altas densidades. A primeira observação desta força, denominada "força de confinamento da radiação", foi feita por C. Wieman [6.7] quando estudava a formação de diferentes estruturas espaciais em armadilhas magneto-ópticas.

Finalmente, o último ponto que gostaríamos de enfatizar é a aplicabilidade da teoria Doppler para nosso sistema. O modelo de dois níveis, que é amplamente difundido para o entendimento das forças que atuam neste tipo de armadilha, pode ser considerado eficiente no propósito de fornecer tendências do sistema e a ordem de grandeza de certos efeitos. Entretanto, correções mais finas podem ser necessárias quando outros níveis da estrutura Zeemann contribuem no aprisionamento. Como já dissemos no capítulo V, para baixas intensidades, o modelo Doppler levando em conta todos os subníveis Zeemann descreve bem o comportamento experimental. Entretanto para altas intensidades a "força de confinamento da radiação", que não foi levado em

conta em nosso modelo, começa a ser significativa e a teoria passa a não ser eficiente o bastante para prever o comportamento experimental.

Para o comportamento do raio como função do gradiente de campo magnético e da intensidade do laser de aprisionamento propusemos utilizar a teoria Doppler para conhecermos a energia cinética mínima e a constante de mola.

Estes cálculos foram feitos de duas formas:

- considerando o sistema como dois níveis puro.
- considerando como se fosse a combinação de todos os sistemas de dois níveis possíveis dentro de toda a estrutura de subníveis Zeemann.

Observamos que tanto para a armadilha tipo II a concórdância entre teoria e experimento para o comportamento com o gradiente de campo magnético é muito boa. Realmente, quando aumentamos o gradiente de campo magnético promovemos um confinamento maior dos átomos e conseqüentemente uma diminuição no raio da nuvem de átomos aprisionados. Já as previsões feitas para o comportamento com a intensidade não casam muito bem com os resultados experimentais.

REFERÊNCIAS DO CAP. VI

- 6.1 - L. G. Marcassa, D. Milori, M. Oriá, G. I. Surdutovich, S. C. Zilio and V. S. Bagnato; Brazilian Journal of Physics, vol. 22, nº 1, march 1992.
- 6.2 - I. Guedes, M. T. de Araújo, D.M.B.P. Milori, G.I. Surdutovich, S.C.Zilio and V. S. Bagnato; Journal of Optical Society of America B, vol. 11, nº 10, p. 1935, october 1994.
- 6.3 - Vanderlei Salvador Bagnato, Maria Tereza de Araújo, Ilde Guedes, Débora M. B. P. Milori e Sérgio Carlos Zilio; artigo convidado na revista Ciência Hoje, vol. 17, nº 101, p. 41, julho 1994.
- 6.4 - M. T. de Araújo, R. J. Horowicz, D. Milori, A. M. Tuboy, R. Kaiser, S. C. Zilio, V. S. Bagnato; aceito para ser publicado no Opt. Commun.
- 6.5 - C. Monroe, W. Swann, H. Robinson and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990)
- 6.6 - A. M. Steane, M. Chowdhury and C. Foot, Opt. Soc. Am B **9**, 2142 (1992).
- 6.7 - K. Lindquist, M. Stephens and C. Wiemen, Phys. Rev. A **46**, 4082 (1992).