Variação da Temperatura Cinética em Átomos Aprisionados Bombeados por Campos Externos

Emanuel Alves de Lima Henn

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos, da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Mestre em Ciências: Física Básica.

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

São Carlos – 2004

USP/IFSC/SBI

8-2-001584

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Henn, Emanuel Alves de Lima

"Variação da Temperatura Cinética em átomos aprisionados bombeados por campos externos"
Emanuel Alves de Lima Henn – São Carlos, 2004

Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, 2004 - Páginas: 73

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

1. Átomos ultrafrios. 2. Armadilhas Magnéticas.

I. Título

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO
Instituto de Física de São Carlos

Av. Trabalhador São-carlense, 400
Caixa Postal 369
13560-970 - São Carlos - SP - Brasil

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE EMANUEL ALVES DE LIMA HENN APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 10-03-2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa (Orientador e Presidente) -IFSC/USP

Sandra S. Vianna

Profa. Dra. Sandra Sampaio Vianna – UFPe

Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano – IFSC/USP

Aos meus pais Aquilles e Norma e aos meus irmãos Guilherme e Gustavo, por seu amor e presença constante na minha vida e no meu pensamento.

UFRGS SERVIÇO DE BIBLIOTECA

Agradecimentos

À Deus, por sua presença constante em minha vida.

Ao prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa pela orientação, não apenas na realização deste trabalho, mas em todos os aspectos relacionados à minha vida acadêmica (e mesmo em alguns fora dela) e ao prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato pela co-orientação, parceria constante dentro do laboratório e frutíferas sugestões e discussões. Tenho-os como um forte exemplo de pessoas e cientistas.

À Kilvia e ao Sérgio, pela paciência em me ensinar em detalhes a rotina do laboratório (muitas vezes por mais de uma vez), pela confiança ao me incluírem como parte desta rotina, pelas incontáveis horas de trabalho e convivência ao longo desses dois anos, nas quais aprendi e me diverti imensamente. São meus grandes exemplos de dedicação e perseverança na busca de um objetivo.

A todo o pessoal do laboratório com quem convivo ou convivi diariamente e que passei a ter como amigos: Stella, Daniel, Anderson, Marília, Valter, Gustavo, Márcio, Reginaldo, Dulce, Aida e Mônica.

A Vivian por seu amor, carinho e compreensão, especialmente na fase final deste trabalho.

A todos os amigos, de perto e de longe, por seu carinho, torcida e apoio incondicional em todos os momentos.

Ao Lucas Bleicher por ter dividido comigo esses últimos 6 meses em São Carlos bem como pelas dicas para o desenvolvimento das simulações e ao sr. Armando Tolentino, por ter sido um pai para mim aqui em São Carlos, especialmente nos primeiros meses.

Às minhas "mães" Ágatha, Alda e Margarida, por me acolherem em suas casas sempre que precisei de um carinho de mãe e não podia ter a minha por perto.

A todo o corpo técnico do Grupo de Óptica: Evaldo, Isabel, Benê, João Marcelo e Caon por toda a ajuda fornecida e pela amizade desenvolvida e ao corpo técnico do IFSC por toda a eficiência e presteza em tudo o quê precisei ao longo desses dois anos.

Finalmente, aos meus pais e irmãos por tudo o quê fazem e fizeram por mim até hoje. Sua luta, sua torcida, seu amor e sua dedicação são os principais ingredientes que me trouxeram até aqui e me fizeram perseverar mesmo nos momentos mais difíceis.

Sumário

Dedicatória i

Agradecimentos ii

Lista de Figuras v

Lista de Tabelas viii

Resumo ix

Abstract x

1 Introdução 1

2 Aprisionamento Magnético de Átomos Neutros 6
2.1 Introdução 7
2.2 Princípio de funcionamento das armadilhas magnéticas 9
2.3 A armadilha de quadrupolo 11
2.4 O átomo de Sódio 13

3 Sistema Experimental 16
3.1 Interação da luz com os átomos 18
3.2 Desaceleração de um feixe atômico através de ajuste Zeeman 19
3.3 Armadilha Magneto-Óptica (MOT) 21
3.4 Aprisionamento magnético 26
3.5 Técnica do Tempo de Vôo 27

4 Bombeamento Magnético de Átomos Aprisionados 31
4.1 Montagem experimental 31
4.2 Resultados 34

5 Discussão dos Resultados e Simulações Numéricas 40
5.1 Modelo para o resfriamento de uma amostra atômica por excitação seletiva 40
5.2 Simulações Numéricas 53

6 Conclusões 58

Referências Bibliográficas 62

Lista de Figuras

FIGURA 1: Vistas lateral e frontal de uma armadilha de Ioffe (à esquerda e centro) e armadilha de QUIC (à direita). 7

FIGURA 2: Diagrama esquemático da configuração de bobinas usadas na armadilha de quadrupolo e as linhas de campo magnético resultantes. 12

FIGURA 3: Equipotenciais de uma armadilha de quadrupolo. Ref. [22] 13

FIGURA 4: Deslocamento energético dos subníveis Zeeman dos estados hiperfinos do estado fundamental do átomo de Sódio. 14

FIGURA 5: Visão geral esquemática do sistema experimental, mostrando o forno de Sódio, o estágio de desaceleração, a célula onde se dá o aprisionamento magneto-óptico e o aprisionamento magnético e o sistema de vácuo. 17

FIGURA 6: Detalhe da célula de aprisionamento, mostrando a disposição das bobinas que geram os campos de MOT e da armadilha magnética. O desacelerador está à direita dessa figura. 18

FIGURA 7: Laser desacelerador contrapropagante a um feixe atômico. 20

FIGURA 8: Perfil aproximado do campo magnético desaceclerados e da bobina extratora em sua extremidade final. 21

FIGURA 9: Esquema unidimensional de uma armadilha magneto-óptica, mostrando os níveis atômicos e seu deslocamento Zeeman devido ao campo magnético, os feixes de laser contrapropagantes e suas polarizações, bem como a dessintonia desses em relação à transição atômica. 22

FIGURA 10: Esquema tridimensional de um MOT, mostrando os três feixes contrapropagantes com polarizações circulares e opostas e as correntes que geram o campo magnético. 24

FIGURA 11: Esquema de níveis do átomo de Sódio, mostrando as freqüências dos lasers de aprisionamento e rebombeio. 24

FIGURA 12: Seqüência de imagens mostrando a expansão da nuvem atômica para diversos tempos de vôo. 28

FIGURA 13: Perfil de densidade atômica de uma imagem de expansão livre de átomos de Sódio e seu ajuste gaussiano. 29

FIGURA 14: Ajuste linear entre o raio quadrático médio medido por tempo de vôo e o tempo de vôo quadrado. 29

FIGURA 15: Esquema da posição da bobina extra que gera o campo oscilante em relação às bobinas de aprisionamento e à armadilha. 32

FIGURA 16: Esquema da montagem experimental usada, mostrando os elementos usados na geração do campo magnético oscilante. O "MOSFET" é o diodo de condutividade variável que efetivamente modula a corrente, monitorada no SHUNT. O controle do MOSFET é feito externamente por um sinal de tensão. 33

FIGURA 17: Seqüência temporal do experimento. 33

FIGURA 18: Resultados da medida de tempo de vôo para átomos aprisionados a 50 Gauss/cm. 34

FIGURA 19: Resultados da medida de tempo de vôo para átomos aprisionados a 100 Gauss/cm 35

FIGURA 20: Resultados publicados em [12] mostrando comportamento semelhante ao observado em nossos experimentos para temperaturas iniciais de (a) 1.3 mK e (b) 360 μK. A temperatura é indicada por círculos escuros e o número de átomos por círculos claros. 37

FIGURA 21: Mesmo gráfico da Fig. 19, mostrando agora também o número de átomos remanescentes na armadilha como função da freqüência. 38

FIGURA 22: Potencial de quadrupolo unidimensional. A posição x_0 corresponde à máxima amplitude de oscilação de uma partícula nesse potencial. 41

FIGURA 23: Distribuições de velocidade de uma nuvem atômica de onde foram retirados átomos de um certo intervalo Δv. A distribuição (a) gera uma velocidade quadrática média maior que a distribuição (b). 44

FIGURA 24: Variação da temperatura cinética de uma amostra atômica como função da freqüência de oscilação externa para duas temperaturas iniciais diferentes. 49

FIGURA 25: As linhas cheias representam o cálculo da freqüência onde ocorre o mínimo de temperatura em função da temperatura inicial de amostras de Sódio e Rubídio (veja legenda). Os pontos são das medidas experimentais mostradas no cap. 4. 50

FIGURA 26: Número de átomos remanescentes na armadilha e temperatura destes como função da freqüência de oscilação externa. (a) 50 Gauss/cm e (b) 100 Gauss/cm. 56

FIGURA 27: Distribuições finais de posição (a) e velocidade (b) dos átomos na armadilha. Note que o ajuste gaussiano à distribuição de posição não é muito bom. 57

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Lista de Tabelas

Tabela 1: Freqüências medidas e calculadas de ocorrência da mínima temperatura cinética de diversas amostras. 52

Tabela 2: Freqüências medidas e calculadas de ocorrência do máximo de temperatura cinética de diversas amostras. 52

Resumo

Neste trabalho apresentamos o estudo da variação da temperatura cinética de átomos aprisionados magneticamente bombeados por campos eletromagnéticos externos. Aprisionamos átomos de Sódio em uma armadilha magnética de quadrupolo e submetemos esses átomos a um campo magnético externo oscilante. Medimos a temperatura e o número dos átomos remanescentes na armadilha a partir de imagens de tempo de vôo. O processo de medida consiste em desligar a armadilha, deixando a nuvem atômica expandir balisticamente e então fazer uma imagem da fluorescência desses átomos gerada por um pulso de luz próximo da ressonância atômica. Do tamanho da nuvem e do número de *fótons* capturados podemos obter a temperatura e o número de átomos da amostra. Observamos um significativo resfriamento para algumas freqüências de oscilação do campo externo e posterior aquecimento para freqüências um pouco maiores. Observamos ainda simultaneamente ao resfriamento uma grande perda de átomos da armadilha. Por fim, apresentamos algumas simulações numéricas que reproduzem o fenômeno observado, bem como um modelo que explica os experimentos baseado em excitação seletiva dos átomos confinados pelo campo magnético externo.

Abstract

In this work we present a study of the shift of the kinetic temperature of magneticaly trapped atoms, excited by external electromagnetic fields. We trapped Sodium atoms in a quadrupole magnetic trap and applied an oscilating magnetic field to these atoms. We mesured the temperature and the number of the remaining atoms from time of flight images. The measure is done turning off the trap, leaving the cloud of atoms in a ballistic expansion and making an image of the fluorescence of these atoms after the shot of a near ressonant light. From the size of the cloud and the number of photons captured we can measure the temperature and number of atoms in the sample. We observed cooling of the atoms for some frequencies of the external field and heating for frequencies a bit larger. We observed that a high number of atoms were lost from the trap simultaneously with the cooling. Finally, we present numerical simulations that reproduce the observed phenomena and a model that explains the experiments' results based on selective excitation of the trapped atoms by the external field.

Capítulo 1

Introdução

A idéia de que toda a matéria é constituída por unidades fundamentais, extremamente pequenas e indivisíveis, remonta à Grécia antiga. Desde então, mesmo com mudanças significativas nos conceitos sobre essas unidades fundamentais, o estudo dos constituintes da matéria e a compreensão de seu comportamento quando isolados ou em conexão com seus pares sempre despertou grande interesse no meio científico.

No século passado, esses estudos tiveram grande impulso. Dentre as principais razões para esse significativo crescimento no entendimento da estrutura da matéria e de suas interações, estão o desenvolvimento da mecânica quântica, que propiciou a geração do atual modelo atômico, e da capacidade de controle dos átomos através de campos eletromagnéticos, especialmente com o aparecimento do laser.

Nesse último aspecto em especial, o desenvolvimento e aprimoramento das técnicas de controle mecânico sobre os átomos permitiu a geração de amostras de átomos com energias consideravelmente mais baixas que as energias de amostras térmicas, os chamados átomos frios e ultrafrios. O posterior desenvolvimento de técnicas de confinamento espacial desses átomos revelou uma variedade imensa de possibilidades de estudo desses, tanto como unidades isoladas, quanto como unidades interagentes. Os avanços resultantes desses estudos, sobretudo ao longo dos

últimos 10 anos, são impressionantes e resultaram no agraciamento de seis cientistas com o Prêmio Nobel de Física em duas oportunidades diferentes em apenas 4 anos: S. Chu, C. Cohen-Tannoudji e W. D. Phillips em 1997 [1-3] pelo pioneirismo em resfriamento e aprisionamento de átomos com lasers e E. Cornell, W. Ketterle e C. Wieman em 2001 [4,5] pela obtenção da Condensação de Bose-Einstein em amostras gasosas de átomos alcalinos.

A grande importância do armazenamento de átomos em regimes de baixas temperaturas, da ordem de mili, micro e mesmo submicroKelvins, reside exatamente no efeito dessas baixas energias nos fenômenos sob investigação. Efeitos como o de deslocamento Doppler praticamente somem nesses regimes, permitindo, por exemplo, o desenvolvimento de técnicas espectroscópicas de altíssima resolução. Alie a isso o fato de que as densidades alcançadas em armadilhas, tipicamente da ordem de 10^{12} átomos/cm^3, caracterizam gases formados por átomos praticamente não-interagentes entre si, e então teremos espectroscopia de alta resolução de átomos isolados.

No entanto, não apenas a espectroscopia de átomos isolados teve grande impulso. O aprisionamento de átomos proporcionou o estudo de colisões atômicas em regimes de baixas temperaturas, linha de pesquisa desenvolvida no grupo de São Carlos há vários anos. A formação de dímeros homonucleares e, recentemente, heteronucleares [6], as chamadas moléculas frias, permite o estudo dos potenciais atômicos de interação tanto de curto como de longo alcance, bem como o estudo do espectro vibracional dessas moléculas.

Entretanto, não só de espectroscopia vivem os físicos atômicos de baixas temperaturas. O "Santo Graal" do fim do século passado foi a observação experimental da Condensação de Bose-Einstein [7-9], uma manifestação

macroscópica da natureza quântica da matéria e que só pode ser observada em gases em regimes de baixíssimas temperaturas. Nessas condições, os comprimentos de onda de de Broglie dos pacotes atômicos tornam-se macroscópicos e passam a sobrepor-se, dando origem não só ao condensado mas a diversos outros fenômenos interessantes.

O grupo de São Carlos tem uma linha de pesquisa onde o foco é a produção experimental do condensado de Bose-Einstein e o estudo de fenômenos de física fundamental tanto em átomos condensados quanto nos átomos ultrafrios produzidos no caminho que leva à condensação. A medida de quantidades termodinâmicas desses sistemas e a possível obtenção de "equações de estado" para gases ultrafrios e condensados, bem como o acompanhamento da evolução dessas quantidades nas vizinhanças da transição são alguns dos pontos de principal interesse. Uma outra linha na qual há um grande interesse no grupo é no estudo e uso da coerência dos átomos condensados, como na observação de modos coerentes de oscilação [10] de um condensado entre o estado fundamental e um estado excitado, bem como na possível transferência desses modos coerentes dos átomos para luz não coerente.

A única forma de causar alteração no condensado ou em átomos muito frios é através de excitação externa, assim o entendimento da interação dos átomos nesses regimes com campos eletromagnéticos é de grande importância nesses estudos e é nesse contexto que este trabalho insere-se. Estudamos aqui a interação de um gás de sódio diluído, armazenado em uma armadilha magnética de quadrupolo e submetido a um campo magnético oscilante. Entre outros fenômenos, temos a intenção de observar efeitos de não-linearidade decorrentes da anarmonicidade do potencial de quadrupolo que armazena os átomos. Esse tipo de estudo já havia sido realizado com resultados semelhantes aos nossos em uma armadilha completamente óptica por Poli

et al. [11] através de excitação paramétrica dos átomos aprisionados pela modulação da intensidade do feixe de laser de aprisionamento. Recentemente, durante a fase final de realização deste trabalho, Kumakura *et al.* [12] publicaram resultados semelhantes, desta vez com átomos aprisionados magneticamente em uma armadilha do tipo *cloverleaf* sujeitos a um campo magnético oscilante externo. Seus resultados são muito parecidos com os nossos, mas nossa explicação para os resultados, embasada inclusive por expressões analíticas para alguns parâmetros importantes do experimento, diverge em alguns pontos das explicações dadas por eles, baseadas unicamente em simulações numéricas.

Assim, organizamos este trabalho de forma que os dois capítulos seguintes contêm uma revisão geral das armadilhas magnéticas: classificação, princípio de funcionamento e principais características, com foco especial na armadilha de quadrupolo, que é a armadilha usada no nosso sistema experimental. Apresentamos ainda uma descrição do sistema experimental para o bombeamento externo dos átomos de Sódio bem como o método de diagnóstico da temperatura desses átomos, a chamada técnica do Tempo de Vôo.

No capítulo 4 mostramos como o experimento de bombeamento magnético dos átomos foi realizado e os interessantes e a princípio díspares resultados obtidos desse bombeamento, com um aparente resfriamento das amostras atômicas para determinadas freqüências de oscilação do campo magnético, concomitantes com uma aparente expulsão dos átomos da armadilha para freqüências semelhantes, que poderia ser ligada a um aquecimento e não a um resfriamento desses átomos.

No capítulo 5 talvez esteja a maior contribuição deste trabalho, onde apresentamos um modelo bem como simulações numéricas que explicam e reproduzem o comportamento observado em bom grau, mostrando que os resultados

aparentemente contraditórios encontrados são compatíveis e explicitam uma importante característica do potencial de quadrupolo: a dependência da oscilação dos átomos na armadilha com o tamanho da órbita na qual eles oscilam, fruto da anarmonicidade do potencial confinante. Fechamos esta dissertação no capítulo 6, onde apresentamos as conclusões deste trabalho e propostas de novos experimentos nessa mesma linha, tanto para gases ultrafrios no regime clássico como para gases no regime quântico degenerado.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

Capítulo 2

Aprisionamento Magnético de Átomos Neutros

Neste capítulo, trataremos os principais aspectos relacionados às armadilhas magnéticas e ao aprisionamento magnético de átomos neutros. Iniciaremos nossa discussão com um breve histórico do desenvolvimento das armadilhas magnéticas e de seus usos iniciais, primeiramente em plasmas e a seguir em nêutrons, chegando então à sua utilização para o aprisionamento de átomos neutros e os principais avanços que daí advieram.

Em seguida, trataremos as armadilhas magnéticas de uma maneira geral: seu princípio de funcionamento, os requisitos necessários para aprisionar partículas, suas vantagens e limitações experimentais para as mais diversas aplicações, entre outros aspectos relevantes.

Nas seções subseqüentes, abordaremos mais especificamente a armadilha de quadrupolo em suas características principais e também detalharemos a estrutura de níveis do átomo de Sódio, objeto do estudo desta dissertação, e seu comportamento em uma armadilha quadrupolar, que é o tipo de armadilha usada em nosso sistema experimental. É importante ressaltar que as características específicas do nosso sistema serão detalhadas em capítulo posterior, de forma que nos restringiremos, neste capítulo, aos aspectos comuns a todas as armadilhas de quadrupolo.

2.1 - Introdução

As primeiras propostas de aprisionamento magnético de nêutrons e átomos neutros remontam à década de 60 [13,14], quando esse tipo de procedimento já era aplicado com sucesso no aprisionamento e estudo de íons em plasmas e na manipulação de nêutrons [14]. Dessa forma, as primeiras configurações propostas nesse sentido baseavam-se nas configurações desenvolvidas previamente para o aprisionamento de íons, como as armadilhas toroidais, predominantes no estudo de plasmas, e posteriormente de nêutrons, mas que tiveram pouco sucesso para átomos neutros. A armadilha de Ioffe é um bom exemplo de configuração usada para o confinamento de plasmas [15,16] e que depois foi proposta [17] e usada com sucesso no aprisionamento de átomos frios [18]. Uma variação da armadilha de Ioffe, proposta por Hänsch [19], denominada QUIC (configuração de quadrupolo e Ioffe) foi usada para observação de condensação de Bose-Einstein e é o tipo de armadilha usada em nosso sistema de condensação.

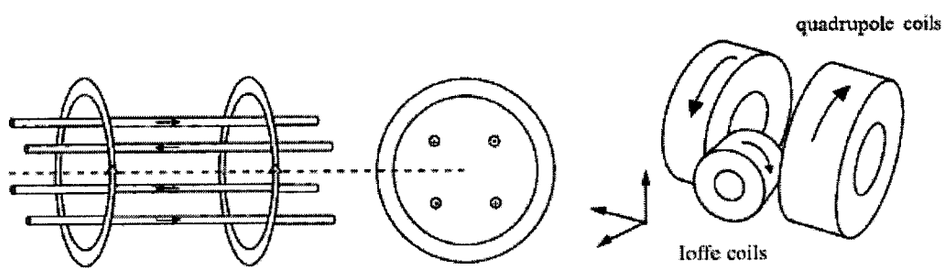


FIGURA 1: Vistas lateral e frontal de uma armadilha de Ioffe (à esquerda e centro) e armadilha de QUIC (à direita).

No entanto, apesar de consideráveis avanços na teoria de aprisionamento magnético [20], do sucesso no aprisionamento, por Paul e colaboradores [21], de nêutrons frios em 1978 e de diversas tentativas de aprisionamento de átomos neutros durante os anos subseqüentes, apenas em 1985 Phillips *et al.* [22] realizaram a primeira observação de átomos neutros magneticamente aprisionados, utilizando uma armadilha de quadrupolo, que consiste em duas bobinas em configuração anti-Helmholtz.

É interessante notar que essa configuração foi rejeitada logo nos primeiros estágios dos estudos em plasmas, devido às perdas resultantes do anulamento do campo no centro da armadilha. Essas perdas também estão presentes durante o aprisionamento de átomos frios, mas em taxas aceitáveis, especialmente em regimes longe da condensação, onde as taxas de colisão, os efeitos de muitos corpos e o tempo que os átomos gastam próximos ao centro da armadilha são pequenos.

A diferença entre configurações bem sucedidas para o aprisionamento de íons, nêutrons e átomos neutros reside na diferença de uso e foco de estudo dessas três espécies. Enquanto para plasmas, o confinamento visava gerar altas temperaturas e densidades para estudos de fusão nuclear e para nêutrons objetiva-se observar o armazenamento e seu tempo de decaimento, para átomos neutros os objetivos são bem diferentes e diversificados. Além do interesse na estabilidade e na dinâmica intrínseca da armadilha, havia interesse no estudo de decaimento de espécies com longos estados metaestáveis, em colisões de átomos neutros em baixas velocidades relativas, na observação de efeitos quânticos coletivos, tais como a condensação de Bose-Einstein, que requer temperaturas bastante baixas (da ordem de nanoKelvin) e altas densidades, bem como em espectroscopia de alta resolução. Em especial nessa última aplicação, as armadilhas magnéticas proporcionaram a capacidade de gerar o

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

átomo ideal para a espectroscopia: isolado, praticamente parado, e livre de interação com radiação eletromagnética, pronto para interagir com campos eletromagnéticos de prova. Assim, nas próximas seções, explicaremos o funcionamento de uma armadilha magnética, bem como várias de suas características intrínsecas.

2.2 - Princípio de funcionamento das armadilhas magnéticas

O confinamento de átomos neutros depende essencialmente da interação entre um campo eletromagnético não-homogêneo e um momento de multipolo atômico. Apesar do teorema de Earnshaw proibir o aprisionamento estável de uma partícula carregada por um campo eletrostático (e analogamente de um monopolo magnético por um campo magnético estático), dipolos podem ser aprisionados em mínimos locais de campo (máximos locais são proibidos [23]). Entretanto, átomos neutros não-perturbados não têm momento dipolo elétrico, mas muitos apresentam momento de dipolo magnético em seu estado fundamental, permitindo, dessa forma, seu confinamento magnético. O potencial de interação de um dipolo magnético $\vec{\mu}$ com um campo magnético $\vec{B}$ é dado por:

$$V = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \tag{1}$$

Esse potencial origina uma força dada por:

$$\begin{aligned} F &= -\nabla V \therefore \\ F &= \mu_f \cdot \nabla B \end{aligned} \tag{2}$$

onde μ_f é a projeção do momento de dipolo do átomo na direção do campo. Veremos mais adiante, ao explicitarmos a expressão para $\vec{\mu}$, que dependendo do estado eletrônico do átomo, seu momento de dipolo pode alinhar-se paralelamente ou anti-paralelamente ao campo magnético, dando origem a estados que são atraídos (aprisionáveis) ou repelidos (não-aprisionáveis) do mínimo de campo. Infelizmente, como veremos, os estados aprisionáveis têm a desvantagem de não serem os estados de mais baixa energia, de forma que há uma pequena taxa de decaimento espontâneo desse estados metaestáveis ($\sim 10^{-10}$ s^{-1}) para estados de mais baixa energia e que não são magneticamente aprisionáveis.

Entretanto, há outros processos de perda relacionados às armadilhas magnéticas mais importantes que o gerado por esse decaimento. Se observarmos com mais cuidado a expressão (1), considerarmos o valor típico do momento magnético de um átomo, em torno do valor do magnéton de Bohr, $\mu \sim \mu_B$, e a magnitude do campo magnético nas extremidades de uma armadilha em torno de algumas centenas de Gauss, veremos que as armadilhas magnéticas são, de uma maneira geral, extremamente rasas, ou seja, não conseguem confinar átomos em temperaturas superiores a 10 mK. Esse fato restringe fortemente as condições de pressão do gás térmico que circunda os átomos confinados, pois mesmo colisões com um grande parâmetro de impacto são suficientes para dar a energia necessária para o átomo sair da armadilha. Para interesse prático, pressões da ordem de 10^{-10} Torr ou menores são extremamente desejáveis.

A pequena profundidade da armadilha faz também com que essa dependa de um resfriamento prévio substancial dos átomos a serem aprisionados, geralmente realizado em armadilhas magneto-ópticas. Isso gera complicações técnicas no

processo de transferência desses átomos de um tipo de armadilha para o outro. Discutiremos brevemente esses processos no capítulo seguinte.

Um outro processo de perda importante está relacionado às armadilhas magnéticas que possuem um ponto de campo nulo como ponto de mínima magnitude do campo magnético, caso da armadilha de quadrupolo. Como vimos, o momento magnético do átomo deve alinhar-se com o campo, mas, além disso, deve manter-se alinhado adiabaticamente com este à medida que o átomo move-se na armadilha. No entanto, nas vizinhanças do ponto de zero do campo, a taxa de variação deste como vista pelo átomo, pode ser maior do que sua capacidade de acompanhá-lo, definida pela freqüência de Larmor ($\mu B / \hbar$), a freqüência com a qual o átomo precessa ao redor do campo magnético, e o átomo pode sofrer uma transição para um outro estado hiperfino não-aprisionável, chamada de transição Majorana. Boas discussões sobre as condições de adiabaticidade e taxas de perda relacionadas a esse processo podem ser encontradas em [24] e [25], bem como métodos de fechar esse canal de perda na armadilha de quadrupolo em [19], [25] e [7]. Este processo torna-se extremamente importante em regimes de temperatura próximos da condensação, quando os átomos ultrafrios gastam mais tempo nas vizinhanças do centro da armadilha.

2.3 - A armadilha de quadrupolo

A armadilha de quadrupolo foi proposta originalmente por W. Paul em 1976 e consiste de duas bobinas idênticas carregando correntes opostas que produzem um campo magnético estático na forma de um quadrupolo esférico. Esta armadilha tem

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

claramente um ponto central onde o campo é nulo e é a mais simples de todas as possíveis configurações de armadilhas magnéticas. Sua importância se deve a ter sido a primeira a ser usada com sucesso para o aprisionamento magnético de átomos neutros [22] e ainda de ser a base de diversas outras configurações de confinamento magnético que foram bem sucedidas na produção de condensados de Bose-Einstein [19,25].

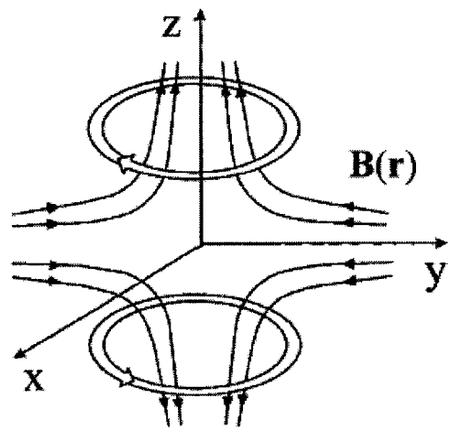


FIGURA 2: Diagrama esquemático da configuração de bobinas usadas na armadilha de quadrupolo e as linhas de campo magnético resultantes.

Quando as bobinas são separadas por aproximadamente 1,25 vezes o tamanho de seus raios, esta armadilha apresenta igual profundidade nas direções radial e axial [26]. Sua simplicidade experimental a faz extremamente atrativa, tanto pela facilidade de construção quanto pelo bom acesso óptico a seu interior.

O campo magnético no centro da armadilha é nulo e, tomando-se o eixo-z como eixo de simetria da armadilha, aumenta em todas as direções como:

$$B = B'\sqrt{\rho^2 + 4z^2} \qquad (3)$$

onde $\rho^2 = x^2 + y^2$ e o gradiente de campo B' é constante [27]. O gradiente de campo é fixo ao longo de qualquer linha que passe através da origem, mas assume diferentes

valores nas diversas direções polares, por causa do fator 4 na equação (3), que significa que o gradiente na direção z é o dobro do gradiente no plano xy. Veja que essa configuração de campo gera uma força confinante para os átomos (2) que não é harmônica nem central, por conseguinte, o momento angular dos átomos não se conserva durante seu movimento na armadilha e a freqüência de oscilação destes depende fortemente do raio de sua órbita.

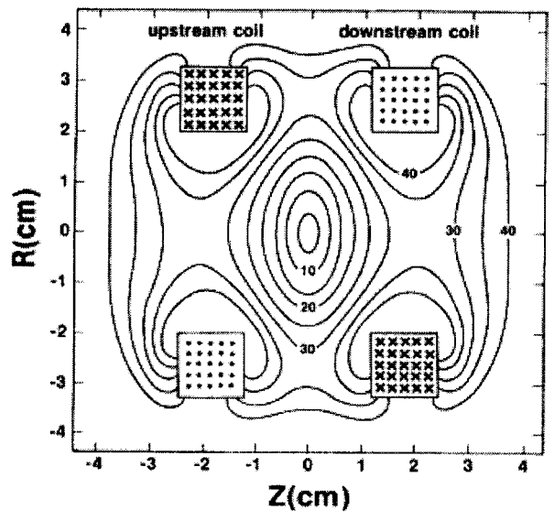


FIGURA 3: Equipotenciais de uma armadilha de quadrupolo. Ref. [22]

2.4 - O átomo de Sódio

Os átomos alcalinos, dentre eles o átomo de Sódio, já possuem naturalmente um momento de dipolo em seu estado fundamental, resultante do acoplamento do momento dipolo eletrônico e do momento de dipolo nuclear. O momento de dipolo eletrônico pode ser descrito como:

$$\vec{\mu}_e = -g_j \mu_B \vec{J} \qquad (4)$$

onde g_j é o fator giromagnético de Landé, $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} J/T$ é o magnéton de Bohr e $\vec{J}$ é o momento angular total do elétron, advindo do acoplamento entre o spin eletrônico $\vec{S}$ e o momento angular orbital do elétron $\vec{L}$.

O momento de dipolo nuclear pode, analogamente, ser descrito como:

$$\vec{\mu}_n = g_I \mu_B \vec{I} \qquad (5)$$

onde $\vec{I}$ é o spin nuclear. O acoplamento entre o momento de dipolo eletrônico e o momento de dipolo nuclear dá origem ao momento de dipolo atômico definido de forma análoga aos demais, proporcional ao momento angular atômico total $\vec{F}$.

No seu estado fundamental, $3S_{1/2}$, o átomo de Sódio tem $J = 1/2$ que acoplado com o spin nuclear $I = 3/2$, dá origem aos dois níveis hiperfinos do estado fundamental: F=1 e F=2. Se recordarmos a equação (1), veremos que o deslocamento Zeeman dos subníveis dos estados hiperfinos é dado por:

$$E_{F,m_f} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} = g_f \mu_B \vec{B} \cdot \vec{F} = g_f \mu_B B \cdot m_f \qquad (6)$$

A figura abaixo mostra como se comporta a energia dos subníveis Zeeman com o campo magnético:

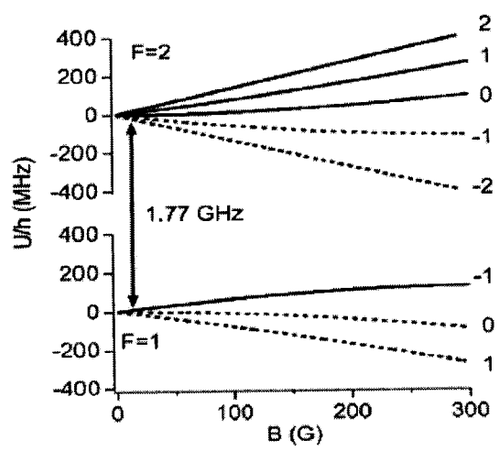


FIGURA 4: Deslocamento energético dos subníveis Zeeman dos estados hiperfinos do estado fundamental do átomo de Sódio.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Dessa figura, concluímos que os estados magneticamente aprisionáveis, aqueles com $\frac{dE}{dB} < 0$, são $|2,2>, |2,1> e |1,-1>$. Veja, no entanto, que a variação da energia desses estados é pequena (da ordem de $100MHz$) mesmo para campos da ordem de algumas centenas de Gauss, como os que são tipicamente produzidos no laboratório no limite superior de uma armadilha de quadrupolo. Assim, átomos com energia cinética alta não podem ser aprisionados. Tipicamente os átomos devem ter temperaturas de 10mK ou menos para serem aprisionados magneticamente.

É importante ressaltar que medidas espectroscópicas em átomos aprisionados têm de ser analisadas cuidadosamente, pois átomos em diferentes posições da armadilha interagem com a luz de formas diferentes, devido a esse deslocamento energético causado pelo campo magnético.

No próximo capítulo, detalharemos nosso sistema experimental para o aprisionamento magnético dos átomos de Sódio a serem excitados externamente: os passos de resfriamento antes do aprisionamento magnético, as características da armadilha magnética em si e a técnica de tempo de vôo.

Capítulo 3

Sistema Experimental

Como vimos no capítulo anterior, a interação entre o dipolo atômico e o campo magnético de aprisionamento é muito fraca, tornando as armadilhas magnéticas extremamente dependentes de processos prévios de resfriamento dos átomos. O processo mais comum de carga de uma armadilha magnética é a partir de armadilhas magneto-ópticas (MOT) que se valem da força que a luz exerce sobre os átomos para confiná-los. Esse tipo de armadilha é costumeiramente carregada a partir de vapor de fundo armazenado em uma célula de alto vácuo. No entanto, como já dissemos, o foco principal desse projeto é a obtenção da condensação de Bose-Einstein, de forma que usamos um feixe atômico desacelerado para maximizar o número de átomos no MOT.

Neste capítulo, descreveremos brevemente todo esse aparato experimental: o método de desaceleração, a armadilha magneto-óptica e daremos algumas características específicas da nossa armadilha magnética de quadrupolo. Descreveremos ainda o processo de diagnóstico da temperatura da amostra atômica denominado Tempo de Vôo (TOF), usado para avaliar os efeitos do bombeamento magnético dos átomos aprisionados. No entanto, antes de descrever o sistema,

discutiremos brevemente os efeitos mecânicos da luz sobre os átomos, essenciais para o entendimento dos processos em questão.

Nas figuras que seguem, mostramos uma visão geral esquemática do sistema experimental, mostrando o forno de Sódio, o estágio de desaceleração, a célula onde se dá o aprisionamento magneto-óptico e o aprisionamento magnético e o sistema de vácuo. Mostramos ainda uma visão mais detalhada da célula de aprisionamento, onde podemos ver a disposição das bobinas que geram os campos magnéticos das armadilhas e ainda átomos aprisionados em uma armadilha magneto-óptica.

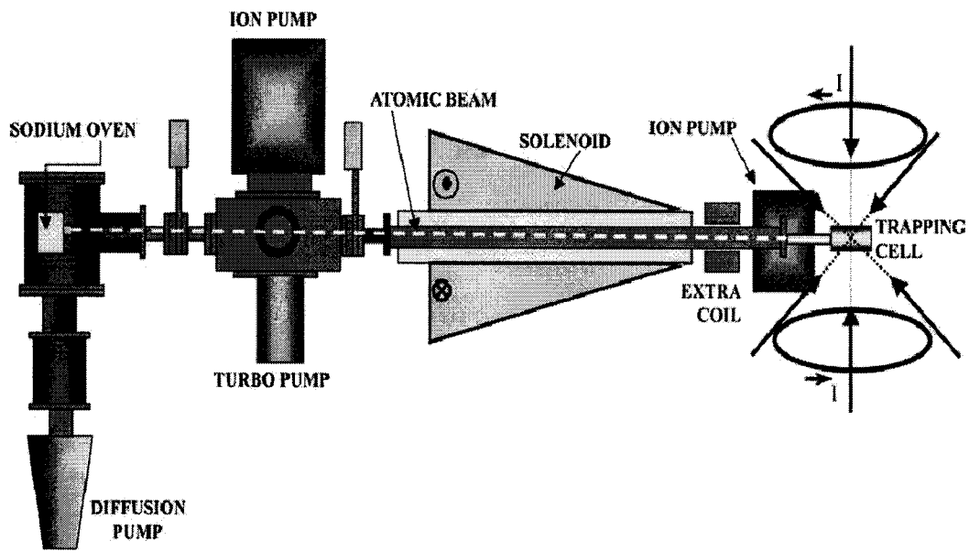


FIGURA 5: Visão geral esquemática do sistema experimental, mostrando o forno de Sódio, o estágio de desaceleração, a célula onde se dá o aprisionamento magneto-óptico e o aprisionamento magnético e o sistema de vácuo.

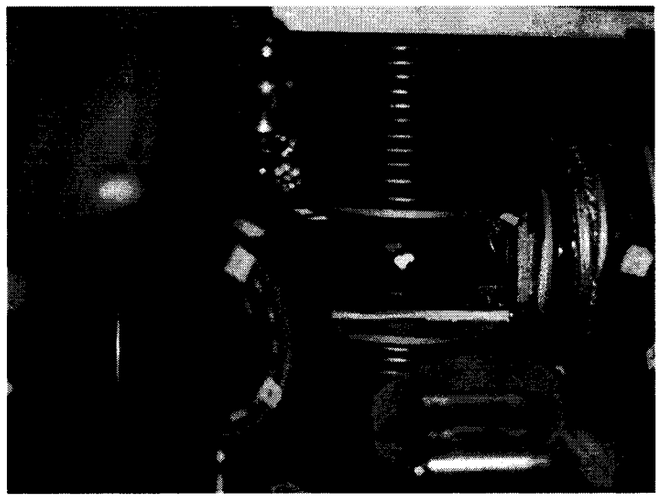


FIGURA 6: Detalhe da célula de aprisionamento, mostrando a disposição das bobinas que geram os campos de MOT e da armadilha magnética. O desacelerador está à esquerda dessa figura.

3.1 - Interação da luz com os átomos

A luz é capaz de realizar força sobre um átomo através de dois processos, um dissipativo, chamado de força espontânea e o outro conservativo, denominado força de dipolo. O primeiro está relacionado com a transferência de *momentum* na absorção e emissão de fótons e o segundo, como o próprio nome já descreve, com a interação do dipolo elétrico induzido pela luz incidente com o gradiente de intensidade do próprio campo de radiação.

O cálculo detalhado da expressão que representa essas forças de interação não será desenvolvido neste trabalho, mas pode ser encontrado em diversos lugares [28], tanto numa abordagem semi-clássica [29] como quanto em abordagens completamente quânticas [30].

De uma forma geral, pode-se expressar a força de pressão da radiação como sendo:

$$\vec{F} = -\frac{\hbar\Gamma\Omega^2\nabla\Theta + \hbar(\Delta + \dot{\Theta})\nabla\Omega^2}{4(\Delta + \dot{\Theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \qquad (1)$$

onde Γ é a largura natural da transição, $\Delta = \omega_L - \omega_A$ é a dessintonia entre a freqüência do laser (ω_L) e da transição atômica (ω_A), $\Omega = \frac{\mu E}{2\hbar}$ é a freqüência de Rabi e $\Theta = -\vec{k}\cdot\vec{r}$ é a fase do campo eletromagnético. Na expressão (1), a primeira parte, proporcional ao gradiente da fase, corresponde à força espontânea e a segunda parte, proporcional ao gradiente da intensidade do campo* representa a força de dipolo. Nas seções seguintes veremos como essa força age no sistema de desaceleração de um feixe atômico e no confinamento espacial desses átomos através de uma armadilha magneto-óptica.

3.2 - Desaceleração de um feixe atômico através de ajuste Zeeman

Como já dissemos, nosso MOT é carregado a partir de um feixe de átomos frios. Esse feixe é gerado em um forno de sódio a temperaturas de mais de 400 °C, colimado e então desacelerado com o uso de um laser contrapropagante ao movimento dos átomos. Nesse processo, usa-se a força espontânea para desacelerar os átomos. A idéia básica da desaceleração está ilustrada na figura abaixo.

* Lembre-se: a intensidade do campo eletromagnético é proporcional ao quadrado da amplitude do campo elétrico, que compõe a expressão para a freqüência de Rabi.

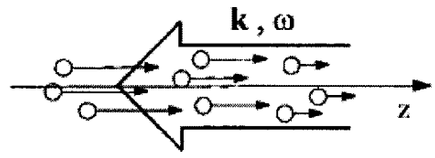


FIGURA 7: Laser desacelerador contrapropagante a um feixe atômico.

Durante o estágio de desaceleração os átomos absorvem e emitem fótons continuamente e o tempo entre duas absorções é limitado apenas pelo tempo de decaimento do estado excitado. Os fótons absorvidos mudam o momento do átomo contrariamente ao seu movimento. Da mesma forma, os fótons emitidos no decaimento do estado excitado também mudam o momento do átomo no sentido contrário ao que foram emitidos, mas como esse processo é espacialmente isotrópico, após diversos ciclos de absorção-emissão essas contribuições se cancelam, restando apenas uma força resultante contrária ao movimento dos átomos.

À medida que os átomos diminuem sua velocidade, no entanto, eles saem de ressonância com o laser desacelerador, devido ao efeito Doppler. Assim, é preciso que durante todo o processo, haja algum elemento que compense o deslocamento Doppler. Diversos métodos foram desenvolvidos nesse sentido [31,32] e o usado em nosso sistema é baseado no primeiro método bem sucedido de desaceleração atômica, chamado de Técnica de Ajuste Zeeman [31].

Este método consiste em submeter os átomos que estão sendo desacelerados a um campo magnético com um perfil específico que mude o espaçamento energético dos níveis atômicos através do efeito Zeeman, de forma a mantê-los, durante todo o processo de desaceleração, em ressonância com o laser. Em nosso sistema, esse perfil é gerado por um solenóide com diferente número de enrolamentos ao longo do seu comprimento, que é de cerca de 1 m. A corrente no solenóide e a freqüência do laser

desacelerador são ajustados de forma a obtermos o maior fluxo de átomos frios possível ao final do processo de desaceleração, onde encontra-se a célula em que os átomos são aprisionados. O perfil aproximado do campo magnético de desaceleração é mostrado na figura a seguir.

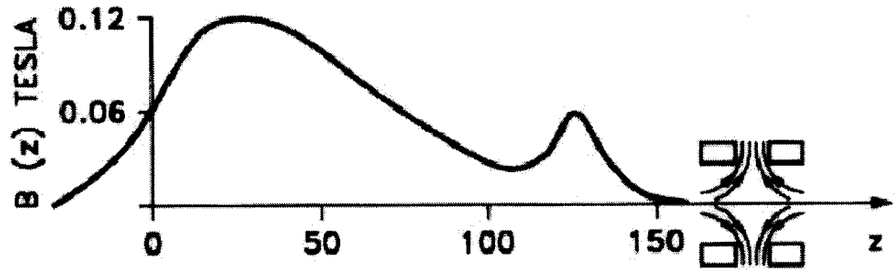


FIGURA 8: Perfil aproximado do campo magnético desaceclerados e da bobina extratora em sua extremidade final.

3.3 - Armadilha Magneto-Óptica (MOT)

O teorema óptico de Earnshaw [33] estabelece que se uma força é proporcional à intensidade do campo elétrico então deverá ter divergência nula numa região livre de cargas elétricas. Dessa forma, qualquer armadilha baseada em uma força desse tipo, caso da força espontânea, não poderia ser usada para o confinamento espacial de átomos neutros.

No entanto, Pritchard e colaboradores [34] mostraram que era possível usar os graus de liberdade internos do átomo para criar uma dependência espacial na relação de proporcionalidade entre a força e o vetor de Poynting do campo, tornando possível o confinamento de átomos neutros, mesmo numa configuração baseada na força espontânea. Seguindo a sugestão de Pritchard, Raab e colaboradores [35]

demonstraram a primeira armadilha magneto-óptica (MOT). Essa armadilha usa as regras de seleção para transição de dipolo elétrico para criar uma dependência espacial na força de radiação, devido ao deslocamento dos níveis de energia do átomo, produzido pela presença de um campo magnético inomogêneo externo, e ao uso de luz circularmente polarizada. O efeito final é uma força que sempre empurra os átomos em direção à origem do sistema de coordenadas, ao mesmo tempo em que amortece seu movimento.

Para compreender melhor o princípio de funcionamento dessa armadilha, considere inicialmente um modelo unidimensional e admita um átomo hipotético de dois níveis, com estado fundamental de momento angular $j_g = 0$ ($m_j = 0$) e estado excitado $j_e = 1$ ($m_j = 0, \pm 1$). Considere ainda um campo magnético inomogêneo suficientemente fraco e que varie linearmente com a posição, de forma que o deslocamento Zeeman dos níveis possa ser descrito como $E = \mu m_e B(z) = \mu m_e \mid B \mid z$

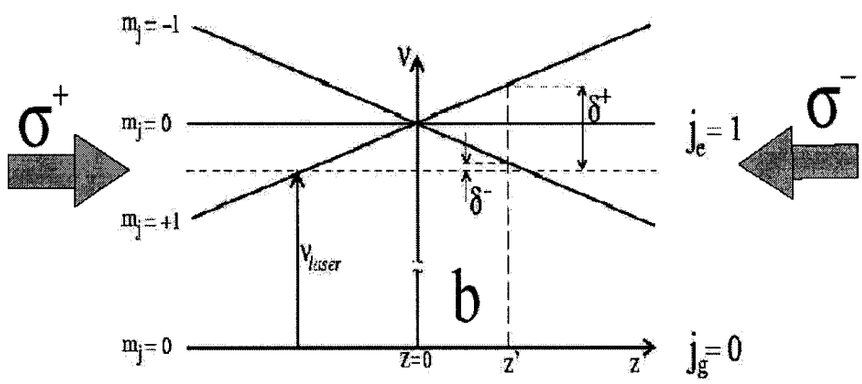


FIGURA 9: Esquema unidimensional de uma armadilha magneto-óptica, mostrando os níveis atômicos e seu deslocamento Zeeman devido ao campo magnético, os feixes de laser contrapropagantes e suas polarizações, bem como a dessintonia desses em relação à transição atômica.

Considere ainda que o átomo é exposto a um par de feixes lasers contrapropagantes ao longo da direção z, com polarizações circulares ortogonais e

dessintonizado para baixo da ressonância atômica numa situação de campo magnético nulo, exatamente como mostra a figura acima.

Observando com cuidado essa figura vemos que para $z > 0$ o átomo absorve mais fótons do feixe com polarização σ_- do que do feixe σ_+, pois a freqüência do laser está muito mais próxima da freqüência da transição conectada por luz com polarização σ_- $(m_j = 0 \rightarrow m_j = -1)$ do que por luz com polarização σ_+ $(m_j = 0 \rightarrow m_j = +1)$. A força resultante é, portanto, na direção da origem. Para $z < 0$ a situação se inverte e o átomo absorve mais fótons do feixe com polarização σ_+ sentindo novamente uma força em direção a origem.

A configuração descrita tende a manter o átomo na origem do sistema de coordenadas ($z = 0$), além de resfriá-lo devido ao caráter dissipativo da força espontânea. Arranjar esse sistema tridimensionalmente, usando três pares de feixes contrapropagantes, com polarizações e freqüências apropriadas, permite criar uma força do tipo oscilador harmônico amortecido, que é capaz de confinar e resfriar átomos neutros. A figura abaixo mostra esse esquema, com as correntes das bobinas que geram o campo magnético, bem como com os feixes contrapropagantes e suas respectivas polarizações.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

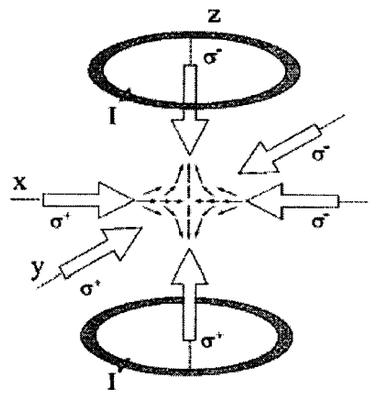


FIGURA 10: Esquema tridimensional de um MOT, mostrando os três feixes contrapropagantes com polarizações circulares e opostas e as correntes que geram o campo magnético.

O átomo de Sódio, no entanto, não é um sistema de apenas dois níveis, mas um sistema de múltiplos níveis, devido à existência da estrutura hiperfina, tanto no estado fundamental quanto nos estados excitados, como mostra a figura a seguir.

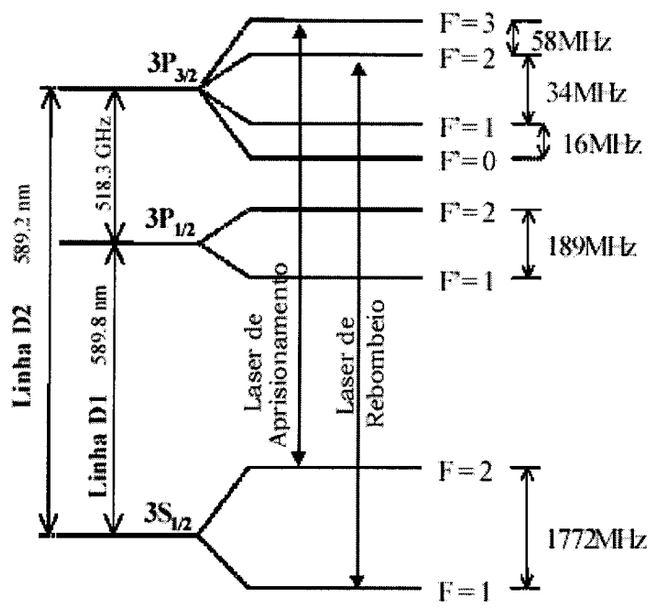


FIGURA 11: Esquema de níveis do átomo de Sódio, mostrando as freqüências dos lasers de aprisionamento e rebombeio.

Essa estrutura mais complexa dá origem a processos inexistentes no modelo do átomo de dois níveis. O principal dentre eles reside na existência de uma probabilidade do laser de aprisionamento (sintonizado para a transição $F = 2 \rightarrow F' = 3$) induzir uma transição de F = 2 para F'=2 e de que o decaimento radiativo desse estado seja para F = 1, chamado de estado "escuro", pois os átomos nesse estado não interagem mais com o laser de aprisionamento. Para fazer com que o átomo continue a interagir com o laser de aprisionamento é necessário incluir uma outra freqüência que realize a transição $F = 1 \rightarrow F' = 2$, recolocando o átomo no ciclo de aprisionamento. Essa freqüência recebe o nome de freqüência de rebombeio.

Em nosso sistema, tanto a freqüência de desaceleração, quanto às freqüências de aprisionamento e rebombeio são geradas independentemente por lasers de corante usando Rhodamina 6G, bombeados por um laser de argônio e mantidos nas freqüências desejadas através de espectroscopia de absorção saturada e um sistema eletrônico externo. É possível, no entanto, gerar as freqüências de aprisionamento e rebombeio por um mesmo laser através do uso de moduladores eletro-ópticos. Essa estratégia tem a vantagem de evitar o posterior alinhamento colinear dos feixes de aprisionamento e rebombeio (3 pares para cada um deles), haja vista que o feixe laser já carrega as duas freqüências. A maior desvantagem deste arranjo e que nos fez optar pela configuração de feixes independentes é a impossibilidade de controle independente das duas freqüências.

3.4 - Aprisionamento magnético

Após os processos de resfriamento descritos acima, conseguimos diminuir a temperatura dos átomos de 700K para algumas centenas de microKelvins e podemos transferi-los para a armadilha magnética. Todo o processo de transferência é controlado pelo computador que desliga os lasers de aprisionamento e liga as altas correntes necessárias para a armadilha magnética tipicamente em menos de um milisegundo, sendo esse tempo limitado essencialmente pela indutância das bobinas.

Nosso sistema é construído de tal forma que as bobinas usadas para o MOT são as mesmas usadas para o aprisionamento magnético de forma que o perfeito alinhamento entre elas depende quase exclusivamente de um cuidadoso alinhamento dos feixes de aprisionamento bem como da compensação de campos espúrios na região da armadilha, tais como o campo do magneto desacelerador.

Como vimos no capítulo 2, nem todos os estados atômicos são aprisionáveis, de forma que apenas uma fração, tipicamente menos de 30%, dos átomos presentes no MOT é transferida para a armadilha magnética. O "protocolo" de transferência consiste basicamente no desligamento dos lasers, aumento súbita da corrente das bobinas de aprisionamento e, se necessário, um aumento gradual dessa corrente com o objetivo de incrementar os gradientes da armadilha e a compressão dos átomos confinados. Nosso sistema é capaz de gerar gradientes na armadilha de quadrupolo que vão desde algumas dezenas de Gauss por centímetro até cerca de 350 Gauss/cm na direção radial, quando operando na máxima corrente da fonte de alimentação.

As bobinas de aprisionamento são feitas de tubo de cobre de 0.25 polegadas de diâmetro, resfriadas por água pressurizada. A separação das bobinas é de cerca de

33 mm e seu raio de cerca de 40 mm. As correntes utilizadas são de cerca de 9 A no MOT e de até 300 A na armadilha magnética.

3.5 - Técnica do Tempo de Vôo

As imagens de Tempo de Vôo (TOF) constituem nossa principal ferramenta no sentido de caracterizar as amostras sob observação, pois permitem calcular parâmetros como a temperatura da amostra, sua densidade e o número de átomos remanescentes.

O processo é totalmente controlado por computador assim como no caso da transferência do MOT para armadilha magnética e consiste no desligamento do campo magnético da armadilha e no pulso, após alguns milisegundos, dos feixes de laser que são usados no MOT. A fluorescência dos átomos é captada por uma câmera CCD disparada simultaneamente com os feixes. A imagem é então digitalizada e mostrada na tela do computador, pronta para ser analisada.

O tempo que decorre entre o desligamento dos campos e o pulso de luz é o chamado tempo de vôo, durante o qual a nuvem atômica expande balisticamente. Desde que o tempo de expansão não seja muito curto, a imagem gerada reproduz exatamente a distribuição de velocidades da nuvem atômica. É fácil entender que para intervalos muito curtos entre o desligamento do campo e o pulso de luz teremos imagens que reproduzirão apenas a distribuição espacial inicial dos átomos.

Para tempos suficientemente longos (em nosso caso cerca de 5 ms ou mais), a taxa de variação do raio da nuvem atômica reflete a velocidade de expansão dos

átomos. A figura abaixo mostra uma seqüência de imagens tiradas em diferentes tempos de vôo.

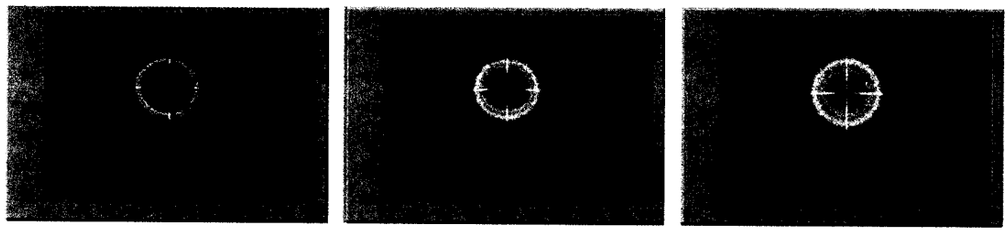


FIGURA 12: Seqüência de imagens mostrando a expansão da nuvem atômica para diversos tempos de vôo.

É importante salientar que esta é uma medida destrutiva, de forma que para cada imagem é necessário repetir todo o procedimento experimental: desaceleração, MOT, aprisionamento magnético e imagem por tempo de vôo. Assim, se imaginarmos que para cada conjunto de parâmetros do aprisionamento são feitas pelo menos 4 a 5 imagens em tempos de vôo diferentes para o cálculo da temperatura da amostra sob aquelas condições, pode-se imaginar a quantidade de dados a ser tratada após o experimento e o tempo total de realização do experimento.

O tratamento das imagens consiste em levantar o perfil de densidade desta ao longo de qualquer linha que passe pelo seu centro. Normalmente, esse perfil de densidade é bem ajustado por uma curva gaussiana. Associamos sua largura com o raio da nuvem atômica. No entanto, o raio da nuvem não varia linearmente com o tempo de expansão. Como podemos observar abaixo, o raio quadrático médio da distribuição, ou seja, o quadrado da largura da distribuição espacial dos átomos, varia linearmente com o quadrado do tempo de expansão da nuvem. Dessa forma,

associamos o coeficiente angular da reta que se ajusta a esses pontos à velocidade quadrática média da distribuição.

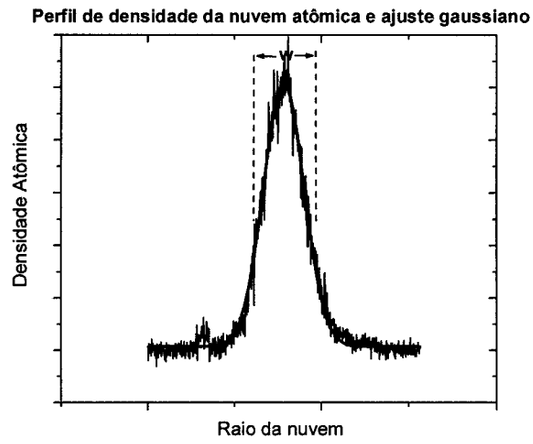


FIGURA 13: Perfil de densidade atômica de uma imagem de expansão livre de átomos de Sódio e seu ajuste gaussiano.

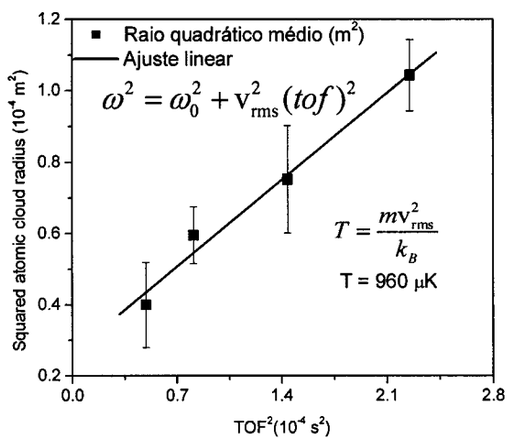


FIGURA 14: Ajuste linear entre o raio quadrático médio medido por tempo de vôo e o tempo de vôo quadrado.

A temperatura da distribuição pode então ser facilmente calculada pela relação $T = \frac{m v_{rms}^2}{k_B}$, onde assumimos que toda a energia dos átomos é cinética e

EESC USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

equivale a $\frac{1}{2}k_B T$. É importante salientar que este não é o único método de medição da temperatura dos átomos, mas segue o mesmo princípio de todos os outros: observação da distribuição de velocidades da amostra e associação dessa distribuição a uma temperatura característica. Costumeiramente, desliga-se o potencial confinante e espera-se que os átomos caiam sob ação da gravidade, atravessando um feixe de prova convenientemente colocado abaixo da armadilha. Medindo-se a fluorescência dos átomos como função do tempo obtém-se a distribuição de velocidades.

O número de átomos na armadilha é outro parâmetro que pode ser calculado mediante uma calibração prévia do sistema de imagem. Em nosso sistema, controlamos o tempo de exposição do CCD à luz proveniente dos átomos e o ângulo de coleta dessa luz, sabemos a eficiência do detector, a taxa de espalhamento de fótons pelos átomos de sódio (proporcional ao tempo de vida do estado excitado) e medimos, pela integração da imagem, o número de fótons detectados. A partir desses parâmetros podemos calcular um número aproximado para a quantidade de átomos presentes na amostra. Normalmente, o tempo de exposição do CCD é controlado externamente e sua eficiência já calibrada de fábrica. O ângulo de coleta é fundamentalmente determinado pela montagem ótica de coleta dos fótons e tipicamente vale alguns miliesferoradianos.

Capítulo 4

Bombeamento magnético de átomos aprisionados

Neste capítulo, descreveremos o experimento de bombeamento externo dos átomos aprisionados na armadilha magnética e em seguida apresentaremos alguns resultados típicos encontrados nesses experimentos.

4.1 – Montagem Experimental

A seqüência de realização do experimento, após os passos de desaceleração e MOT, consiste na transferência dos átomos para a armadilha magnética, posterior aplicação do campo magnético oscilante e então medida do tempo de vôo. Fizemos experimentos em dois gradientes distintos para a armadilha de quadrupolo: 50 e 100Gauss/cm. Carregávamos a armadilha magnética com cerca de $5x10^7$ átomos que eram deixados na armadilha por 500 ms antes de ligarmos o campo oscilante, que atuava durante cerca de 1 s. Para gerar o campo usávamos uma bobina retangular de 3 cm de largura por 7 cm de comprimento, semelhante à bobina que usamos para o resfriamento evaporativo no experimento da condensação, com seu centro alinhado com o centro da armadilha e a cerca de 2 cm desta. O esquema abaixo mostra a disposição da bobina em relação à armadilha. Veja que o plano que contém a bobina

é paralelo ao eixo de simetria das bobinas de aprisionamento, ou seja, o campo é aplicado na direção radial da armadilha. Calculamos o campo gerado por essa bobina na região da armadilha e nossa estimativa é de cerca de 1 Gauss/A.

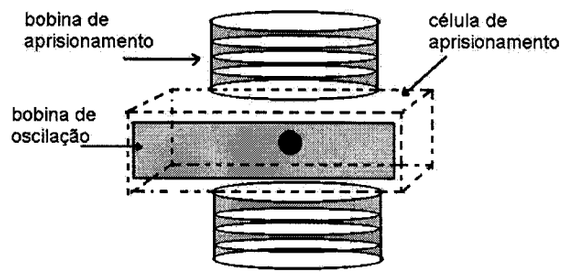


FIGURA 15: Esquema da posição da bobina extra que gera o campo oscilante em relação às bobinas de aprisionamento e à armadilha.

A corrente aplicada na bobina era gerada por uma fonte de corrente contínua. Para modular a corrente da fonte usamos um diodo de condutividade controlável em série com esta e com a bobina. A condutividade do diodo podia ser controlada por um sinal de tensão, que gerávamos a partir de um gerador de sinal comum. Entre o gerador de sinal e a entrada de controle do diodo colocamos uma chave que ligava e desligava o sinal para o diodo conforme um controle vindo do computador. Assim, tínhamos uma corrente atravessando a bobina, e conseqüentemente um campo magnético na região da armadilha, modulada senoidalmente, com amplitude e freqüência controláveis, ligada, desligada e de duração controlada pela própria rotina que controla o experimento. Usamos freqüências de até 100 Hz e uma corrente de 10A, aferida pela tensão em uma resistência de prova (*shunt*) colocada em série com a bobina. Abaixo mostramos um esquema contendo todas as partes da montagem descrita acima.

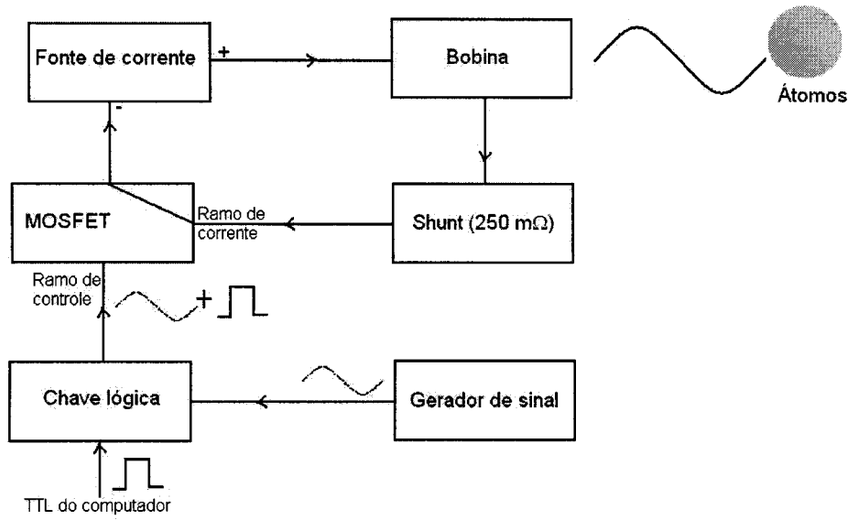


FIGURA 16: Esquema da montagem experimental usada, mostrando os elementos usados na geração do campo magnético oscilante. O "MOSFET" é o diodo de condutividade variável que efetivamente modula a corrente, monitorada no SHUNT. O controle do MOSFET é feito externamente por um sinal de tensão.

Após o desligamento da oscilação os átomos ainda eram deixados no potencial por mais 1 s e então liberados para a medida de tempo de vôo. Fizemos imagens após 7, 9, 12 e 15 ms de expansão livre da nuvem para freqüências de oscilação variando de 0 a 100 Hz. A figura a seguir resume temporalmente o seqüência experimental para uma medida de Tempo de Vôo.

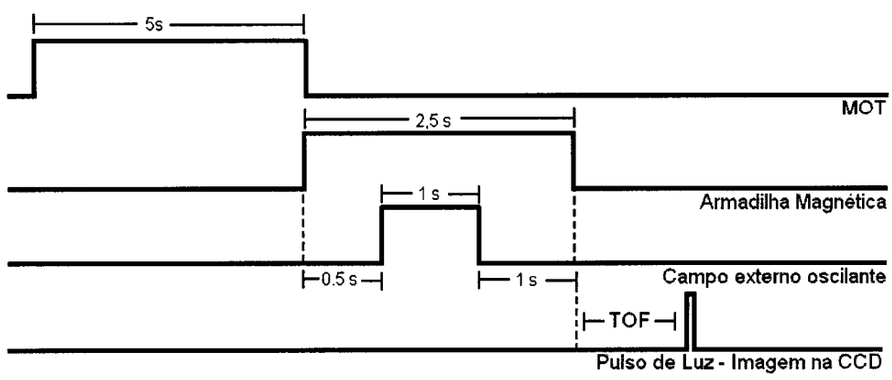


FIGURA 17: Seqüência temporal do experimento.

Veja que o processo, desde a carga da armadilha até a imagem de tempo de vôo dura menos de 3 s. O tempo de vida dos átomos na armadilha devido a processos de perda como os descritos é estimado em cerca de 20 s ou mais. Assim, este não deve ser um fator determinante nos resultados obtidos.

4.2 – Resultados

Na figura abaixo, mostramos a temperatura medida como função da freqüência para um gradiente da armadilha de 50 Gauss/cm. Veja que a temperatura atinge um mínimo em cerca de 40 Hz e que a temperatura inicial, em condições sem excitação externa, foi medida em cerca de $160\mu K$.

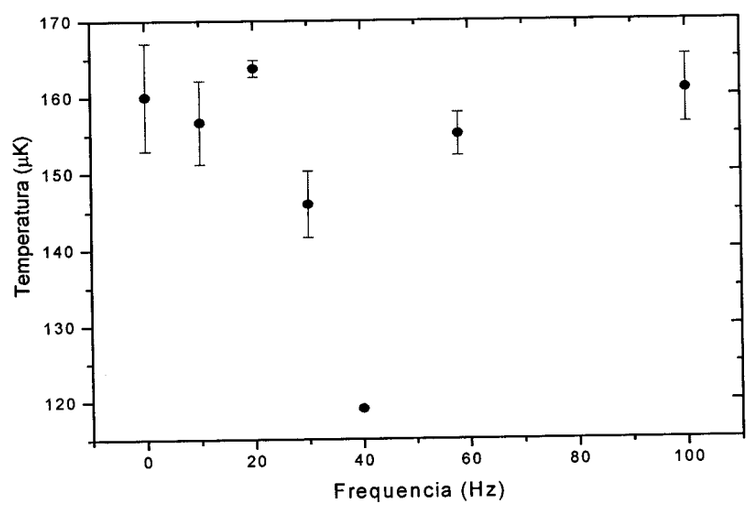


FIGURA 18: Resultados da medida de tempo de vôo para átomos aprisionados a 50 Gauss/cm.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Vemos que a diminuição da temperatura em relação à inicial é cerca de $30\mu K$ a $40\mu K$, ou seja, em torno de 20% menos e que para freqüências mais altas a temperatura volta a subir, tendendo aos níveis iniciais, quando não havia excitação externa.

Na figura seguinte mostramos o resultado da medida de tempo de vôo para os átomos aprisionados em uma armadilha de quadrupolo com gradiente de 100Gauss/cm. Veja que, neste caso, enquanto o gradiente dobrou, a freqüência onde observamos o mínimo de temperatura caiu para a metade. No entanto, a temperatura inicial dos átomos aumentou mais de 4 vezes, para cerca de 1 mK.

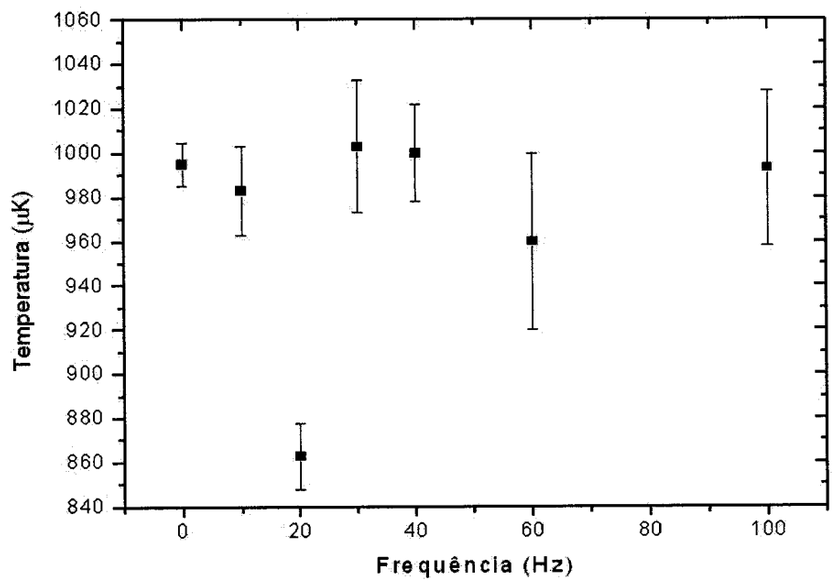


FIGURA 19: Resultados da medida de tempo de vôo para átomos aprisionados a 100 Gauss/cm.

O controle sobre a temperatura na qual os átomos são colocados na armadilha não é tão trivial e depende das condições do aprisionamento magneto-óptico, na eficiência de transferência e de vários outros fatores.

Veja que a queda de temperatura neste caso é de cerca de $140\mu K$, ou seja, próximo dos 20% observados na medida anterior. Nessa medida observamos que, para 30Hz, o ponto de medida posterior a onde observamos o mínimo, a temperatura sobe além dos níveis iniciais, para quase 1,1 mK, tendendo em seguida a cair para os patamares iniciais.

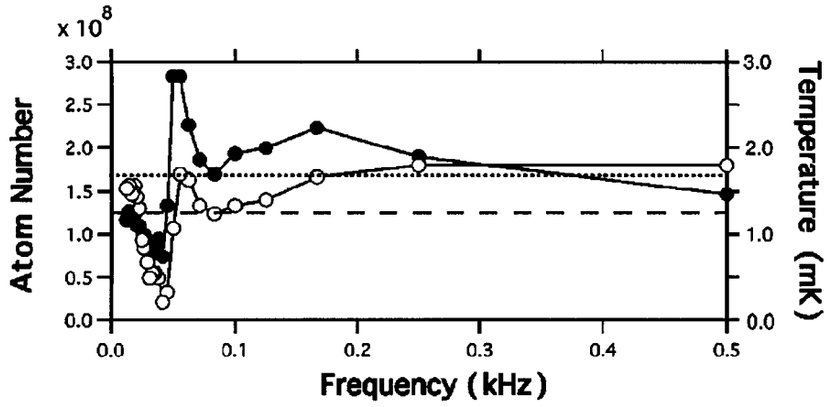
Esses resultados de resfriamento da nuvem atômica para uma determinada freqüência apontam no sentido de algum tipo de comportamento não-linear das partículas aprisionadas na troca de energia destas com o campo externo. O efeito aparente é de que as partículas cedem, de alguma forma, energia ao campo externo, ao invés de absorvê-la como seria esperado.

Tentamos, num primeiro momento, tentar relacionar esse fenômeno com algum tipo de comportamento coletivo ou mesmo de interação entre as partículas, mas as densidades (da ordem de 10^{11} átomos/cm^3) e temperaturas medidas tornam essas opções extremamente improváveis, especialmente devido à baixa taxa de colisões nesses regimes.

Enquanto analisávamos nossos resultados e tentávamos formular explicações para eles, Kumakura [12] publicou resultados semelhantes para átomos de Rubídio em uma armadilha na qual um dos eixos tinha um perfil de quadrupolo (veja a figura a seguir). Em seus resultados, ele relaciona o resfriamento dos átomos a um processo de evaporação seletiva induzida pelo campo magnético externo.

Apesar de qualitativamente serem idênticos aos nossos resultados, inclusive mostrando o aquecimento acima dos níveis iniciais para freqüências imediatamente posteriores onde são observados os mínimos de temperatura, não acreditamos que a explicação pudesse ser fundamentada em um processo evaporativo como proposto, pois de nossa experiência rumo à condensação, sabemos que, para o Sódio,

gradientes de mais de 250 Gauss/cm são necessários para obtermos uma taxa de colisão suficiente para manter o processo de evaporação.



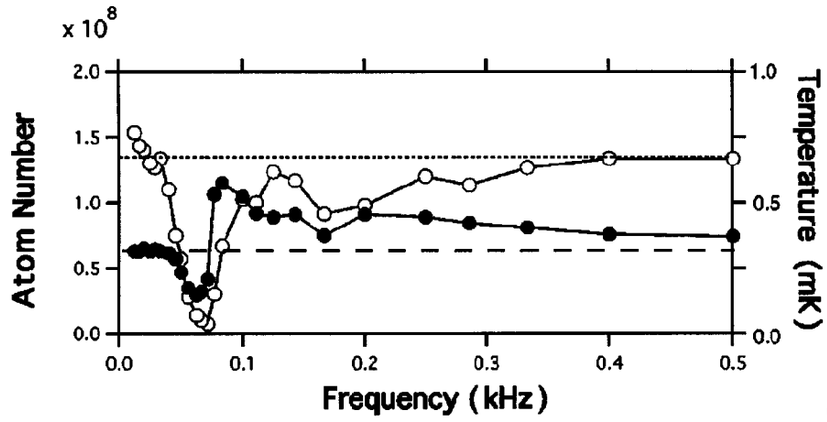


FIGURA 20: Resultados publicados em [12] mostrando comportamento semelhante ao observado em nossos experimentos para temperaturas iniciais de (a) 1.3 mK e (b) 360 μK. A temperatura é indicada por círculos escuros e o número de átomos por círculos claros.

No entanto, os resultados deles indicavam que o número de átomos na armadilha acompanhava o comportamento da temperatura, atingindo um mínimo para determinada freqüência, crescendo novamente e tendendo ao valor inicial na armadilha livre de oscilação.

Verificando esse parâmetro em nossas medidas, encontramos exatamente o mesmo comportamento, como mostramos abaixo para o caso da medida em 100Gauss/cm.

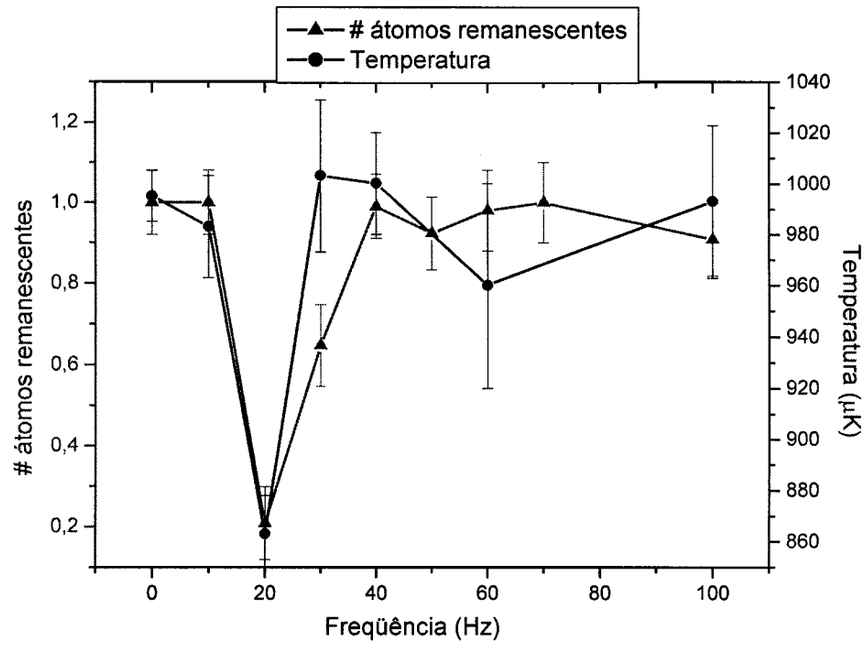


FIGURA 21: Mesmo gráfico da Fig. 19, mostrando agora também o número de átomos remanescentes na armadilha como função da freqüência.

Nessa medida não mostramos o valor absoluto do número de átomos, mas a fração de átomos remanescentes na armadilha em relação ao número inicial. Esses dados são todos de imagens de 7 ms de tempo de vôo. Essa perda súbita dos átomos da armadilha parece indicar um aquecimento da amostra para uma determinada freqüência. O comportamento observado poderia ser explicado por um processo semelhante ao de ressonância, onde a transferência de energia do campo oscilante para os átomos é maximizada nas vizinhanças de uma freqüência de oscilação dos átomos no potencial. No entanto, esse processo contrasta com o resfriamento da amostra como um todo na mesma freqüência.

Nesse contexto, ainda há o problema de como explicar a temperatura mais alta da amostra sem uma perda tão grande de átomos da armadilha. No próximo

capítulo, proporemos um modelo para explicar o processo observado, bem como algumas simulações numéricas que reproduzem esse processo.

Capítulo 5

Discussão dos resultados e simulações numéricas

Este capítulo divide-se em duas partes principais: na primeira apresentaremos uma explicação para os resultados mostrados no capítulo anterior, incluindo alguns cálculos analíticos realizados a partir de um modelo unidimensional. Nosso modelo, completamente baseado em um processo de excitação seletiva dos átomos aprisionados contradiz a interpretação dada por Kumakura *et al* [12], que propunha um processo evaporativo para explicar o aparente resfriamento dos átomos, mas explica com boa precisão tanto os nossos como também os seus resultados. Na segunda parte, mostraremos os resultados de algumas simulações numéricas que reproduzem em bom grau os resultados obtidos experimentalmente.

5.1 – Modelo analítico para o resfriamento de uma amostra atômica por excitação seletiva

Considere um potencial de quadrupolo unidimensional centrado na origem do sistema de coordenadas. A magnitude do campo magnético é dada por:

$$B = B'|x| \qquad (1)$$

onde B' é o gradiente do campo magnético, constante. Considere ainda um átomo neste potencial em uma posição "x" distante do centro da armadilha, com velocidade "v" e que este átomo atinge uma distância máxima do centro da armadilha dada por x_0, onde pára e inverte seu movimento. Se admitirmos conservação da energia do átomo ao longo do movimento no potencial, então podemos escrever:

$$\mu B' x_0 = \mu B' x + \frac{1}{2} m v^2 \therefore$$
$$v = \sqrt{\frac{2}{m} \mu B' (x_0 - x)} \qquad (2)$$

que é o módulo da velocidade do átomo em um ponto x qualquer da armadilha, onde μ é o módulo do momento magnético do átomo.

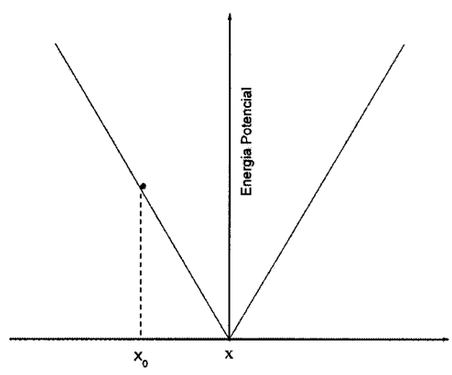


FIGURA 22: Potencial de quadrupolo unidimensional. A posição x_0 corresponde à máxima amplitude de oscilação de uma partícula nesse potencial.

Vamos calcular agora o tempo que o átomo leva para se locomover do seu ponto de amplitude máxima x_0 até o centro da armadilha. Veja que podemos associar esse tempo com o período de oscilação do átomo na armadilha, dado à simetria do

potencial em relação à origem. Assim, o tempo que calcularmos será equivalente a um quarto do período de oscilação do átomo, que denominaremos τ. Dessa forma:

$$v = \frac{dx}{dt} = \sqrt{\frac{2}{m}\mu B'(x_0 - x)}$$

$$\int_0^{x_0} \frac{dx}{\sqrt{\frac{2}{m}\mu B'(x_0 - x)}} = \int_0^{\tau/4} dt$$

$$\frac{\tau}{4} = 2\sqrt{\frac{x_0 m}{2\mu B'}} \Rightarrow \tau = 8\sqrt{\frac{x_0 m}{2\mu B'}}$$

Podemos escrever ainda a freqüência de oscilação dos átomos na armadilha como:

$$\nu_{osc} = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{8}\sqrt{\frac{2\mu B'}{x_0 m}} \qquad (3)$$

Esta expressão explicita uma das principais características da armadilha de quadrupolo: a dependência da freqüência de oscilação no potencial com a amplitude dessa oscilação ou, em um contexto mais amplo, com o tamanho da órbita desse átomo na armadilha. Vamos mostrar nas páginas a seguir que é essa característica intrínseca à armadilha de quadrupolo que dá origem aos efeitos de resfriamento da amostra atômica observados em nossos experimentos. Em uma armadilha harmônica esses efeitos nunca seriam observados devido à inexistência desse tipo de relação entre freqüência e amplitude. Nesse tipo de armadilha, a freqüência de oscilação é

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

igual para todas as partículas confinadas e o efeito de uma perturbação externa periódica é exacerbado apenas nas vizinhanças dessa freqüência.

Na armadilha de quadrupolo, no entanto, o efeito de uma perturbação externa é diferente para diferentes classes de átomos, pois dependendo de sua energia total (amplitude de oscilação), os átomos terão diferentes freqüências de oscilação no potencial e o acoplamento entre eles e a perturbação será diferente. Assim, para uma determinada perturbação externa de freqüência ν_{ext}, interagiremos preferencialmente com átomos que tenham $\nu_{osc} = \nu_{ext}$ e estes serão expulsos da armadilha, se admitirmos que sua amplitude de oscilação é bastante aumentada assim como ocorre com átomos em um potencial harmônico.

Analisando com cuidado a expressão (3) podemos ver que os átomos que oscilam mais próximos ao centro do potencial, ou seja, aqueles menos energéticos, são excitados e conseqüentemente removidos da armadilha por freqüências externas mais altas, enquanto os átomos mais energéticos, que têm uma amplitude de oscilação maior, são removidos por freqüências mais baixas. Se associarmos ainda, para cada amplitude de oscilação, uma velocidade característica, que assumiremos como sendo a velocidade do átomo no centro do potencial, dada por

$$\frac{1}{2}m\mathrm{v}^2 = \mu B' x_0 \Rightarrow \mathrm{v}^2 = \frac{2\mu B' x_0}{m} \qquad (4)$$

veremos que a expressão (3) pode ser reescrita como

$$\nu_{osc}(\mathrm{v}) = \frac{1}{8}\sqrt{\frac{2\mu B'}{\frac{m\mathrm{v}^2}{2\mu B'}m}}$$

$$\nu_{osc}(\mathrm{v}) = \frac{1}{4}\frac{\mu B'}{m\mathrm{v}} \qquad (5)$$

Assim, freqüências de oscilação mais altas, retiram átomos mais lentos, enquanto freqüências de oscilação mais baixas, retiram átomos mais velozes.

No entanto, lembre-se que a medida de temperatura realizada através da técnica de tempo de vôo é, em princípio, uma medida da velocidade quadrática média da distribuição de átomos ali presente. Se a distribuição de velocidades for do tipo Maxwell-Boltzman ou outras bem conhecidas, podemos então associar uma temperatura a essa distribuição. Suponha, entretanto, que a distribuição de velocidades dos átomos confinados não é mais do tipo Maxwell-Boltzman, mas que contenha um "buraco", semelhante à figura seguinte:

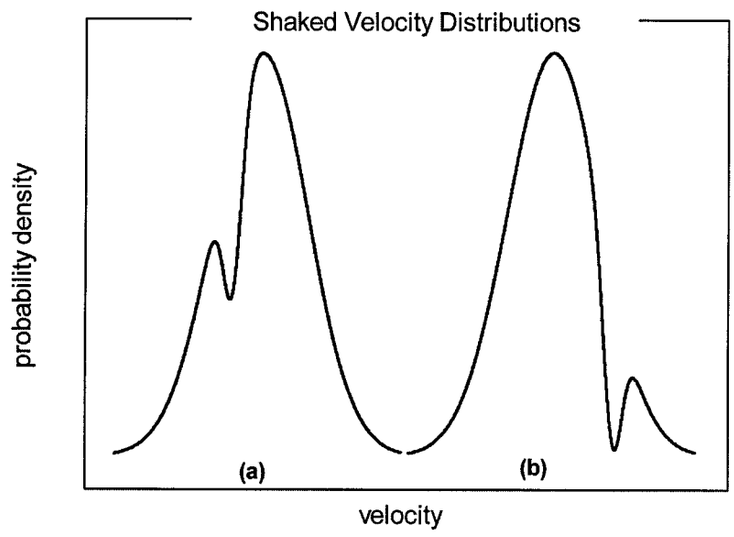


FIGURA 23: Distribuições de velocidade de uma nuvem atômica de onde foram retirados átomos de um certo intervalo Δv. A distribuição (a) gera uma velocidade quadrática média maior que a distribuição (b).

Mesmo para essas distribuições podemos calcular uma velocidade quadrática média e associá-la a uma temperatura, mas, claramente, a distribuição (b) produzirá

uma velocidade quadrática média mais baixa que (a) e, portanto, uma temperatura mais baixa, pois em (b) retiramos átomos mais velozes da distribuição, enquanto em (a) retiramos átomos mais lentos.

É esse tipo de efeito que acreditamos acontecer com nossas amostras bombeadas magneticamente: uma variação da velocidade quadrática média da distribuição devido à retirada seletiva de átomos da armadilha pelo campo magnético oscilante externo. Ao medirmos temperaturas mais baixas, estamos retirando seletivamente da armadilha átomos mais quentes. No entanto, esse modelo prevê também que para algumas freqüências devemos medir temperaturas mais altas, quando retiramos átomos mais lentos, que é o que vemos sutilmente em uma de nossas medidas (Fig. 13). Veja que se estivéssemos tratando de um processo evaporativo, como propôs Kumakura [31], deveríamos observar apenas resfriamento, que não é o caso nos nossos experimentos e muito menos nos reportados por ele, onde há claramente freqüências onde se observa uma temperatura maior que a inicial. Essa retirada seletiva dos átomos só é possível porque, como dissemos, átomos com diferentes velocidades respondem a diferentes freqüências de excitação externa.

Vamos calcular a velocidade quadrática média de uma distribuição como as distribuições (a) e (b). Por definição, ela é dada por:

$$\overline{\mathrm{v}^2} = \frac{\int_0^\infty \mathrm{v}^2 f(\mathrm{v}) d\mathrm{v}}{\int_0^\infty f(\mathrm{v}) d\mathrm{v}} \qquad (6)$$

onde f(v) é a distribuição de velocidades dos átomos. Se considerarmos agora que a freqüência de oscilação do campo externo ν_{ext} é tal que bombeia para fora da

armadilha átomos com velocidades dadas por $v_0 \pm \Delta v$, então a velocidade quadrática média de uma distribuição de onde esse átomos foram retirados será dada por:

$$\overline{v^2}^* = \frac{\int_0^{v_0-\Delta v} v^2 f(v)dv + \int_{v_0+\Delta v}^{\infty} v^2 f(v)dv}{\int_0^{v_0-\Delta v} f(v)dv + \int_{v_0+\Delta v}^{\infty} f(v)dv} \tag{7}$$

Essa expressão pode ser escrita ainda como:

$$\overline{v^2}^* = \frac{\int_0^{\infty} v^2 f(v)dv - \int_{v_0-\Delta v}^{v_0+\Delta v} v^2 f(v)dv}{\int_0^{\infty} f(v)dv - \int_{v_0-\Delta v}^{v_0+\Delta v} f(v)dv} \tag{8}$$

Mas veja que, de (6):

$$\int_0^{\infty} v^2 f(v)dv = \overline{v^2}\int_0^{\infty} f(v)dv \tag{9}$$

onde $\overline{v^2}$ é a velocidade quadrática média da distribuição original dos átomos, antes do bombeamento externo. Admitindo que f(v) seja normalizada, então $\int_0^{\infty} f(v)dv = 1$.

Logo:

$$\overline{v^2}^* = \frac{\overline{v^2} - \int_{v_0-\Delta v}^{v_0+\Delta v} v^2 f(v)dv}{1 - \int_{v_0-\Delta v}^{v_0+\Delta v} f(v)dv} \tag{10}$$

O cálculo do valor exato das integrais que aparecem em (10) não será feito. Considerando que Δv seja suficientemente pequeno, substituiremos a distribuição por seu valor na metade do intervalo de integração, ou seja, em $v = v_0$. Assim:

$$\overline{v^2}^* = \frac{\overline{v^2} - 2v_0^2 f(v_0)\Delta v}{1 - 2f(v_0)\Delta v} \Rightarrow \overline{v^2}^* = (\overline{v^2} - 2v_0^2 f(v_0)\Delta v)(1 + 2f(v_0)\Delta v) \tag{11}$$

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO

onde aproximamos $(1-2f(v_0)\Delta v)^{-1}$ por $1+2f(v_0)\Delta v$.

Então a variação da velocidade quadrática média entre uma distribuição não sujeita a perturbações externas e uma distribuição modificada como a que propusemos será dada por:

$$\overline{v^2}^* - \overline{v^2} = 2\overline{v^2}f(v_0)\Delta v - 2v_0^2 f(v_0)\Delta v \therefore$$
$$\overline{v^2}^* - \overline{v^2} = 2f(v_0)\Delta v(\overline{v^2} - v_0^2) \qquad (12)$$

Veja que este resultado é condizente com nossas suposições iniciais, pois se $v_0^2 > \overline{v^2}$ então $\overline{v^2}^* < \overline{v^2}$ e teremos um aparente resfriamento da amostra, caso da distribuição (b) da figura. Por outro lado, se $v_0^2 < \overline{v^2}$ então $\overline{v^2}^* > \overline{v^2}$ e teremos um aparente aquecimento da amostra, caso da distribuição (a). Quando $v_0^2 = \overline{v^2}$ não deveríamos observar variação na temperatura da amostra.

De (5) podemos escrever v_0 em função da freqüência de oscilação externa que interage com os átomos com essa velocidade:

$$v_0(\nu) = \frac{1}{4}\frac{\mu B'}{m\nu_{ext}} \qquad (13)$$

Se substituirmos essa expressão em (12) e ainda a distribuição de velocidades por uma distribuição de Maxwell-Boltzman (MB) para as velocidades de um gás em três dimensões, poderemos analisar o comportamento da temperatura medida desse gás como função da freqüência de oscilação externa. Para isso, vamos reescrever o primeiro membro de (12) como a diferença entre a temperatura medida na amostra bombeada e a temperatura da amostra não bombeada, pois, como já vimos, a velocidade quadrática média da distribuição é diretamente proporcional à

temperatura associada a ela. Assim, definindo $\delta(v) = T' - T$ como essa diferença, teremos:

$$\delta(v) = \frac{1}{24k_B}\sqrt{\frac{2m}{\pi}}\left(\frac{1}{k_B T}\right)^{\frac{3}{2}}\left(\frac{\mu B'}{v_{ext}}\right)^2 \Delta v \exp\left(-\frac{\mu^2 B'^2}{32k_B T m v_{ext}^2}\right)\left[\frac{3k_B T}{m} - \frac{1}{16}\left(\frac{\mu B'}{m v_{ext}}\right)^2\right] \quad (14)$$

onde usamos $\overline{v^2} = \frac{3k_B T}{m}$.

Note que, de acordo com (14), a variação da temperatura cinética da amostra tem um perfil dispersivo assim como o encontrado nas medidas apresentadas no capítulo 4. Na figura abaixo, mostramos duas curvas calculadas a partir de (14) para duas temperaturas iniciais diferentes de uma amostra de Sódio usando $\mu = \frac{1}{2}\mu_B$ e $B' = 100\, Gauss/cm$.

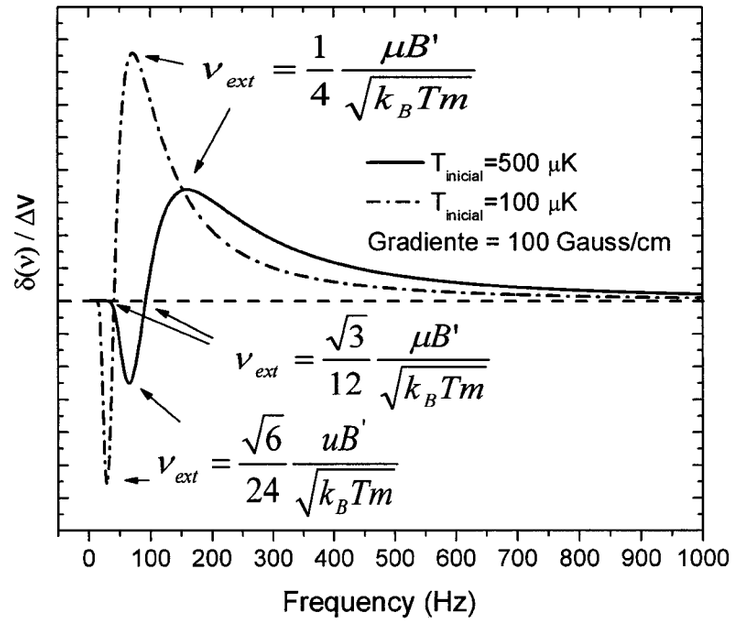


FIGURA 24: Variação da temperatura cinética de uma amostra atômica como função da freqüência de oscilação externa para duas temperaturas iniciais diferentes.

Veja que se as freqüências de excitação externa forem muito baixas, o efeito na temperatura dos átomos também é bastante pequeno. Podemos interpretar este resultado se lembrarmos que ao bombearmos os átomos em baixas freqüências estamos interagindo preferencialmente com aqueles extremamente velozes, em menor quantidade na distribuição, enquanto a maior parte dos outros, por ter freqüências naturais de oscilação maiores, consegue percorrer toda a extensão do potencial sem que a oscilação externa interfira significativamente em seu movimento.

À medida que a freqüência de excitação aumenta, observamos um decréscimo na temperatura da amostra em relação à sua temperatura inicial até que esta atinge um mínimo para $\nu_{ext} = \frac{\sqrt{6}}{24}\frac{uB'}{\sqrt{k_B Tm}}$. Veja que esta diminui com o aumento da

temperatura inicial da amostra para um dado gradiente de campo. No gráfico abaixo, mostramos a freqüência calculada onde esse mínimo de temperatura ocorre em função da temperatura inicial da amostra para átomos de Sódio em gradientes de 50 e 100 Gauss/cm e em átomos de Rubídio para um gradiente de 200 Gauss/cm e colocamos ainda as freqüências medidas neste trabalho para o Sódio e em [12] para Rubídio e que foram mostradas no capítulo 4.

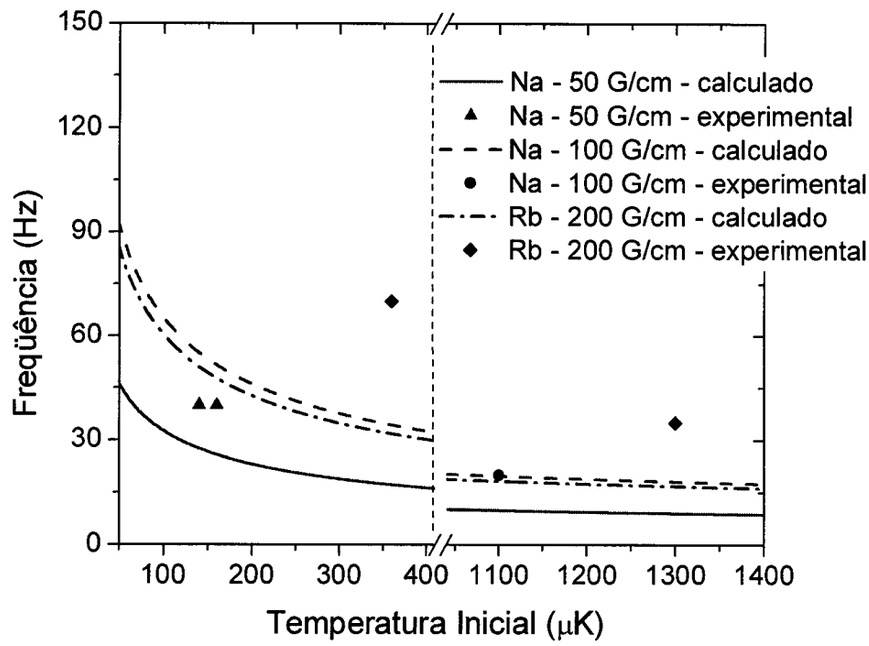


FIGURA 25: As linhas cheias representam o cálculo da freqüência onde ocorre o mínimo de temperatura em função da temperatura inicial de amostras de Sódio e Rubídio (veja legenda). Os pontos são das medidas experimentais mostradas no cap. 4.

Aumentando-se ainda mais a freqüência externa, passamos por um ponto onde não há variação da temperatura cinética da amostra em relação à sua temperatura inicial, dado pela freqüência $\nu_{ext} = \frac{\sqrt{3}}{12}\frac{uB'}{\sqrt{k_B T m}}$. Neste ponto, estamos

excitando átomos com velocidade em torno da velocidade quadrática média da distribuição.

A variação da temperatura cinética passa a ser positiva à medida que vamos retirando átomos mais lentos da distribuição pela aplicação de freqüências cada vez mais altas e atinge um máximo em $\nu_{ext} = \frac{1}{4}\frac{uB'}{\sqrt{k_B T m}}$. A partir desse valor a diferença ainda é positiva, mas vai diminuindo até anular-se novamente para altas freqüências.

Nesse regime, há transferência de energia preferencialmente para os átomos mais lentos da distribuição. Assim como no outro extremo do espectro de freqüência, menos átomos serão afetados à medida que nos afastamos do centro da distribuição devido ao aumento da freqüência de oscilação externa, até que, por fim, o potencial oscila tão rapidamente que mesmo os átomos com freqüência de oscilação natural mais alta não conseguem acompanhá-lo e a transferência de energia do campo para a amostra praticamente deixa de existir. Em nosso experimento não trabalhamos em freqüências acima de 100 Hz, mas o comportamento previsto por nosso modelo para altas freqüências é confirmado nas medidas realizadas pelo grupo japonês [12].

Para verificar a acurácia do nosso modelo, mostramos nas tabelas abaixo os valores medidos e calculados para a freqüência onde a temperatura alcança um mínimo e onde alcança seu valor máximo. Os valores são calculados a partir da equação (14). De um modo geral, vemos que os valores concordam razoavelmente bem com os valores medidos.

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA INFORMAÇÃO

Tabela 1 – Freqüências medidas e calculadas de ocorrência da mínima temperatura cinética de diversas amostras.

Átomo	Temp. Inicial (microK)/ Gradiente (Gauss/cm)	Freq. de mínimo Medida (Hz)	Freq. de mínimo calculada (Hz)
Na	160/50	40	26
Na	140/50	40	28
Na	1100/100	20	19
Rb	360/180	70	32
Rb	1300/180	35	17

Tabela 2 – Freqüências medidas e calculadas de ocorrência do máximo de temperatura cinética de diversas amostras.

Átomo	Temp. Inicial (microK)/ Gradiente (Gauss/cm)	Freq. de máximo Medida (Hz)	Freq. de máximo calculada (Hz)
Na	1100/100	30	48
Rb	360/180	90	77
Rb	1300/180	60	41

5.2 – Simulações numéricas

Antes do desenvolvimento do modelo descrito acima, implementamos algumas rotinas computacionais com o objetivo de tentar entender melhor o processo de resfriamento que observáramos no experimento e, se possível, determinar parâmetros que pudessem levar a um modelo que explicasse nossos resultados.

Dessa forma, escrevemos um programa em C++ extremamente simples e composto de 4 partes principais que descreveremos a seguir:

Parte 1:

Inicialmente o programa gerava distribuições aleatórias de velocidade e posição em uma dimensão com probabilidade gaussiana para as partículas do sistema. Usávamos uma biblioteca interna da própria linguagem chamada *ramdomgauss* e usualmente nosso sistema era composto por 10.000 partículas. A distribuição de posições era centrada em torno da origem e tinha um raio quadrático médio definido na entrada do programa, normalmente em torno de 3 mm. A distribuição de velocidades também era centrada em torno da origem e sua largura era definida pela temperatura inicial da amostra. Na prática, veremos que essa temperatura não é tão importante, pois na segunda parte do programa fazemos um processo de "termalização" dessa distribuição na armadilha magnética. De uma maneira geral definíamos a temperatura inicial como 200 microKelvins.

Parte 2:

Nessa parte do programa, "transferíamos" nossas partículas para um potencial de quadrupolo unidimensional, ou seja, aplicávamos sobre elas uma força de módulo

constante, mas sempre na direção da origem. A intensidade da força era definida pelo gradiente de campo magnético também como entrada do programa. Atualizávamos, então, a velocidade de cada partícula com base na aceleração gerada por essa força e a posição da partícula com base na velocidade obtida. Neste ponto é importante salientar que não havia qualquer tipo de correção na velocidade ou posição final da partícula caso ela, após um ciclo de atualização, passasse pela origem do sistema de coordenadas e ficasse "sujeita" a uma força contrária à inicial por parte do seu movimento. Em nosso programa, a partícula só sentiria a força contrária no ciclo seguinte de atualização de sua velocidade e posição. Uma das nossas sugestões para o refinamento deste programa e a obtenção de resultados mais próximos dos observados experimentalmente é um processo de correção para os valores desses parâmetros. Apesar de termos tentado implementar algumas rotinas nesse sentido, não obtivemos sucesso. Normalmente, a distribuição de velocidades permanecia gaussiana ao final desse processo e a velocidade quadrática média dessa distribuição dependia essencialmente do gradiente de campo magnético empregado, não dependendo da temperatura da distribuição inicial. Usualmente, deixávamos cada partícula sofrer 2000 ciclos de atualização de seus parâmetros antes de passar para a fase seguinte.

Parte 3:

Nesta parte realizávamos um processo semelhante ao da parte 2, com o acréscimo de mais 2 processos extras ao final de cada ciclo. O primeiro era um novo passo de atualização da posição da partícula, que variava senoidalmente com os ciclos de atualização dos parâmetros e tinha amplitude típica de 0.1 mm. Essa atualização extra representava a oscilação espacial do potencial devido ao campo

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA

magnético externo oscilante, e sua freqüência era definida como entrada do programa e representava a freqüência de oscilação do campo externo. O segundo passo consistia em retirar do ciclo de atualização as partículas que atingissem uma certa distância máxima do centro da armadilha. Esse processo representa a perda dos átomos. As partículas "perdidas" eram marcadas e, ao final da simulação, poderíamos saber quantas haviam restado ainda confinadas. Normalmente esse processo era composto por 3000 ciclos de atualização dos parâmetros e a distância de "corte" das partículas do centro do potencial era de cerca de 1.5 cm.

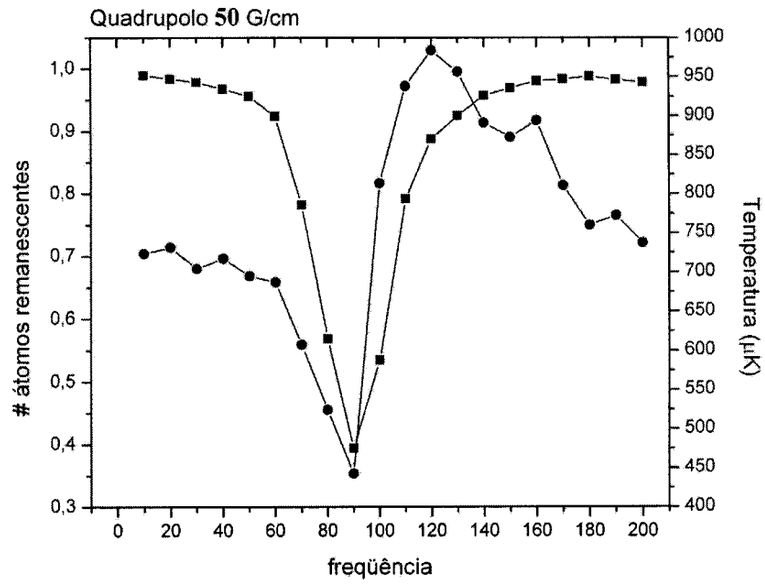
Parte 4:

Nesta parte repetíamos o processo da parte 2 e ao final tínhamos uma saída com as posições e velocidades finais das partículas que restaram no potencial, além de ter marcadas as partículas "perdidas". Ao final do processo, a distribuição de velocidades era analisada e ajustada por uma curva gaussiana, de onde tirávamos a informação sobre a temperatura da amostra ao final do processo bem como do número de átomos remanescentes em função da freqüência de oscilação no potencial.

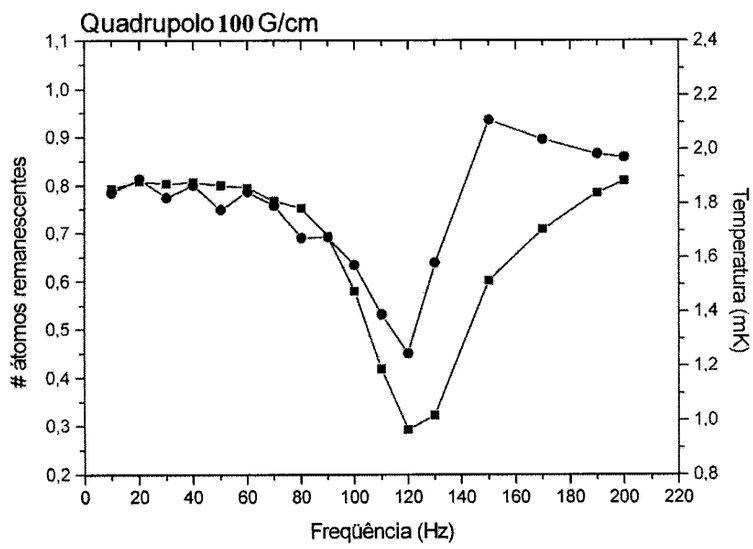
Apesar de termos obtido na simulação um comportamento semelhante ao observado experimentalmente, inclusive quanto a valores absolutos, seu grande valor neste trabalho não está na obtenção de alguma relação direta entre as grandezas envolvidas, mas sim em apontar que o modelo a ser desenvolvido posteriormente não precisaria incluir, *a priori*, qualquer tipo de interação entre as partículas, poderia ser unidimensional e deveria contar com a saída das partículas do potencial pelo aumento de sua amplitude de oscilação.

A seguir mostramos alguns dos resultados obtidos e ainda um exemplo de distribuição de velocidades e posições finais das partículas. Note que o ajuste

gaussiano para a distribuição de posições não é muito bom, exatamente como em imagens de curto Tempo de Vôo, onde a imagem reflete a distribuição espacial dos átomos na armadilha.

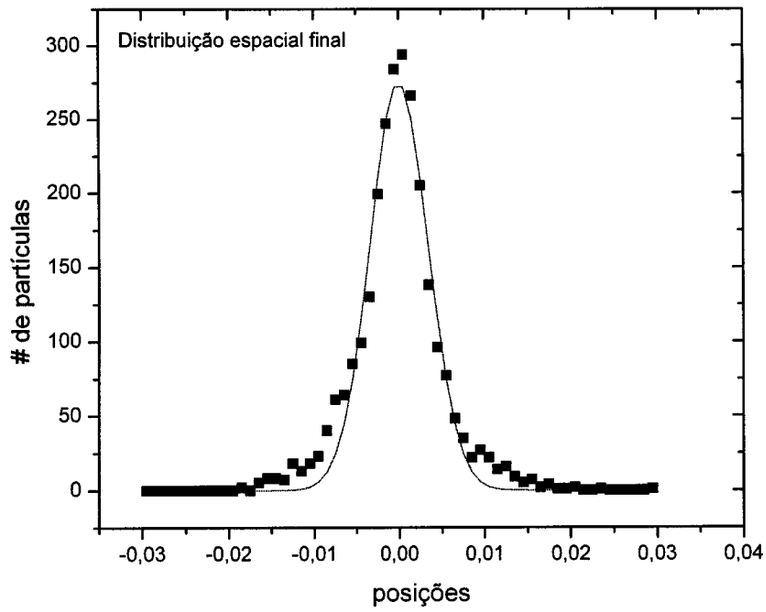


(a)

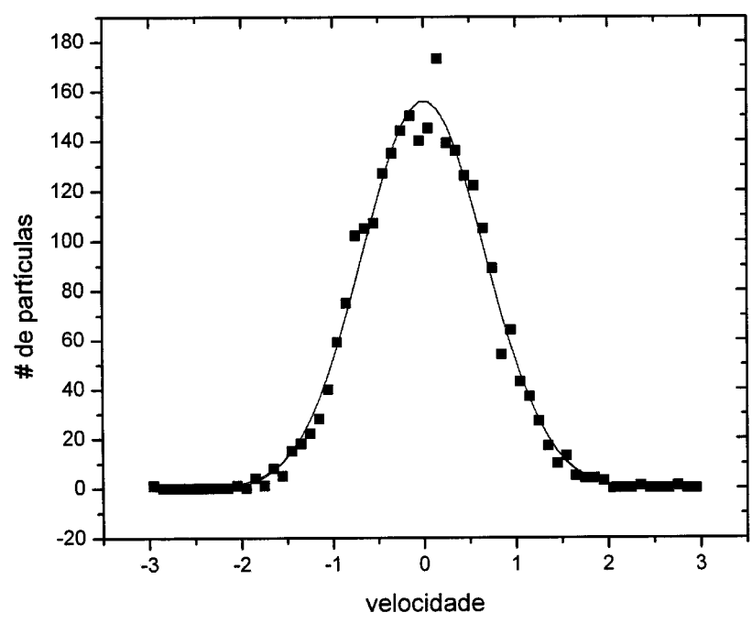


(b)

FIGURA 26: Número de átomos remanescentes na armadilha e temperatura destes como função da freqüência de oscilação externa. (a) 50 Gauss/cm e (b) 100 Gauss/cm.



(a)



(b)

FIGURA 27: Distribuições finais de posição (a) e velocidade (b) dos átomos na armadilha. Note que o ajuste gaussiano à distribuição de posição não é muito bom.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho apresentamos resultados de um experimento de bombeamento de átomos confinados em uma armadilha de quadrupolo através da aplicação de um campo magnético externo oscilante ao longo de uma direção radial da armadilha.

O diagnóstico da temperatura da nuvem atômica foi feito através de imagens de tempo de vôo a partir da fluorescência dos átomos aprisionados. Nossos resultados apresentam um aparente resfriamento dos átomos para uma determinada freqüência de oscilação. Essa freqüência onde observamos resfriamento não parece ter uma correlação direta com a amplitude de oscilação do campo magnético, mas não investigamos esse aspecto mais profundamente.

Observamos ainda que a fração de átomos remanescentes na armadilha após o bombeamento tinha um comportamento como função da freqüência de excitação semelhante à da temperatura medida da amostra, caindo abruptamente onde a temperatura atingia seu mínimo. Esse comportamento indica que o campo externo transfere energia para os átomos preferencialmente em uma determinada freqüência e aquece-os fazendo com que saiam da armadilha.

Apresentamos a seguir um modelo que unia satisfatoriamente os indicativos aparentemente contraditórios de resfriamento e aquecimento simultâneos da amostra.

Explorando a anarmonicidade do potencial de quadrupolo, mostramos que os átomos têm freqüências de oscilação ao longo do potencial que dependem de sua energia total ou de sua amplitude de oscilação. Dessa forma, campos oscilantes externos excitam seletivamente os átomos da distribuição, aquecendo e expulsando da armadilha apenas átomos dentro de uma determinada faixa de energia. Assim, se a energia cinética média dos átomos retirados da armadilha for maior ou menor que a energia cinética média dos átomos antes do bombeamento, mediremos uma energia cinética menor ou maior após o bombeamento dos átomos e, conseqüentemente, as medidas de tempo de vôo mostrarão uma temperatura cinética que varia com a freqüência de excitação.

Nosso modelo gerou ainda uma expressão aproximada para a variação da temperatura da amostra antes e depois do bombeamento em função da freqüência de excitação. A curva originada dessa expressão condiz com os pontos experimentais tanto do nosso experimento quanto do experimento descrito em [12], não apenas qualitativamente como quantitativamente, em especial no que se refere aos valores numéricos encontrados para algumas freqüências de referência, como a que gera um mínimo de temperatura para a distribuição. O comportamento do valor numérico dessas freqüências, calculados a partir dos parâmetros experimentais, também concorda em bom grau com o comportamento das freqüências medidas, em especial na sua dependência com a temperatura da amostra antes do bombeamento externo. As discrepâncias observadas podem ser atribuídas a diversos fatores: unidimensionalidade do modelo, aproximações realizadas durante o cálculo e mesmo simplificações quanto ao movimento dos átomos no potencial.

Finalmente, apresentamos simulações numéricas do comportamento da distribuição de velocidades dos átomos. Extraímos a temperatura associada a essas

distribuições e constatamos um comportamento semelhante ao observado experimentalmente, tanto para a temperatura dos átomos quanto para o número de átomos remanescentes na armadilha. Novamente, a discrepância entre o experimento e a simulação dos valores de algumas freqüências de referência, como daquela onde o mínimo de temperatura ocorre, foi atribuída à simplicidade do tratamento dado ao movimento das partículas durante a simulação computacional. Acreditamos que o refino desse tratamento gere freqüências mais próximas dos valores observados experimentalmente.

Nossos resultados são semelhantes aos encontrados em [12], mas nosso modelo, que propõe uma variação da temperatura cinética da amostra a partir de excitação seletiva dos átomos, não corrobora com a interpretação baseada em evaporação dada na referência acima. Além disso, nosso modelo ajusta-se com boa precisão aos valores experimentais reportados em [12].

Há inúmeras extensões naturais para este trabalho. Dentre elas podemos citar a investigação desse tipo de comportamento para diferentes compressões da armadilha magnética bem como para uma faixa mais larga de amplitudes de oscilação do campo externo.

Há ainda a interessante possibilidade de investigar esse comportamento para regimes de temperatura cada vez mais baixos e próximos da transição para a condensação. Acreditamos ser possível observar uma mudança gradual da distribuição de velocidades da amostra atômica de Maxwell-Boltzman para uma distribuição de Bose-Einstein à medida que nos aproximarmos da temperatura de transição e o caráter quântico das partículas começar a se manifestar. Não descartamos a possibilidade de fenômenos completamente novos nesses regimes

devidos ao aparecimento de interações entre as partículas dado o crescimento significativo do comprimento de onda de de Broglie dos átomos.

Finalmente, a investigação do comportamento de uma amostra no regime completamente quântico sob a influência de campos externos é, como dissemos no começo deste trabalho, um dos nossos maiores interesses de pesquisa logo após a obtenção da condensação, que esperamos acontecer em curto prazo no sistema atual, onde usamos Sódio, e a médio prazo no novo sistema que vem sendo montado, onde pretendemos usar Rubídio.

Referências Bibliográficas

[1] Chu, S., *Rev. Mod. Phys.* **70**, 685 (1998)

[2] Tannoudji, C. C., *Rev. Mod. Phys.* **70**, 707 (1998)

[3] Phillips, W., *Rev. Mod. Phys.* **70**, 721 (1998)

[4] Cornell E. e Wieman, C., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 875 (2002)

[5] Ketterle, W., *Rev. Mod. Phys.* **74**, 1131 (2002)

[6] Mancini, M. W., Tese de doutorado, IFSC - USP (2003)

[7] Davis K. B., *et al. Phys. Rev. Lett.* **75** 3969 (1995)

[8] Anderson, M. H. *et al.*, *Science* **269**, 198 (1995)

[9] Bradley, C. C. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995)

[10] Courteille, Ph. W. *et al. Laser Phys.* **6**, 659 (2001)

[11] Poli N., R.J. Brecha *et al.*, *Phys. Rev. A* **65**, 021401(R) (2002)

[12] Kumakura, M. *et al., Phys. Rev. A* **68**, 021401(R) (2003)

[13] Heer, C. V. *et al., Rev. Sci. Instrum.* **34**, 532 (1963)

[14] Vladimirski, V. V., *Sov. Phys. JETP* **12**, 740 (1961)

[15] Artsimovich, L. A., *Controlled Thermonuclear Reactions* (New York: Gordon and Breach) (1964)

[16] Krall, N. A. *et al.*, *Principles of Plasma Physics* (New York: McGraw-Hill)

[17] Pritchard D. E., *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983)

[18] Ketterle, W. e Van Druten, N. J., *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37** 181 (1996)

[19] Esslinger, T. *et al., Phys. Rev.* A **58** R2664 (1998)

[20] Golub, R. e Pendlebury J., *Rep. Prog. Phys.* **42**, 439 (1979)

[21] Kugler, K. J. *et al.*, *Phys. Lett.* **72B**, 422 (1978)

[22] Migdal, A. L., *et al., Phys. Rev. Lett.* **54** 2596 (1985)

[23] Wing, W. H., *Prog. Quantum Electron.* **8**, 181 (1984)

[24] Metcalf, H. J. e P. van der Stranten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag) (1999)

[25] Petrich, W. *et al., Phys. Rev. Lett.* **74** 352 (1995)

[26] Bergeman, T. *et al.*, *Phys. Rev.* A **35** 1535 (1987)

[27] Bergeman, T. H. *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.* B **6** 2249 (1989)

[28] Stenholm, S., *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699 (1986)

[29] Cook, R. J., *Phys. Rev. A*, **20**, 224 (1979)

[30] Cook, R. J., *Phys. Rev. A*, **22**, 1078 (1980)

[31] Phillips, W. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)

[32] Ertmer, W. *et al.* , Phys. Rev. Lett **54**, 996 (1985)

[33] Ashkin A., *Phys. Rev. Lett.* **40**, 729 (1978).

[34] Pritchard, D. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 310 (1986).

[35] Raab E. *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).