

Obtenção da Degenerescência Quântica em Sódio Aprisionado

Kílvia Mayre Farias Magalhães

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

OK.

USP//IFSC/SBI



8-2-001723

**São Carlos
2004**

IPSC - INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
INFORMACAC

IFSC - SBI
CLASS. <i>Tese</i>
CUTTER.....
TOMBO. <i>1 P 2 3</i>

Magalhães, Kílvia Mayre Farias
Obtenção da Degenerescência Quântica em Sódio
Aprisionado/Kílvia Mayre Farias Magalhães.--
São Carlos, 2004.
102 p.

Tese (Doutorado) -- Instituto de Física de São Carlos,
2004.

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Condensação de Bose-Einstein
2. Átomos Frios
3. Gases Quânticos
4. Física Atômica



MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE KILVIA MAYRE
FARIAS MAGALHÃES APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS,
UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 12-11-2004.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato (Orientador e Presidente) – IFSC/USP

Prof. Dr. Antonio Fernando Ribeiro de Toledo Piza – IF/USP

Prof. Dr. Claudio Lenz Cesar – UFRJ

Prof. Dr. Cleber Renato Mendonça – IFSC/USP

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

À memória de meu pai, Nonato, com carinho!

Kívia M. F. Magalhães

IFSU-USP
CENTRO DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO
INFORMÁTICA

"O valor das coisas não está no tempo que elas duram, mas na intensidade com que acontecem. Por isso existem momentos inesquecíveis, coisas inexplicáveis e pessoas incomparáveis."

Fernando Sabino (1923-2004)

Kílvia M. F. Magalhães

IFSC-UBF
SERVIÇO DE INFORMAÇÃO

Agradecimentos

Nesse momento quero agradecer a todos que, de maneira direta ou indireta, contribuíram para nosso trabalho de doutorado.

Inicialmente, agradeço a Deus por tudo que tenho e tudo que sou.

Agradeço a meu marido Daniel Magalhães pelo carinho, pela paciência, entusiasmo e alegria sempre presentes em nossa casa e em nossas vidas.

Agradeço a minha mãe Graça e meus irmãos Keyla, Kleber e Kepler pelo apoio, amizade e carinho que mesmo a distância tem grande expressão.

Ao meu sogro Tomaz, a minha sogra Virginia e a meus cunhados Débora e Davi pelo carinho, incentivo e amizade sempre presentes.

Agradeço a banca examinadora que muito prestigiou nosso trabalho fazendo observações e sugestões importantes.

Agradeço ao meu orientador Prof. Vanderlei Bagnato pelo entusiasmo, a seriedade e a amizade nesses anos trabalhando em seu laboratório. Ao Prof. Luis Marcassa pelo apoio, desde meu mestrado, pelas discussões sempre tão frutíferas e entusiasmadas, sem falar na ajuda com os famigerados lasers de corante.

Agradeço aos colegas do laboratório de sódio: a Sérgio Muniz (Serginho) e Philippe Courteille pelo companheirismo, assim como pelas discussões sempre tão profundas e pelo espírito de equipe. Aos colegas Edson Mosman, Marcio Arruda, Emanuel Henn e Reginaldo Silva; aos alunos de iniciação, na época, Stella Muller, Tânia Regina, Marcos, Everton e Paulo, o meu agradecimento.

Ao pessoal do laboratório de colisões, de Rydberg e relógio atômico: Marília, Gustavo, Ricardo, André, Daniel, Aida, Mônica, Flávio, Stella, Anderson, Renato, Valter e Lucas.

Agradeço ao Prof. Christophe Salomon que me recebeu muito bem em seu laboratório e me orientou num estágio de doutorado sanduíche (CAPES). Gostaria de agradecer a Gora Shlyapnikov pelas discussões tão interessantes a respeito dos sistemas de gases quânticos. Agradeço aos colegas na ocasião,

Thomas Bourdel, Julien Cubizolles e Servaas Kokkelmans. Esse estágio muito contribuiu para nosso trabalho no Brasil.

Agradeço a Khristian Helmerson, que em suas visitas a nosso laboratório sempre trouxe discussões e contribuições importantes.

Agradeço ao Prof. Sérgio Zílio pela ajuda com os lasers de corante.

Agradeço aos amigos sempre tão presentes e dedicados: Cristina, André (desde o tempo dos primeiros Rydbergs e da Jaguatirica, sem falar nas *gambes para durar*), Lino, Liana, Joatan (desde a Escola Técnica), Elvira, Gustavo, Cida Tuboy, Marcel, Marilde Courteille e Ana Paula K. Muniz.

Agradeço ao pessoal das oficinas mecânica e óptica, ao pessoal ao LIEPO (a eletrônica do grupo), ao pessoal da eletrônica do instituto, ao Edivaldo da vidraria, ao pessoal da criogenia e ao pessoal do setor de informática, todos sempre dispostos e prestativos.

Agradeço ao pessoal da secretaria do Grupo de Óptica, à Isabel, à Benedita e à Gláucia. Agradeço ao apoio técnico sempre tão prestativo de Seu Gilberto e de Evaldo e do pessoal do vídeo.

Agradeço ao pessoal do setor de compras e ao pessoal da biblioteca, sempre tão atenciosos.

Agradeço à Ivani e à Ana Paula pelo apoio nos processos de importação quase sempre tão complicados.

Ao Ítalo pelo serviço de gráfica.

Agradeço a Edson Vidoto, do Grupo de Ressonância Magnética por seu apoio em nosso sistema de RF.

Agradeço à Wladerez e à Cristiane pelo atendimento sempre tão atencioso.

Agradeço às agências de fomento FAPESP, CAPES e CNPq pelo apoio financeiro.

Sumário

Capítulo 1	16
Introdução	16
A Condensação de Bose-Einstein em Gases Atômicos Dilutos Aprisionados	18
Apresentação da Tese	24
Capítulo 2	26
O Sistema Experimental	26
Resfriamento Inicial dos Átomos: Feixe Atômico Desacelerado e Aprisionamento Magneto-Óptico	27
Sistema de vácuo	27
Feixe Atômico e Desaceleração	30
Armadilha Magneto-óptica	33
Sistema Óptico	38
Sistema de estabilização dos lasers de corante	40
Aprisionamento Magnético	42
Configuração de Armadilha QUIC	45
Circuito de Potência e de Controle de Corrente	47
Transferência para Ioffe – O Potencial Harmônico	49
Tempo de Vida na Armadilha Magnética	50
Resfriamento Evaporativo	53
Sistema de controle e aquisição de dados	58
Seqüência temporal	59
Sistema de Imagem e laser de prova	61
Sistema Óptico para Imagens de Absorção	62
Seqüência de Imagens e Filtragem	64
Capítulo 3	68
A Degenerescência Quântica em Sódio:	68
Nossos resultados	68
Detectando a Condensação no Centro do Potencial	68
Temperatura a partir da Distribuição Espacial e Densidade de Pico	71
Resultados Obtidos e Discussão	79
Rotina para Evaporação	79
Atingindo a Degenerescência Quântica	80
Algumas Estimativas baseadas em nossos Resultados	83
Analisando os Resultados da Evaporação	86
Capítulo 4	90
Problemas Detectados e Planos Futuros	90

Problemas associados ao tempo de vida na armadilha magnética	90
Baixo número de átomos	91
Baixo sinal de absorção após desligamento da armadilha magnética	91
Problemas operacionais	92
Planos Futuros	93
Capítulo 5	95
Conclusões	95
Referências	97

Lista de Figuras

Figura 1.1 - Número de publicações por ano com Bose e Einstein no título, abstracts ou palavra chave até 2003. Fonte: Base de dados ISI (Institute for Scientific Information).....	17
Figura 2.1 - Sistema Experimental mostrando as varias etapas de câmaras de vácuo e seus componentes.	28
Figura 2.2 - Vista de baixo mostrando a Disposição da Montagem da Célula e Bombas de Vácuo da Região de Ultra Alto Vácuo.....	29
Figura 2.3 – Montagem Esquemática utilizada em escala para definir os suportes entre o magneto desacelerador, a mesa óptica e a célula.	30
Figura 2.4 – Corte do magneto desacelerador: camadas de fio metálico são intercaladas pela malha plástica facilitando a refrigeração.....	32
Figura 2.5 – Fotografia mostrando a fluorescência do feixe atômico na região entre o nozzle e o canal.....	32
Figura 2.6 – Esquema de Feixes Lasers e Campo Magnético para gerar uma armadilha magneto-óptica.....	34
Figura 2.7 – Esquema dos níveis atômicos envolvidos para armadilha magneto-óptica e laser de prova para sódio	35
Figura 2.8 – Fotografia da região da célula. A fluorescência ao centro é advinda da amostra atômica aprisionada no MOT.....	37
Figura 2.9 – Esquema óptico geral mostrando as principais divisões. DP significa modulador em configuração de dupla passagem.	39
Figura 2.10 – Esquema óptico visto de cima na região da célula na plataforma. As indicações de z são referentes aos feixes do eixo vertical.	40
Figura 2.11 – Diagrama de funcionamento do sistema de travamento dos lasers de corante.....	41
Figura 2.12 – Bobinas do sistema QUIC, no eixo z as bobinas de quadrupolo e no eixo x a bobina de Ioffe e ao centro a célula de vidro.	45
Figura 2.13 – Como varia o campo magnético na direção da bobina Ioffe a medida se aumenta o valor de corrente circulando.	46
Figura 2.14 – Circuito de corrente compreendendo as bobinas do QUIC, a fonte de corrente e os componentes de chaveamento e controle.	48
Figura 2.15 – Foto da célula após algumas rodadas do experimento. Na região em destaque temos um deposito de sódio.....	51
Figura 2.16 – Fotografias mostrando as partes do sistema refrigerado por nitrogênio líquido conduzido por tubos.	53
Figura 2.17 – Como age o resfriamento evaporativo numa distribuição atômica. Retirando átomos de uma dada porção da distribuição, após certo tempo a distribuição retermaliza numa temperatura menor que a inicial.....	54
Figura 2.18 – Esquema mostrando como age uma a RF aplicada numa amostra aprisionada num determinado estado. A RF promove uma transição que, fora de ressonância, remove átomos da armadilha de forma seletiva dependendo do valor da RF.....	56
Figura 2.19 - Subníveis Zeeman do estado $3 S_{1/2}$ ($F=1$).	57

Figura 2.20 – Típica seqüência temporal empregada em nosso experimento. Os tempos utilizados foram baseados na otimização do sistema.....	60
Figura 2.21 - feixe de prova incidindo na amostra atômica apos passar por uma fibra óptica. A sombra desse feixe chega então à câmara CCD.....	62
Figura 2.22 – Imagens antes (coluna (a)) e depois (coluna (b)) de passar pela filtragem que corta altas freqüências possibilitando uma melhor estimativa da imagem de absorção atômica em condições de nível baixo de sinal.....	65
Figura 2.23 - Algoritmo do filtro digital usado nas imagens de absorção.....	66
Figura 3.1 – Representação dos eixos do sistema, os quais foram considerados para imagens de absorção.	73
Figura 3.2 –(a) À esquerda, temos a imagem obtida pelo sistema após processamento das imagens da CCD. À direita temos a mesma Imagem após filtragem que retira freqüências altas que não estão relacionadas com a absorção atômica e sim a ruído na medida. (b) Usando a imagem filtrada, a informação sobre a distribuição de densidade é dada pelo o ajuste (fitting) Gaussiano feito por um programa associado ao programa de aquisição: duas telas mostram o aspecto do ajuste em cada direção e uma terceira fornece os parâmetros.	78
Figura 3.3 - Evolução da densidade no espaço de fase como função da freqüência final de RF.....	81
Figura 3.4 – Imagens em diferentes etapas do experimento culminando com a condensação.	82
Figura 3.5 – Evolução do número de átomos e sua temperatura no processo de evaporação. A condição de evaporação auto sustentada é satisfeita para freqüências finais mais baixas quando o coeficiente angular s é menor que 1.	88

Lista de Tabelas

Tabela 2.1 – Secções de choque de absorção para $3S_{1/2} (F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F')$ do sódio.

Onde temos $\sigma_0 = [(VALOR DA TABELA) / 2\pi] 10^{-11} \text{ cm}^2 \dots\dots\dots 63$

Lista de Abreviaturas e Siglas

AMO – Armadilha magneto-óptica

BEC – Bose-Einstein Condensation

CBE – Condensação de Bose-Einstein

DMOT - dark SPOT (Spontaneous-force Optical Trap)

MAO – modulador acusto-óptico

MOT – Magneto optical trap

QUIC - Quadrupole Ioffe Configuration

RF – Rádio Frequência

Resumo

Usando a técnica de resfriamento evaporativo para átomos comprimidos numa armadilha magnética tipo QUIC, implementamos experimentos para observar Condensação de Bose-Einstein de átomos de sódio. Nessa armadilha magnética temos átomos advindos de uma armadilha magneto-óptica, a qual é carregada por um feixe desacelerado como etapa de pré-resfriamento. Nossas medidas foram baseadas em imagens de absorção fora de ressonância de um feixe de prova pela amostra atômica. Essas imagens foram feitas *in situ*, ou seja, na presença do campo da armadilha magnética, pelo fato do número de átomos ser baixo e a técnica de tempo de voo não ser adequada a essa situação. Baseado no perfil de densidade e na temperatura medidos, calculamos a densidade de pico no espaço de fase D , a qual é seguida nas várias etapas de evaporação. Nossos resultados mostram que para uma frequência final de evaporação de 1,65 MHz nós superamos o valor esperado para D (2,612) alcançar o ponto crítico, no centro da amostra, para obter a condensação. Devido ao baixo número de átomos restantes no potencial, a interação não produz efeitos consideráveis e dessa forma um modelo de gás ideal permite justificar essa observação.

Abstract

Using a system composed of a QUIC trap loaded from a slowed atomic beam, we have performed experiments to observe the Bose-Einstein Condensation of Na atoms. In order to obtain the atomic distribution in the trap, we use an *in situ* out of resonance absorption image of a probe beam to determine the temperature and the density, which are used to calculate the phase space D . We have followed D as a function of the final evaporation frequency. The results show that at 1.65 MHz we crossed the critical value for D which corresponds to the point to start Bose-Condensation of the sample. Due to the low number of atoms remaining in the trap at the critical point, the interaction produces minor effects and therefore an ideal gas model explains well the observations.

Capítulo 1

Introdução

Embora tenha sido declarado por A. A. Michelson no final do século XIX que *“The more important fundamental laws and facts of physical science have all been discovered...”* mesmo havendo algumas questões em aberto, a revolução científica trazida pelo século XX provou exatamente o contrário [1].

Segundo o Professor Daniel Kleppner [1], no século XX tivemos três períodos marcantes dessa revolução. Nos primeiros trinta e cinco anos foi estabelecida a teoria da mecânica quântica. Nos próximos trinta anos, foram desenvolvidos métodos experimentais baseados na teoria quântica, como o maser e o laser os quais foram utilizados para estudar propriedades atômicas e desenvolver dispositivos como relógios atômicos.

Antes mesmo do final desse século cheio de inovações, vários estudos básicos foram possíveis, muitos deles por causa do advento do laser. Dentre esses estudos estão o estudo do campo de radiação e manipulação de átomos que possibilitou a observação da Condensação de Bose-Einstein (CBE ou BEC, Bose-Einstein Condensation).

Basicamente, a ocorrência da CBE é uma manifestação macroscópica da natureza quântica da matéria. Isso pode ser entendido, sabendo que num gás constituído por bósons confinado, uma vez resfriado a uma temperatura muito baixa, pode atingir um regime no qual esse gás deixa de se comportar classicamente, ou seja, em movimento desordenado.

Um gás nessas condições apresenta uma população macroscópica, com número da ordem do número total de partículas do sistema, no seu estado

quântico de mais baixa energia. Assim, as partículas constituintes do sistema que ocupam este estado específico contribuem de forma diferenciada nas propriedades termodinâmicas do gás em questão, caracterizando uma transição de fase que uma vez observada indica a ocorrência da CBE.

Manifestações macroscópicas relacionadas a CBE são: a supercondutividade, que pode ser descrita como a CBE de pares de Cooper, e a superfluidez do Hélio líquido [2].

O fenômeno da CBE foi previsto em 1925 por Albert Einstein usando as bases teóricas contidas no trabalho de Satyendra Nath Bose, para obter o espectro de corpo negro. A condensação de Bose-Einstein em gases a baixas densidades é um efeito que somente foi observado após 70 anos de sua previsão [3][4][5] graças ao advento e avanço das modernas técnicas para resfriar e confinar átomos neutros [6][7].

O interesse na obtenção e estudo de amostras atômicas no regime de CBE vem crescendo desde alguns anos e teve grande impulso quando da primeira realização em laboratório, como podemos constatar pelo crescimento de trabalhos publicados nessa área desde 1995 até 2003, como mostrado na figura 1.1.

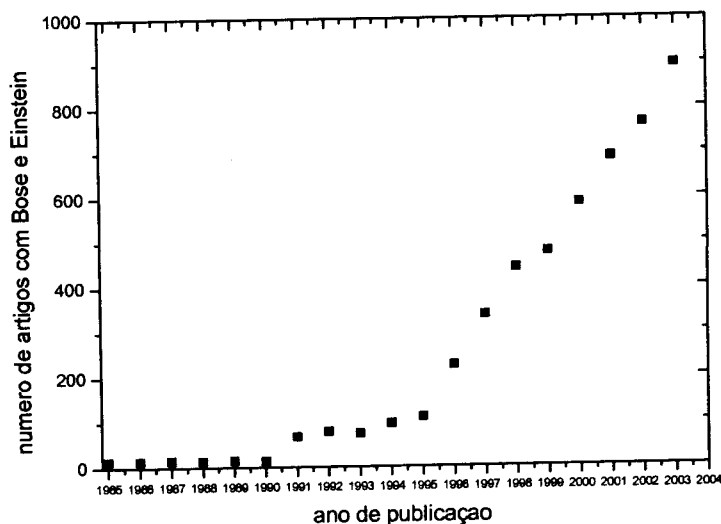


Figura 1.1 - Número de publicações por ano com Bose e Einstein no título, abstracts ou palavra chave até 2003. Fonte: Base de dados ISI (Institute for Scientific Information)

Embora os experimentos de 1995 em alcalinos sejam considerados marcos na história da CBE, as pesquisas tanto experimentais como teóricas, nesse fenômeno são muito mais antigas e envolviam diferentes áreas [8].

Como uma introdução teórica pedagógica à área de CBE em gases atômicos aprisionados, destacamos o artigo do Professor Piza [9] e o como artigo de revisão tratando tanto de técnicas experimentais como de aspectos teóricos, destacamos o publicado por nosso grupo [10].

A CBE tem suas diferentes interpretações. Em termodinâmica, a CBE ocorre como uma transição de fase de um gás para um novo estado da matéria. A mecânica quântica interpreta a CBE como uma coerência matéria-onda advinda da superposição das ondas dos átomos e faz uma analogia entre o laser convencional e o laser de átomos. A estatística quântica explica a CBE como mais que um átomo compartilhando uma célula no espaço de fase.

Desde a produção dos primeiros condensados, uma vasta gama de experimentos tem sido implementada. Um dos principais estudos culminou com o Laser de Átomos [11]. A interação de condensados com luz foi usada para construir interferômetros [12]. *Dark solitons* e vórtices foram gerados e estudados [13][14]. Outros estudos foram voltados para simplificar o método de produção de condensados, assim foi possível implementar condensados em armadilhas ópticas [15] e em microtraps (micro armadilhas) [16].

Esse campo de pesquisa certamente ainda tem muito a oferecer e continuará trazendo avanços importantes à ciência no século XXI.

A Condensação de Bose-Einstein em Gases Atômicos Dilutos Aprisionados

Como partículas reais tem interação, mesmo um gás de Bose fracamente interagente, qualitativamente, se comporta de forma diferente de um gás de Bose ideal.

Acreditou-se por bastante tempo que essas interações trariam apenas uma transição de fase “ordinária” antes que a CBE pudesse acontecer. Mas o

hélio líquido foi determinante para mostrar que suas características, como pequena massa e grande energia cinética de ponto zero, não permitiam a solidificação abaixo de zero kelvin. Infelizmente, sistemas como esse eram difíceis de se estudar por serem altamente interagentes. Essa forte interação reduz o número de átomos no estado de mais baixa energia mesmo a zero absoluto. Dessa forma, é difícil medir diretamente a ocupação desse estado.

Assim, no sentido de se evitar tratar com sistemas dessa natureza, buscou-se agir em três diferentes direções, nas quais se procurava tratar com gases dilutos fracamente interagentes em sistemas como: hélio líquido (em Vycor), éxcitons em semicondutores e gases atômicos. No entanto, nos dois primeiros sistemas, as interações em um líquido ou em um sólido modificam e complicam de forma considerável a natureza da transição de fase.

Dessa forma, por causa da ausência de interações fortes ou da complexidade do tratamento, gases atômicos dilutos tiveram destaque em experimentos para demonstrar e estudar a condensação de Bose-Einstein.

Como primeiro candidato foi proposto o hidrogênio spin-polarizado em 1959 por Hecht [17]. A interação atrativa entre dois átomos de hidrogênio com seus spins eletrônicos alinhados foi estimada ser tão fraca que não haveriam estados ligados. Assim, num gás de hidrogênio num campo magnético não haveria formação de moléculas ou de líquido a baixas temperaturas. Isso foi confirmado por Stwalley e Nosanow em 1976 [18] os quais também argumentaram que esse sistema seria tanto um superfluido como um condensado de Bose-Einstein. Experimentos foram então estimulados, e assim em 1980 hidrogênio spin polarizado foi estabilizado pela primeira vez por Silvera e Walraven [19]. No entanto, interações do hidrogênio com a superfície limitavam a densidade. Para contornar esse problema, armadilhas magnéticas e resfriamento evaporativo foram desenvolvidos dando um novo animo às pesquisas nessa área.

Paralelamente, as técnicas de resfriamento atômico em gases alcalinos estavam em franco desenvolvimento e assim se tornaram também candidatos na "corrida" para a obtenção da condensação em gases atômicos dilutos. Poucos anos depois, combinando técnicas de resfriamento a laser e de resfriamento evaporativo alcançou-se o regime da CBE.

Os primeiros condensados de Bose-einstein foram implementados em átomos de ^{87}Rb [3], ^{23}Na [4] e ^7Li [5]. Posteriormente, vieram os condensados em ^{85}Rb [20], ^{41}K [21], ^{133}Cs [22], H [23] e ^4He metaestável [24]. Embora os primeiros experimentos em condensação de Bose-Einstein tenham sido em metais alcalinos, foram direcionados esforços para obter condensados em gases de átomos de dois elétrons, por serem sistemas alternativos e promissores. Esses esforços culminaram em 2003 com o primeiro condensado em ^{174}Yb [25].

A implementação dos primeiros condensados utilizou dois passos básicos. O primeiro é o resfriamento atômico utilizando luz laser e o segundo, para alcançar a densidade desejada no espaço de fase, é o resfriamento evaporativo numa armadilha num potencial conservativo, nesse caso numa armadilha magnética.

Como armadilhas num potencial conservativo não são capazes de resfriar átomos, mas apenas de os confinar, esses são resfriados previamente tendo em vista temperaturas da ordem de sub milikelvin. Para isso, são usadas técnicas de aprisionamento e resfriamento a laser. Posteriormente são transferidos para uma armadilha magnética ou óptica, onde o resfriamento evaporativo retira os átomos mais quentes da distribuição, deixando-a mais e mais fria. Essas técnicas, quando associadas, permitem reduzir a temperatura dos átomos por um fator de 10^9 , assim como permitem aumentar a densidade no espaço de fase em cerca de seis ordens de grandeza para cada estágio, resfriamento laser e resfriamento evaporativo. A seqüência normalmente utilizada para obtenção da CBE com átomos alcalinos é mostrada na figura 1.2.

Inicialmente, um aspecto muito importante na construção de um sistema para experimentos em gases quânticos é o ambiente de vácuo onde se prepara a amostra a ser estudada. O processo de resfriamento evaporativo leva à CBE, retirando os átomos mais quentes, seguido da retermalização, quando isso ocorre num tempo menor que o tempo de vida da amostra. Considerando isso, são necessários, em geral para alcalinos, alguns segundos de tempo de vida. Assim, o recipiente que conterá a amostra a ser condensada deve estar a ultra-alto vácuo, onde perdas por colisões com o vapor de fundo sejam

pequenas, permitindo tempos de vida dos átomos compatíveis com a evaporação.

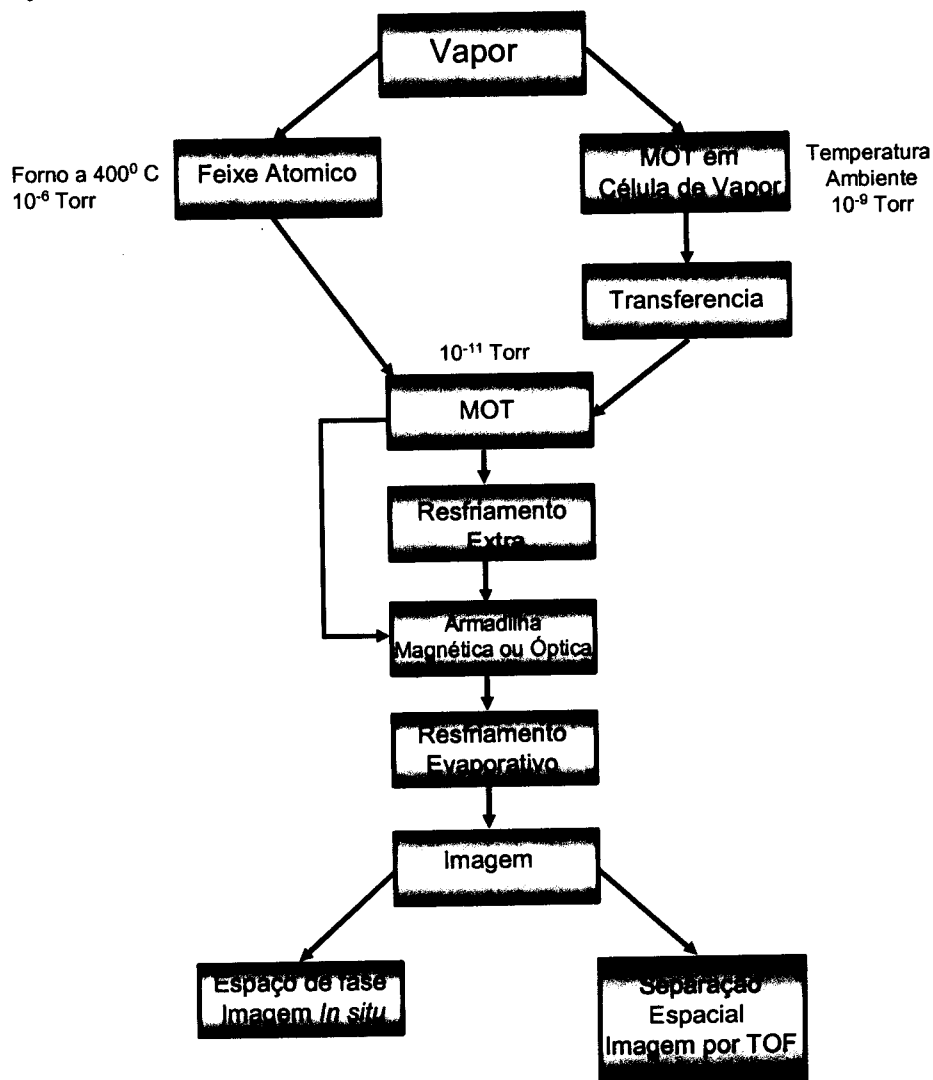


Figura 1.2 – Sequência de etapas experimentais para atingir CBE.

Outro aspecto a ser considerado é a fonte de átomos, a qual, em geral, está disponível em forma metálica. O que é usualmente feito é vaporizar esse metal e tê-lo disponível seja vindo de um forno, onde o metal é aquecido, ou de uma ampola inicialmente fechada a vácuo, que é quebrada posteriormente dentro do sistema de vácuo. Assim, é possível transferir esse vapor de uma câmara de mais baixo vácuo (10^{-9} Torr ou menos) para uma segunda com

melhor vácuo, cerca de 10^{-11} Torr ou melhor [26][27] (cerca de 30s de tempo de vida para sódio), onde é implementado o estágio de pré resfriamento.

Na maioria dos experimentos em condensação de Bose-Einstein esse estágio de pré resfriamento é feito por uma armadilha magneto-óptica, AMO, ou MOT (de magneto optical trap) [28] seguido de um resfriamento extra usando técnicas de resfriamento sub-Doppler [29][30] para obter temperaturas da ordem de $100 \mu\text{K}$ e, implementando a técnica de Dark SPOT [31], para alcançar maior densidade atômica.

O MOT pode ser carregado de duas formas: com átomos advindos de um feixe efusivo produzido num forno, o qual é desacelerado por laser [32] ou de um outro MOT, carregado em célula de vapor [33].

Em seguida, dadas condições otimizadas de número, temperatura e densidade, a amostra é transferida para a armadilha conservativa e em seguida passa pelo processo de resfriamento evaporativo. O passo seguinte é o diagnóstico da amostra em estudo. Na área de átomos frios, mais especificamente, na área de gases quânticos degenerados, para se diagnosticar essas amostras atômicas o meio que se utiliza são imagens ópticas.

Basicamente, imagens para átomos condensados são tomadas por meio de duas técnicas: imagens por tempo de voo (*Time of Flight* -TOF) e medidas *in situ*. Em ambas técnicas é possível obter a distribuição de densidade atômica esteja a nuvem em expansão ou aprisionada no potencial.

A forma de detecção utilizando a técnica de tempo de voo é normalmente a mais utilizada para detectar a condensação, pois revela a característica bimodal de sua distribuição.

Medidas usando essa técnica são tomadas em diferentes tempos de expansão após liberar a amostra do potencial confinante. Essa distribuição bimodal se mostra em duas partes coexistentes na amostra: a parte condensada e a parte não condensada.

A parte não condensada da amostra tem átomos distribuídos em vários estados do potencial, obedecendo a distribuição estatística característica àquela temperatura, sendo possível estabelecer uma relação unívoca entre a largura da distribuição espacial da fração térmica e a temperatura dos átomos.

Na fração condensada todos os átomos compartilham do mesmo estado quântico do potencial de aprisionamento e sua distribuição espacial é consequência da forma do estado fundamental do potencial confinante e, quando o número de átomos é grande, também das interações entre os átomos. Nas imagens de TOF, devido à diferença na distribuição de momentos, após longos tempos de expansão as duas partes se separam espacialmente podendo ser analisadas praticamente de forma independente.

No caso de amostras com baixo número de átomos ou com limitações para o desligamento do potencial confinante, como é o nosso caso, a relação sinal ruído se torna muito baixa nas imagens por tempo de voo. Assim, é mais apropriado o emprego de imagens *in situ*, o que exigiu um cuidado maior na análise da medida. Esse tipo de imagem também é bastante útil em experimentos na presença do campo magnético, como é o caso de medidas de variáveis termodinâmicas [34].

A forma como uma imagem tanto por TOF como uma imagem *in situ* é tomada está relacionada com a interação dos átomos com um feixe de luz, a qual envolve três processos: absorção de fótons, reemissão de fótons e deslocamento de fase da luz transmitida. Essas propriedades são usadas em métodos de imagem por absorção, imagem por fluorescência e método de imagem dispersivo.

Para diagnosticar um condensado de Bose-Einstein é necessário utilizar a técnica por imagens de absorção ou a técnica de imagem dispersiva. A técnica de fluorescência é mais adequada para etapas do experimento como MOT ou armadilha magnética. Para amostras condensadas, por causa de seu tamanho reduzido e do pequeno ângulo sólido de coleta do sistema de imagem, a relação sinal ruído é muito pequena.

Uma discussão mais detalhada a respeito de técnicas de imagens para condensados pode ser encontrada na referência [35].

Uma vez apresentado um panorama geral da implementação experimental de condensados de Bose-Einstein, em seguida temos a apresentação da tese.

Apresentação da Tese

O presente trabalho faz parte do esforço que vem sendo feito em nosso laboratório durante os últimos seis anos para obter o condensado de Bose-Einstein em Sódio. Os trabalhos anteriores de mestrado de Sérgio Miranda e Edson Mosman e o trabalho de doutorado de Sérgio Muniz fazem parte da base do presente trabalho, o qual terá sua continuidade com o trabalho de doutorado de Emanuel Henn e Reginaldo R. Silva.

Com a evidência de nosso primeiro condensado, concluímos uma etapa importante no projeto de estudo de gases quânticos. Dessa forma, iniciaremos uma nova geração de experimentos que pretende aliar a experiência conseguida no Sódio às vantagens de se trabalhar num sistema de Rubídio.

Essa tese é organizada nos próximos quatro capítulos como veremos.

No capítulo seguinte, o capítulo 2, temos uma descrição detalhada sobre nosso sistema experimental. As várias partes que compuseram nosso trabalho estarão descritas. Inicialmente pelo método de resfriamento usando armadilha magneto-óptica carregada por um feixe atômico de Sódio desacelerado. Nessa descrição temos o sistema de vácuo utilizado, assim como o sistema óptico cuja disposição e sistema de travamento de frequência dos lasers é discutido. Em seguida temos a apresentação e descrição do nosso sistema de armadilha magnética. A próxima etapa é a evaporação induzida por RF cujo sistema será apresentado. Também apresentamos como todas essas etapas evoluem no tempo. Utilizamos uma seqüência temporal implementada por um sistema de controle e aquisição de dados. Quanto aos dados, esses foram extraídos de imagens de absorção implementadas no final da seqüência temporal e nos deram as informações de nossa amostra atômica.

No capítulo 3 temos o embasamento para a compreensão das medidas implementadas; como podemos relacionar a absorção atômica ao perfil de densidade e, assim, termos informação sobre temperatura e, como medimos a densidade de pico da amostra. Também apresentamos nossos resultados os quais serão discutidos.

No capítulo 4 temos uma discussão sobre os principais problemas experimentais detectados e em seguida uma disposição de planos futuros em nosso laboratório.

Finalmente no capítulo 5 temos as principais conclusões sobre o trabalho desenvolvido.

Capítulo 2

O Sistema Experimental

Para se alcançar o condensado em amostras dilutas é indispensável um processo, de resfriamento e compressão, prévio à evaporação. Na etapa de resfriamento, geralmente se utiliza a técnica de armadilha magneto-óptica carregada por célula de vapor ou por um feixe desacelerado. Para compressão dos átomos utilizam-se armadilhas magnéticas ou ópticas. O resfriamento evaporativo pode ser feito por varredura de RF ou variando-se a compressão do potencial.

Em nosso sistema experimental, duas versões básicas foram utilizadas. Para melhor adequação às necessidades de um experimento em condensação de Bose-Einstein, tivemos que contornar limitações intrínsecas relacionadas ao primeiro sistema optando por fazer modificações relacionadas à câmara de vácuo e, conseqüentemente, à configuração da armadilha magnética. Essas modificações foram imprescindíveis para obter os resultados da presente tese.

Basicamente, a câmara de vácuo, que já vinha operando em 10^{-11} Torr, foi substituída por uma célula de vidro e o campo magnético mudou de configuração, deixando de ter a configuração “*cloverleaf*” [36] e passando a ter a configuração denominada de QUIC (*Quadrupole Ioffe Configuration*) [37]. Detalhes sobre essas modificações podem ser encontradas na Tese de Doutorado de Sérgio R. Muniz [38].

O principal motivo que nos levou a implementar mudanças foi a constatação de limitações intrínsecas, as quais somente seriam sanadas com a abertura da câmara, algo bastante trabalhoso e demorado. Outro motivo era que, na ocasião, tínhamos a oportunidade de construir um sistema mais

simples, envolvendo melhorias consideráveis tornando-o mais promissor. No novo sistema com a célula de vidro teríamos mais flexibilidade, por causa de seu menor volume, tanto na preparação do sistema de vácuo, como no novo projeto de bobinas e no projeto de antena de RF, agora uma antena colocada externamente à câmara. Outro aspecto considerado foi o do acesso óptico, o qual não foi em nada comprometido com a mudança.

Assim, baseado no novo sistema construído, nas seções que seguem nesse capítulo, discutiremos os experimentos de obtenção de condensação de Bose-Einstein em Sódio, descrevendo suas três etapas fundamentais: aprisionamento magneto-óptico carregado por um feixe atômico desacelerado, aprisionamento magnético e resfriamento evaporativo por RF. Todas essas etapas funcionam de uma forma controlada por uma seqüência temporal definida. Essa seqüência é implementada pelo sistema de controle e aquisição de dados. Os dados obtidos são advindos de imagens de absorção, cujo sistema também será detalhado a seguir.

Resfriamento Inicial dos Átomos: Feixe Atômico Desacelerado e Aprisionamento Magneto-Óptico

Nessa seção, trataremos do sistema de aprisionamento magneto-óptico responsável pela amostra atômica inicial de nosso experimento.

Para isso, discutiremos nosso sistema de vácuo, o sistema desaceleração de átomos e a armadilha magneto-óptica. Em seguida, descreveremos nosso sistema óptico e o sistema de estabilização empregado para os lasers de corante.

Sistema de vácuo

No nosso sistema experimental, os átomos do feixe desacelerado são advindos de um forno de Sódio aquecido a 400°C. Há um pequeno orifício

(cerca de $200\mu\text{m}$), o nozzle, por onde os átomos saem, o qual deve-se manter aquecido a 500°C para evitar entupimento. Um pequeno tubo de cerca de 3mm de diâmetro e 1 cm de comprimento, serve de canal colimador e liga a câmara que contém o forno e a região intermediária antes da região do tubo de desaceleração. Nesse sistema, temos várias etapas até se chegar a uma amostra a cerca de 10^{-11} Torr na célula de vidro. Na câmara que abriga o forno temos uma pressão de 10^{-6} Torr, mantida por uma bomba de vácuo difusora ligada à linha de vácuo comum aos laboratórios. A seguir temos uma câmara mantida a 10^{-9} Torr por uma bomba turbo molecular associada a uma bomba iônica. Após essa câmara temos um tubo com 120 cm de comprimento na região do magneto desacelerador conectado à célula de vidro.

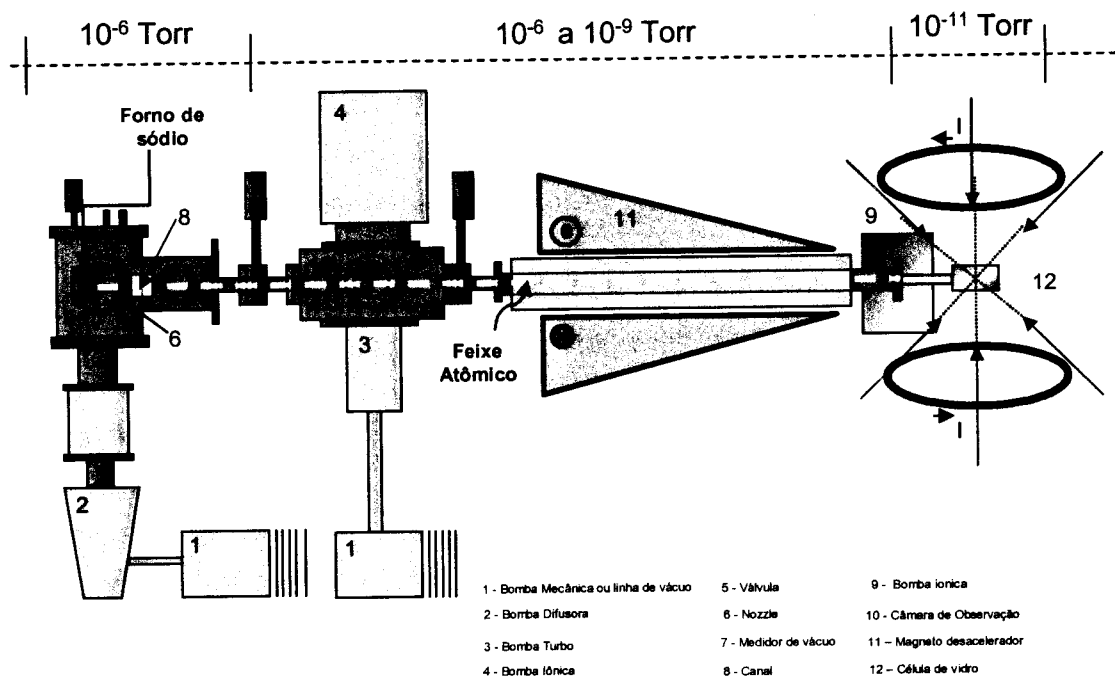


Figura 2.1 - Sistema Experimental mostrando as varias etapas de câmaras de vácuo e seus componentes.

Entre a câmara e o tubo do magneto, colocamos um tubo para estabelecer um bombeamento diferencial de cerca de 10 vezes. Temos na figura 2.1 a representação gráfica de nosso sistema. Vale ressaltar a presença das válvulas conectando regiões diferentes de vácuo, as quais tem a função de

isolar essas áreas tanto por questão de segurança como para eventuais manutenções.

Na seqüência, mostramos representações de como é feito o bombeamento de vácuo na região próxima à célula de vidro. Na figura 2.2 temos em destaque a região da célula que possui duas bombas de vácuo, uma bomba iônica e uma bomba de sublimação de titânio. Esse aparato de bombeamento é necessário para manter uma pressão de cerca de 10^{-11} Torr nessa região. Para sustentar esse aparato acoplado ao magneto desacelerador e à plataforma horizontal, a qual abriga os componentes ópticos próximos à célula de vidro, foi montado um sistema de suportes. Assim como podemos ver na figura 2.3, graças a esses suportes, o sistema de bombeamento da região de ultra alto vácuo (UHV-ultra high vacuum) está acoplado de forma compacta tanto ao magneto como esse conjunto está firmemente preso à plataforma horizontal. Isso é feito para evitar instabilidades causadas pelo movimento relativo, pois o sistema do magneto desacelerador é bastante pesado e precisa de apoio firme e estável, uma vez que está no mesmo referencial da mesa óptica.

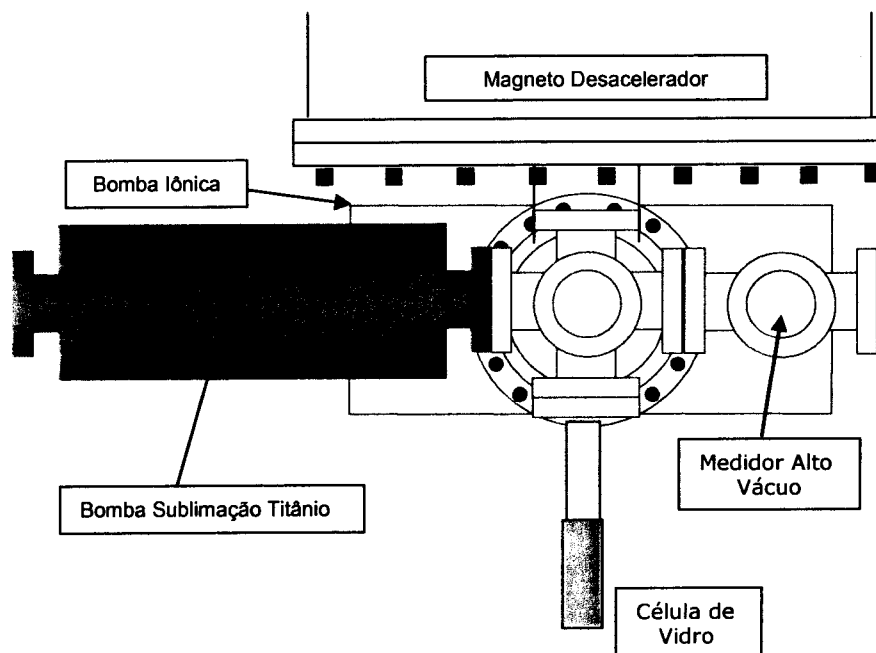


Figura 2.2 - Vista de baixo mostrando a Disposição da Montagem da Célula e Bombas de Vácuo da Região de Ultra Alto Vácuo.

Em seguida descrevemos nosso sistema de desaceleração de átomos que usamos como fonte para nossa armadilha magneto-óptica.

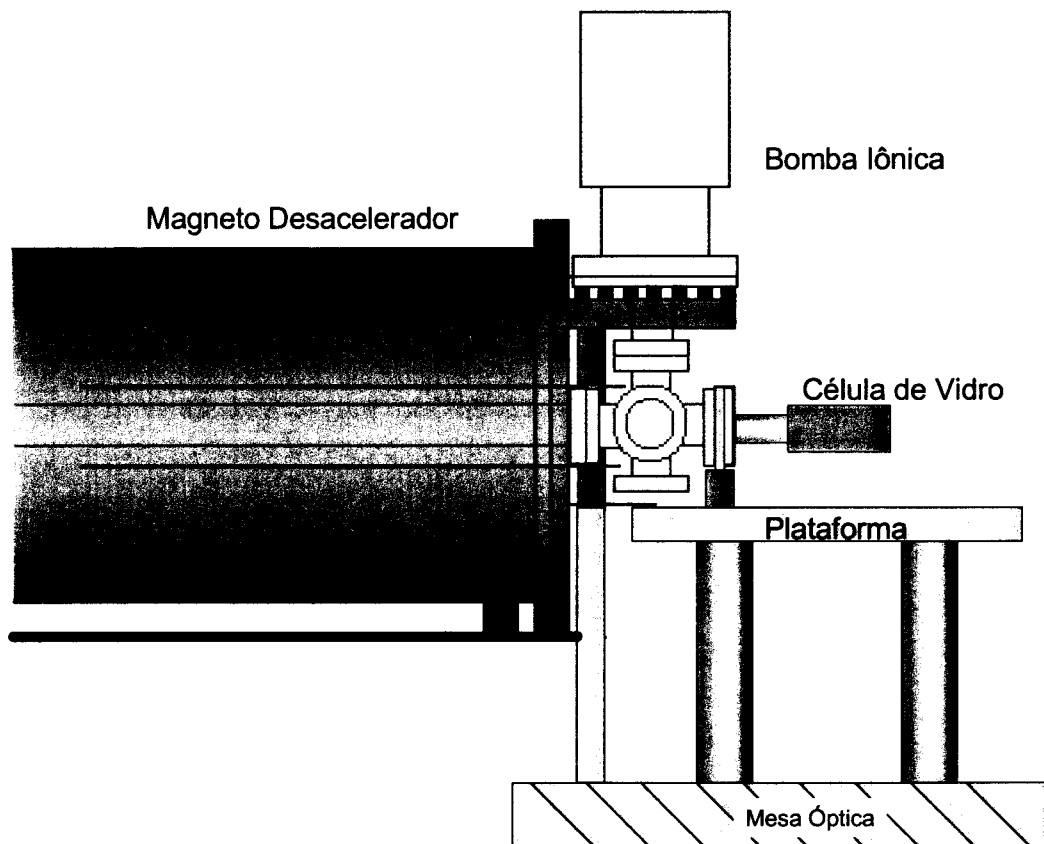


Figura 2.3 – Montagem Esquemática utilizada em escala para definir os suportes entre o magneto desacelerador, a mesa óptica e a célula.

Feixe Atômico e Desaceleração

Nosso feixe atômico colimado é desacelerado usando a técnica de ajuste Zeeman[32] que possibilita obter cerca de 10^{11} átomos/sec.cm². Essa técnica consiste em manter os átomos em ressonância com um feixe laser contrapropagante variando espacialmente o valor do campo magnético produzido por um magneto com cerca de 100 cm de comprimento.

Adicionalmente, trabalhamos com a carga por feixe desacelerado de sódio, usando a técnica desenvolvida em nosso laboratório “dark spot slowing” [39]. Nossa configuração de desaceleração usa o feixe laser desacelerador na

mesma linha da nuvem atômica. Para evitar a influência desse laser na nuvem, essa técnica emprega uma sombra na região central do laser de desaceleração, produzida por um disco bloqueador, coincidindo com a posição do MOT. Assim, essa técnica permite que um grande fluxo de átomos lentos seja capturado pelo MOT sem que esse seja perturbado. Dessa forma, há uma melhoria significativa com relação à técnica original, pois proporciona um maior número de átomos aprisionados.

O magneto ou bobina desaceleradora nada mais é que um enrolamento de fio de cobre em várias camadas, feito de forma a obedecer ao perfil de campo magnético necessário para a desaceleração dos átomos. No nosso caso, somos capazes de desacelerar átomos desde cerca de 950 m/s de velocidade. Detalhes sobre projeto e construção de magnetos desaceleradores podem ser encontrados na tese de mestrado de Marcel E. Firmino [40].

Para o magneto utilizado, trabalhamos com de cerca de 45 A de corrente elétrica. Uma vez que isso representa cerca de 2 kW de potência a ser dissipada, precisaríamos de um sistema de refrigeração bastante eficiente para evitar danos ao enrolamento. Esses danos podem prejudicar o processo de desaceleração e limitar o número de átomos que a armadilha magneto-óptica possa capturar. Pensando nisso, implementamos uma geração nova de desenho de magneto, aliando facilidade de construção e melhor forma de refrigeração.

A diferença nessa nova geração consiste na forma do enrolamento: entre camadas foi colocada uma tela plástica para permitir a passagem de água entre camadas. Esse enrolamento é colocado num cilindro metálico o qual é preenchido de água. No momento da operação é ligado um fluxo de água capaz de resfriar todas as camadas do enrolamento. Temos na figura 2.4 um desenho esquemático desse magneto.

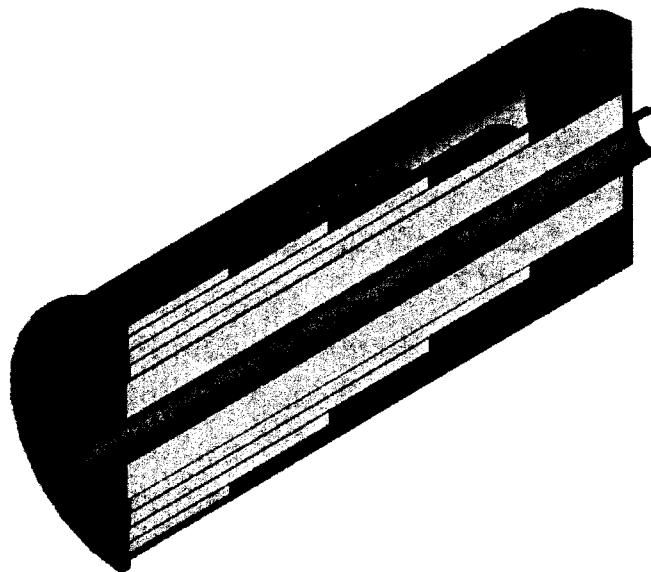


Figura 2.4 – Corte do magneto desacelerador: camadas de fio metálico são intercaladas pela malha plástica facilitando a refrigeração.

Na figura 2.5 temos uma fotografia da região do forno de sódio, entre o nozzle e o canal. Essa janela de observação auxilia no processo de alinhamento e otimização do feixe atômico.

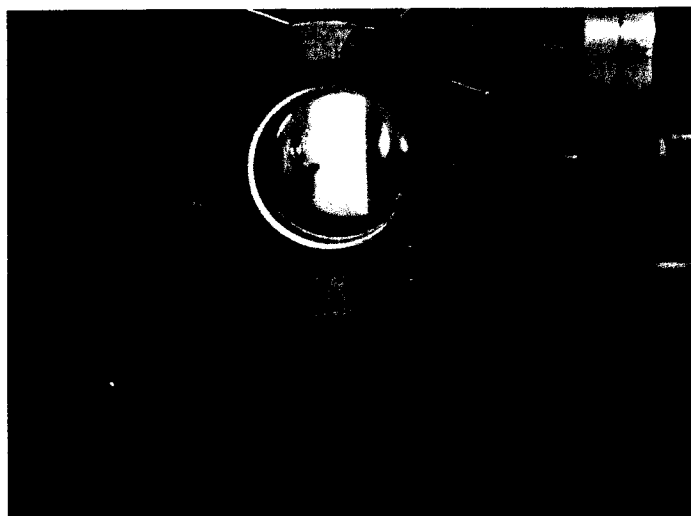


Figura 2.5 – Fotografia mostrando a fluorescência do feixe atômico na região entre o nozzle e o canal.

A distribuição de velocidades dos átomos advindos do feixe desacelerado foi medida usando um feixe de prova num ângulo de 45° com a direção de propagação do feixe atômico. Variando a frequência do laser de prova em diferentes condições de corrente de operação constatamos o bom funcionamento do magneto. Com essa informação partimos para o teste da desaceleração nos átomos, nesse caso, no desempenho da armadilha magneto-óptica.

Vejamos na seção seguinte informações sobre o nosso sistema de aprisionamento magneto-óptico carregado pelo feixe desacelerado.

Armadilha Magneto-óptica

Armadilhas magneto-ópticas são um dos meios mais utilizados para aprisionamento inicial de átomos neutros para os mais diversos experimentos em física atômica e molecular. É o que se pode chamar de um sistema híbrido, pois conjuga campos de luz a campo magnético para resfriar e confinar átomos.

Foi inicialmente demonstrada em 1987 por Raab and Pritchard [28]. Sua operação depende de campos magnéticos não homogêneos e regras de seleção da radiação para explorar bombeamento óptico e a força radioativa [28][41].

Uma armadilha magneto-óptica consiste de três pares de feixes lasers contrapropagantes cuja intersecção deve coincidir com o mínimo de campo gerado por duas bobinas em configuração anti-Helmoltz, de acordo com que está representado na figura 2.6.

Ajustando apropriadamente a sintonia dos lasers, assim como a polarização, e o gradiente de campo magnético, a força resultante no centro da armadilha é da forma $F = -\alpha v - \kappa r$, onde v representa a velocidade e r a posição. O primeiro termo é a força de fricção, a qual tem o papel de resfriar e o segundo termo representa a parte restauradora, a qual trata de confinar os átomos no centro da armadilha.

O átomo com o qual trabalhamos é o alcalino ^{23}Na cujos níveis atômicos de interesse para armadilhas magneto-ópticas estão apresentados na figura 2.7. O feixe laser utilizado como aprisionamento tem sua frequência travada

levemente deslocada para o vermelho da transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ (cerca de 10 MHz). Um segundo laser é necessário para deixar sempre átomos no estado aprisionável, ou seja, ajuda a recolocar átomos do estado não aprisionável, $F=1$, no estado aprisionável, $F=2$. Esse é o chamado laser de rebombeio, o qual é normalmente travado na transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$.

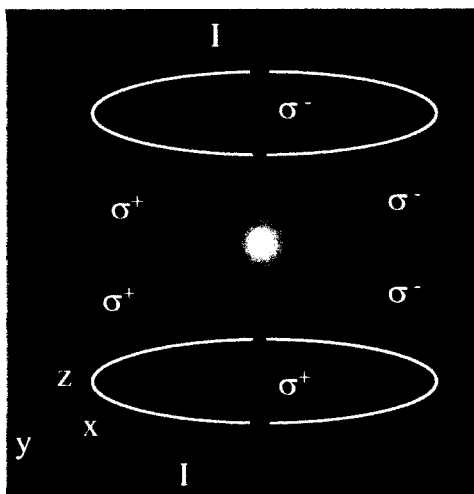


Figura 2.6 – Esquema de Feixes Lasers e Campo Magnético para gerar uma armadilha magneto-óptica.

Na figura 2.7, temos o esquema de níveis do átomo de sódio, mostrando as frequências de aprisionamento e rebombeio utilizadas em nosso experimento, incluindo a frequência de prova utilizada para as imagens de absorção.

Quanto ao campo magnético, utilizamos duas bobinas em configuração anti-Helmoltz com um gradiente de $dB/dz = 12 \text{ G/cm}$. Vale ressaltar aqui que usamos nessa configuração as mesmas bobinas para o quadrupolo do MOT que elevando a corrente temos o gradiente para o estágio inicial da armadilha magnética QUIC que também é um quadrupolo. Dessa forma, a transferência do MOT para a armadilha magnética é mais robusta se comparado a outros sistemas com bobinas diferentes para o MOT e para a fase inicial da armadilha magnética, pois nesse caso não há a preocupação com o casamento das linhas de campo.

Kílvia M. F. Magalhães

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO
 INSTITUTO DE FÍSICA
 BIBLIOTECA DE FÍSICA

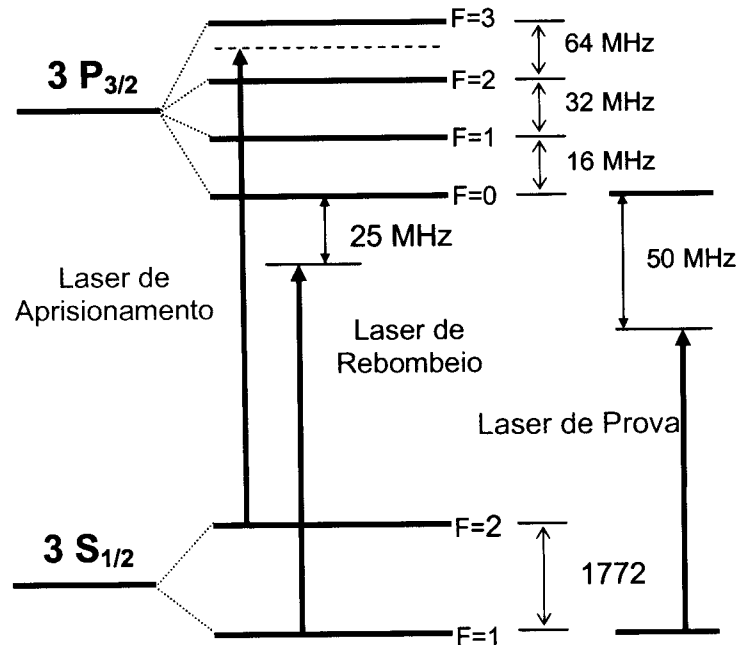


Figura 2.7 – Esquema dos níveis atômicos envolvidos para armadilha magneto-óptica e laser de prova para sódio

No entanto, nesse estágio, antes da transferência para a armadilha magnética, a densidade do MOT é limitada por causa de dois processos. Primeiramente, essa densidade é limitada pelo processo de perdas devido às colisões envolvendo átomos no estado excitado. O outro processo que limita a densidade é o espalhamento secundário de luz.

Acontece que, à medida que a densidade aumenta, a proximidade entre os átomos permite que haja uma probabilidade maior de um fóton emitido por um dos átomos seja absorvido por seu átomo vizinho. Isso causa uma pressão de radiação impedindo nova aproximação e assim limitando a densidade.

Dessa forma, foi criada a técnica de resfriamento dark SPOT (Spontaneous-force Optical Trap) [31] para superar essas limitações, com a qual é possível aumentar a densidade em uma ordem de grandeza.

A técnica de dark SPOT, que por simplicidade chamaremos de DMOT, consiste em se colocar um obstáculo escuro na região central dos feixes de rebombeio. Nessa região sem a presença do laser de rebombeio, os átomos são bombeados para o estado fundamental de mais baixa energia $3S_{1/2}(F=1)$ e assim não interagem mais com o laser de aprisionamento que continua

presente. Dessa forma, nessa região central da armadilha há uma diminuição considerável da força repulsiva causada pela luz espalhada, assim como das colisões frias. Dessa forma, o que essa técnica possibilita é uma distribuição muito densa e compacta de átomos no estado fundamental, localizada no centro da nuvem atômica.

Em nosso experimento, assim como nos primeiros condensados, essa técnica foi de grande importância, pois possibilita uma melhor transferência atômica para a armadilha magnética. A seguir vamos discutir a operação de nosso MOT e DMOT.

Inicialmente otimizamos o MOT observando o número de átomos e seu formato. Isso é possível com o refinamento do alinhamento dos lasers e otimização de frequência e potência desses. Em seguida, vem então a implementação do DMOT. Isso consiste em posicionar o *dark spot* (obstáculo opaco) na região central por onde passa o feixe de rebombeio. Um detalhe importante é o alinhamento dos feixes de rebombeio que precisam estar conformados para coincidir as sombras do *dark spot* da melhor forma possível.

Para verificar parâmetros importantes de operação do MOT e do DMOT antes da transferência para armadilha magnética, basicamente, temos duas formas de acompanhar o processo. Medimos o número de átomos e volume do MOT usando a fluorescência advinda dos átomos. A outra forma é usar a informação sobre absorção dos átomos no DMOT por um dado feixe de prova. Esse feixe de prova é o mesmo feixe usado para as imagens de absorção como veremos.

O sinal de fluorescência é usado para estimar o número de átomos e, de forma comparativa, avaliar a otimização da armadilha. Esse sinal é coletado por um detector de silício, dada uma calibração prévia e com o conhecimento do ângulo sólido considerado. Quanto à avaliação do volume, essa pode ser feita observando o sinal de vídeo de uma câmera CCD comum após prévia calibração, a mesma que usamos para otimizar a frequência dos lasers observando a fluorescência do MOT.

No caso do sinal de absorção, observamos *in situ* a evolução da absorção da amostra no DMOT sujeita a otimização do alinhamento dos feixes lasers e do posicionamento do *dark spot*. No entanto, inicialmente, a absorção do feixe

de prova pelo DMOT é tal que é possível verificá-la mesmo a olho nu, o que é usado como um ponto de partida nessa otimização. Essa absorção é proporcional à densidade, assim esse processo é determinante para avaliar o desempenho do DMOT. Nesse processo também é possível avaliar o volume no qual se estende a absorção observada, uma vez que é feita uma imagem em nossa câmera CCD especial, cuja descrição será feita na seção sistema de imagem nesse capítulo. Com esse tipo de câmera, pode-se controlar o momento e a duração com que a aquisição de imagens é efetuada, utilizando a interface entre um programa de computador e essa câmera especial.

Em nosso sistema, alcançamos cerca de 10^9 átomos aprisionados com uma densidade aproximada de algumas vezes 10^{11} átomos/cm³, após otimizar o alinhamento e as frequências dos lasers observando a absorção da amostra no DMOT.

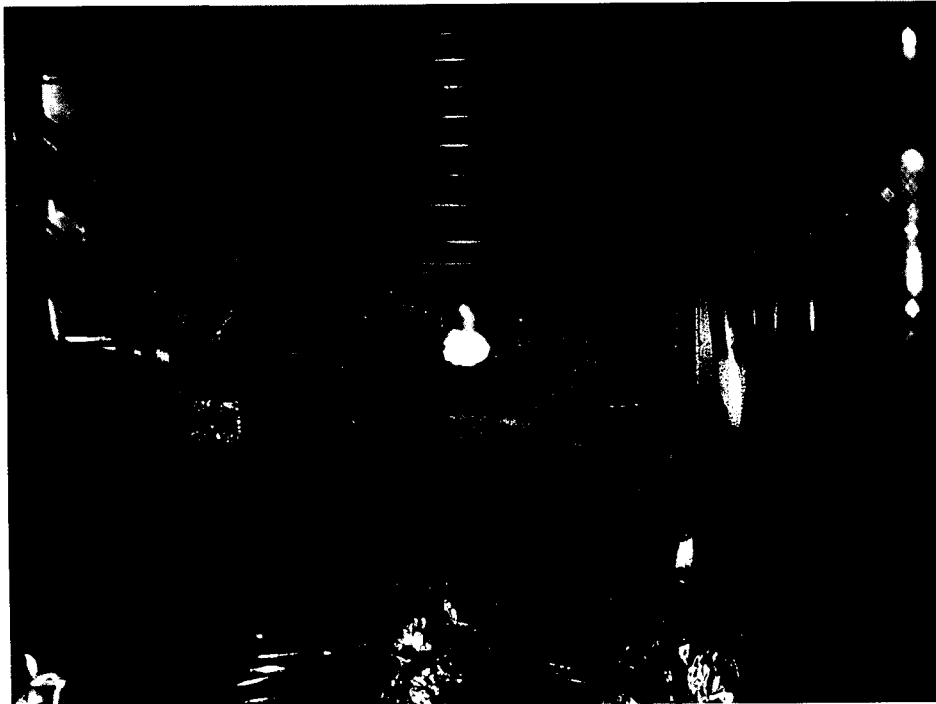


Figura 2.8 – Fotografia da região da célula. A fluorescência ao centro é advinda da amostra atômica aprisionada no MOT.

Na figura 2.8 temos uma fotografia mostrando a fluorescência do MOT no centro da célula de vidro. Podemos ver também uma das bobinas de quadrupolo acima e à direita, a bobina Ioffe.

Sistema Óptico

Apresentaremos aqui o sistema óptico de nosso experimento. Como trabalhamos com resfriamento de átomos de sódio, necessitamos de fontes lasers na região de 590 nm, as quais hoje apenas são disponíveis em forma de lasers de corante. Esses lasers são bombeados por lasers de argônio na região de excitação do corante (rodamina 6G), em torno de 514 nm.

Nosso sistema óptico envolve os lasers utilizados em suas funções específicas, quais sejam: lasers de aprisionamento e rebombeio para a armadilha magneto-óptica, laser de desaceleração, assim como laser de prova para imagens de absorção dos átomos em várias etapas do experimento.

Basicamente, utilizamos três lasers de corante (sendo dois lasers Coherent 699 e um Coherent 899) bombeados por 24 W de um laser de argônio (Sabre Coherent). Esse tipo de configuração foi implementada para deixar mais prático o manuseio de apenas um laser de argônio. Em nosso caso especificamente, o laser Sabre tem a vantagem de ser bastante estável e contar com um controle bastante robusto, se comparado ao controle de sistemas mais antigos.

Em seguida, apresentamos os desenhos básicos de nosso sistema óptico. Temos um esquema geral mostrando o laser de argônio e os lasers de corante na figura 2.9 e um outro esquema mais detalhado para mostrar a disposição dos elementos ópticos na plataforma vista de cima na figura 2.10. Quanto ao alinhamento desses feixes, temos um procedimento inicial para otimizar o MOT observando a fluorescência da amostra. Esse alinhamento é feito visando o casamento entre os feixes e o centro do campo magnético.

O esquema geral de feixes lasers de nosso experimento está apresentado na figura 2.9, onde três lasers de corante são bombeados por um único laser de argônio. Os feixes dos lasers de corante são enviados a plataforma onde se encontra a célula de vidro. Cada laser possui seu sistema de estabilização (travamento) de frequência que consiste de um sistema de absorção saturada associada a um modulador acusto-óptico e controle eletrônico, como veremos em detalhe na subseção seguinte.

Já na figura 2.10, temos o esquema de feixes específico da região da célula de vidro onde os feixes de aprisionamento e rebombeio são conjugados (misturados). A partir daí usamos os mesmos elementos ópticos para levá-los à célula. Cubos polarizadores associados a lâminas de meia onda ($\lambda/2$) são usados para dividir os feixes de forma a produzir seis feixes independentes da armadilha, permitindo inclusive o controle do balanço de potência. Outro detalhe nessa figura é a disposição do feixe de prova o qual chega à mesa por meio de fibra óptica, passa pela célula e é direcionado à câmera CCD.

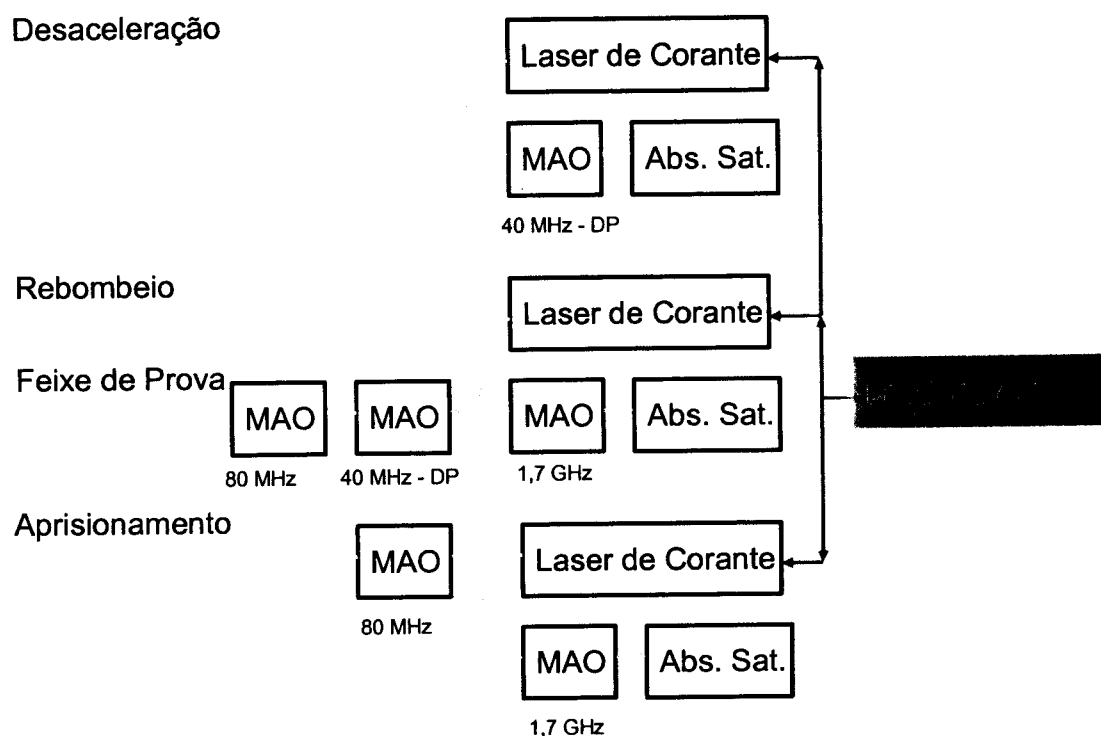


Figura 2.9 – Esquema óptico geral mostrando as principais divisões. DP significa modulador em configuração de dupla passagem.

Uma vez implementado o DMOT, o refinamento de seu alinhamento é feito observando-se a transferência para a armadilha magnética. Isso consiste em posicionar o *dark spot*, o qual é colocado num substrato de vidro com *coating* anti-refletor para minimizar perdas. Esse substrato é colocado num

suporte posicionado na entrada do feixe principal de rebombeio antes das várias divisões.

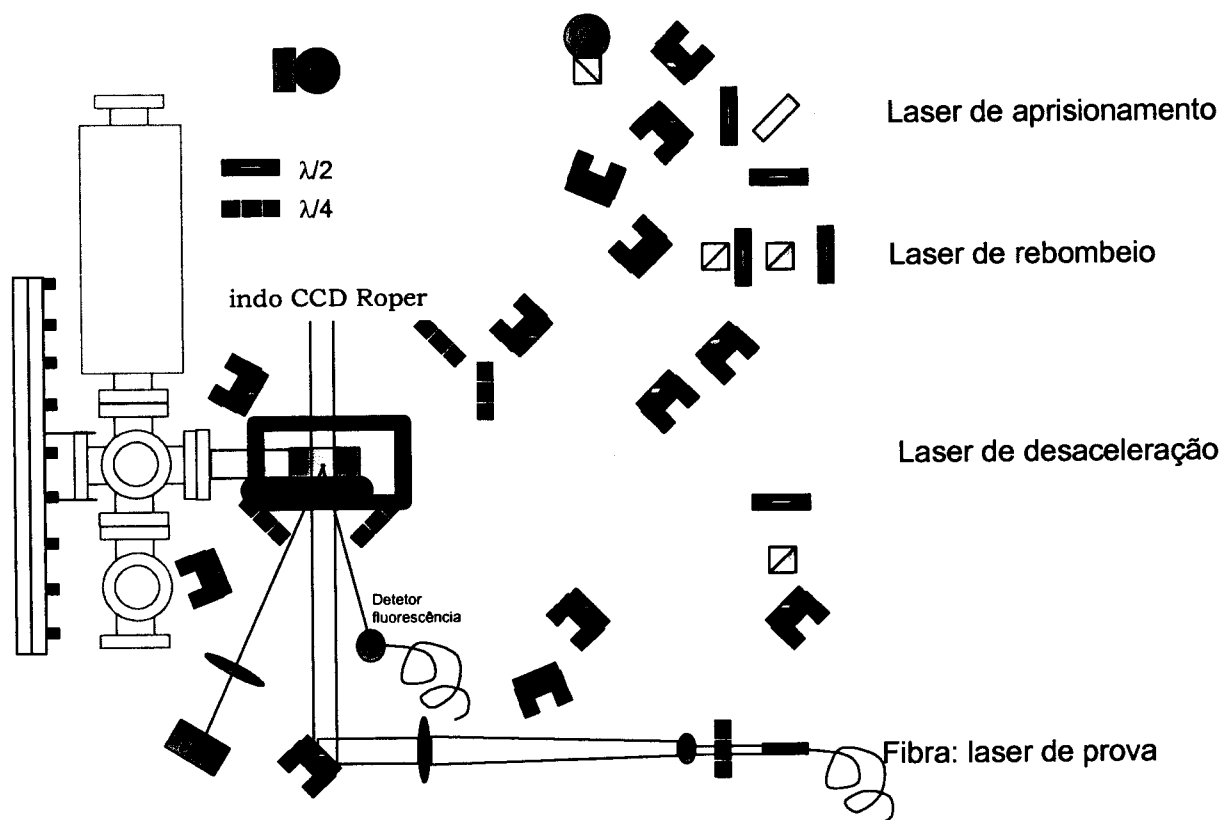


Figura 2.10 – Esquema óptico visto de cima na região da célula na plataforma. As indicações de z são referentes aos feixes do eixo vertical.

Sistema de estabilização dos lasers de corante

Para a estabilização de nossos lasers de corante, desenvolvemos um sistema de travamento de frequência, o qual consiste num sistema de controle realimentado, tomando o sinal de absorção saturada (*Lamb dip*) de uma célula de vapor de sódio como referência, por meio de um fotodetector.

Esse sinal é injetado num amplificador *lock-in* (demodulador síncrono), o qual detecta a modulação previamente injetada num modulador acusto-óptico participante do sistema de travamento. Como resultado, observa-se na saída do amplificador, um sinal de dispersão equivalente à derivada do sinal de

absorção saturada, o sinal de erro. Esse sinal então vai para um circuito de lock (ou travamento) que possui um integrador, que quando acionado por uma chave, fornece o sinal de correção para o laser, injetado na sua caixa de controle.

Nesse circuito de lock, quando acionado o integrador, o sistema é travado no pico da transição, ou seja onde o sinal demodulado passa por um zero.

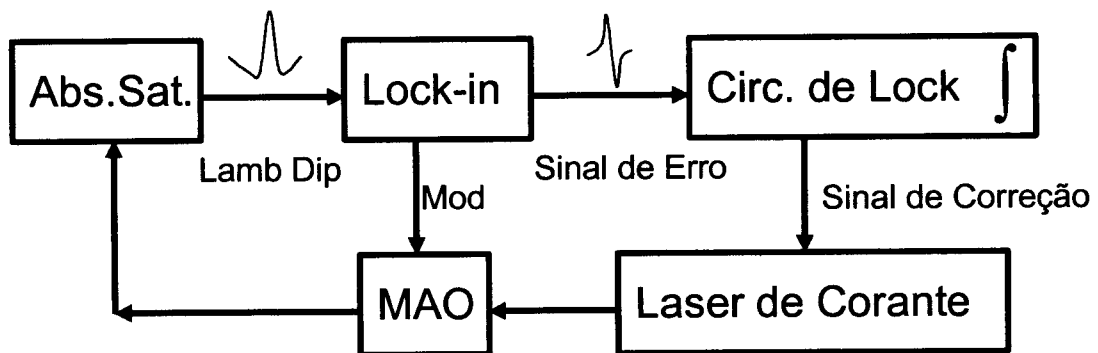


Figura 2.11 – Diagrama de funcionamento do sistema de travamento dos lasers de corante.

Anteriormente, o sistema que utilizávamos introduzia uma modulação direta na caixa de controle do laser, como é usualmente feito com lasers de diodo. O problema com isso é o fato do laser de corante ser sensível à modulação, de tal modo que a modulação era transferida para o sinal de saída de luz. Outro aspecto é que o laser de corante não responde a modulações acima de 100 Hz.

Para evitar isso, a idéia então em nosso sistema foi de não modular mais o laser, mas sim a frequência de um elemento externo. Injetamos então uma modulação de cerca de 1KHz em um modulador acusto-óptico operando em cerca de 1,632 GHz. Essa frequência de operação foi escolhida, pois, considerando mais o modulador de 80 MHz (usado para desligar o feixe de aprisionamento), é a separação entre os dois níveis do estado fundamental, $F=1$ e $F=2$. Assim, foi possível manter cada laser na transição desejada, seja para o laser de aprisionamento como para o laser de rebombeio.

Mais detalhes sobre a técnica utilizada para o travamento de nossos lasers podem ser encontrados na tese de doutorado de Daniel V. Magalhães [42].

O esquema é mostrado na figura 2.11. Esse sistema de travamento de frequência permitiu uma amostra de qualidade considerável enquanto esses lasers estivessem travados. Mesmo em condição de operação livre, os lasers de corante precisam ter uma estabilidade mínima em frequência e potência. Isso permite que o circuito de travamento seja capaz de corrigir pequenas variações e mantenha o laser travado. Grandes instabilidades deformam ou atenuam o sinal de referência.

Dessa forma, boa parte de nosso esforço foi concentrada em manter os lasers em pleno funcionamento, evitando problemas de alinhamento, fontes de instabilidade e observando as condições de refrigeração e vida útil da solução de corante.

Aprisionamento Magnético

Armadilhas atômicas conservativas na área de CBE apresentam dois aspectos essenciais. O primeiro deles é a capacidade de manter átomos fortemente comprimidos durante o resfriamento evaporativo e o outro aspecto é manter o condensado para estudo. No tocante a esse tipo de armadilha usada para manter os átomos durante a fase de resfriamento evaporativo dois aspectos tem grande importância: 1. transferência dos átomos pré-resfriados e 2. promoção de altas taxas de colisões elásticas. Para que essa técnica venha a satisfazer esse último pré-requisito, a configuração de campo magnético deve permitir alta compressão (altos gradientes, dB/dz), assim como ter um mínimo não zero do potencial, como veremos em seguida.

Átomos são resfriados e então comprimidos em armadilhas conservativas para que o comprimento de onda de de Broglie (λ_{dB}) seja da ordem do espaçamento entre os átomos, seja usando campos magnéticos ou com luz laser. Além disso, esses átomos também deverão estar termicamente isolados das paredes do recipiente que os contém.

Basicamente a maioria dos experimentos em condensação de Bose-Einstein utiliza a técnica de aprisionamento magnético. Outra técnica que recentemente vem sendo utilizada é o aprisionamento por uma armadilha de dipolo [43].

Armadilhas magnéticas mantêm aprisionados átomos que possuam momento de dipolo magnético $\mu = \mu_B g_F F$, onde μ_B é o magnéton de Bohr, g_F é o fator de Landé para o spin total F . Na presença do campo magnético cada um desses estados F tem projeções na direção do eixo de quantização com valores $m_F = \{-F, \dots, 0, \dots, F\}$. A interação do dipolo magnético com um campo magnético externo é dado por $-\mu_B g_F F \cdot B \cos\theta$. Falando classicamente, o ângulo θ entre o momento magnético e o campo magnético é constante devido a rápida precessão de μ ao redor do eixo do campo magnético. Do ponto de vista da mecânica quântica, os níveis de energia no campo magnético são $\mu_B g_F m_F B$.

Como toda armadilha atômica, a armadilha magnética precisa de um mínimo local de energia potencial magnética. Para $g_F m_F > 0$, os estados cuja energia cresce com o campo magnético, átomos são aprisionados num mínimo de campo magnético local. Por outro lado, átomos nos estados cuja energia diminui com o campo magnético, $g_F m_F < 0$, não são aprisionados por campos magnéticos estáticos, pelo fato das equações de Maxwell não permitirem um máximo de campo magnético num espaço livre de corrente[44].

Assim, apenas estados $g_F m_F > 0$ são aprisionáveis e átomos que fizerem uma transição para outros estados serão perdidos da armadilha.

Para que esse tipo de armadilha seja estável, é necessário que o momento magnético do átomo siga adiabaticamente a direção do campo magnético. Para isso, a taxa de variação da direção do campo θ deve ser menor que a precessão do momento magnético.

Há dois tipos de armadilhas magnéticas estáticas: a que possui um mínimo nulo e a que possui um mínimo de potencial não nulo. Armadilhas com um mínimo nulo não são adequadas para abrigar uma amostra até a condensação, pois a condição de adiabaticidade acima determinada não é satisfeita. Quando os átomos experimentam o fundo do potencial com campo

nulo esses podem ser perdidos da armadilha por causa de transição para outros estados não aprisionáveis, a chamada transição Majorana.

Inicialmente foram propostas configurações de armadilhas tipo quadrupolo, a qual é um potencial linear e possui um mínimo zero de campo. No entanto, perdas por transições Majorana foram observadas. Dessa forma, adequando-se às necessidades acima colocadas é que configurações foram criadas para aprisionamento magnético de amostras atômicas.

No sentido de evitar essas perdas pelo “buraco” criado pelo fundo do potencial, três métodos foram demonstrados. O método de TOP trap (Time-Orbiting-Potencial) [45] que consiste em criar um valor finito de campo no fundo do potencial adicionando um campo magnético girante ao campo de quadrupolo. O outro método é o chamado Optically Plugged Trap, no qual é adicionado um feixe laser focalizado para repelir átomos da região central da armadilha [4]. O terceiro método consiste nas armadilhas tipo Ioffe-Pritchard [36].

Armadilhas tipo Ioffe-Pritchard tem esse nome, pois foi inicialmente proposta para o aprisionamento de gases frios por David Pritchard e realizada em hidrogênio [46], e posteriormente em sódio [47]. Anteriormente uma geometria de campo similar foi sugerida por Ioffe para aprisionamento de plasmas [48].

Basicamente, a geometria das configurações de armadilhas Ioffe-Pritchard consiste em quatro barras que geram um gradiente de campo radial e de duas bobinas em conformação Helmholtz, chamadas de bobinas de curvatura que produzem o campo de fundo e o termo de curvatura.

Como descrito no início desse capítulo, nos primeiros anos de nosso trabalho voltado para obter o condensado de sódio, utilizamos a configuração de armadilha magnética tipo *cloverleaf*. Devido a problemas, principalmente de ordem prática, modificamos nosso sistema de vácuo e, junto a isso, modificamos também a armadilha magnética. Devido à sua praticidade, tanto com respeito à montagem quanto à sua operação escolhemos a configuração tipo QUIC, a qual foi inicialmente implementada por Hänsch e colaboradores [37]. Esse tipo de armadilha é baseado no tipo mais geral de armadilha Ioffe-Pritchard, mencionada anteriormente.

Em seguida, descreveremos a configuração de armadilha magnética que utilizamos em nosso experimento, assim como sua construção e resultados obtidos.

Configuração de Armadilha QUIC

O sistema QUIC é uma configuração que conjuga geometria de quadrupolo e Ioffe. É composto por três bobinas, sendo duas em configuração anti-Helmholtz, as bobinas que geram o quadrupolo (como são as bobinas de MOT) e uma terceira chamada de *Ioffe* como mostrado pela figura 2.12.

Desligando-se a bobina *Ioffe*, temos disponível o quadrupolo para o MOT, assim podemos usar as mesmas bobinas para a armadilha MOT, num determinado patamar de gradiente de campo, dependente da corrente aplicada.

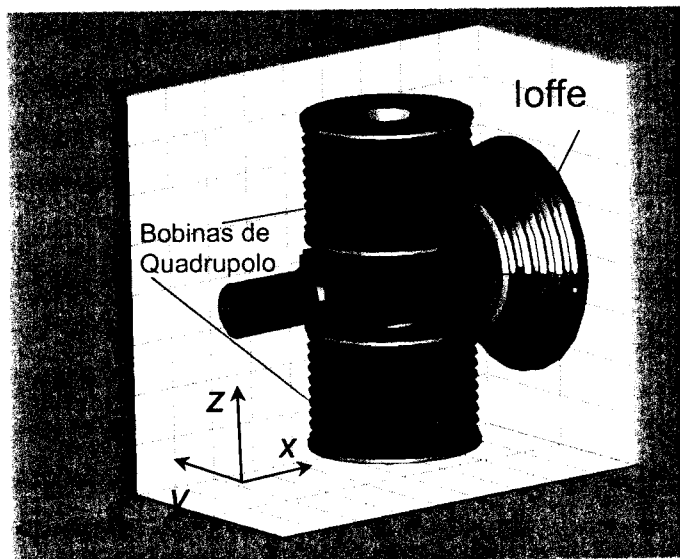


Figura 2.12 – Bobinas do sistema QUIC, no eixo z as bobinas de quadrupolo e no eixo x a bobina de Ioffe e ao centro a célula de vidro.

Na presença do campo de quadrupolo, ao ligarmos a bobina *Ioffe*, temos um deslocamento dos átomos, inicialmente centrados na posição de $|B| = 0$ do quadrupolo, para uma posição mais próxima da bobina *Ioffe*. Isso, num

primeiro momento apenas desloca a posição de zero do campo, mas a partir de um certo ponto, à medida que o valor de corrente cresce surge um campo resultante que deixa de ter um mínimo nulo, tendo um valor de B_0 de *bias*. Na figura 2.13 temos uma representação do perfil longitudinal de campo magnético das três bobinas. As diferentes curvas representam diferentes correntes aplicadas na bobinas *Ioffe* enquanto as bobinas de quadrupolo têm corrente máxima.

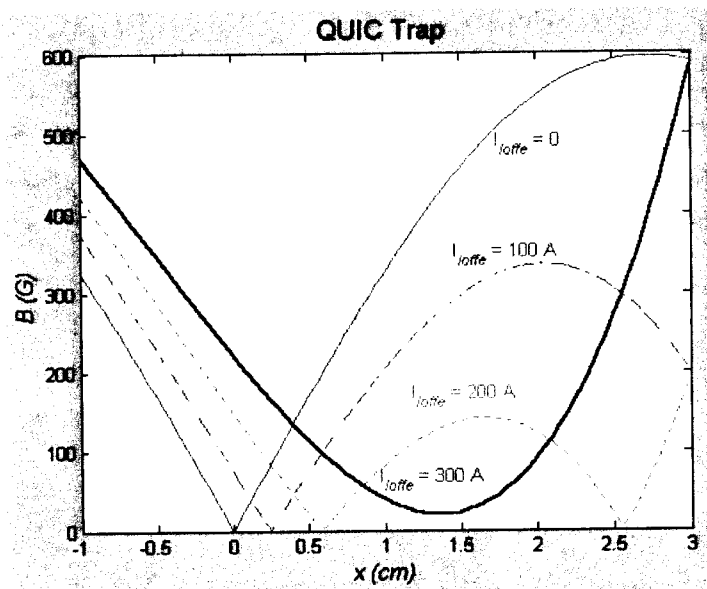


Figura 2.13 – Como varia o campo magnético na direção da bobina *Ioffe* a medida se aumenta o valor de corrente circulando.

As bobinas de quadrupolo foram projetadas para produzir gradientes $Bx' = By' = 350 \text{ G/cm}$ e $Bz' = 730 \text{ G/cm}$ na condição de corrente máxima $I = 300 \text{ A}$.

Os gradientes para esse sistema são bem maiores que os do sistema *cloverleaf*, permitindo assim uma frequência média de oscilação ~ 3 vezes maior do que a do sistema utilizado anteriormente. Isso significa uma taxa de compressão também maior pela mesma quantia, o que é importante para garantir uma taxa de colisões elásticas que permita um eficiente processo de evaporação.

Circuito de Potência e de Controle de Corrente

O circuito de corrente utilizado é alimentado por uma fonte de corrente regulada (300A, 40Volts, Walker Scientific modelo HS40300ss) e transistores tipo MOSFET (SKM 111 AR da Semikron) associadas a transistores tipo IGBT (GA500TD60U da IRF), controlados por computador, para fornecer e controlar a corrente às três bobinas do sistema, como representado na figura 2.14.

Esse circuito tem dois ramos principais, o ramo das bobinas e o ramo da resistência de carga. Para manter a fonte operando, por meio do controle dos IGBT's, podemos alternar a corrente entre esses dois ramos. No momento do MOT e da armadilha magnética podemos ter corrente no ramo das bobinas e no momento que desligamos a armadilha magnética podemos transferir a corrente para o ramo da carga.

Vale salientar que MOSFET1 e MOSFET2 são dois bancos distintos de MOSFET's cada um com três MOSFET's, de cujas funções falaremos em seguida.

Há duas etapas para aplicar corrente às bobinas. Inicialmente, via computador, a corrente da fonte de corrente pode ser aumentada de 0 até 100% (300 A) com um sinal de tensão que varia linearmente de 0 até 10 Volts. Nessa fase, é implementado o MOT e em seguida a armadilha de quadrupolo.

A etapa seguinte consiste em, uma vez estabelecido via computador o nível que será utilizado na fonte de corrente, variar independentemente a corrente na terceira bobina, a bobina Ioffe. Para isso, utilizamos um circuito baseado em MOSFET's controlado por um circuito de controle de corrente.

Essa parte do circuito tem um laço de realimentação que controla a corrente na Ioffe tomando uma tensão proporcional à corrente total por uma resistência shunt de referência R_{ref} . Ou seja, o MOSFET1 dependendo da corrente desejada pode drenar mais ou menos parte da corrente total fornecida pela fonte e assim é possível variar linearmente, desde pequenos valores de corrente até próximo a corrente total na bobina Ioffe. Esse controle é utilizado na parte do experimento que os átomos são transferidos da armadilha de quadrupolo para o potencial harmônico.

Vale ressaltar aqui que o momento em que de Ioffe recebe corrente requer alguns cuidados. É imprescindível que ela esteja totalmente desligada, sem corrente, no momento da armadilha magneto-óptica.

Observamos que mesmo ligada ao circuito de bobinas, e sem tensão de controle para passar corrente havia uma pequena corrente capaz de deslocar a amostra nesse momento.

Resolvemos isso ligando em série à Ioffe o banco MOSFET2 que a retira totalmente do circuito justamente no momento desejado. Isso é conseguido utilizando um circuito comparador de tensão, visto na figura 2.14.

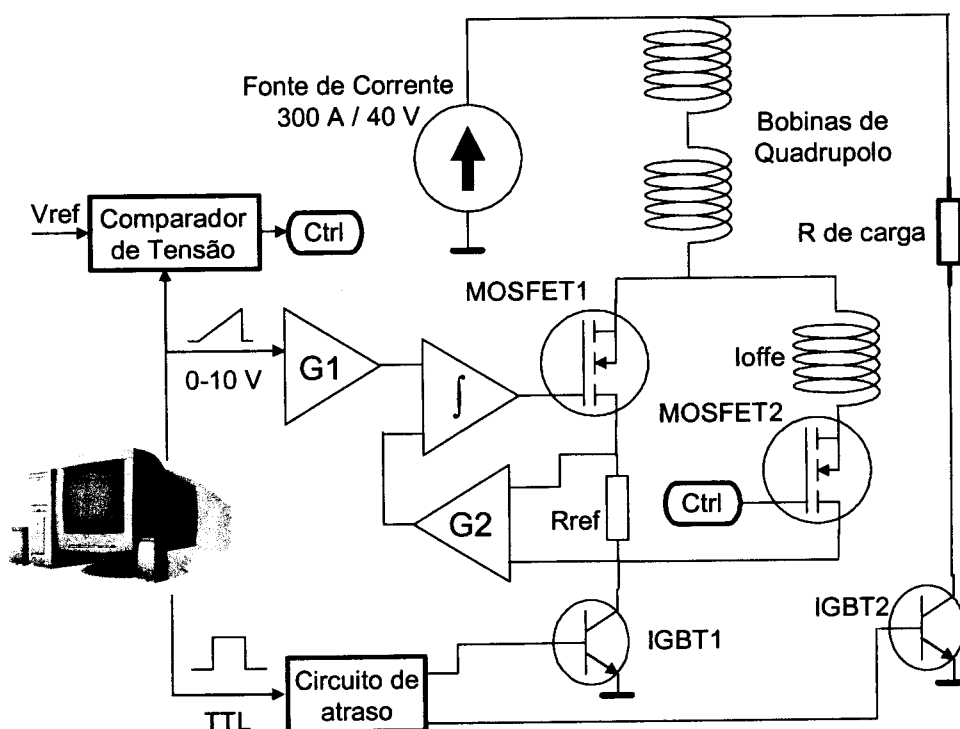


Figura 2.14 – Circuito de corrente compreendendo as bobinas do QUIC, a fonte de corrente e os componentes de chaveamento e controle.

Após o programa de controle ter implementado a transferência para a armadilha de quadrupolo, é iniciado o processo de transferência para armadilha harmônica, ou seja a bobina de Ioffe receberá corrente. Para isso, nesse momento é inserida no circuito de realimentação uma rampa decrescente que possibilita o MOSFET1 fornecer corrente para o ramo da Ioffe. Essa rampa começa em 10Volts e seu valor final depende de quanta corrente

desejamos transferir para Ioffe. O circuito comparador toma esse valor de tensão e o compara com um valor pré ajustado, em nosso caso em torno de 9,8 Volts. Assim, no início dessa rampa, imediatamente abaixo de 9,8 Volts, o circuito comparador muda a tensão aplicada no MOSFET2, possibilitando que nesse momento, a bobina de Ioffe seja inserida no circuito e se prossiga o processo de transferência para o potencial harmônico.

Transferência para Ioffe – O Potencial Harmônico

Inicialmente os átomos advindos do MOT são comprimidos na armadilha de quadrupolo aumentando-se a corrente na fonte de corrente. Após alguns segundos de acomodação, é iniciado o processo de transferência para a Ioffe. Ou seja, gradativamente, graças aos MOSFET's ligados em paralelo a Ioffe, essa bobina entra no circuito e sua corrente é aumentada. Assim, o campo vai tomando o perfil mostrado na figura 2.13. Chegando ao final da transferência, temos o perfil harmônico observado. Inicialmente, para verificar o funcionamento dessa transferência, fizemos varias rodadas com diferentes correntes na Ioffe e capturamos imagens em cada situação.

Em nossos estudos para transferência para a armadilha magnética QUIC, analisamos parâmetros que auxiliaram no diagnóstico ainda sem implementar evaporação. Dessa forma, é possível otimizar parâmetros importantes como compressão inicial no quadrupolo e sua duração, tempo de transferência para a Ioffe e valores finais de corrente na Ioffe, acompanhando grandezas como número de átomos e tempo de vida na dada etapa da armadilha magnética.

Uma ferramenta bastante útil é o processo de reversibilidade. Nesse processo os átomos são transferidos para Ioffe na condição estimada para melhor *bias* e em seguida são transferidos de volta para o quadrupolo. Nesse momento, se analisa a quantidade de átomos que retornaram. Após passar pelos pontos de mínimo na ida e na volta da Ioffe metade dos átomos devem ser perdidos, dessa forma o número máximo de átomos que devem voltar corresponde à metade. Sabendo disso, a transferência pôde ser otimizada.

Vale aqui ressaltar alguns aspectos importantes de nossa montagem de bobinas. Nesse sistema, o fato de usar as mesmas bobinas de quadrupolo para fazer o aprisionamento no *MOT* e no *QUIC* simplifica a transferência. Isso implica em outra vantagem, usar a mesma fonte de corrente para fornecer corrente para o estágio de *MOT* e, com um sinal do programa de computador, aumentar a corrente para o quadrupolo.

Em nosso caso, o potencial sentido pelos átomos é praticamente harmônico, próximo ao mínimo de potencial ($B_0 \sim 2\text{G}$), com as frequências de oscilação: $\omega_x = 2\pi \times 36,7 \text{ Hz}$, $\omega_y = 2\pi \times 120,8 \text{ Hz}$ e $\omega_z = 2\pi \times 159,6 \text{ Hz}$. Essas frequências foram inicialmente estimadas por simulações numéricas do campo na armadilha *QUIC*. Essas estimativas foram então melhoradas com medidas do campo produzido pelas bobinas, utilizando uma sonda Hall, o que possibilitou uma recalibração nessas simulações.

No capítulo 3, onde temos nossos resultados, vamos descrever como foram feitos os ensaios envolvendo evaporação na armadilha magnética *QUIC*.

Tempo de Vida na Armadilha Magnética

Como sabemos, o tempo de vida dos átomos na etapa de evaporação é imprescindível para que o processo tome lugar. Assim, uma de nossas rotinas no laboratório é obter as melhores condições para o melhor tempo de vida possível.

A medida de tempo de vida é feita da seguinte forma: deixamos os átomos na armadilha magnética durante diferentes tempos e observamos os átomos restantes.

Alguns problemas limitaram esse tempo de vida. Inicialmente, o pequeno tempo de vida que medíamos foi associado à luz ambiente e luz espalhada dos lasers. Resolvemos isso barrando a luz ambiente isolando a região da célula. Quanto à luz espalhada pelos lasers, essa foi minimizada bloqueando a saída dos lasers com obturadores *click-clacks*, durante o processo de armadilha magnética e evaporação.

Outro limitante do tempo de vida foi a reemissão de átomos quentes pelo canal, uma vez que esse trabalhava aquecido para evitar obstrução. Resolvemos esse problema, trocando o canal por um mais largo e, para manter o bombeamento diferencial, mais comprido. Dessa forma, desde então trabalhamos com o canal desligado enquanto a válvula entre o forno e a região intermediária estava aberta. Quando essa válvula é fechada o aquecimento do canal é ligado para remover qualquer eventual acúmulo de sódio. Outra medida que foi tomada foi bloquear o feixe atômico durante a armadilha magnética.

O resultado dessas modificações foi uma considerável melhora no tempo de vida, cerca de 80 segundos na armadilha magnética, onde anteriormente não passava de 30 segundos.

No entanto, esse tempo de vida se degradava no decorrer do experimento, diminuindo até menos de 15 segundos. Isso acontecia por causa da reemissão do sódio depositado na célula. Uma vez que essa é fechada, não ha um bombeamento extra, como podemos ver pela figura 2.15.

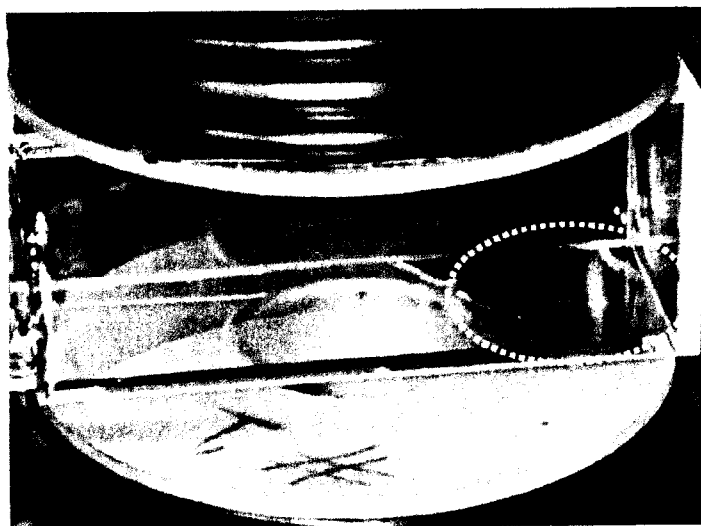


Figura 2.15 – Foto da célula após algumas rodadas do experimento. Na região em destaque temos um depósito de sódio.

Para retirar esse acúmulo de sódio na célula, implementamos um sistema de aquecimento local para sua limpeza a cada uma ou duas rodadas do experimento. Esse aquecimento que nós consideramos um *baking* era feito por lâmpadas de infravermelho na lateral e na parte final da célula. Nesse

procedimento é importante isolar toda parte de bobinas e componentes ópticos, pois pode-se chegar a mais de 100°C .

No entanto, apenas limpar a célula não era suficiente. Como nosso experimento demanda certo tempo de preparação, muitas vezes chegávamos à armadilha magnética com bom tempo de vida, mas esse tempo rapidamente diminuía, prejudicando nossas tentativas de evaporação.

Nossa tentativa inicial foi a de mudar a célula fechada por uma em Y, com bombeamento para evitar a adsorção do sódio e facilitar a carga dos átomos numa configuração *off-line* do feixe de sódio em relação à amostra no MOT e sem feixes refletidos (espalhados) dentro da célula. No entanto, não foi possível implementar essa mudança. Por questões técnicas da fabricação, irregularidade em suas paredes, a célula em formato de Y implodiu quando iniciávamos o bombeamento do vácuo.

Diante desse panorama, nossa decisão naquele momento foi a de conter a reemissão de sódio na célula fechada, pelo menos durante o experimento. Para isso, resfriamos com nitrogênio líquido a parte inferior da célula, assim como a região próxima à célula, como ilustra em vários ângulos a figura 2.16.

Esse sistema consiste em circular nitrogênio líquido na região desde o magneto até as conexões que levam à célula, por meio de tubos. Junto a isso, o resfriamento da célula é feito por uma placa de cobre. Essa placa foi resfriada por meio de tubos e estava colocada na face inferior da célula, com uma abertura para a passagem do feixe z do MOT.

Com essas melhorias, chegamos em torno de 250 segundos (1/e do número de átomos) de tempo de vida. Com isso, seguimos com os testes para o processo de resfriamento evaporativo para a obtenção da degenerescência quântica em sódio, como será descrito nas próximas seções.

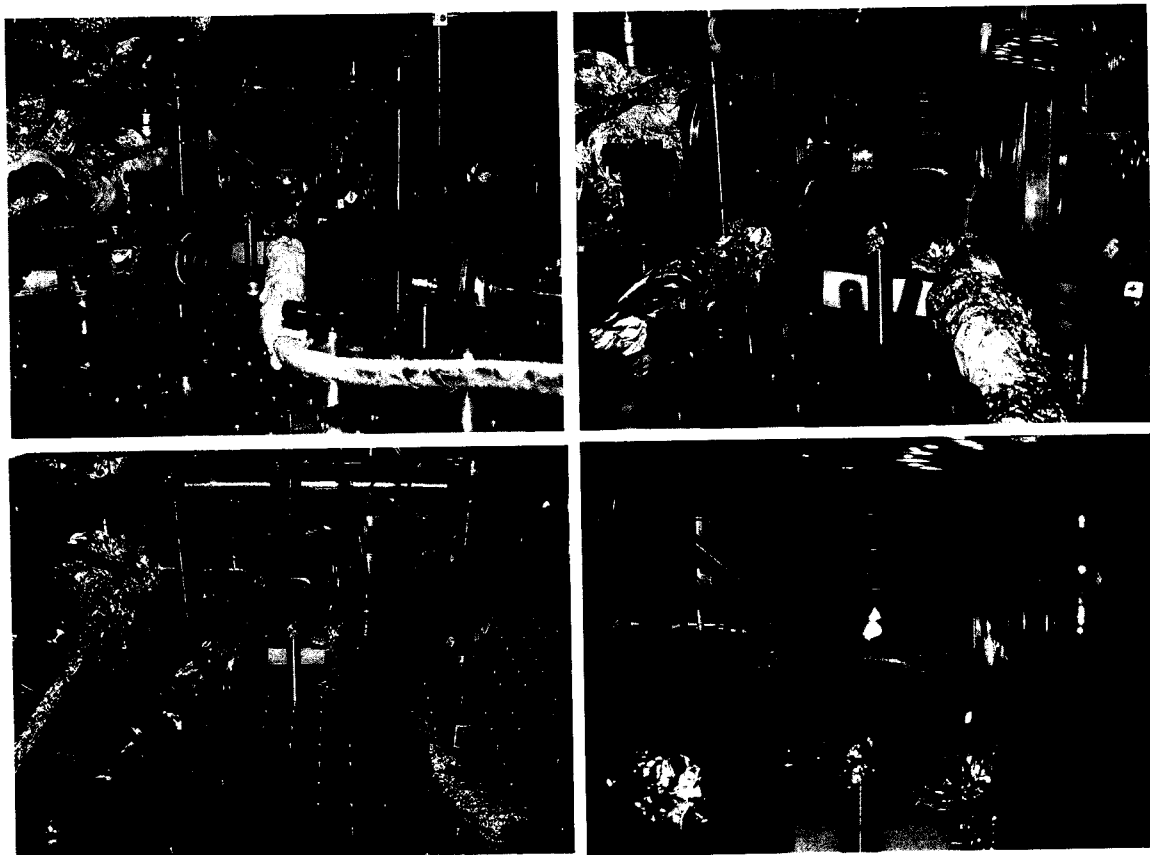


Figura 2.16 – Fotografias mostrando as partes do sistema refrigerado por nitrogênio líquido conduzido por tubos.

Resfriamento Evaporativo

A fase de resfriamento evaporativo é a última etapa antes de se alcançar as condições da condensação. As etapas anteriores devem fornecer número, densidade e taxas de colisões elásticas adequadas para que no final do processo tenhamos uma considerável quantidade de átomos suficientemente frios e que sofram a transição de fase característica da CBE.

Resfriamento evaporativo, até o momento, é a única técnica de resfriamento pela qual a degenerescência quântica pôde ser alcançada. Essa técnica foi originalmente sugerida para ser utilizada em átomos neutros aprisionados por Hess [49] e demonstrada experimentalmente por Masuraha e colaboradores em hidrogênio spin polarizado [50]. Nessa técnica, a evaporação

era feita baixando a altura do potencial da armadilha magnética. Uma boa revisão sobre o assunto foi feita por Ketterle e van Druten [51].

Em átomos alcalinos, os primeiros experimentos utilizaram essa técnica em ^{23}Na [52][53] em ^{87}Rb [45], e em ^7Li [5].

Dada a distribuição de velocidades de uma amostra, o resfriamento evaporativo trabalha para diminuir a temperatura dessa amostra retirando a porção mais quente. Colisões elásticas são necessárias para que, depois de certo tempo, essa distribuição rethermalize numa temperatura menor. Assim, pode-se continuar o processo até mais baixas temperaturas.

Esse processo depende basicamente que se tenha número suficiente de átomos e que o tempo do processo seja menor que o tempo de vida da amostra.

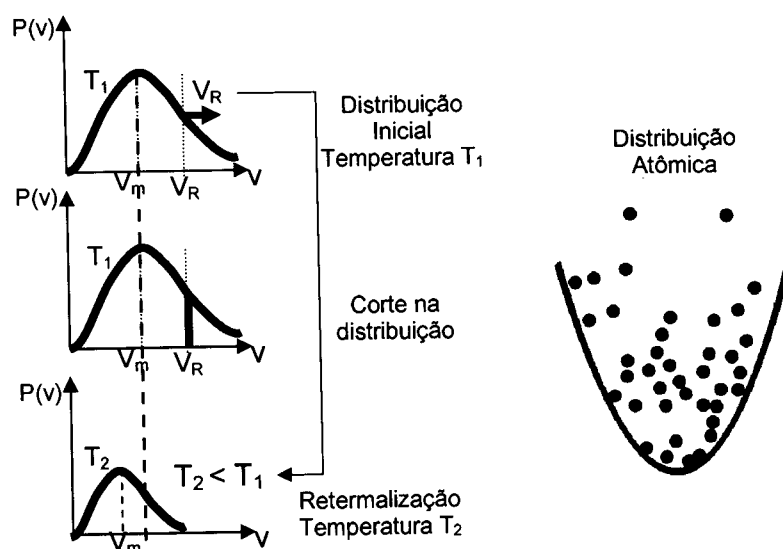


Figura 2.17 – Como age o resfriamento evaporativo numa distribuição atômica. Retirando átomos de uma dada porção da distribuição, após certo tempo a distribuição rethermaliza numa temperatura menor que a inicial.

Na figura 2.17 temos uma representação do resfriamento evaporativo numa distribuição atômica. Inicialmente, uma vez que essa distribuição seja cortada, retirando-se os átomos mais quentes, devido à rethermalização, essa distribuição passa a ter uma temperatura mais baixa que anteriormente.

Esse método pode ser aplicado às armadilhas conservativas, tanto para armadilhas magnéticas como armadilhas ópticas, o que muda é forma de retirar os átomos mais quentes.

Um ponto de crucial importância é a forma como se desenvolve a evaporação. Para que a evaporação ocorra de forma eficiente é necessário que a taxa de colisões elásticas $\gamma_{el} = \langle n \rangle \sigma_{el} \langle v \rangle$, onde $\langle n \rangle$ é a densidade média, σ_{el} é a seção de choque de espalhamento elástico e $\langle v \rangle$ é a velocidade média, seja maior que a taxa de colisões inelásticas e perdas com o vapor de fundo durante todo processo de evaporação [51]. Além disso, à medida que o processo de evaporação prossegue, a taxa de colisões elásticas deve se manter, e mesmo aumentar, apesar da diminuição do número de átomos. Como γ_{el} depende do número de átomos N e de sua temperatura T da forma $\gamma_{el} \propto N/T$, considerando que, para uma armadilha harmônica, $\langle n \rangle \propto NT^{-3/2}$ e $\langle v \rangle \propto T^{1/2}$. Para que γ_{el} se mantenha ou mesmo aumente, a temperatura T deve diminuir a uma taxa pelo menos proporcional a N a fim de que o resfriamento não pare de funcionar. Reunir as condições acima significa alcançar o regime de evaporação auto sustentada, sendo o termo original utilizado *run-away evaporation* [51].

Para aplicação no caso de armadilhas magnéticas, foi proposta por Pritchard [54] uma técnica de evaporação de átomos induzida por rádio frequência, RF. Essa técnica trouxe importantes vantagens em relação às técnicas anteriormente propostas, como a técnica de ponto de sela do potencial [50]. Nessa técnica, o potencial não precisa ser modificado durante a evaporação e assim, o confinamento se mantém. Além disso, a taxa de escape e a energia potencial dos átomos que escapam são facilmente controladas pela potencia e frequência da radiação aplicada.

O papel da RF nessa técnica é remover os átomos mais quentes promovendo transições atômicas para estados não aprisionáveis do potencial magnético de forma seletiva.

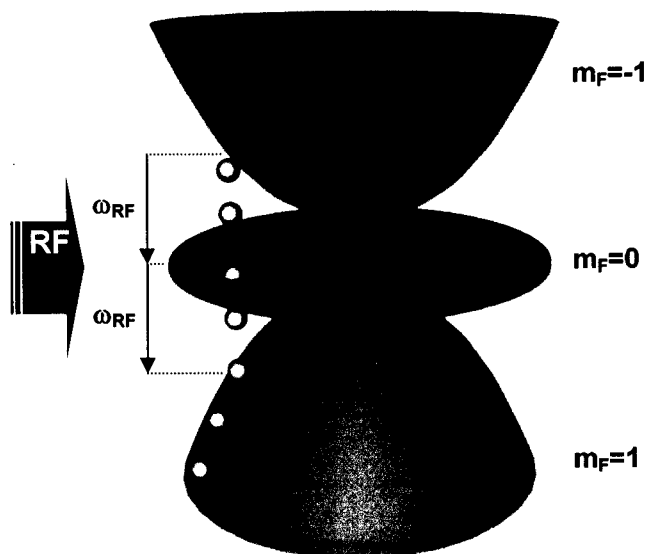


Figura 2.18 – Esquema mostrando como age uma RF aplicada numa amostra aprisionada num determinado estado. A RF promove uma transição que, fora de ressonância, remove átomos da armadilha de forma seletiva dependendo do valor da RF.

Temos na figura 2.18 como esses átomos são retirados da distribuição. No caso de uma armadilha magnética, são promovidas transições para estados não aprisionáveis, retirando os átomos da armadilha. Dependendo da altura do potencial a qual a RF acesse, serão removidos átomos de diferentes temperaturas. Dessa forma, o que se faz é uma varredura da frequência de RF. Para uma dada frequência f , átomos com determinada energia potencial E_{corte} são removidos. O que se fala comumente é que uma faca de RF “corta” átomos da armadilha na dada energia E_{corte} . Assim, por causa do movimento dos átomos, após algum tempo, que deve ser mais longo que a frequência da armadilha, todos os átomos com energia total maior que E_{corte} serão perdidos.

Em nosso sistema, os átomos de sódio são aprisionados no estado $|1,-1\rangle$. Este estado tem as seguintes características com o campo magnético

$$E_{(1,-1)} = -\frac{1}{4}A_j - A_j \sqrt{1 - g_1 \frac{\mu_B B}{2A_j} + (g_1 \frac{\mu_B B}{2A_j})^2} \tag{2.1}$$

com $g_1 = 2$ e $A_j = 885,8 \text{ MHz}$

Para baixos campos

$$E_{(1,-1)} = -\frac{1}{4}A_j - A_j + \frac{1}{4}g_1\mu_B B \quad (2.2)$$

Ou seja, a dependência da energia com o campo será:

$$E_{(1,-1)} = \frac{1}{4}g_1\mu_B B = 0,7 B \text{ em MHz para B expresso em Gauss.} \quad (2.3)$$

Os três subníveis Zeeman dentro do estado $3 S_{1/2}$ ($F=1$) são simétricos e obedecem a figura abaixo para $B < 100$ G.

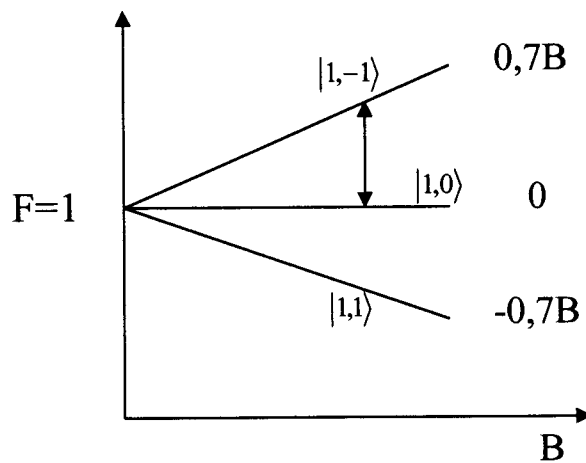


Figura 2.19 - Subníveis Zeeman do estado $3 S_{1/2}$ ($F=1$).

De tal maneira que para fazer a transição $|1,-1\rangle \rightarrow |1,0\rangle$, a frequência necessária em MHz é $f = 0,7 B$.

Em nosso experimento utilizamos a técnica de evaporação por RF. Utilizamos uma antena que foi construída num perfil de $2,5 \times 7$ cm em 5 voltas de fio de cobre de 1,5 mm de diâmetro. Essa antena se encaixa entre as bobinas de quadrupolo, cujo eixo é paralelo à direção y, e cujo desenho permite bom acesso óptico.

A RF é fornecida por um gerador Fluke (6060B) ligado à antena por um cabo, cuja blindagem foi otimizada para minimizar a interferência da RF na

região de interesse, de 500 kHz a 100 MHz, o qual é o intervalo de RF que utilizamos para evaporação. Esse gerador é controlado por uma interface GPIB.

Como mencionamos anteriormente, o sistema em questão nesse trabalho é a segunda geração do nosso experimento. No sistema *cloverleaf* já havíamos investido em ensaios com RF, mas devido aos problemas não pudemos avançar.

Nesse novo sistema então usando a configuração QUIC é que tivemos a oportunidade de evoluir nesses ensaios e investigar problemas de interferência que até então não havíamos tido a chance de minimizar.

Implementamos vários testes observando a interferência da RF tanto no circuito de controle de corrente como nos demais sinais de controle do sistema. Para diminuir essa interferência, melhoramos a blindagem de cabos e de caixas de circuito, assim como removemos alguns *loops* de terra. Tendo em vista que o nível de ruído em nosso sistema devido à RF foi bastante reduzido a níveis compatíveis ao ruído do sistema sem RF, iniciamos os testes com os átomos, como veremos na seção de resultados do capítulo 3.

Sistema de controle e aquisição de dados

A etapa do experimento de resfriamento inicial pode ser implementada e otimizada de forma independente. Para seguir adiante, transferindo para a armadilha magnética e evaporando, é necessário em experimentos dessa natureza operar todas as partes de maneira controlada dentro de uma seqüência temporal de eventos.

Vários são os fatores que precisam ser controlados. Alguns são controlados de forma independente, como são os lasers de corante e a fonte de átomos. No entanto, os fatores que envolvem a seqüência de eventos durante o experimento devem ser sincronizados de forma precisa, dada à escala de tempo entre os eventos como está descrito na sub seção seguinte.

Aliado ao controle de eventos do experimento está a aquisição dos dados referentes a cada rodada. Basicamente, os dados tomados são as imagens advindas da câmera CCD como veremos na seção correspondente.

Seqüência temporal

Uma seqüência temporal de eventos em nosso experimento tem sua importância na medida em que há a necessidade de sincronização e precisão entre as várias etapas do experimento.

Para implementar nossa seqüência, dois elementos básicos são necessários: os componentes que compreendem o *hardware* e a parte de *software*.

O *hardware* envolvido consiste em dois computadores PC's, obturadores de luz (*shutters uniblitz*® e *click-clacks*), moduladores acusto-ópticos, geradores de pulso *Starford Research Systems*® (DG535), o circuito de corrente, gerador de RF e câmera CCD.

Um dos computadores é provido de placas de circuito eletrônico específicas para aquisição e controle de dados (National Instruments®, modelo AT-MIO16E10 e GPIB-PCI) onde está instalado o programa de controle principal para controlar o hardware da seqüência temporal (em Linguagem Labview). O outro computador é dedicado à câmara CCD e também possui um programa de controle, aquisição e tratamento das imagens. Vale ressaltar que o programa principal interage com o sistema de aquisição de imagens via sinais de controle de forma sincronizada.

As bases dos programas utilizados e da disposição dos dispositivos de aquisição podem ser obtidos na tese de doutorado de Sergio R. Muniz [38]. Algumas modificações e adequações que foram implementamos estão sendo apresentadas nessa seção, assim como ao longo da presente tese.

As funções específicas que esse sistema desempenha são as seguintes: o programa principal comanda os dispositivos de controle de acordo com a rotina desejada; a câmera CCD é acionada pelo programa principal no final do processo da seqüência temporal e seu respectivo computador adquire imagens, a partir das quais obtivemos os resultados de nosso experimento.

A seqüência temporal empregada consiste inicialmente em, fornecer os sinais necessários para implementar o MOT que, uma vez otimizado, é

submetido à transferência para a armadilha magnética, com a opção de implementar um passo de *molasses*. Detalhes da implementação do *molasses* podem ser encontrados na referência [38].

Em seguida, então, vem a etapa de compressão da armadilha de quadrupolo. Nossos resultados envolveram evaporação já nessa etapa como veremos no capítulo de resultados. Depois se faz a transferência de corrente para a bobina Ioffe, levando ao potencial de confinamento harmônico, no qual é implementada a etapa final de evaporação induzida por um sinal de RF.

Vale ressaltar que, para fazer a otimização de quaisquer uma dessas etapas, foram implementadas rotinas específicas do programa de controle. Parte dessas rotinas foram modificadas para permitir o processo de otimização.

Temos na figura 2.20 um gráfico de uma seqüência temporal típica utilizada para o processo até a condensação.

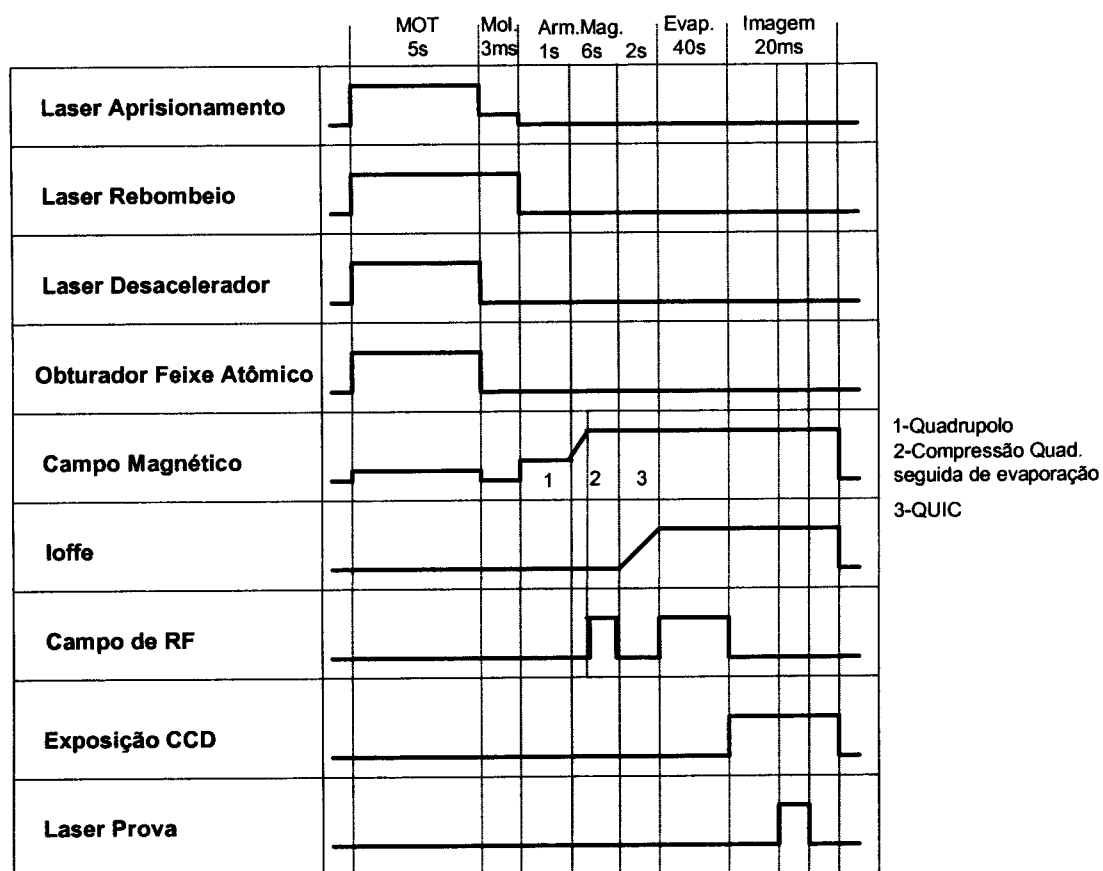


Figura 2.20 – Típica seqüência temporal empregada em nosso experimento. Os tempos utilizados foram baseados na otimização do sistema.

Sistema de Imagem e laser de prova

Na primeira versão de nosso experimento, assim como nos primeiros testes no sistema QUIC, utilizávamos imagens por fluorescência. Dessas imagens tirávamos informação do MOT e da transferência para a armadilha magnética. Para avaliar o desempenho nessas etapas, medíamos o número e avaliávamos a temperatura da amostra atômica utilizando a técnica de tempo de voo, TOF.

No entanto, para avançarmos nos experimentos com resfriamento evaporativo adaptamos nosso sistema para imagens de absorção, as quais foram usadas desde então.

O método absorptivo consiste em incidir um feixe de intensidade conhecida na amostra atômica em estudo e analisar a sombra que é formada por causa da absorção desse feixe pelos átomos. A ligação entre imagens e densidade atômica vem da lei de absorção de Beer-Lambert

$$\frac{dI}{dy} = -\sigma n(x, y, z)I \quad (2.4)$$

onde σ é seção de choque de absorção e n é densidade atômica. Uma vez que a intensidade do feixe incidente seja muito menor que a intensidade de saturação para a transição considerada, σ é independente de I e a integração dessa equação ao longo da nuvem dá o fator de transmissão da intensidade no ponto (x, z) da nuvem

$$\frac{I(x, z)}{I_0(x, z)} = e^{-\sigma \int n(x, y, z) dy} \quad (2.5)$$

onde $I_0(x, z)$ é o perfil do feixe laser incidente, $I(x, z)$ é o perfil do laser após passar pela amostra. A integração é feita ao longo de y , a direção de propagação do feixe de prova. Podemos então obter a quantidade chamada Densidade Óptica, a qual é proporcional a densidade atômica integrada:

$$D_{opt}(x, z) = \ln \left(\frac{I_0(x, z)}{I(x, z)} \right) = \sigma \int n(x, y, z) dy \quad (2.6)$$

Essa quantidade é prontamente obtida das imagens e assim é possível estimar o perfil da densidade atômica.

Nas sub-seções que seguem, apresentamos os detalhes do sistema óptico e do tratamento das imagens de absorção.

Sistema Óptico para Imagens de Absorção

Em nosso experimento, utilizamos imagens de absorção atômica de um feixe de prova. Esse feixe tem razoável qualidade, uma vez que passa por uma fibra óptica.

Na figura 2.21 mostramos um desenho de nosso sistema após a fibra até chegar à câmera CCD. Esse feixe advém de uma porção do feixe de rebombeio injetado num sistema de moduladores acusto-ópticos para permitir a variação da frequência do feixe de prova. Para evitar desalinhamento do feixe com a variação da frequência utilizamos a configuração de dupla passagem. Outra função do sistema de moduladores é a extinção rápida do feixe de prova. Um sinal do computador de controle aciona uma chave de RF que corta a saída de RF do modulador de saída, antes da fibra óptica. Esse controle permite tempos de prova tão curtos quanto 200 μ s.

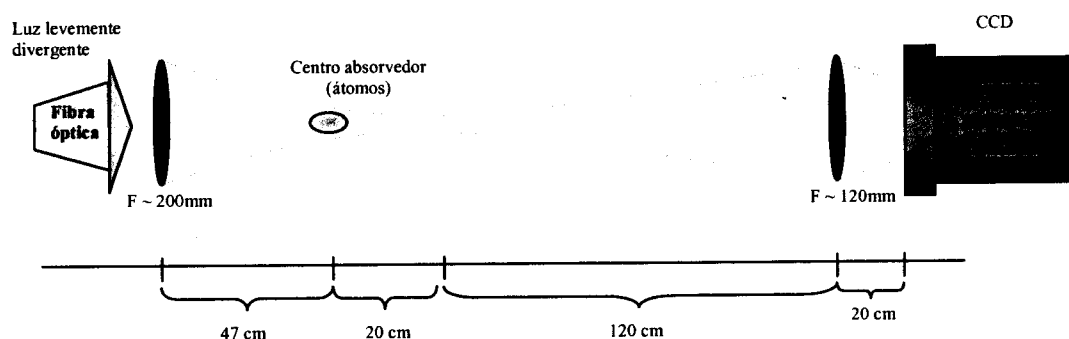


Figura 2.21 - feixe de prova incidindo na amostra atômica após passar por uma fibra óptica. A sombra desse feixe chega então à câmera CCD.

Nosso sistema tem resolução aproximada de 5 μ m limitada por difração. A câmera CCD que utilizamos tem 512x512 *pixels* num chip de 13x13 μ m da Roper Scientific®(Princeton Instruments) modelo MicroMAX-512FT. Essa câmera é controlada por computador e cujo processo de aquisição é disparado

por um sinal de sincronização, assim como o tempo de exposição pode ser controlado.

O laser de prova está aproximadamente -50MHz da transição $|1,-1\rangle \rightarrow |0,0\rangle$, como representado na figura 2.7.

Para essa transição, a seção de choque de absorção [7] pode ser calculada a partir de

$$\sigma_i = \frac{\hbar\omega\Gamma}{2I_{(sat)i}} \quad (2.7)$$

onde i representa a transição envolvida, ω é a frequência da transição, Γ é a largura de linha natural (10MHz) e $I_{(sat)i}$ é a intensidade de saturação para a dada transição i .

Na tabela 4.1 temos os valores calculados para essas seções de choque para cada nível Zeeman do estado fundamental $F=1$ para os estados excitados em $3P_{3/2}$. Esses cálculos foram feitos com base nas frequências de Rabi obtidas na referência [55], donde foram calculados os $I_{(sat)}$.

	3 P _{3/2} (F' = 2)					3 P _{3/2} (F' = 1)			3P _{3/2} (F' = 0)
Estado Inicial 3S _{1/2} (F=1)	-2	-1	0	1	2	-1	0	1	0
m_F = -1	-	41,3	13,7	-	-	68,8	68,8	-	55
m_F = 0	-	41,3	55	41,3	-	68,8	-	68,8	55
m_F = +1	-	-	13,8	41,3	82,5	-	68,8	68,8	55

Tabela 2.1 – Seções de choque de absorção para $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F')$ do sódio.

$$\text{Onde temos } \sigma_0 = \left[(\text{VALOR DA TABELA}) / 2\pi \right] 10^{-11} \text{ cm}^2$$

Assim obtivemos a seção de choque de absorção ressonante para o estado $|1,-1\rangle \rightarrow |0,0\rangle$ como sendo $\sigma_0 = 8,75 \times 10^{-11} \text{ cm}^2$.

Como nossas medidas são feitas com uma dessintonia $\Delta = -50\text{MHz}$, devemos considerar a seção de choque corrigida de tal forma que

$$\sigma_{\text{ABSORÇÃO}} = \frac{\sigma_0}{\left[2 \frac{\Delta}{\Gamma}\right]^2}$$

Assim, para largura da transição $\Gamma \approx 10\text{ MHz}$ e considerando $\Delta > \Gamma$, temos a seção de choque de absorção considerando a dessintonia de -50 MHz como $\sigma_{-50\text{MHz}} = 8,75 \times 10^{-13}\text{ cm}^2$. Este então será o valor usado no cálculo das densidades através de absorção, como veremos no capítulo 3.

Seqüência de Imagens e Filtragem

Nosso procedimento de aquisição de imagens será detalhado em seguida. São capturadas três imagens diferentes e consecutivas para cada conjunto de parâmetros experimentais após uma dada seqüência temporal. Cada conjunto de imagens é processado de forma que tenhamos uma imagem de transmissão confiável.

Dessa forma, a primeira imagem tomada é a chamada de imagem de probe I_{probe} , tem presente o feixe de prova e a sombra produzida pela amostra.

Em seguida, é tomada uma imagem de bias I_{bias} , onde está presente apenas o feixe de prova.

A terceira imagem é a luz de fundo, a chamada imagem de dark I_{dark} . Nesse momento, já sem a presença dos átomos, também não se tem a presença do laser de prova.

O processamento é feito da seguinte forma

$$I_{\text{final}} = \frac{I_{\text{probe}} - I_{\text{dark}}}{I_{\text{bias}} - I_{\text{dark}}}$$

À medida que evoluímos em nosso experimento, implementando varreduras de RF, chegamos ao ponto que nos pareceu que o processo de evaporação deixava de funcionar abaixo de uma certa freqüência de RF. O que

acontecia era que aparentemente os átomos ‘sumiam’ das imagens a partir de certo ponto. Na verdade, o que estava acontecendo era que o número final era tão baixo que a densidade óptica observada nessas imagens era da mesma ordem do ruído de fundo presente nelas.

Dessa forma, uma maneira de contornar esse problema seria aplicar um meio que pudesse filtrar o ruído de fundo dando assim destaque às imagens presentes. Nesse sentido, foi implementado um algoritmo de filtragem digital para eliminar da imagem a parte referente a oscilações de alta frequência, relativas ao ruído, destacando o real sinal da absorção atômica.

Podemos ver um exemplo típico de imagens na figura 2.22, em diferentes fases da evaporação na armadilha QUIC, antes e depois de ser aplicada filtragem. À esquerda na coluna (a), temos três imagens, as quais têm na coluna (b) as imagens correspondentes depois de implementado o processo de filtragem.

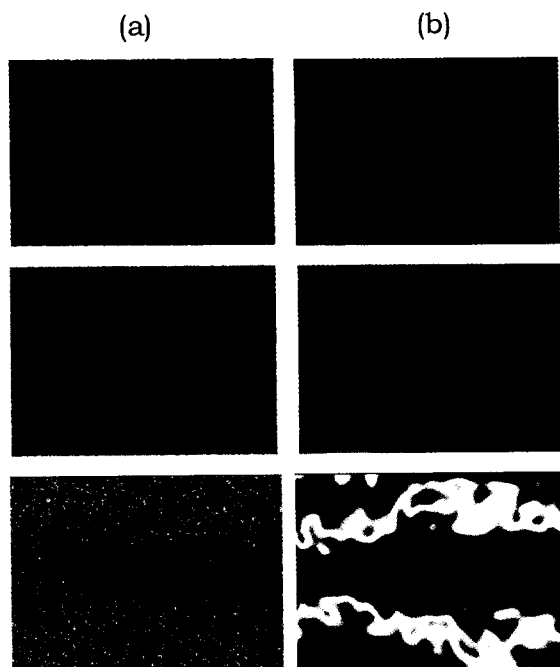


Figura 2.22 – Imagens antes (coluna (a)) e depois (coluna (b)) de passar pela filtragem que corta altas frequências possibilitando uma melhor estimativa da imagem de absorção atômica em condições de nível baixo de sinal.

Após a eliminação do ruído de alta frequência, passou a ser possível observar claramente a nuvem de átomos aprisionados e prosseguir com a

redução da temperatura dos átomos, acompanhada do aumento da densidade no espaço de fase.

A figura 2.23 traz um diagrama que resume os procedimentos seguidos pelo algoritmo de filtragem digital das imagens.

O princípio básico de funcionamento do algoritmo está numa transformada de Fourier bidimensional da matriz da imagem adquirida para obter o espectro de frequência espacial do sinal. Após uma conveniente mudança de coordenadas, é aplicado um filtro passa-baixa sobre o espectro obtido que mantém apenas as componentes de baixa frequência espacial, associadas às estruturas maiores na imagem. O passo seguinte é reconstruir a imagem original através de uma transformação inversa da imagem depois de passar pelo filtro passa-baixa.

Utilizamos imagens em que a absorção era bastante nítida. Foram feitos testes para a escolha da melhor faixa de frequência de corte, tendo em vista reduzir ao máximo o erro inerente à transformada inversa.

Com esse tratamento, pudemos reduzir o ruído e os padrões de interferência de alta frequência espacial. Neste processo, foram estudadas várias formas de se implementar o filtro passa-baixa e assim, encontrados os melhores parâmetros a serem utilizados.

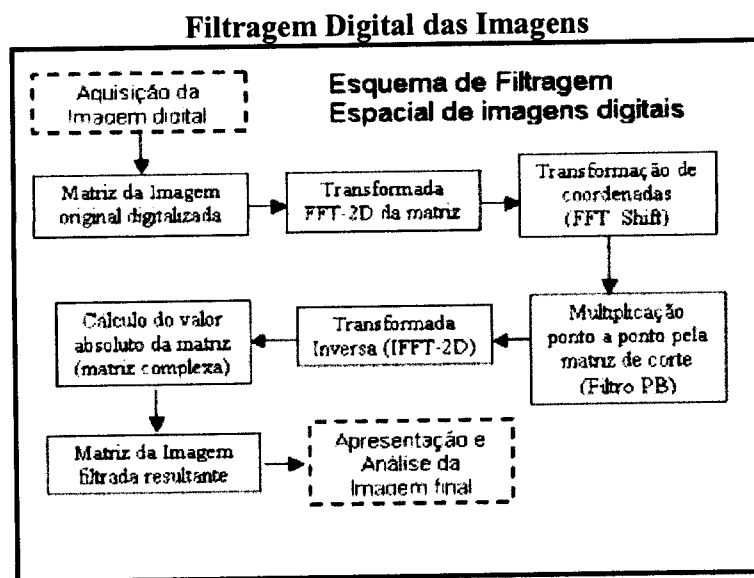


Figura 2.23 - Algoritmo do filtro digital usado nas imagens de absorção.

Das imagens filtradas, extraíremos nossos resultados. Para isso, foram incorporadas rotinas de ajuste (*'fitting'*) da distribuição atômica ao *software* de aquisição de imagens para tornar o processamento mais eficiente e rápido.

Certamente as melhorias no sistema óptico, como a utilização de lentes de qualidade, implantação do sistema de moduladores em dupla passagem e do desligamento rápido nos possibilitaram a aquisição de imagens de absorção de considerável qualidade. Aliado a isso, o processo de aquisição e tratamento dessas imagens foi de primordial importância para observarmos os resultados obtidos na condição de baixo número de átomos. No capítulo 3 temos o tratamento usado para analisar as imagens obtidas e os resultados advindos dessas imagens.

Capítulo 3

A Degenerescência Quântica em Sódio:

Nossos resultados

Nesse capítulo, os resultados experimentais serão apresentados e discutidos. Apresentaremos todo o procedimento de medidas e de análise dos resultados. Inicialmente, discutiremos a respeito da base teórica utilizada para análise dos dados advindos das imagens atômicas.

Nas seções seguintes consideramos três fatores fundamentais que utilizamos para embasar nosso experimento: a detecção da condensação no centro do potencial, a temperatura a partir da distribuição espacial e a determinação da densidade de pico.

Detectando a Condensação no Centro do Potencial

A densidade de partículas num gás de Bose num potencial externo é dada por

$$n(\vec{r}) = \sum_{\varepsilon} n_{\varepsilon} |\Psi_{\varepsilon}|^2 \quad (3.1)$$

onde Ψ_{ε} é a função de onda do estado do potencial $U(\vec{r})$ tendo energia ε e n_{ε} é o número de ocupação de partículas com uma dada energia ε dado por

$$n_\varepsilon = \frac{1}{e^{(\varepsilon - \mu)/kT} - 1} \quad (3.2)$$

No entanto para a maioria dos potenciais é difícil avaliar a densidade. Assim, para temperaturas acima da temperatura crítica T_c de transição, uma maneira de se avaliar a densidade é assumir uma aproximação semi-clássica como segue, de acordo com a referência [56].

Vamos considerar inicialmente uma amostra térmica a temperatura T , num potencial $U(\vec{r})$. A distribuição que estes átomos terão no potencial pode ser calculada. Em termos de coordenadas espaciais e de momento num volume do espaço de fase $d^3 p d^3 r$,

$$dN = \frac{1}{h^3} n_\varepsilon d^3 p d^3 r$$

com número de ocupação agora associado ao momento \vec{p} e posição \vec{r} :

$$n_\varepsilon = \frac{1}{e^{(p^2/2m + U(\vec{r}) - \mu)/kT} - 1} = n(\vec{p}, \vec{r})$$

A densidade será então

$$\left(\frac{dN}{dV} \right)_{p,r} = \frac{1}{h^3} n_\varepsilon d^3 p \quad (3.3)$$

Para termos a densidade ao longo de todo o espaço, temos que integrar ao longo de todo momento

$$\left(\frac{dN}{dV} \right)_r = \frac{4\pi}{h^3} \int_0^\infty n(\vec{p}, \vec{r}) p^2 dp \quad (3.4)$$

Após uma manipulação usando a definição que $\Lambda(T) = h/\sqrt{2\pi mkT}$ é o comprimento de onda térmico de de Broglie, onde m é a massa atômica e T a temperatura, e utilizando mudança de variáveis [56], o cálculo resulta em

$$n(\vec{r}) = \frac{1}{\Lambda^3} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{\exp[(\mu - U(\vec{r}))/kT]}{l^{3/2}} \quad (3.5)$$

Quando a temperatura chega à T_c , a densidade $n(\vec{r})$ é obtida considerando $\mu=0$. Para temperatura abaixo de T_c , é adicionada a $n(\vec{r})$ a contribuição do estado fundamental e assim pode ser obtido o perfil de densidade, por exemplo para o potencial de oscilador harmônico [57].

Da expressão 3.5 há uma conclusão que a torna bastante útil mesmo sem a álgebra para determinar a evolução com a temperatura.

Sendo a densidade no espaço de fase $D = n_0 \Lambda^3$ onde n_0 é a densidade de pico, a condensação é normalmente atingida quando $D \sim 2,612$, e assim $n_c = 2,612 / \Lambda^3$, onde n_c é a densidade crítica. Essa condição já é bem conhecida, mas para o caso da partícula numa caixa.

O que a equação 3.5 revela é que, à medida que a temperatura diminui, no centro da amostra, quando o potencial químico $\mu = 0$ e $U(0) = 0$, ou seja no mínimo do potencial quando a amostra está próximo de condensar, a afirmação acima é válida não só para o caso particular de partícula numa caixa. Essa afirmação é uma consideração universal e independente do potencial confinante. Ou seja, pode-se afirmar o alcance do regime de condensação quando a densidade no espaço de fase D no centro da amostra superar o valor de 2,612 [56].

Como veremos na seção de resultados, usamos essa afirmação para determinar D em nossas medidas. Assim, em nossos resultados trabalhamos com a densidade de pico n_0 e temperatura T e os valores que calculamos representam D no centro do potencial. Especificando para nosso sistema de sódio temos as relações

$$\Lambda(T) = \frac{3,643 \times 10^{-8}}{T^{1/2}} \quad D = \frac{4,84 \times 10^{-23} n_0}{T^{3/2}} \quad (3.6)$$

Como veremos a seguir, é possível obter uma medida de temperatura a partir da distribuição espacial nas imagens de absorção. A medida de densidade de pico está relacionada à seção de choque de absorção, ao tamanho e à relação entre a intensidade do feixe de prova original e após ter sido absorvido pela amostra.

Temperatura a partir da Distribuição Espacial e Densidade de Pico

A avaliação da distribuição de átomos utilizando-se absorção com campo ligado torna-se mais simples, caso essa distribuição não viaje por uma ampla variação de campo magnético. Assim, nessa situação, não há necessidade de se aplicar correções de campo às imagens obtidas, uma vez que o deslocamento Zeeman é bastante reduzido.

Para se ter uma idéia, para uma amostra a 50 μK , a barreira de campo pela qual os átomos viajam é de ~ 2 G, que corresponde a um deslocamento Zeeman de ~ 1 MHz. Além disso, essa barreira diminui à medida que a temperatura diminui.

Em nossas medidas *in situ* levamos isso em conta, pois os átomos transferidos para a armadilha QUIC já estão distribuídos no fundo do potencial e nessa região de temperaturas, durante e após a evaporação. A forma como medimos essas temperaturas está descrita a seguir.

A obtenção da informação sobre temperatura de uma amostra condensada pode ser conseguida a partir da distribuição espacial de densidade. Para conhecermos $n(\vec{r})$, dada na equação 3.5, e a relacionarmos à temperatura, é necessário o conhecimento de $\mu(T, N)$, o potencial químico da amostra, o qual foi obtido na referência [57], como sendo

$$e^{\mu/kT} = 1,200\left(\frac{T_c}{T}\right)^3 - 0,180\left(\frac{T_c}{T}\right)^6 - 0,010\left(\frac{T_c}{T}\right)^9 + (\text{ordens mais altas}) \quad (3.7)$$

para o caso do oscilador harmônico, com N constante.

Para temperaturas $T > T_c$, o termo dominante é o primeiro termo e como $kT_c = 0,941\hbar\omega N^{1/3}$ [56] (para o oscilador harmônico isotrópico, mas pode ser usado para o nosso caso considerando a frequência média ω) a expressão acima pode ser reescrita, obtendo uma série para a densidade. Em boa aproximação para $T > T_c$

$$n(\vec{r}) \approx A(N, \omega, T) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega^2 r^2}{kT}\right) \quad (3.8)$$

onde $A(N, \omega, T)$ é função obtida pela substituição das grandezas acima.

No caso do potencial

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2} m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)$$

A expressão para densidade fica

$$n(\vec{r}) \approx A(N, \omega, T) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega_x^2 x^2}{kT}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega_y^2 y^2}{kT}\right) \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega_z^2 z^2}{kT}\right)$$

A distribuição de densidade é Gaussiana em todas as direções, o que havíamos suposto e pudemos constatar pelas imagens obtidas. Nesse caso, $\omega = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$ para avaliação da temperatura crítica.

Se focalizarmos nossa atenção ao longo da direção z, e no centro onde $x = y = 0$, temos

$$n(z)_{x=y=0} = n_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{m\omega_z^2 z^2}{kT}\right) \quad (3.9)$$

Desta forma, o perfil de densidade revela a temperatura da amostra. Veremos posteriormente como obter a relação entre os parâmetros da imagem e a temperatura.

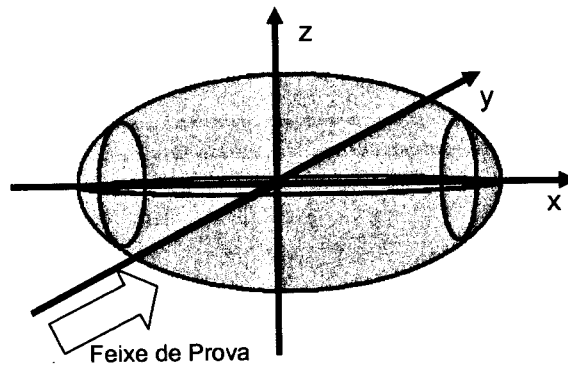


Figura 3.1 – Representação dos eixos do sistema, os quais foram considerados para imagens de absorção.

Na figura 3.1, temos a disposição dos eixos considerados em nossa análise. Como o feixe de prova se propaga em y, nossas imagens são feitas no plano x-z, assim medimos o perfil de absorção e obtemos através do ajuste pelo tamanho da Gaussiana, na posição $x=y=0$ o valor σ_z e na posição $z=y=0$ o valor σ_x definidos como

$$\text{Absorção em } z = A_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right) \quad (3.10)$$

$$\text{Absorção em } x = A_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{x^2}{\sigma_x^2}\right)$$

Esse perfil de absorção pode ser convertido no perfil de densidade da equação 3.9.

Sabendo que a absorção ao longo do eixo de propagação do feixe de prova, eixo y , é Gaussiana, vamos obter a relação que fornece a densidade de pico n_0 .

Dada a lei de absorção no centro da amostra onde $I = I_0 e^{-\sigma \int n(y) dy}$, temos que

$$\ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\text{centro}} = -\sigma_{-50\text{MHz}} \int_{-\infty}^{\infty} n(y) dy$$

Onde $n(y)_{x=z=0} = n_0 \exp \left(-\frac{1}{2} \frac{y^2}{\sigma_y^2} \right)$ e, resolvendo a integral em y , temos

$$\ln \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\text{centro}} = -\sigma_{-50\text{MHz}} n_0 \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma_y = -\sigma_{-50\text{MHz}} n_0 (1,253 \sigma_y) \quad (3.11)$$

onde $\sigma_{-50\text{MHz}}$ é a seção de choque de absorção e σ_y o parâmetro (largura) da Gaussiana da densidade.

Em nosso caso, o potencial sentido pelos átomos é praticamente harmônico com as seguintes frequências:

$$\begin{aligned} \omega_x &= 2\pi \times 36,7 \text{ Hz} \\ \omega_y &= 2\pi \times 120,8 \text{ Hz} \\ \omega_z &= 2\pi \times 159,6 \text{ Hz} \end{aligned} \quad (3.12)$$

Como nossas imagens são tiradas do plano x - z , usamos as relações de frequências de oscilação do potencial para reescrever a relação 3.11 em termos de σ_z e de σ_x . Sendo $\omega_i \propto \frac{1}{\sigma_i}$, onde i pode ser x , y ou z , e conhecendo a relações entre as frequências de oscilação, temos

Kílvia M. F. Magalhães

IFSC-011. SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMACAC

$$\frac{\sigma_y}{\sigma_z} = \frac{\omega_z}{\omega_y} = \frac{159,6}{120,8} = 1,32 \text{ e } \frac{\sigma_y}{\sigma_x} = \frac{\omega_x}{\omega_y} = \frac{36,7}{120,8} = 0,304 \quad (3.13)$$

Assim é possível associar as larguras medidas σ_x e σ_z e a absorção no centro da amostra $\frac{I}{I_0}$ à densidade de pico n_0 , como segue

$$\ell n \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\text{centro}} = -\sigma_{-50\text{MHz}} n_0 (0,38 \sigma_x) \quad (3.14)$$

$$\ell n \left(\frac{I}{I_0} \right)_{\text{centro}} = -\sigma_{-50\text{MHz}} n_0 (1,654 \sigma_z)$$

Ao medirmos a absorção da amostra em x e z, podemos ajustar o perfil de densidade por uma Gaussiana e deste ajuste tiramos σ_x e σ_z . A relação de cada largura com a temperatura da amostra é obtida, no caso de z, comparando a relação 3.9, a absorção em z, com a curva $A_0 \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)$.

Assim, temos que $\sigma_z^2 = \frac{kT_z}{m\omega_z^2}$ e usando $\omega_z = 2\pi \times 159,6$ Hz, temos

$$\begin{aligned} T_z &= \frac{m\omega_z^2}{k} \sigma_z^2 \\ T_z &= 2,77 \times 10^3 \sigma_z^2 \end{aligned} \quad (3.15)$$

No caso da temperatura relativa à direção x, a relação de conversão é a seguinte:

$$T_x = 1,47 \times 10^4 \sigma_x^2 \quad (3.16)$$

Dessa forma, consideraremos em nossos resultados o perfil de densidade obtido pelas imagens de absorção para o cálculo da temperatura, sendo as larguras dadas em μm e a temperatura obtida em μK .

Para determinar o número de átomos a partir das imagens de absorção, devemos lembrar que $N = \int n(x, y, z) dx dy dz$. Assim, considerando uma distribuição de perfil gaussiano, temos:

$$N = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}} e^{-\frac{z^2}{2\sigma_z^2}} dx dy dz$$

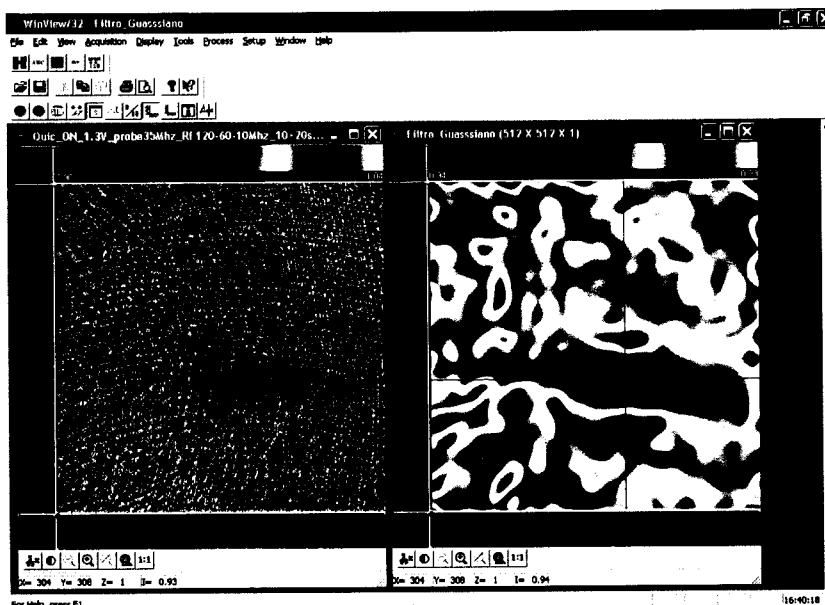
$$N = n_0 \left(\frac{\pi}{2}\right)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z$$

$$N = 1,969 n_0 \sigma_x \sigma_y \sigma_z \quad (3.17)$$

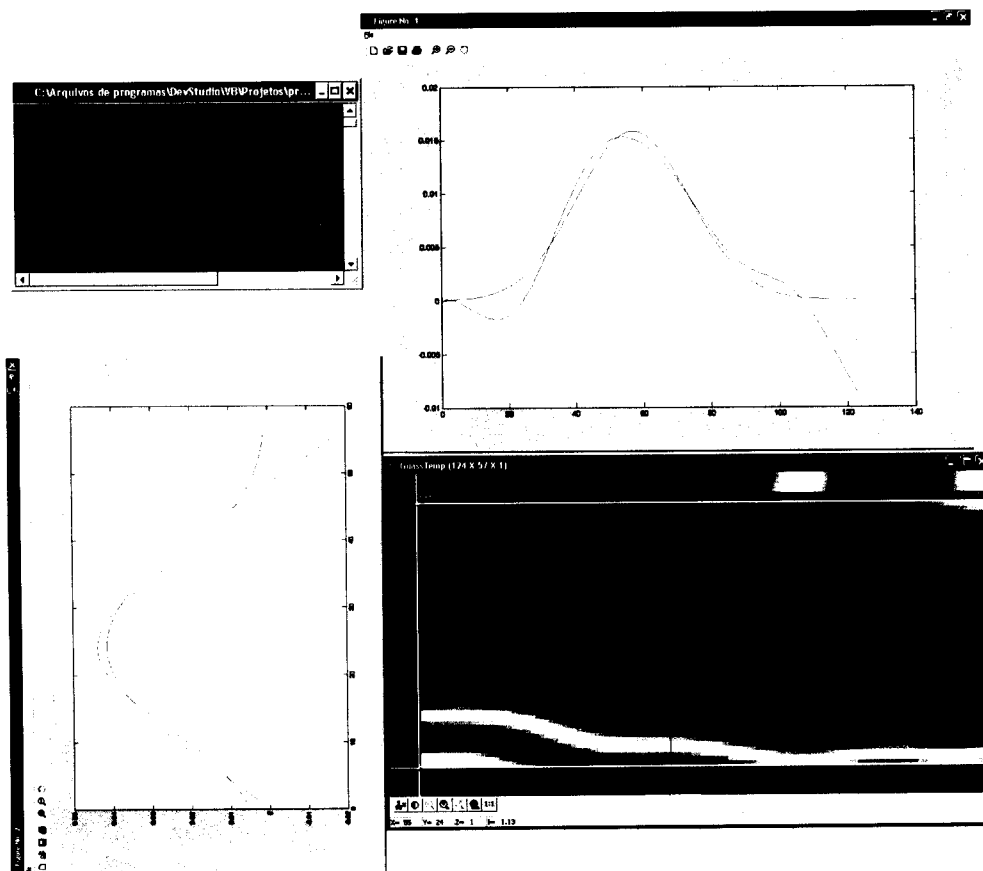
Esta é a expressão que será usada na determinação do número de átomos presentes em nosso sistema. Como nossas medidas estão no plano x-z, usaremos as relações 3.13 para obter σ_y .

A seguir temos um exemplo de imagem que utilizamos em nossos resultados donde temos informação sobre o perfil de densidade. Essa imagem final é fruto de um processamento de três imagens cujo resultado passa por um filtro para altas frequências, como foi mostrado na seção *Sistema de Imagem e Laser de Prova* do capítulo 2.

O procedimento de medida das larguras é descrito a seguir. As imagens de absorção podem ser tomadas em várias etapas do nosso experimento. Usamos essas medidas para avaliar a transferência dos átomos para a armadilha magnética, para avaliar o tempo de vida nessa armadilha, assim como as utilizamos para acompanhar o processo de evaporação. A imagem mostrada na figura 3.2 é um exemplo de amostra na armadilha harmônica após alguns segundos de evaporação.



(a)



(b)

Figura 3.2 –(a) À esquerda, temos a imagem obtida pelo sistema após processamento das imagens da CCD. À direita temos a mesma Imagem após filtragem que retira frequências altas que não estão relacionadas com a absorção atômica e sim o ruído na medida. (b) Usando a imagem filtrada, a informação sobre a distribuição de densidade é dada pelo ajuste (fitting) Gaussiano feito por um programa associado ao programa de aquisição: duas telas mostram o aspecto do ajuste em cada direção e uma terceira fornece os parâmetros. .

Nessa imagem, temos duas formas de extrair a informação sobre a distribuição de densidade, uma nos dá informações durante e a outra após o experimento. Durante o experimento, um programa captura a imagem e, utilizando ajustes automáticos por Gaussianas na região central da imagem, fornece a largura para cada direção. Esse tipo de processo é uma forma mais rápida de se obter essas larguras, algo bastante importante durante o experimento para nos fornecer subsídios que possibilitem a melhor tomada de decisão durante a etapa de evaporação. Essas informações podem ser refinadas num pós processamento, ou seja, após o experimento cada imagem pode ser analisada com mais cuidado fornecendo medidas mais precisas. Se houver alguma dúvida durante o experimento, podemos esclarecer no pós processamento. No entanto, em geral, as informações obtidas durante o experimento foram bastante satisfatórias.

Além da medida das larguras para calcular T_x e T_z , tomamos também a medida da absorção no centro da amostra, a relação I/I_0 , para relacionarmos à densidade de pico n_0 , como mostrado na equação 3.14. Finalmente, de posse dos valores de n_0 calculamos o número de átomos N como colocado na equação 3.17.

Para a medida de temperatura utilizamos o valor médio entre T_x e T_z .

Dessa forma, as grandezas medidas σ_x , σ_z e I/I_0 e as frequências de oscilação ω_x , ω_y e ω_z são utilizadas para o cálculo de n_0 , T , N e finalmente da densidade no espaço de fase D . Na seção seguinte temos a apresentação e discussão dos resultados com base nessas medidas.

Resultados Obtidos e Discussão

Os resultados apresentados nesse capítulo consistem em análises de imagens de absorção tomadas durante a evaporação. Essas imagens nos dão informação sobre temperatura e densidade de pico, as quais foram cruciais para detectar a degenerescência quântica em nossa amostra.

Rotina para Evaporação

Dadas as condições de transferência para armadilha magnética QUIC e de tempo de vida, iniciamos os ensaios de evaporação.

Após alguns testes, decidimos implementar o processo de evaporação em duas etapas. Iniciamos a evaporação ainda com os átomos no quadrupolo, para tirar proveito da maior compressão dessa armadilha (quando comparada ao QUIC). Essa foi uma inovação com relação à rotina seguida anteriormente e foi importante para iniciar o processo de resfriamento evaporativo, com uma boa taxa de colisões elásticas.

A primeira medida foi determinar até que ponto era viável seguir com a evaporação no quadrupolo. Para isso, fixamos o início da evaporação em 100 MHz (devido à temperatura inicial observada nos átomos) e observamos a densidade óptica para diferentes valores da frequência final da RF.

O resultado mostra que para frequência final em torno de 30 MHz, para as condições em que estamos operando, a evaporação não mais contribui para aumentar a densidade havendo, portanto, mais perdas que ganho. Esse é o ponto onde as perdas por transições Majorana passam a ser importantes. Assim, a partir desse resultado estabelecemos que a faixa de pré-evaporação no quadrupolo seria de 100 → 30 MHz durante 5 segundos.

Uma vez determinadas as condições de evaporação no quadrupolo, prosseguimos com a transferência para o QUIC, onde evaporamos durante cerca de 40 segundos de 30MHz até f_{final} .

Para ter uma idéia de f_{final} , procedemos com um experimento que consiste em manter átomos aprisionados no QUIC por cerca de 5 segundos,

sujeitos a uma exposição constante de RF à frequência f' . Colocamos inicialmente a frequência num valor bem baixo (500 kHz), e em seguida aumentamos esse valor. Observamos a densidade óptica da amostra para cada valor. Constatamos que o sinal praticamente desaparece para frequências entre 1 e 2 MHz. Subindo ainda mais essa frequência observamos o sinal se restabelecer como em 500 kHz. Dessa forma, o fundo do potencial está nessa região entre 1 e 2 MHz. Assim, deveríamos ter entre 1,4 e 2,8 Gauss de campo no fundo do potencial. Esse ensaio permitiu, com boa aproximação, estimarmos o valor de frequência final em nosso experimento.

De acordo com simulações de corrente no sistema de bobinas, o *bias* correspondente ao fundo do potencial está em torno de 1,7 Gauss, sendo que essas simulações se baseiam em medidas de campo implementadas nas bobinas. A estimativa de que o fundo do potencial está entre 1 e 2 MHz sinalizou que a estimativa das frequências de oscilação ω_x , ω_y e ω_z (eq. 3.12) também estava em bom acordo.

Atingindo a Degenerescência Quântica

O experimento consistiu em resfriar os átomos (por evaporação forçada) na armadilha magnética e em diferentes estágios observar n_0 e T . Em seguida, temos os passos básicos da seqüência do experimento:

- Carga do MOT (~ 2 a 5 s);
- Transferência para a armadilha de quadrupolo a 30% da corrente total (90 A, 105 G/cm);
- Compressão Adiabática dos átomos a ~75% da corrente total (230 A, 270G/cm);
- Pré-evaporação no quadrupolo (5 s) {Varredura de RF: 100 → 30 MHz};
- Transferência Adiabática do quadrupolo para o QUIC (~1-2s);
- Evaporação no QUIC (40 s) {Varredura RF: 30 → f_{final} MHz};
- Observação dos átomos por imagens de absorção.

Para acompanharmos a densidade D , variamos a frequência final f_{final} e medimos as larguras e a absorção no centro da amostra.

No cálculo para D , consideramos o valor T médio, sendo que os valores de n_0 são calculados com base em σ_z , que é em cada medida comparado com σ_y .

Nessa etapa, a implementação da evaporação foi feita diferentes varreduras de RF. A varredura exponencial se mostrou a mais eficiente no processo de resfriamento no QUIC.

Com esses valores, pudemos acompanhar a evolução da densidade no espaço de fase como função de f_{final} , como mostra a figura 3.3.

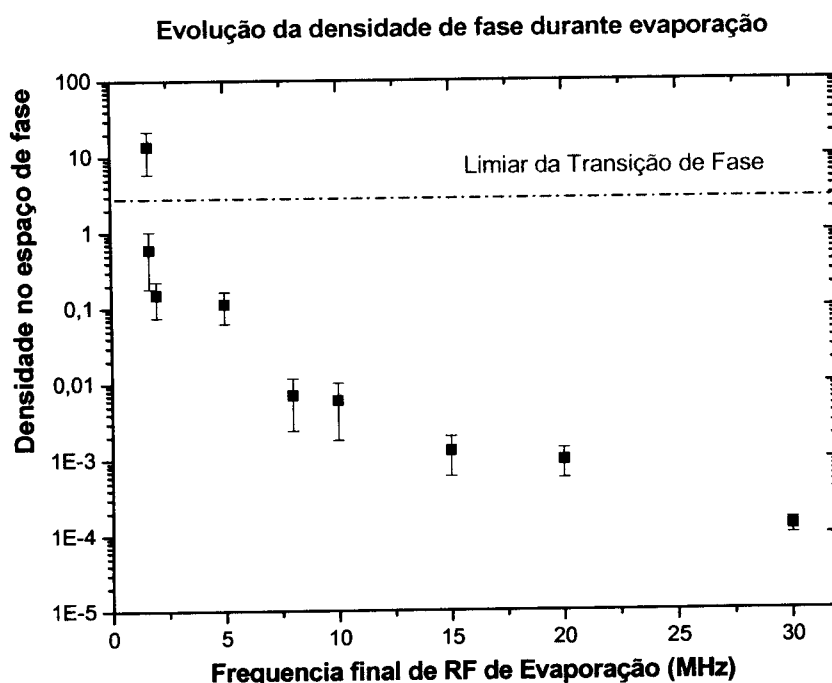


Figura 3.3 - Evolução da densidade no espaço de fase como função da frequência final de RF.

Ao atingirmos a frequência final de 1,65 MHz a densidade no espaço de fase superou a unidade por mais de 10 vezes. Nesse ponto, os números indicam que atingimos o regime quântico degenerado. Ao passarmos deste ponto, nossa amostra contém a presença de um condensado de Bose-Einstein como uma fração dos átomos.

A figura 3.4 a seguir nos traz imagens das várias etapas até a condensação. A partir da imagem de pré-evaporação, as imagens estão em escala relativa.

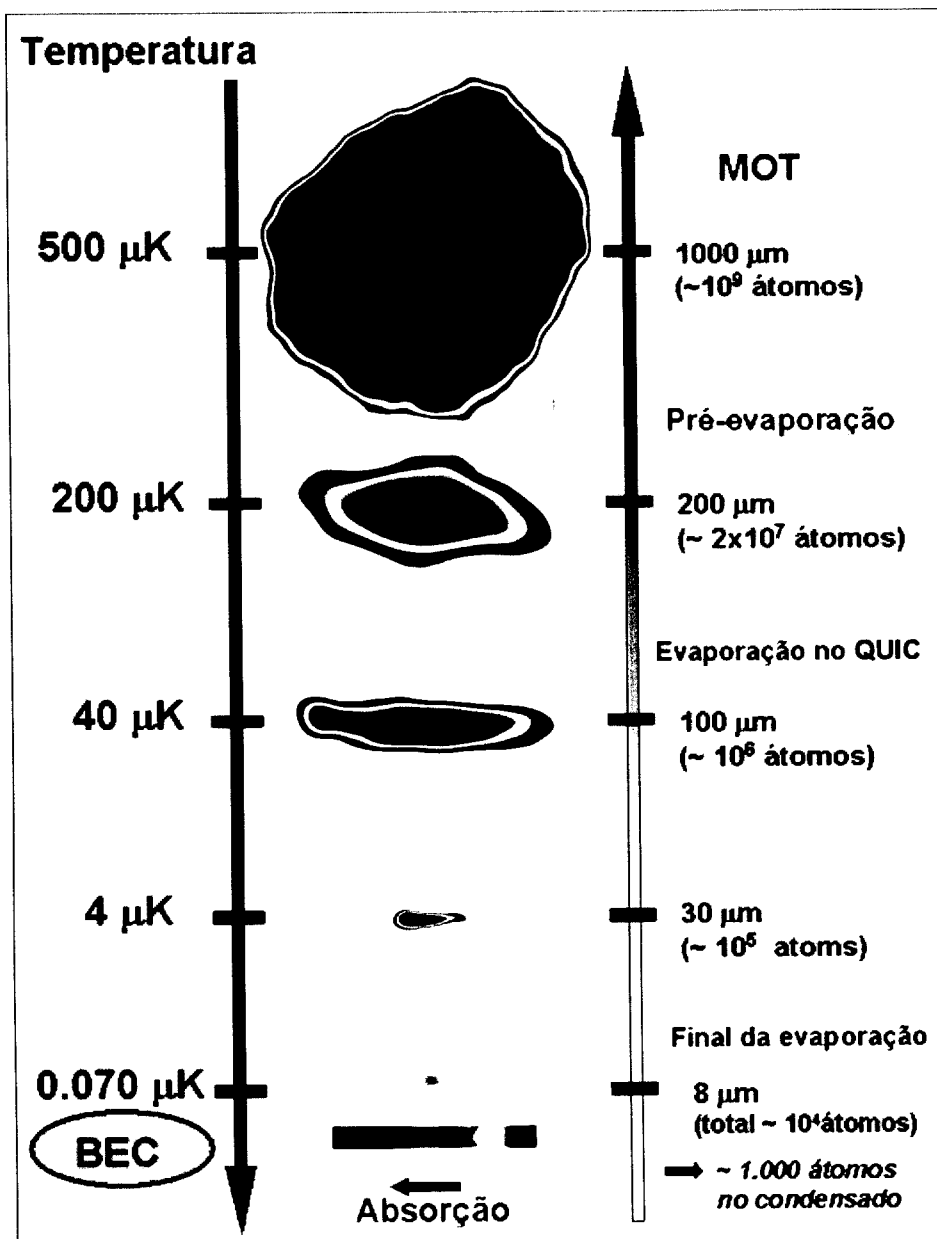


Figura 3.4 – Imagens em diferentes etapas do experimento culminando com a condensação.

Algumas Estimativas baseadas em nossos Resultados

Vamos primeiro fazer algumas considerações. Em primeiro lugar, vamos calcular qual será a energia de ponto zero[58] para o potencial em questão, usando a media aritmética das frequências de oscilação $\bar{\omega} \approx 2\pi \times 10^6 \text{ Hz}$,

$$\varepsilon_0 = \frac{3}{2} \hbar \bar{\omega} \approx 7,9 nK$$

Esta energia tem que ser comparada com a energia de interação das partículas. Considerando dados da literatura [4], e a aproximação de Thomas-Fermi, a energia de interação de campo médio é dada por $n_0 \tilde{U}$, sendo n_0 a densidade de pico e $\tilde{U} = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$. Para o sódio, $a = 65 \text{ Bohrs}$ e temos que

$$\frac{\tilde{U}}{k} \approx 1,3 \times 10^{-21} \text{ K/cm}^3 \text{ e que}$$

$$\frac{\text{Energia}}{\text{particula}} (\text{interação}) = \frac{2}{7} n_0 \tilde{U}$$

Para nosso caso $\frac{\text{Energia}}{\text{particula}} (\text{interação}) = 2 \times 10^{-9} = 2 nK$.

Como $\varepsilon_0 > (\text{interação})$, o gás pode ser considerado como fracamente interagente. Neste caso, o comportamento de gás quase ideal é esperado.

Sendo fracamente interagente, a distribuição espacial para o estado fundamental é dado por $|\psi_0|^2 \propto e^{-\frac{m\omega r^2}{\hbar}}$. Ou seja, se ajustarmos por uma Gaussiana, temos:

$$\sigma_x^0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_x}} = 2,4 \mu m$$

$$\sigma_y^0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_y}} = 1,32 \mu m$$

$$\sigma_z^0 = \sqrt{\frac{\hbar}{2m\omega_z}} = 1,14 \mu m$$

Este é o tamanho do estado fundamental de nosso sistema. O tamanho que medimos é maior, indicando que provavelmente a maior parte dos átomos que detectamos são térmicos e nossas medidas estão no limite de resolução do sistema.

Além disso, abaixo da temperatura crítica, o perfil ao longo de uma determinada direção segundo a distribuição de densidade é dada por [57]:

$$n(z) = \frac{3,099N^{1/2}}{\Lambda^3(T_c)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] e^{-\frac{m\omega_z z^2}{\hbar}} + \frac{1}{\Lambda^3(T)} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{e^{-j \frac{1}{2} \frac{m\omega_z^2 z^2}{kT}}}{j^{3/2}}$$

Se olharmos no centro da armadilha ($z=0$), a grandeza medida é

$$n_0 = \frac{3,099N^{1/2}}{\Lambda^3(T_c)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] + \frac{1}{\Lambda^3(T)} \sum_{j=1}^{\infty} \frac{1}{j^{3/2}}$$

onde $\sum \frac{1}{j^{3/2}} = 2,612$ que é a função de Bose

$$n_0 = \frac{3,099N^{1/2}}{\Lambda^3(T_c)} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] + \frac{2,612}{\Lambda^3(T)}$$

Como definimos, no centro da amostra, a densidade no espaço de fase é $D(T) = n_0 \Lambda^3(T)$, esta equação pode ser convertida em

$$D(T) = \left[\frac{\Lambda(T)}{\Lambda(T_c)} \right]^3 3,099N^{1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] + 2,612$$

ou seja, a parte condensada está relacionada com D através de

$$(D(T) - 2,612) = \left[\frac{\Lambda(T)}{\Lambda(T_c)} \right]^3 3,099 N^{1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right]$$

Voltando à relação anterior, temos:

$$(D(T) - 2,612) = \left[\frac{T_c}{T} \right]^{3/2} 3,099 N^{1/2} \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right]$$

Para simplificar vamos chamar $\frac{T}{T_c} = \alpha$ e assim temos:

$$(D(T) - 2,612) = \left[\frac{1}{\alpha} \right]^{3/2} 3,099 N^{1/2} [1 - \alpha^3]$$

Considerarmos que temos razoável segurança na medida de N e D , então podemos determinar α e daí a fração de partículas no estado fundamental. No nosso caso $D=13,8$, $N=8 \times 10^3$ e assim temos que $\alpha \cong 0,995$ e daí $\frac{T}{T_c} = 0,995$, ou seja, dentro do erro da medida, estamos na temperatura crítica.

De posse dessa informação, podemos estimar o número de átomos condensados que obtivemos, pela seguinte relação:

$$\frac{N_0}{N} = \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^3 \right] \text{ ou seja } \frac{N_0}{N} = 0,015 \text{ e assim } N_0 \cong 120 \text{ átomos.}$$

Assim concluímos que a maioria dos átomos não está condensada.

Conhecendo o número total de partículas N e a relação $kT_c = 0,941 \hbar \tilde{\omega} N^{1/3}$ [56], para nosso caso temos $T_c = 4 \times 10^{-9} N^{1/3}$, e assim para nossos números medidos temos que

$$T_c = 80 \text{ nK}$$

Considerando que a temperatura medida está entre 33(segundo T_x) e 110 nK (segundo T_z), a média entre elas mostra que estamos na proximidade adequada e não há dúvida que passamos do ponto crítico. Vale ressaltar que usar σ_z para medida de temperatura não é o ideal, quando estamos no limite

de resolução de nosso sistema óptico. No entanto, é a melhor escolha, pois sempre estaremos sendo conservadores, obtendo os resultados que indicam a condensação mesmo superestimando o valor da temperatura.

Assim, parece razoável assumir que o limite mínimo de átomos condensados é de cerca de 120, mas muito provavelmente esse número é bem maior (da ordem $\sim 10^3$).

Da mesma expressão da densidade anterior, temos no centro:

$$n_0 = n_c + n_T \text{ e assim } n_c = n_0 - \frac{2,612}{\Lambda^3(T)} \approx n_0 - 10^{12}$$

Assim, o pico da densidade do condensado é da forma

$$n_c \approx 4 \times 10^{12} \text{ átomos/cm}^3.$$

De modo que,

$$n(r) = n_T(0) e^{-\frac{1}{2} \frac{m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)}{kT}} + n_c(0) e^{-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)}$$

ou seja

$$n(r) = 1,3 \times 10^{12} e^{-\frac{1}{2} \frac{m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)}{kT}} + 4 \times 10^{12} e^{-\left(\frac{x^2}{2\sigma_x^2} + \frac{y^2}{2\sigma_y^2} + \frac{z^2}{2\sigma_z^2}\right)}$$

Se o sistema óptico permitisse, este deveria ser o perfil de densidade que seria observado, a estrutura bimodal. No entanto, devido às dimensões envolvidas, não é possível distinguir a estrutura interna, com os átomos condensados.

Analisando os Resultados da Evaporação

Para compreender a razão pela qual o número final de átomos no condensado é tão baixo, devemos fazer aqui algumas considerações importantes.

O resfriamento evaporativo requer uma taxa de colisão elástica, $\gamma_{el} = \langle n \rangle \sigma_{el}(v)$, muito maior que a taxa de perdas (colisões inelásticas, σ_{inel}) na

armadilha magnética. Condição que é razoavelmente bem satisfeita em sistema de gases alcalinos [51].

Mas, além disso, para que haja um resfriamento eficiente é necessário que a taxa de colisão elástica se mantenha, ou aumente, durante a evaporação, apesar da remoção dos átomos, dando início à evaporação auto-sustentada. O sucesso desse processo depende, primeiramente que o tempo de retermalização seja menor que o tempo de vida dos átomos na armadilha magnética. Além disso, a forma como a evaporação se desenvolve no tempo é de crucial importância.

Como vimos anteriormente na seção de Resfriamento Evaporativo no Capítulo 2, a taxa de colisão elástica é relacionada a N e T da forma $\gamma_{el} \propto N/T$.

Como o parâmetro relevante para atingir a condensação é a densidade no espaço de fase, $D \propto N/T^3$, pode-se observar que há uma região de temperatura onde a densidade D irá aumentar, mesmo quando a taxa γ_{el} diminuir. No entanto, o simples aumento de D não é condição suficiente para que ocorra a transição de fase, pois haverá o momento onde o resfriamento evaporativo deixa de funcionar (portanto T não diminui), devido à ausência de retermalização.

Uma forma de avaliar se as condições expostas acima são satisfeitas é fazer um gráfico de $N \times T$ em escala *dilog*, ou, equivalentemente, um gráfico de $\log(T) \times \log(N)$ em escala normal. Neste caso, o coeficiente angular da reta que melhor se ajusta aos dados irá nos fornecer o expoente s da lei de potência entre N/T^s . Isso significa que, sendo a condição $s \leq 1$ satisfeita alcança-se a condição de evaporação auto sustentada.

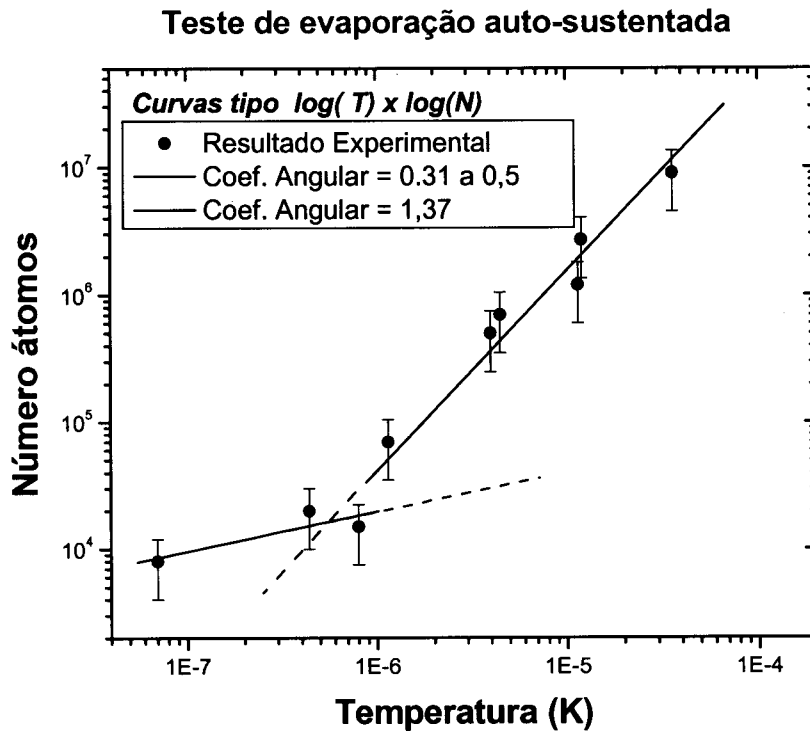


Figura 3.5 – Evolução do número de átomos e sua temperatura no processo de evaporação. A condição de evaporação auto sustentada é satisfeita para freqüências finais mais baixas quando o coeficiente angular s é menor que 1.

Usando os resultados obtidos em nossas medidas, podemos claramente entender o que está acontecendo em nosso sistema.

Esses resultados mostram que, durante a maior parte da evaporação, a taxa de colisão elástica não é mantida, $s=1,37$, e que não temos $N \propto T$. Apenas no final da evaporação a condição de evaporação auto sustentada é atingida, $s < 0,5$. Como resultado disso, embora seja possível ainda observar *BEC*, o número final de átomos é muito pequeno. Acontece que usamos o mesmo formato e tempo de varredura para todas freqüências finais. Assim, nas medidas com freqüências finais de 30 a 5 MHz, demora-se tempo demais no final da evaporação em freqüências altas. Nesse processo, a evaporação realmente não se sustenta. A temperatura diminui, mas não de forma satisfatória e ainda pagando o preço da perda de átomos. Para freqüências finais abaixo de 5 MHz, os átomos que restaram são suficientes e a taxa de colisão se restabelece e assim D sobe aos patamares desejados, como vimos anteriormente.

Note que, mesmo no caso atual, se observa um coeficiente bem menor que a unidade, porém já numa frequência de ~ 2 MHz e, devido a forma de varredura de RF, já com reduzido número de átomos.

Se assumirmos as mesmas condições iniciais e supormos que seja possível, pelo menos, manter a relação $N \propto T$ até o final da evaporação, certamente o número de átomos seria bem maior o atual, devido ao surgimento de evaporação auto-sustentada numa região de frequência mais favorável.

Para isso é necessário otimizar a rota de evaporação, modificando as condições e intervalos de varredura de RF. Certamente, há muito a ser feito nesse sentido, pois os parâmetros são vários.

Capítulo 4

Problemas Detectados e Planos Futuros

Temos aqui uma discussão sobre os problemas que detectamos em nosso experimento. De nada serviria apontar nossos problemas se não tivermos formas de resolvê-los. Nesse sentido, usando todo aprendizado de todos esses anos de trabalho, vamos continuar trabalhando na área de átomos quanticamente degenerados implementando uma nova geração de sistema experimental que possibilite maior flexibilidade e robustez. Aqui descrevemos os problemas detectados no atual sistema de sódio e os planos futuros para o novo sistema de rubídio.

Problemas associados ao tempo de vida na armadilha magnética

Tempo de vida na armadilha magnética foi por algum tempo um problema que enfrentamos cujas várias facetas foram sendo descobertas à medida que investimos para resolver o problema.

Esse problema foi minimizado com a implementação de várias melhorias. Inicialmente, a troca do tamanho do canal (trabalhando com o aquecimento do canal desligado), colocação do novo tubo para bombeamento diferencial, blindagem de luz ambiente e de luz ressonante advinda dos lasers, resfriamento criogênico do tubo do magneto e região próximo à célula, além de resfriamento da própria célula.

Dessa forma, para alcançar esse tempo de vida foram implementadas várias ações com o objetivo de demonstrar a condensação no presente sistema experimental. No entanto, é interessante trabalhar num sistema com maior flexibilidade e facilidade de operação para estudos mais amplos. Nesse sentido, temos isso em mente na construção da nova geração de experimentos em condensação no nosso laboratório. Detalhes podem ser vistos na seção Planos Futuros.

Baixo número de átomos

O baixo número de átomos no final do processo de evaporação em nossos resultados tem uma causa principal: a rota tomada para a evaporação foi de tal forma que somente para valores de frequências mais baixas a evaporação tenha sido mais eficiente, mas nesse momento o número de átomos já era baixo. Dessa forma, otimizando essa rota, variando vários parâmetros como condições e intervalo de varredura de RF poderemos obter um condensado com maior número de átomos.

Problemas como acoplamento de RF e interferências que podem limitar o processo de evaporação foram observados no presente sistema, mas foram minimizados o suficiente para detectarmos a condensação. Com nossa experiência, no novo sistema acreditamos poder melhorar esse sistema e obter melhores resultados.

Baixo sinal de absorção após desligamento da armadilha magnética

Medidas de tempo de voo não foram possíveis, pois após alguns milissegundos a densidade da amostra caía drasticamente. Daí o motivo de nossas medidas terem sido feitas com o campo ligado. Esse decaimento rápido do sinal de absorção pode ser devido a oscilações no momento de se desligar a

armadilha magnética. Observando os sinais que controlam o circuito de corrente, não há oscilações importantes. Medindo o campo magnético próximo às bobinas, constatamos que essas oscilações devem advir de circulação de corrente nas bobinas no momento do desligamento e não do circuito de controle.

Essas oscilações podem ser consequência de *loops* de corrente por causa do suporte de metal das bobinas. Vários experimentos utilizam suportes de nylon ou teflon, e outros que usam suportes de metal os construíram de tal forma a suprimir esse efeito. Para isso, são feitos cortes radiais nos suportes circulares.

Como o número de átomos já é pequeno, e, portanto o sinal de absorção menor, oscilações dessa natureza só dificultam ainda mais a observação por tempo voo.

Problemas operacionais

Tivemos bons resultados com nosso sistema, no entanto algumas adaptações podem melhorar muito a operação cotidiana do laboratório.

Um bom exemplo disso é a forma como resfriamos nossas bobinas. A escolha de se construir bobinas com tubos metálicos para facilitar a refrigeração pode ser melhorada usando fios sólidos tendo em vista dois aspectos. O primeiro aspecto é o aumento de densidade de corrente que se consegue com fio sólido, portanto é possível alcançar os mesmos gradientes com correntes mais baixas. O segundo aspecto é a forma mais simples com que essa nova configuração seria resfriada. Uma vez que se consiga um desenho de bobina a fio sólido que permita funcionar a correntes mais baixas, pode-se investir em vários tipos de refrigeração mesma a água. Nesse caso a vantagem é se trabalhar com um sistema a baixa pressão de água uma vez que se trabalha com menores correntes de operação. Usar fios sólidos para obter os mesmos gradientes com correntes mais baixas pode significar no projeto de bobinas um problema, a indutância associada pode aumentar e limitar o tempo de desligamento.

Tendo isso em vista, é preciso ponderar nos novos desenhos o balanço entre ter um sistema de refrigeração mais simples, e livre de problemas como obstrução, e obter os gradientes necessários sem comprometer os tempos de desligamento do sistema.

Outro problema que detectamos foi em relação ao magneto desacelerador. Devido à sua construção, nosso antigo magneto nos causou problemas como perda de bobinas. Sua construção era basicamente feita em tubos circulares em várias camadas diferentes que, com o tempo, poderiam ser obstruídos. Uma bobina se quer sem refrigeração adequada era perdida, ou pior poderia acarretar a perda das vizinhas. Esse foi um problema que detectamos em tempo para formular e implementar uma nova geração de magneto que tem sido bastante satisfatório desde sua implantação e mostra ser promissor para futuros experimentos.

Não menos importantes foram os problemas relacionados à instabilidade dos lasers de corante. Devido principalmente ao desgaste de alguns suportes da óptica do laser, tivemos problemas de desalinhamento e certos momentos de instabilidade pelo fato do laser não estar estável e variar ou sua potência ou sua frequência. Esse é um sistema que exigiu ajustes bastante frequentes para obtenção dos nossos resultados.

Esse é um dos motivos que nos levou a mudar para experimentos de condensação em rubídio, onde se utilizam lasers mais estáveis, como os lasers de diodo. Evidentemente, os lasers de corante continuarão sendo utilizados, mas para experimentos que não requeiram longos tempos de preparação e ajustes.

Planos Futuros

Como já mencionado anteriormente, nossos estudos em condensados continuarão, mas com um átomo diferente, o rubídio. Paralelo a isso, vamos implementar, no sistema de sódio, a formação e estudo de moléculas fotônicas.

Sobre o sistema de rubídio, vários foram os fatores que nos levaram a essa decisão de modificar nosso sistema, inclusive mudando o átomo.

Os estudos que pretendemos implementar nesse sistema são estudos dos modos topológicos e termodinâmica no gás frio. Essa proposição de estudos em condensados de Bose-Einstein é nova e nos motiva principalmente pela nova Física que iremos explorar.

Esses modos topológicos apresentam características muito interessantes para serem estudadas do ponto de vista experimental.

Entre elas, podemos citar: a criação de lasers de átomos com diferentes modos espaciais, estudos de relaxação em sistemas completamente quânticos e observação de fenômenos de criticalidade na transferência de população entre estados. Além disso, uma nova óptica atômica devida à mistura de ondas de matéria em diferentes modos topológicos, a observação de aspectos fundamentais de mecânica estatística quântica de um sistema macroscópico finito, fora do equilíbrio, possivelmente com interações entre os átomos ajustáveis e que, mais interessante, ocupará um número finito e restrito de níveis energéticos do potencial e não apenas um único, entre muitos outros.

No caso dos experimentos em sódio, basicamente trabalharemos para a obtenção e estudos de moléculas fotônicas. Essas moléculas são formadas na presença de luz e constituem uma ferramenta que será bastante útil para estudos da formação de moléculas por colisões frias.

Assim, o panorama parece bastante promissor dentro do que temos planejado fazer tanto em estudos de condensados de Bose-Einstein como em estudos de formação de moléculas que também são importantes nessa área.

Capítulo 5

Conclusões

Nosso sistema experimental, construído ao longo dos últimos seis anos, foi modificado na sua concepção por duas vezes até chegarmos ao sistema atual. Infelizmente, não foi possível resolver todos os problemas, mas as condições de trabalho alcançadas foram suficientes para demonstrarmos a obtenção de uma amostra condensada.

Vários foram os desafios e as dificuldades enfrentadas, assim como foram várias as conquistas. Tivemos modificações em quase todas as áreas de nosso experimento. A nova geração de magneto desacelerador foi de grande importância, assim como as medidas de velocidade de captura e de tomografia de campos para diagnóstico do sistema (veja em artigos publicados), de forma a esclarecer vários pontos de fundamental importância como número de átomos e campos magnéticos de nossa armadilha que constatamos estarem em concordância com as previsões.

Em nosso experimento, temos um diferencial que nos auxiliou bastante para observar nossos resultados. Implementamos medidas *in situ* de forma mais simples que as anteriormente empregadas por outros grupos de pesquisa. Essas medidas *in situ* trouxeram a oportunidade de obter os primeiros resultados, além da condensação, de medidas de variáveis termodinâmicas como a *pressão* numa amostra aprisionada, como etapa inicial de estudos da equação de estado desses sistemas (veja em artigos publicados).

Tivemos vários desafios e talvez os problemas com tempo de vida tenha sido mais difíceis de contornar. Também de primordial importância foi o sistema de aquisição e tratamento de imagens.

Dessas imagens obtivemos as informações da amostra medindo temperatura e densidade. Concluimos que nossas medidas devem estar subestimadas. Ou seja, devido a nossas imagens estarem limitadas por difração, as medidas de tamanho, que são correspondentes a temperatura, devem ser menores que as obtidas. Felizmente, mesmo com essa limitação, fomos capazes de extrair os resultados que indicam a ocorrência da degenerescência quântica.

Os resultados das medidas confirmam nossa afirmação tanto no aspecto qualitativo como no aspecto quantitativo. Qualitativamente, vemos na região de frequências finais de evaporação intermediárias (de 8 a 15 MHz) uma diminuição na densidade no espaço de fase. Nesse momento, a densidade é baixa e o que observamos é um sinal mais baixo de absorção ou mesmo inexistente. Abaixo de 8 MHz o sinal de absorção aumenta, tendo seu máximo no final da evaporação. Esse fato é confirmado quantitativamente quando se observa o valor de 2,612 ser superado, sem falar que são valores subestimados por causa do limite de resolução.

Dentre os experimentos que iremos implementar, após obter amostras mais robustas, estão o refinamento das medidas envolvendo termodinâmica tanto antes da condensação como entrando no regime quântico. Outras medidas estão relacionadas à coerência e estudos dos modos topológicos.

Além dos resultados de valor inestimável que conseguimos nesse trabalho, o que também não se pode considerar menos valioso é o conhecimento e o aprendizado adquiridos durante esse tempo. Para nós, que somos um grupo basicamente experimental, chegar ao ponto que chegamos é algo bastante gratificante e motivador. Gratificante pelo fato de termos sido bem sucedidos apesar de tantas dificuldades e motivador pelo fato de continuarmos nessa área da ciência onde, com a obtenção do primeiro condensado, temos um novo fôlego agora para explorar novas facetas desses sistemas tão cheios de novidade.

Referências

- 1- D. Kleppner, Rev. Mod. Phys. **71**, S78 (1999);
- 2- A. Griffin, D. W. Snoke e S. Stringari, *Bose Einstein Condensation*, Cambridge University Press, Cambridge, 1995;
- 3- M. H. Anderson *et al.*, *Science* **269**, 198 (1995);
- 4- K. B. Davis, M. -O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn e W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995);
- 5- C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, e R. G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995) ;
- 6- N. R. Newbury e C. Wieman, Am. J. Phys. **64**, 18 (1996);
- 7- H. J. Metcalf e P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Nova York, Springer-Verlag (1999);
- 8- D. W. Snoke e G. Baym, p.1 *Bose Einstein Condensation* , editado por A. Griffin, D. W. Snoke e S. Stringari, Cambridge University Press, Cambridge, 1995;
- 9- A. F. R. de Toledo Piza, Brazilian Journal of Physics, **34**, no. 3B, 1102 (2004);
- 10- Ph. W. Courteille, V. S. Bagnato, e V. L. Yukalov, Laser Physics **11**, 659 (2001);
- 11- M.-O. Mewes, M. R. Andrews, D. M. Kurn, D. S. Durfee, C. G. Townsend e W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **78**, 582 (1997);
- 12- L. Deng, E. W. Hagley, J. Denschlag, J. E. Simsarian, Mark Edwards, Charles W. Clark, K. Helmerson, S. L. Rolston, e W. D. Phillips, Phys. Rev Lett. **83**, 5407 (1999);

-
- 13- S. Burger, K. Bongs, S. Dettmer, W. Ertmer, e K. Sengstock
Phys. Rev Lett. **83**, 5198 (1999);
- 14- M. R. Matthews, B. P. Anderson, P. C. Haljan, D. S. Hall, C. E. Wieman, e
E. A. Cornell Phys. Rev Lett. **83**, 2498 (1999);
- 15- M. D. Barrett, J. A. Sauer e M. S. Chapman Phys. Rev Lett. **87**, 010404
(2001);
- 16- H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann e C. Zimmermann
Phys. Rev Lett. **87**, 230401 (2001);
- 17- C. E. Hecht, Physica **25**, 1159 (1959);
- 18- W. C. Stwalley e L. H. Nosanow, Phys. Rev. Lett. **36**, 910 (1976);
- 19- I. F. Silvera e J. T. M. Walraven, Phys. Rev. Lett. **44**, 164(1980);
- 20- S. Cornish, N. Claussen, J. Roberts, E. Cornell, C. Wieman, Phys. Rev.
Lett. **85**, 1795 (2000);
- 21- G. Modugno *et al.*, Science **294**, 1320 (2001);
- 22- T. Weber *et al.*, Science **299**, 232 (2003);
- 23- D. G. Fried *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 3811 (1998);
- 24- A. Robert *et al.*, Science **292**, 461 (2001);
- 25- Yosuke Takasu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **91**, 40404 (2003);
- 26- K. Gibble, S. Chang e R. Legere, Phys. Rev. Lett. **75**, 2666 (1995);
- 27- C. J. Myatt, N. R. Newbury, R. W. Ghrist, S. Loutzenhiser e C. E. Wieman,
Opt. Lett. **21**, 290 (1996);
- 28- E. L. Raab, M. Prentiss, Alex Cable, Steven Chu e D. E. Pritchard, Phys.
Rev. Lett. **59**, 2631 (1987);

-
- 29- S. Chu, em *Laser Manipulation of Atoms and Ions*, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CXVIII, editado por E. Arimondo, W. D. Phillips e F. Strumia (North-Holland, Amsterdam) p.239 (1992);
- 30- K. Helmerson e W. D. Phillips em Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi," Course CXL, editado por M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman (IOS Press, Amsterdam (1999);
- 31- W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin e D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett* **70**, 2253 (1993);
- 32- J. V. Prodan, W. D. Phillips e H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1149 (1982);
- 33- C. Monroe, W. Swann, H. Robinson e C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990);
- 34- V. Romero-Rochin, em artigo submetido ao *Phys. Rev. Lett.* e no Livro de Resumos, p 181, ICAP 2004, Rio de Janeiro, Julho 2004;
- 35- W. Ketterle, D. S. Durfee e D. M. Stamper-Kurn, Proceedings da Escola Internacional em Física *Enrico Fermi*, CXL, 67 (1999);
- 36- M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. M. Kurn, D. S. Durfee e W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996);
- 37- Tilman Esslinger, Immanuel Bloch, e Theodor W. Hänsch, *Phys. Rev. A* **58**, r2664 (1998);
- 38- Sergio Ricardo Muniz, Tese de Doutorado IFSC-USP 2002;
- 39- S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson e V. S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **59**, 882 (1999);
- 40- Marcel Eduardo Firmino, Tese de Mestrado IFSC-USP 1991;

-
- 41- H. Metcalf, *Josa B* **6**, 2206 (1989);
- 42- Daniel V. Magalhães, Tese de Doutorado IFSC-USP 2004;
- 43- M. D. Barrett, J. A. Sauer e M. S. Chapman, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 010404 (2001);
- 44- W. Ketterle e D. E. Pritchard, *Appl. Phys. B* **54**, 403 (1992);
- 45- W. Petrich, M. H. Anderson, J. R. Ensher e E. A. Cornell, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3352 (1995);
- 46- D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983);
- 47- V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, *et al.* *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987);
- 48- Y. V. Gott, M. S. Ioffe e V. G. Tel'kovskii, *Nuclear Fusion Supplement*, **3**, 1045 (1962);
- 49- H. F. Hess, *Phys. Rev. B* **34**, 3476 (1986);
- 50- N. Masuhara, J. M. Doyle, J. C. Sandberg, D. Kleppner, T. J. Greytak, H. F. Hess e G. P. Kochanski, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988);
- 51- W. Ketterle e N. J. van Druten, *Advances in Atomic Molecular and Optical Physics*, **37**, 181-236 (1996);
- 52- K. B. Davis, Marc-Oliver Mewes, M. A. Joffe, M. R. Andrews e W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 5202 (1995);
- 53- C. S. Adams, H. J. Lee, N. Davidson, M. Kasevich e S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3577 (1995);
- 54- D. Pritchard, K. Helmerson, e A. G. Martin, em *Atomic Physics* **11**, pag 179 editado por S. Haroche, J. C. Gay e G. Grynberg (World Scientific, Singapura, 1989);

55- P. M. Farrell, W. R. MacGillivray, e M. C. Standage, Phys. Rev. A **37**, 4240 (1988);

56- V. S. Bagnato, D. E. Pritchard e D. Kleppner, Phys. Rev. A, **35**, 4354 (1987);

57- V. S. Bagnato, Phys. Rev. A **54**, 1726 (1996);

58 - F. Dalfovo, S. Giorgini, L. P. Pitaevskii e S. Stringari, Rev. Mod. Phys. 71, 463 (1999);

Apêndice:

Publicações em Revistas Internacionais

K.M.F. Magalhães, S.R. Muniz, E.A.L. Henn, R.R. Silva, L.G. Marcassa, and V.S. Bagnato
Achievement of Quantum Degeneracy in a Na-QUIC trap in Brazil: an in situ observation
Laser Phys. Lett. 2, No. 4, 214–219 (2005).

S. R. Muniz, K. M. F. Magalhães, E. A. L. Henn, L. G. Marcassa and V. S. Bagnato
Creating a Self-induced dark spontaneous force optical trap for neutral atoms
Opt. Comm. 235, 333-340 (2004).

E.A.L. Henn, K.M.F. Magalhães, S.R. Muniz, R.R. Silva, L.G. Marcassa, V.S. Bagnato
Variation of the mean kinetic temperature of magnetically trapped atoms by external shaking perturbation
Laser Phys. Lett. 1, No.12, 621-627 (2004).

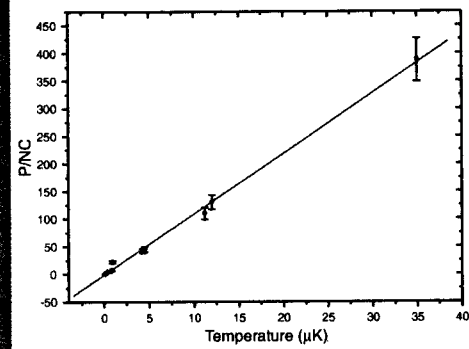
T. Bourdel, J. Cubizolles, L. Khaykovich, K. M. F. Magalhães, S.J.J.M.F. Kokkelmans, G. V. Shlyapnikov, C. Salomon
Measurement of the Interaction Energy near a Feshbach Resonance in a Li-6 Fermi gas
Phys. Rev. Lett. 91(2), 020402 (2003).

S. R. Muniz, K. M. F. Magalhães, P.W. Courteille, M. A. Perez, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato.
Measurements of capture velocity in a magneto-optical trap for a broad range of light intensities - art. no. 015402
PHYS REV A 6501: (1) 5402, JAN 2002

K. M. F. Magalhães, S. R. Muniz, G. D. Telles, P.W. Courteille, V. S. Bagnato, L. G. Marcassa.
The escape velocity in a magneto-optical trap and its importance to trap loss investigation
LASER PHYS 12: (1) 145-151 JAN 2002

P.W. Courteille, S. R. Muniz, K. Magalhães, R. Kaiser, L. G. Marcassa, V. S. Bagnato.
Magnetic field tomography
EUR PHYS J D 15: (2) 173-180 AUG 2001

Abstract: Using a *in situ* observation of a Bose-Einstein Condensate (BEC) in a trapped atomic gas, we have performed a systematic study of the thermodynamic properties of the condensate. The condensate is formed by a resonant pumping transfer of atoms from the ground state condensate to an excited state. The phase space density (ρ) is determined from the in situ images. We have measured ρ as a function of the temperature of the condensate. The results show that the condensate is formed at a temperature of $\approx 10 \mu\text{K}$. We provide the values of the condensate density and the phase space density of the condensate. The results show that the condensate is formed at a temperature of $\approx 10 \mu\text{K}$. We provide the values of the condensate density and the phase space density of the condensate. The results show that the condensate is formed at a temperature of $\approx 10 \mu\text{K}$. We provide the values of the condensate density and the phase space density of the condensate.



© 2005 by Astro Ltd.
Published exclusively by WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA

Achievement of quantum degeneracy in a Na-QUIC trap in Brazil: an *in situ* observation

K.M.F. Magalhães, * S.R. Muniz, E.A.L. Henn, R.R. Silva, L.G. Marcassa, and V.S. Bagnato

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Cx. Postal 369 - CEP 13560-370, Brazil

Received: 23 November 2004, Revised: 26 November 2004, Accepted: 30 November 2004

Published online: 16 December 2004

Key words: Bose-Einstein condensation; *in situ* detection; sodium atoms; thermodynamics

PACS: 03.75.Hh; 32.80.Pj

1. Introduction

Bose-Einstein Condensation (BEC) is a field of research with vast interest mainly because it touches several subjects in physics. As a phase transition from a classical gas to a coherent matter-wave sample, it provides a large variety of interest in thermodynamic. As a heavy occupation of phase space, BEC is a nice object for quantum statistic. As a spontaneous symmetry breaking, it shows interest in quantum field theory. Many phenomena related to BEC in the past, like superfluidity and superconductivity can now be investigated in a controlled way. The field of atomic quantum optics has also presented many interesting possibilities related to BEC. Finally, BEC has opened up new windows into the quantum world in general.

One of the interesting possibilities to be investigated using a BEC is the creation of condensate samples in a non ground state configuration. Such a non-equilibrium system can be formed if one first obtains the ground state condensate followed by a resonant pumping transfer to an excited state. Such schemes have been theoretically investigated by our group [1] and shall be one of the goals of our experiments in the future. Another interesting possibility is the investigation of BEC from the thermodynamic point of view considering thermodynamic variables [2]. A sample of such investigation is presented in this paper.

In this paper we report the first realization of BEC in Na atoms in our laboratory. We have followed, using absorption images, the temperature and density of atoms within the trap up to our optical resolution. Using these parameters we have followed the phase-space path that takes

* Corresponding author: e-mail: kilvia@if.sc.usp.br

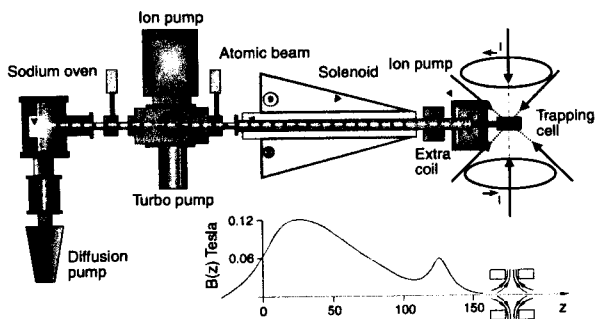


Figure 1 Schematic diagram of the experimental system. Atoms emerging from an effusive oven are decelerated and trapped in a MOT aligned with slowing tube. The magnetic field profile is presented in the figure detail, where z is given in centimeters and B in Tesla

the sample to quantum degeneracy. We start presenting our experimental setup followed by the results and discussion. An application of our *in situ* observation is the determination of the thermodynamic parameters and evolution as the atoms are cooled to degeneracy, which is presented in the last section.

2. Experimental setup

In order to generate the conditions to attain BEC in Na, it is necessary to start with a thermal beam. We have loaded a Magnetic Optical Trap (MOT) from a slow atomic beam, followed by the necessary steps to BEC [3]. Our experimental system is presented in Fig. 1. An effusive sodium beam is decelerated in a tapered solenoid employing the dark-SPOT Zeeman tuning technique [4]. The process ends with a continuous flux of slow atoms emerging from the solenoid in the lower hyperfine state. Although the atoms are decelerated in the cycling transition $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$, as they approach the end of the slowing solenoid, the lower amplitude of the field as well as the configuration of the field lines create adequate conditions to optically pump the atoms to the $3S_{1/2}(F=1)$ hyperfine ground state. At this point the deceleration process stops abruptly and the slowed atoms migrate out of the solenoid without interacting with the slowing laser, travelling about 40 cm before being captured by the beams of a MOT.

Three ring dye lasers (Coherent-699) provide the laser beams for the slowing, trapping and repumping transitions. All lasers are frequency stabilized and externally locked to the appropriated atomic transition, using vapor cell and saturated absorption signal. The slower laser is tuned to about 50 MHz to the red of the $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$. The two other lasers are used to produce the trapping and repumping frequencies of the MOT. The trapping frequency is tuned -5 MHz from $3S_{1/2}(F=$

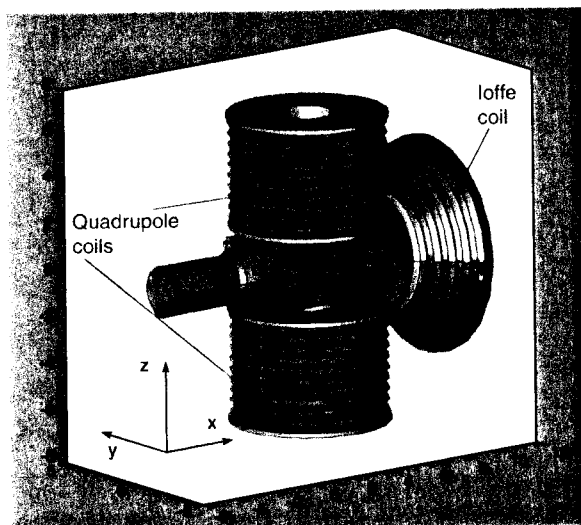


Figure 2 (online color at www.lphys.org) Configuration of the QUIC coils of our experimental system. The coils for quadrupole field and the third coil for Ioffe is in conical shape to improve the optical access

$2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ transition while the repumping light is tuned to $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$ transition.

The MOT operates as a *dark-SPOT* [5], where the trapped atoms are confined in a hyperfine ground state which does not interact with the trapping laser frequencies. To create the *dark-SPOT* we placed a physical obstacle to block the central region of the repumper laser beam. In such scheme, the atoms located in the dark region are rapidly pumped to the lower energy ground state where they do not interact with the lasers, allowing to produce a dense sample of ground state atoms. This is a very important point to make an efficient transfer of atoms from the MOT phase to the magnetic trap.

The magnetic trap is the Quadrupole and Ioffe Configuration (QUIC)[6], whose coils arrangement is presented in Fig. 2. The system is composed of the two main coils (quadrupole coils) and an Ioffe coil. Each of the coils were wound using copper tube (with a diameter of 1/8 inch) and the number of turns in each coils is 50 for quadrupole and 30, for the Ioffe coil. For a quadrupole current of 230 A and the Ioffe of 220 A, the produced trap field in the Ioffe axis as well as the field contour lines in the plane x - z are shown in Figs. 3a and 3b, respectively. The QUIC trap confining potential is close to an harmonic oscillator, in our case, with the following frequencies: $\omega_x = 2\pi \times 36.7$ Hz; $\omega_y = 2\pi \times 120.8$ Hz and $\omega_z = 2\pi \times 159.6$ Hz.

Once the atoms are in magnetic trap the evaporation process starts [7]. Through a one photon RF transition $3S_{1/2}(F=1, m_F=-1) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1, m_F=0)$, the hottest atoms are transferred to the untrapped state carrying away energy. The RF determines the magnetic field at

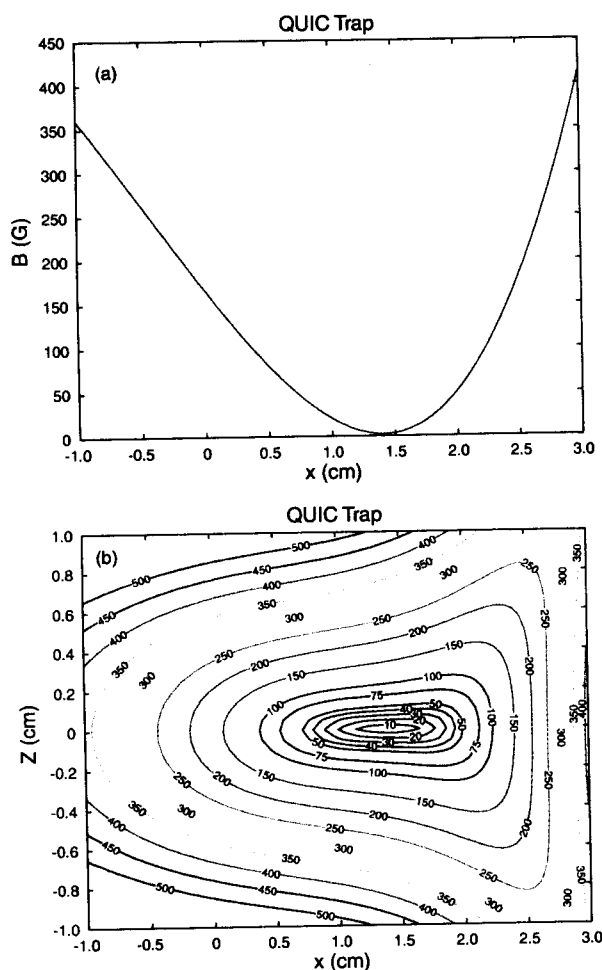


Figure 3 (online color at www.lphys.org) The produced trap field for a quadrupole current of 230 A and the Ioffe of 220 A. (a) Field profile in the Ioffe axis and (b) field contour lines on the plane $x-z$, in which each value correspond to the field in Gauss

which position atoms undergo a spin-flip transition, been ejected from the trap. Thus the remaining atoms rethermalize through elastic collisions to lower temperatures. Therefore, sweeping the RF from a top value down, we force the evaporation until reaching the critical temperature to observe BEC. During the evaporation stage, the atoms must be shielded from any resonant light, that may cause optical transition destroying the sample. The RF antenna is a coil placed close to the cell having 5 turns of wire in a rectangular frame of 2.5×7 cm. In our experiment we use two stages of evaporation: first on the quadrupole trap after compression and the final evaporation on harmonic profile of the QUIC when Ioffe coil has full current.

Our transference procedure consists of loading the MOT with about 10^9 atoms and initially transfer then to

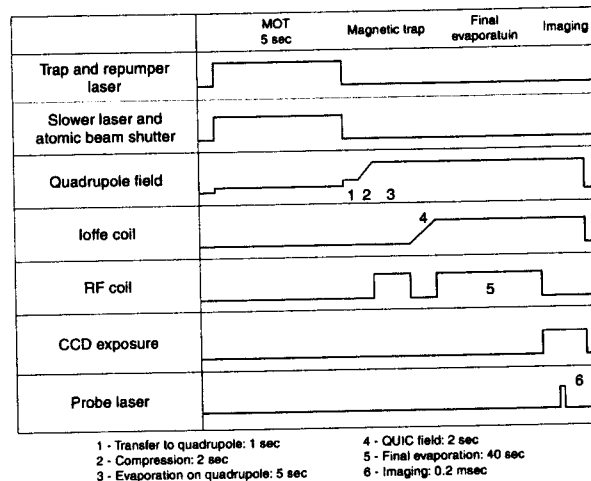


Figure 4 The full time sequence of the magnetic trap loading and imaging

the quadrupole trap followed by compression during 2 seconds. After final compression in quadrupole trap, at a field gradient of 230 Gauss/cm, RF is applied to promote evaporation during 5 seconds from 100 to 30 MHz. Then after this first stage of evaporation, the Ioffe coil is turned on gradually during 2 seconds, producing the final field configuration where the evaporation procedure is completed with RF from 30 MHz to final frequency (1.65 MHz to reach BEC).

At different stages of the cooling process, either a time of flight (TOF) measurement can be performed to obtain the temperature or the *in situ* absorption imaging can be performed similarly to experiments already done [8]. Our imaging system, composed of lenses and a spatial filtered laser beam, allows us to obtain the absorption image with a resolution of $5 \mu\text{m}$. We have obtained absorption image with the magnetic field on. The image is normally obtained together with interferences and remaining defects of the optics. Those imperfections can be cleaned out using a Fourier Transform procedure to remove high frequency structures on the image. The full time sequence of the magnetic trap loading and evaporation as well as imaging is presented in Fig. 4.

3. Results and discussion

Before starting the presentation of our results we would like to present the overall sequence of absorption images given to the reader the general idea of the experiment. On Fig. 5 on the right hand side we show the typical size of the atomic cloud and the number of atoms. On the left hand side we have the typical temperature for each stage. In brief, the sample starts with 10^9 atoms at $500 \mu\text{K}$ and ends at 70 nK with a few thousand atoms in the condensate.

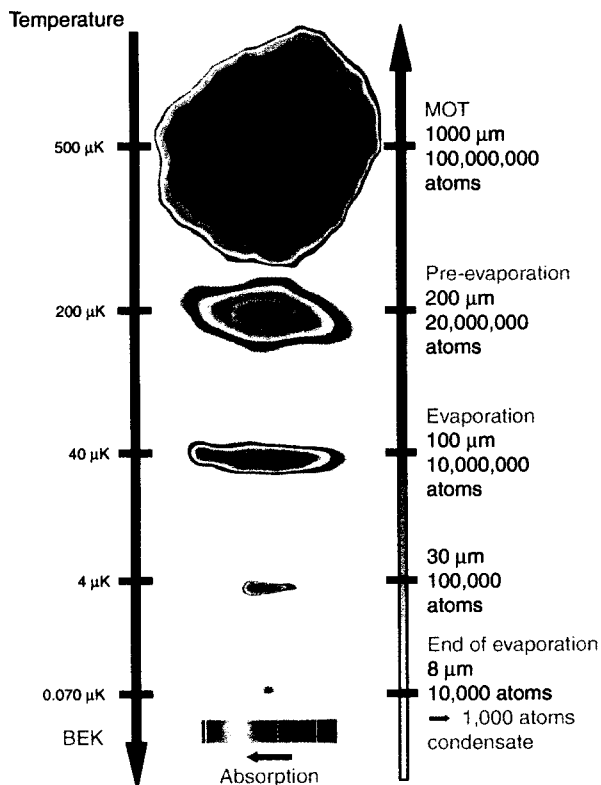


Figure 5 (online color at www.lphys.org) Sequence of absorption images given the general idea of our experiment. On the right hand side the typical size of the atomic cloud and the number of atoms. On the left hand side we have the typical temperature for each stage

When we start, the atoms are very much spreaded around the quadrupole trap. Starting the evaporation the Na atoms concentrate towards the center of the trap and the asymmetric geometry of the magnetic field shows up on the atomic cloud. Just after reaching BEC, the limit of resolution of our optical system appears to start to become a problem.

These results were obtained using the relation between the images and the magnetic trap geometry. The QUIC potential can be expressed as

$$U(x, y, z) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (1)$$

and the atomic density is found to be in good approximation with

$$n(x, y, z) = A(N, \omega, T) \times \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2} + \frac{y^2}{\sigma_y^2} + \frac{z^2}{\sigma_z^2}\right)\right]. \quad (2)$$

Through absorption imaging one can obtain the values of σ_x and σ_z as well as the peak density at the trap center n_0 , using a simple integration. Considering σ_x and σ_z

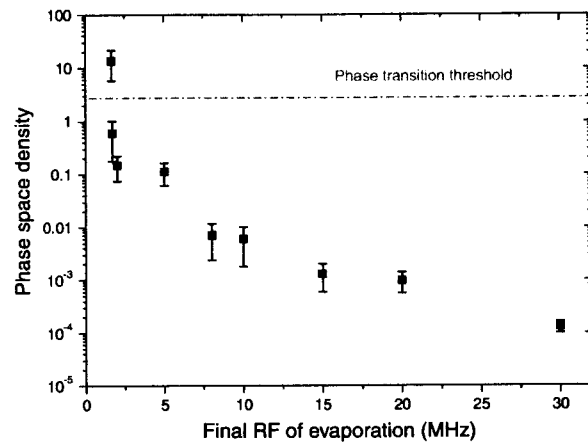


Figure 6 (online color at www.lphys.org) The peak phase space density as a function of final RF. For the final RF at 1.65 MHz, the Bose-Einstein Condensation is achieved

one obtain the temperature of the cloud, since a hotter gas spread more in space according to $kT = m\omega_z^2\sigma_z^2$. Once we obtain n_0 and T , the peak phase space density D is evaluated. Considering $D = n_0\Lambda^3$, where $\Lambda = h/\sqrt{2\pi mkT}$ is the thermal de Broglie wavelength, as the peak phase space density, one obtain for Na that

$$D = \frac{4.84 \times 10^{-23}n_0}{T^{\frac{3}{2}}} \quad (3)$$

for n_0 in cm^{-3} and T in Kelvin.

According to previous work [9], once D reaches the value 2.612, the condensation starts to take place. For each final evaporation frequency we obtain D and the result is presented in Fig. 6 where the peak phase space density evolution can be followed and for the final RF frequency of 1.65 MHz, the Bose-Einstein Condensation is achieved. At this point we obtain $D \sim 14$, but still most part of the atoms are in the thermal cloud. Since at this point we have reached our resolution limit, thus D must be larger than the reported value. We should observe that only a few thousand atoms are predicted to be in the condensate.

According to characteristic values of our trap, the ground state size should have $\sigma_x^0 \sim 2.4 \mu\text{m}$, $\sigma_y^0 \sim 1.32 \mu\text{m}$, and $\sigma_z^0 \sim 1.14 \mu\text{m}$, if interactions are not considered. Using those values and the measured number of atoms in crossing the BEC line, we obtain the critical temperature $T_c \sim 61 \text{ nK}$ which is very close to the measured 70 nK.

This kind of analysis is only valid if the system is close to an ideal gas. To verify if that is true we must compare the atomic energy of the ground state with the interaction energy at the critical point. The ground state is

$$\varepsilon_0 \sim \frac{3}{2}\hbar\omega_0 \quad (\omega_0 = \sqrt[3]{\omega_x\omega_y\omega_z}),$$

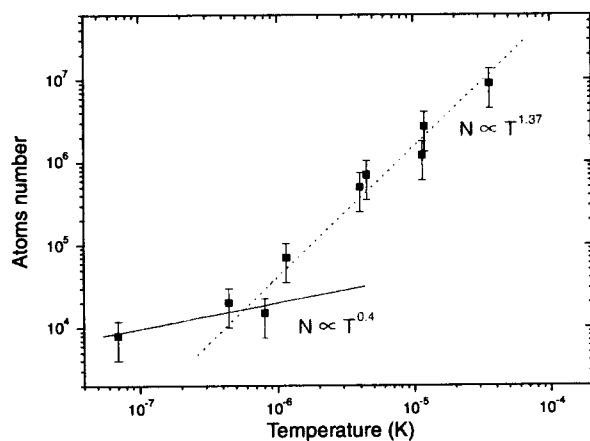


Figure 7 (online color at www.lphys.org) As the evaporation progress, two distinct regimes are observed. In a first regime $N \propto T^{1.37}$, while for the second $N \propto T^{0.4}$.

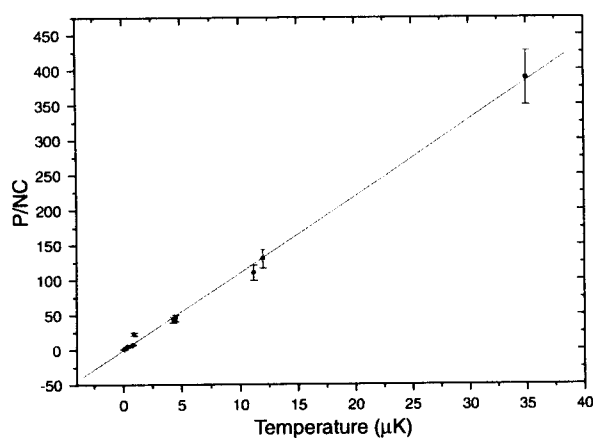


Figure 8 (online color at www.lphys.org) Graphic showing the evolution of normalized harmonic pressure $\frac{P}{NC}$ as a function of temperature T

which correspond to 6.7 nK. On the other hand in the Thomas-Fermi approximation [10], the interaction energy/particle is given by

$$\text{Energy/particle} \sim \frac{2}{7} n_0 \tilde{U},$$

where $\tilde{U} = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m}$ with $a = 52$ (5) a_0 [11], which is the scattering length. In the present case, $\text{Energy/particle} \sim 2$ nK and therefore we can neglect the interactions and consider the system as an ideal gas.

The small number of atoms attained in our BEC can be justified through of an investigation of the variation of the number of atoms as a function of temperature. The obtained result is presented in the Fig. 7. As the evapora-

tion on QUIC trap progress, two distinct regimes are observed. In a first regime $N \propto T^{1.37}$, while for the second $N \propto T^{0.4}$. Such dependences can explain the low achieved number. Efficient evaporation requires an elastic collision rate to be larger than the loss rate. For continued cooling, the so called runaway evaporation, the elastic collision rate must be maintained despite the atom number reduction. The dependence of the atom number with temperature can be written as $N \propto T^s$. If $s > 1$, we have not reached the runaway evaporation condition and we lose more atoms than necessary. If $s < 1$ the condition for runaway evaporation is fulfilled, and better evaporative efficiency is obtained.

In our case we observe that runaway evaporation is only obtained at the final stage of the evaporation process. Because of this, most part of the atoms are expelled from the trap remaining only the coldest part and this costs a large number of atoms, which explains the BEC with such small number. We have tried to optimize the first part of evaporation to improve the final result, however we have not yet been able to accomplish such improvement. Most probable reason is that for obtaining such improvement we have to slow down the RF sweeping speed, but in this case the lifetime of the trapped atoms due to background collision become a limiting fact on the process. Some modifications on our system must to be done to solve this problem.

4. Evaluating the harmonic pressure during the cooling down process

Little attention has been paid to the thermodynamic of the cold trapped gas system. For this system, usual pressure and volume are no longer thermodynamic variables, since the confining potential is not homogeneous. Different from the rigid walls container, atoms trapped in a magnetic field interacts (with different amplitudes) everywhere in the potential. This results in a non homogeneous spatial distribution of gas. In this sense we can not carry on a thermodynamic analysis using conventional pressure and volume to investigate the confined gas thermodynamics. It is necessary to redefine the intensive and extensive variables. In a recent paper, V. Romero-Rochin [2] has investigated a confined gas in a three dimensional harmonic potential and shown that pressure and volume are well replaced by new variables. The extensive variable “volume” V is now replaced by the inverse cube of the harmonic frequency ($V = \omega_0^{-3}$). There is also a conjugated intensive variable, which plays the same role of usual pressure and is responsible for the mechanical equilibrium of the gas. Both variables work as “volume” and “pressure” in the thermodynamical sense. Considering a system composed of N particle in equilibrium at temperature T , the thermodynamic treatment reveals that the state equation for such system, i.e. the combination of redefined V and P gives [2]:

$$P = \frac{2}{3} \omega_0^3 \langle U_{ext} \rangle, \quad (4)$$

where $\langle U_{ext} \rangle$ represents an average integration over the external potential. This pressure is referred as harmonic pressure to distinguish the conventional pressure for gas in a box. In an explicit form, if the gas is subjected to the potential as Eq. (1) has a density profile $n(x, y, z)$ as in Eq. (2), one gets

$$P = \frac{2}{3}\omega_0^3 \times \int dx dy dz n(x, y, z) \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (5)$$

In our experiment we have followed *in situ* $n(x, y, z)$ and knowing the potential parameters we have followed P as a function of T . Since

$$\int dx dy dz n(x, y, z) = N$$

one find that for the Gaussian density distribution, one obtain

$$\frac{P}{NC} = (\omega_x^2 \sigma_x^2 + \omega_y^2 \sigma_y^2 + \omega_z^2 \sigma_z^2), \quad (6)$$

where σ_x , σ_y , and σ_z depend on the gas temperature and C is equal to a dimensional numerical constant which depends on the single particle mass.

In this work we have done the first set of measurements to prove Eq. 6 in a situation where ω_0 is kept constant. This is equivalent to an isochoric transformation of the trapped gas. As the evaporation takes place we record σ_x and σ_z and estimate σ_y , by the relation between the oscillation frequencies. Thus with the total number of particle and gas temperature we create a plot of $P/(NC)$ as a function of T , as shown in Fig. 8, previously to reach BEC.

The observed linearity of $P/(NC)$ with T shows that $PV \propto T$, as expected since the limit presented by V. Romero-Rochin [2] in his work is the classical limit where the defined pressure and volume would obey the ideal gas state equation. We would like to explore the deviation of the state equation from the ideal gas case. That will allow us to finally evaluate the heat capacity and other important thermodynamic functions as the gas passes from the classical to the quantum regime. This work is now under preparation. For this purpose is extremely important the detection of the atomic distribution as the gas is still trapped (*in situ* detection). A full investigation of harmonic pressure under isothermal or isochoric transformation will be implemented in our laboratory.

5. Conclusions

In this work we demonstrate that we have achieved Bose-Einstein condensation in a sample of Na atoms by *in situ* observation of the atomic density profile and temperature, resulting in the evaluation of the phase-space density. The overall analysis allows us to understand that the final low number of atoms was consequence on the fact that runaway evaporation only took place at the final stage of the process. The route to BEC was also analyzed on a thermodynamic view showing the evolution of the gas pressure as the temperature was lowered. The *in situ* observation of the gas will allow us further thermodynamical analysis of the system as it approaches BEC.

Acknowledgements We would like to thank to Daniel V. Magalhães, Phillipe W. Courteille, Robin Kaiser, and Kristian Helmersen by helpful discussions and technical support. We appreciate financial support from Fapesp, CNPq and CAPES Brazilian agencies and MM Optics.

References

- [1] V.I. Yukalov, E.P. Yukalova, and V.S. Bagnato, Phys. Rev. A **56**, 4845 (1997).
- [2] V. Romero-Rochin, Submitted for publication and at Book of Abstracts, pag 181-ICAP 2004, Rio de Janeiro, July 2004.
- [3] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, et al., Science **269**, 198 (1995); C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995); K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995); Ph.W. Courteille, V.S. Bagnato, and V.I. Yukalov, Laser Phys. **11**, 659 (2001).
- [4] S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, et al., Phys. Rev. A **59**, 882 (1999).
- [5] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).
- [6] T. Esslinger, I. Bloch, and T.W. Hänsch, Phys. Rev. A **58**, r2664 (1998).
- [7] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.A. Joffe, et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 5202 (1995).
- [8] C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
- [9] V.S. Bagnato, D.E. Pritchard, and D. Kleppner, Phys. Rev. A **35**, 4354 (1987).
- [10] F. Dalfovo, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, and S. Stringari, Rev. Mod. Phys. **71**, 463 (1999).
- [11] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, and P. Julienne, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).



Creating a self-induced dark spontaneous-force optical trap for neutral atoms

S.R. Muniz *, K.M.F. Magalhães, E.A.L. Henn, L.G. Marcassa, V.S. Bagnato

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369, São Carlos, SP – CEP 13560-970, Brazil

Received 31 October 2003; received in revised form 19 February 2004; accepted 23 February 2004

Abstract

This communication describes the observation of a new type of dark spontaneous-force optical trap (dark SPOT) obtained without the use of a mask blocking the central part of the repumper laser beam. We observe that loading a magneto-optical trap from a continuous and intense flux of slowed atoms and by appropriately tuning the frequency of the repumper laser is possible to achieve basically the same effect of the dark SPOT, using a simpler apparatus. This work characterizes the new system through measurements of absorption and fluorescence imaging of the atomic cloud and presents a very simple model to explain the main features of our observations. We believe that this new approach may simplify the current experiments to produce quantum degenerated gases.

© 2004 Elsevier B.V. All rights reserved.

PACS: 32.80.Pj

Keywords: High-density MOT; Optical pumping; Dark SPOT

1. Introduction

Laser cooling and trapping techniques have been very useful in the studies of atomic physics. Particularly the magneto-optical trap (MOT) has shown to be a versatile method to produce cold and relatively dense atomic samples. Its development is certainly one of the main responsible for the wide spreading of the cold and ultracold

matter studies and applications [1]. In many of these studies it is important to have a very dense sample of ultracold atoms populating the lower hyperfine ground state. However, in practice, there is a limit to the highest density attainable in a MOT, which is typically on the order of 10^{10} atoms/cm³.

As it is well known, the limit to the density in a MOT is consequence of two major processes: cold-collision induced losses and secondary light scattering. The first impediment involves the cold collision of ground and excited state atoms within the trap, which allows transforming part of the excitation energy of the photon into kinetic energy

*Corresponding author. Tel.: +55162739823; fax: +55162739811.

E-mail address: srmuniz@if.sc.usp.br (S.R. Muniz).

of the colliding pair. This process eventually provides enough energy to the atoms to leave the trap [2]. In this case, higher densities imply in a larger collisions rate and leads to higher losses. Since the trap loss rate is usually on the order of 10^{-11} cm³/s, one has in practice samples with atomic densities on the order of 10^{10} cm⁻³. Secondary light scattering imposes another limitation to these systems. The reabsorption of emitted photons causes an outward radiation pressure [3] that prevents further increase of the density. Due to this second mechanism the loading normally occurs at constant density, where an increase in the number of atoms results in an increase of the volume [4].

In order to overcome both limitations Ketterle et al. [5] developed the so called dark spontaneous-force optical trap, or simply 'dark SPOT', where the trapped atoms were spatially confined in a hyperfine ground state which does not interact with the trapping laser frequencies, staying therefore in the dark. This scheme provides an effective way to supplant the light scattering that causes the limitations mentioned before. This was accomplished by placing a physical obstacle to block the central region of the repumper laser beams. Atoms in the dark region are rapidly pumped to the lower energy ground state and do not interact with the lasers. The absence of light scattering in inner and denser portion of the cloud causes a tremendous decrease in the repulsive force induced by photon secondary scattering as well as the ground-excited collisions rates and allowed them to obtain approximately 8×10^{11} cm⁻³ sodium atoms in this type of "dark MOT". One of the main feature of the dark SPOT is to produce a very dense and compact distribution of ground state atoms, located in the center of the atomic trapped cloud. This achievement was an important step towards magnetic trapping of these atoms and the further realization of Bose Einstein Condensation [6].

In this paper, we demonstrate a similar trap without the use of any obstacle in the repumper beam. The dark region, in our case, is created by the own atoms absorption. Using a continuous and intense flux of slowed sodium atoms in their $3S_{1/2}(F=1)$ ground state and adjusting the intensity and frequency of the repumper laser, we

were able to capture about 10^9 atoms in a configuration where the repumper beam is severely absorbed by the outer part of the atomic cloud, in this way the atoms in the center of the trap stay in a "dark ground state". We named this situation a self-induced dark MOT (SDMOT). It represents an improvement in the achievement of high density because it can be done even when a single electro-optically modulated laser beam is used for trapping the atoms. In the next sections, we present a description of our experimental apparatus, followed by the results obtained by absorption of a probe laser beam. Finally we also present a simple model in order to explain some of the main features of our system.

2. Experimental setup

A schematic diagram of our experimental setup is shown in Fig. 1. An effusive sodium beam is decelerated in a tapered solenoid by the Zeeman-tuned technique [7]. After the solenoid there is an extra coil that allows to extract an intense flux of slowed atoms [8]. These atoms are already in the lower hyperfine ground state, as discussed in Section 3 of this paper and explained in more detail in [9]. In this configuration, to avoid any zero crossing in the value of the magnetic field, the current circulation in the extra coil is such that its field lines smoothly match the field lines of the MOT coils.

Three ring-cavity dye lasers provide the light for the slowing, trapping and repumping transitions. In order to do that, all the lasers are frequency stabilized and peak-locked to the appropriate optical transition, using a vapor cell and the saturated absorption signal. The laser frequencies are easily tuned to the red of the sodium atomic transitions $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ and $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$, at the specified Δ_{slower} , Δ_{trap} and Δ_{repump} detunings, through the use of acousto-optical modulators (AOM). Although in the measurements described here we have used two independent lasers to produce the SDMOT, we verified that similar results could be observed when a single laser was used for trapping. In that case an electro-optical modulator (EOM) tuned around

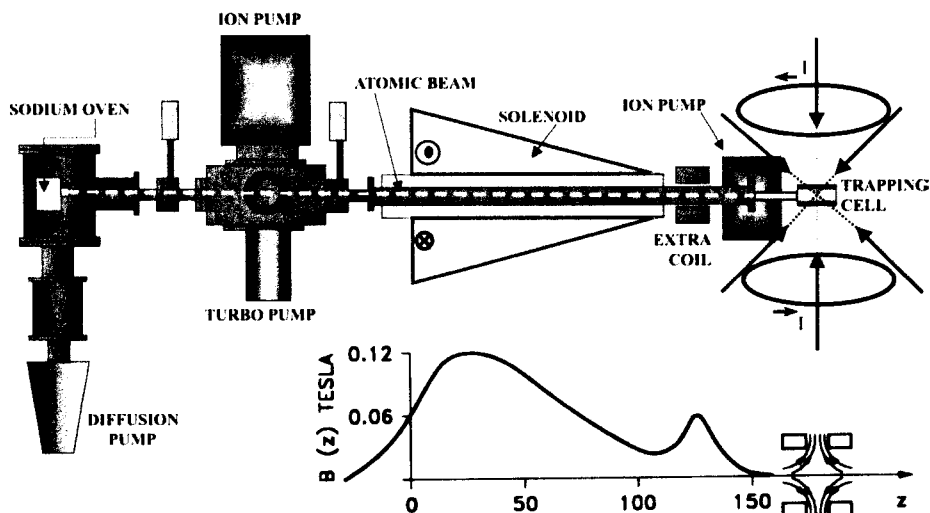


Fig. 1. Schematic diagram of the experimental system. Atoms emerging from an effusive oven are decelerated and trapped in a MOT aligned with the slowing tube. The magnetic field profile is presented in the figure detail, where z is given in centimeters and B in tesla.

1.7 GHz is necessary to provide the repumping light. The main reason for choosing the extra dye laser was to easily change the repumper frequency, allowing for large repumping detunings. Once our home-built EOM has a resonance cavity, to enhance the electric field applied to the non-linear crystal [10], it would be somewhat trickier to do the same large frequency variation using only the EOM. In fact, the possibility of easily changing the frequency of the repumper light might be one of the reasons that allowed us to observe the above-mentioned effect.

The MOT is located in an ultra-high vacuum (UHV) glass cell, positioned at the end of the deceleration tube and in-line with the slowing process, as shown in Fig. 1. This configuration provides a very efficient coupling of the slowed atoms into the MOT. To avoid the undesirable mechanical effect of the strong slowing laser, tuned close to the $F = 2 \rightarrow F' = 3$ transition, we use a variation of the Zeeman-tuned technique, which is discussed in detail in [11]. The trap is created by six independent laser beam tuned to the red of the trapping and repumping transitions, respectively, by the values Δ_{trap} and Δ_{repump} . The repumper laser comes in four independent beams, aligned collinearly with the trapping beam in the horizontal plane.

Once the MOT laser beams and the quadrupole coils are activated we capture about 10^9 atoms in the trap after the optimization of the MOT and slowing process parameters. In our system, the atomic cloud can be characterized either by fluorescence or absorption imaging using a triggerable digital CCD camera.

3. Characteristics of the slowed atomic beam

In order to characterize the outgoing flux of slow atoms we have used a probe laser beam crossing the atomic beam at small angle. During this characterization the MOT lasers and the quadrupole magnetic coils were turned off. The fluorescence at the crossing position was imaged in a photomultiplier tube and the analysis of the fluorescence, as function of the probe frequency, allowed us to measure the velocity distribution of the output flux after deceleration. This measurement also allowed us to discriminate the population in each of the two ground states sub-levels.

Tuning the slower laser frequency close to the cycling transition $3S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 3P_{3/2}(F' = 3)$ and with the slowing magnet carrying a current of about 45 A, which produces a field approximately

given by $B(z) = 1000\sqrt{1-z} + 100$, for B given in gauss and z in meters, one obtains a flux of slow atoms emerging in the $3S_{1/2}(F=2)$ ground state level with a peak velocity of about 200 m/s. To obtain lower velocities at this condition the slowing laser frequency has to be tuned to the blue of the transition. This type of behavior has been already investigated by our group in the past [9] and it is mainly due to the adiabatic following of the atoms in the magnetic field during the slowing process. The measured velocity distribution is presented in Fig. 2. Decreasing the current of the slowing magnet to about 36 A the situation is completely different and a large flux of very slow atoms emerges from the process in the $3S_{1/2}(F=1)$ ground state level. The output velocity of these atoms obey the relation $v_{\text{out}} \approx -\Delta_{\text{slower}}/k$, where Δ_{slower} is the slower laser detuning and k is the wave vector.

Although the atoms are decelerated in the cycling transition $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$, as

they approach the end of the slowing solenoid, the lower amplitude of the field and the configuration of the field lines create adequate conditions to optically pump the atoms to the $3S_{1/2}(F=1)$ state. At this point, the deceleration process stops abruptly and the slowed atoms migrate out of the solenoid without interacting with the slowing laser. We measured about 10^{10} atoms/s emerging from the slowing process near zero velocity and already in the $3S_{1/2}(F=1)$ state. Fig. 2 also shows the velocity distribution for the $3S_{1/2}(F=1)$ atoms when the second operating condition is used. The peak velocity is nearly zero when $\Delta_{\text{slower}} \sim 0$ and the distribution width is approximately 50 m/s. Recalling a previous measurement of the capture velocity of a MOT [12], one sees that a considerable portion of this flux can be captured by the trap.

4. Trapping the decelerated atoms

In order to efficiently capture the atoms in the MOT, the average atomic velocity has to be on the order of the capture velocity of the trap. We use a variant of the Zeeman-tuned technique [11] to provide the slow atoms for the MOT operating in UHV conditions. Then, after activating the MOT coils and lasers, as the slowed atoms emerging in $3S_{1/2}(F=1)$ get into the capture region, they start to accumulate in the trap. The slowing laser frequency and Zeeman magnet current are optimized for capturing the maximum number atoms. In our experiment, we used $\Delta_{\text{trap}} = -10$ MHz, with respect to the transition $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$, and $\Delta_{\text{repump}} = -30$ MHz with respect to the $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=0)$ transition. This situation is represented in Fig. 3. The loading time was about 0.6 s and the total number of trapped atoms was around 10^9 atoms. Each of the six beams of the trapping laser was about 30 mW while each of the four repumping beams was 8 mW. The beams had a Gaussian profile with waist of approximately 1 cm FWHM.

To understand how the process actually works, we can consider the capture happening in the following way: atoms emerge from the slowing solenoid in the $3S_{1/2}(F=1)$ ground state, interacting

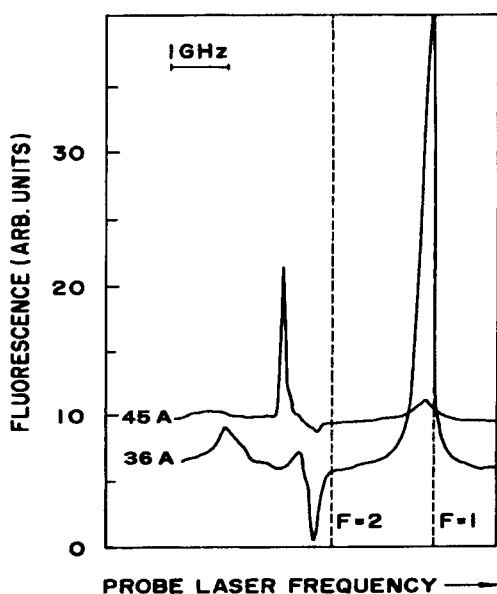


Fig. 2. Fluorescence measurement of the outgoing distribution of slowed atoms as a function of a probe laser frequency. The measurements were done at two different solenoid currents. At 45 A the atomic flux is predominantly in $3S_{1/2}(F=2)$ state, while at 36 A it is predominantly $3S_{1/2}(F=1)$ atoms. Dashed lines show the position of the atomic transitions.

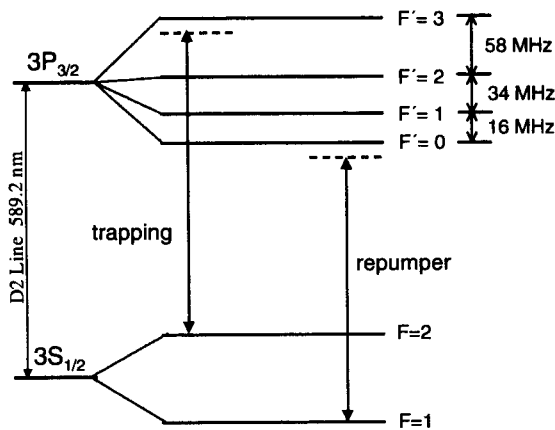


Fig. 3. Diagram of sodium levels indicating the optical transitions and the laser detunings involved.

with the repumping and trapping lasers they are pumped to $3S_{1/2}(F=2)$ state and initiate cycling in the $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ strong transition, where the spatially selective light pressure capture them in the MOT. However, because of the high loading flux of atoms, there is a strong absorption of the repumper laser across the trapped cloud. As consequence of this fact, the repumper laser is attenuated and therefore atoms are no longer efficiently repumped to $3S_{1/2}(F=2)$ state. The result is an atomic cloud composed of two parts: an outside shell predominantly with $3S_{1/2}(F=2)$ atoms, interacting with both lasers, and an inner atomic cloud mainly pumped to the $3S_{1/2}(F=1)$ ground state. The inner part does not interact with the lasers and therefore is not subjected to the density limitations discussed before. A schematic diagram of the physical situation is presented in Fig. 4, where the relative dimensions for both parts observed are represented.

Using a weak probe beam, which could be tuned resonant with the $F=1$ and $F=2$ atomic transition, we have characterized the cloud with respect to both hyperfine ground state. In order to do that, we imaged the probe beam on a CCD and observed the integrated absorption distribution along the probe beam path. A sequence of these images can be observed in Figs. 5 and 6. The maximum absorption observed of $F=2$ atoms was less than 50%, while for the $F=1$ atoms was

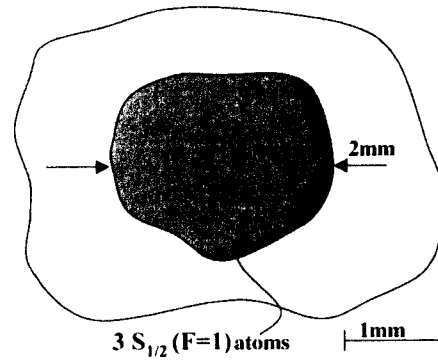


Fig. 4. Schematic representation of the relative atomic distribution of $S_{1/2}(F=1)$ atoms (dark part in the center) embedded in a larger trapped cloud.

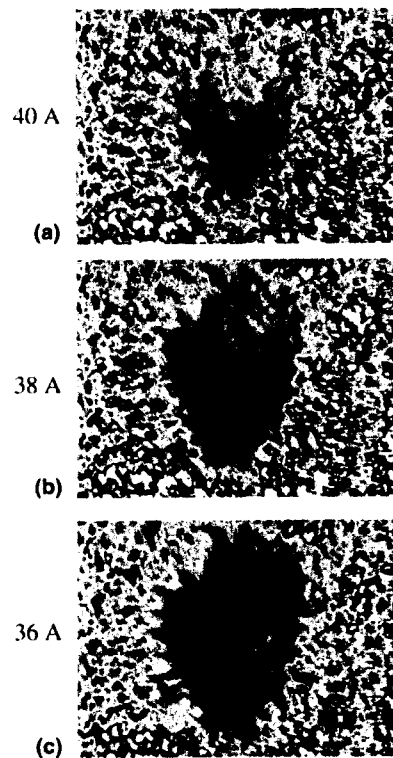


Fig. 5. Sequence of images showing the variation in the absorption of a weak probe beam for different currents of the slowing solenoid. As the magnetic field decreases a larger flux of atoms is obtained in the $F=1$ state, increasing the absorption signal. The darkest parts in (c) represent absorption of approximately 100% in the probe beam.

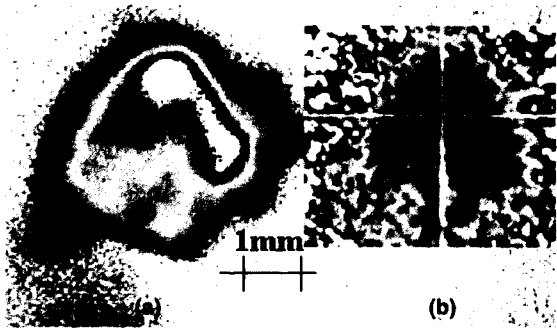


Fig. 6. Comparison of fluorescence (a) and absorption (b) images from the same SDMOT. The figure shows the relative size of the “dark cloud” ($S_{1/2}(F=1)$ atoms) embedded within the whole trapped cloud.

higher than 95%. The outer diameter of the $3S_{1/2}(F=2)$ atoms was about 4 mm. When observed through the absorption image, the absorption for the $3S_{1/2}(F=1)$ shows a spatial distribution within 2 mm of diameter. With the value of absorption and optical path we can calculate densities which are $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ for $F=2$ atoms and $\sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ for $F=1$ atoms. This situation characterizes what we have called a ‘self dark SPOT’, where the inner part of the cloud is in the dark and the outside works as a regular MOT. These numbers are in agreement with the conventional dark SPOT reported in [5].

We have observed that to obtain the self-induced dark SPOT the conditions on the repumper detuning and the efficiency of deceleration process are crucial. Fig. 5 shows a sequence of absorption images for the $3S_{1/2}(F=1)$ atoms in different conditions of deceleration. As the magnetic field of the slower magnet is lowered, more atoms emerge in the $S_{1/2}(F=1)$ state and the establishment of the SDMOT is remarkable. Usually, when the SDMOT is operating, one can see a strong absorption in a weak $F=1$ probe beam with bare eyes.

However, if the flux of $3S_{1/2}(F=1)$ atoms is not high enough to create the initial density profile, the subsequent pumping of the atoms to $3S_{1/2}(F=1)$ is not reached. It is interesting to note that it is not only the absorption of the repumper that plays a role in the creation of a population

difference across the cloud, but also the decrease in the absorption of the trap laser, which due to the higher intensity rapidly pumps the atoms to the lower hyperfine and accelerates the establishment of the differential population profile.

Fig. 6 shows two images of the trap, where the first one (a) was obtained by fluorescence and the second (b) by absorption imaging. The absorption image was obtained with a weak probe laser, tuned to the $F=1 \rightarrow F'=2$. Both images have the same scale and were taken while the SDMOT was turned on. It is clearly observed that the absorption image of the $F=1$ atoms is concentrated in the inner part of the trap and its spatial distribution is smaller than the whole trap, which is represented in the fluorescence image. Irregularities on the trap image are mainly due to laser beam inhomogeneity and certain trap instabilities due to the higher number of atoms.

5. A simple model for the SDMOT

In order to understand these observations, we present here a very simple analytical model to show the attenuation of the laser intensity along the cloud and the accumulation of the $F=1$ state atoms at the central part of the trap. The idea of the model is simply to point out the main features presented by the system. Our model considers the four-level system shown in Fig. 7. The levels (1) and (2) are, respectively, the ground states

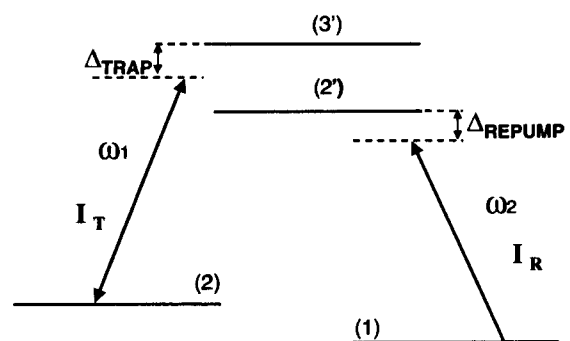


Fig. 7. A four-level diagram used to derive the one-dimensional model presented. The two laser frequencies are also represented in the diagram.

$3S_{1/2}(F=1)$ and $3S_{1/2}(F=2)$ while the levels (2') and (3') are the respective $3P_{3/2}$. We consider this four-level system in the presence of the two laser beams, the trapping and repumper laser, both represented in Fig. 7, respectively, by the frequencies ω_1 and ω_2 .

Using the rate equations for the transitions involved one can determine the local population ratio as a function of light intensity. In the equations below, N_2 is the number of atoms in state 2, while N_1 is the number in state 1. The local population ratio on steady state is given by:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{2P_{12'} - P_{22'}}{P_{23'}}, \quad (1)$$

where

$$P_{12'}(\omega_2) = \frac{1}{2} \frac{\Omega_{12'}^2(x)/2}{\Delta_{\text{repump}}^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega_{12'}^2(x)/2}, \quad (2)$$

$$P_{22'}(\omega_1) = \frac{1}{2} \frac{\Omega_{22'}^2(x)/2}{(58 + \Delta_{\text{trap}})^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega_{22'}^2(x)/2}, \quad (3)$$

$$P_{23'}(\omega_1) = \frac{1}{2} \frac{\Omega_{23'}^2(x)/2}{\Delta_{\text{trap}}^2 + (\Gamma/2)^2 + \Omega_{23'}^2(x)/2}. \quad (4)$$

The terms $\Omega_{12'}(x) = 5\sqrt{I_R(x)}$, $\Omega_{22'}(x) = 13\sqrt{I_T(x)}$ and $\Omega_{23'}(x) = 28\sqrt{I_T(x)}$ are the local Rabi frequencies along a given x -direction, while $I_T(x)$ represents the intensity of trap laser and $I_R(x)$ the repumper laser intensity along the same line. In all the equations the frequencies are expressed in MHz and the intensities in mW/mm², as given by [13]. In our case $\Delta_{\text{trap}} = -10$ MHz and $\Delta_{\text{repump}} = -80$ MHz (as represented by the Figs. 3 and 7). The calculation, which is a simplified one-dimensional version of the actual trap, starts considering an atomic cloud with homogeneous distribution of $3S_{1/2}(F=1)$ atoms. As the lasers are turned on, the strong absorption of the repumper laser produces a population imbalance as predicted by Eq. (1). At each position, as the intensities $I_R(x)$ and $I_T(x)$ varies, higher concentration of atoms in $F=1$ appears. The final result, predicted by the rate equation model, is the establishment of a population and laser intensity profiles across the atomic

cloud. At steady state the one-dimensional profile for atomic population and laser intensity are represented in Fig. 8.

According to Fig. 8(a), we see that the intensity of the trapping laser decreases only modestly, while the repumper is fully attenuated as it penetrates in atomic cloud. We also see that even though the population in $F=1$ is initially small at the outer part of the trapped cloud; it increases rapidly as the repumper laser is absorbed. The

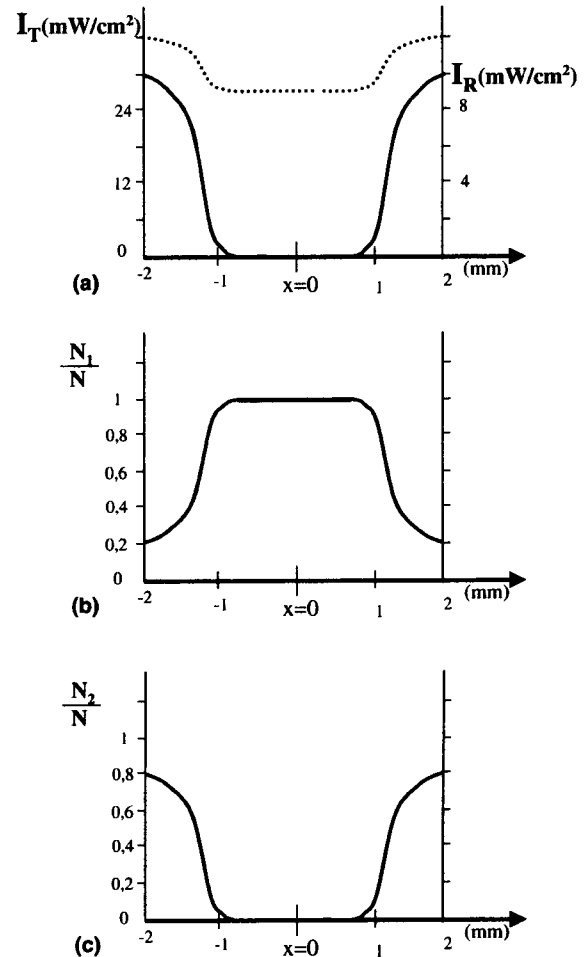


Fig. 8. Representation of the numerical results from the one-dimensional model. The figure shows the intensity profile of both lasers (a), population in the $S_{1/2}(F=1)$ state (b), and the population in $3S_{1/2}(F=2)$ (c), after reaching the steady state conditions. In (a) the dash line indicates the trap laser intensity while the continuous line indicates the repumper laser.

population in $F = 2$ is complementary because in our model the local number obeys $N_1 + N_2 = N$. The importance of this model resides in showing the establishment of a population profile, which is qualitatively in concordance with our observations.

6. Conclusions

We have observed a new kind of dark SPOT, which is naturally produced by loading a standard MOT from an intense flux of slowed atoms in the $3S_{1/2}(F = 1)$ state, and by adjusting the intensity and frequency of the repumper laser. Using the system described here it was possible to create a “dark MOT”, without spatially separating the $F = 1$ and $F = 2$ laser beams. The shadow in the $F = 1$ light was created by the own absorption of the atoms, due to an accumulation of “dark state” atoms in the center of the trap. Because of the resemblance of this process with the work of Ketterle et al. [5], we named this new trap as self-induced dark MOT (SDMOT).

“Dark MOTs” of this kind, where atoms stay predominantly in a “dark” hyperfine level, not interacting with the trapping light, are important to overcome density limitations of the standard MOT. We verified that the SDMOT works as good as the usual dark SPOT configuration, with the advantage that since it does not require spatially separated beams for trap and repumper, it can be simply operated with a single electro-optical modulator (EOM) to produce the repumping light. This simplifies the experimental setup also because it does not require special alignments to image the blocking disk, used as a physical obstacle in the repumper beam. However, the situation we have presented here depends upon a dense flux of atoms in conditions to be trapped, as well as some special tuning conditions for the repumping light. Some preliminary results also show that the temperature of those samples might be lower than the usual dark SPOT, but to understand such effect a more

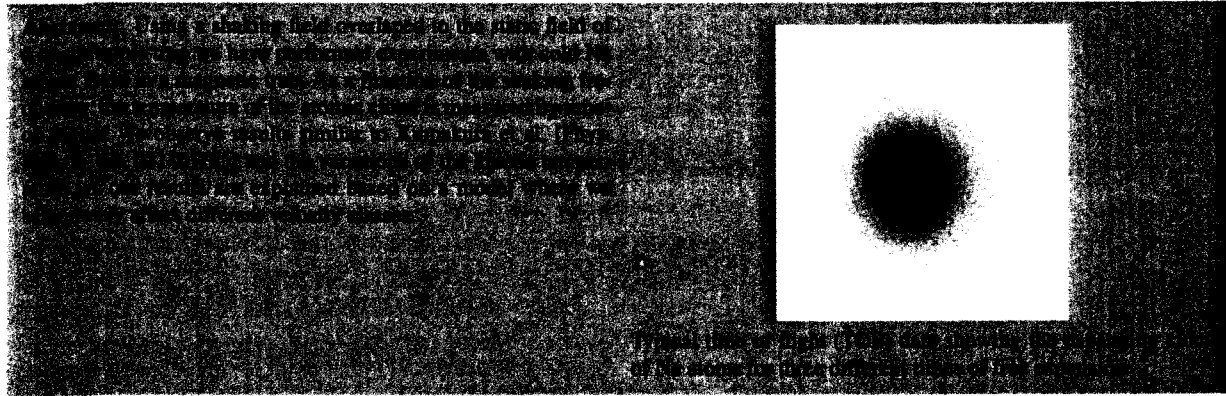
comprehensive theoretical model will be required, as well as other experimental investigations.

Acknowledgements

This work was developed at Center for Research in Optics and Photonics, CePOF, and it was supported by FAPESP, through the program CEPID. It also had support from the Brazilian National Funding Agency, CNPq.

References

- [1] See, for instance, the collection of selected papers on ultracold matter, *Nature* 416 (2002) 6877.
- [2] J. Weiner, V.S. Bagnato, S.C. Zilio, P. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999) 1.
- [3] T. Walker, D. Sesko, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* 64 (1990) 408.
- [4] T. Walker, P. Feng, D. Hoffman, R. Williamson, *Phys. Rev. Lett.* 69 (1992) 2168; L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y.B. Band, P.S. Julienne, *Phys. Rev. A* 47 (1993) R4563.
- [5] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* 70 (1993) 2253.
- [6] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, *Science* 269 (1995) 198; C. Bradley, C. Sackett, R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 1687; K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* 75 (1995) 3969.
- [7] V.S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega, S.C. Zilio, *J. Opt. Soc. B* 8 (1991) 497.
- [8] M. Firmino, C.A. Faria, S.C. Zilio, V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* 41 (1990) 4070.
- [9] R. Napolitano, S.C. Zilio, V.S. Bagnato, *Opt. Commun.* 80 (1990) 110.
- [10] J.F. Kelly, A. Gallagher, *Rev. Sci. Instrum.* 58 (1987) 563.
- [11] S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* 59 (1999) 882.
- [12] S.R. Muniz, K.M.F. Magalhães, Ph.W. Courteille, M.A. Perez, L.G. Marcassa, V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* 65 (2001) 015,402; V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, S.G. Miranda, S.R. Muniz, A.L. de Oliveiraz, *Phys. Rev. A* 62 (2000) 013,404.
- [13] P.M. Farrel, W.R. MacGillivray, M.C. Standage, *Phys. Rev. A* 37 (1998) 4240.



© 2004 by Astro Ltd.
Published exclusively by WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA

Variation of the mean kinetic temperature of magnetically trapped atoms by external shaking perturbation

*E.A.L. Henn, K.M.F. Magalhães, S.R. Muniz, R.R. Silva, L.G. Marcassa, and V.S. Bagnato**

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Cx. Postal 369 - CEP 13560-370, Brazil

Received: 4 October 2004, Accepted: 8 October 2004

Published online: 19 October 2004

Key words: cold atoms; trapping; kinetic temperature

PACS: 32.80.Lg, 32.80.Pj

1. Introduction

Cold atomic samples have proven to be an useful tool for a wide variety of experiments in physics. Since the early experiments in cooling atoms [1] this area of research has evolved quite significantly, allowing today to achieve sub-micro-kelvin temperature in a routine basis. Nowadays, modern low temperature technology rely mostly on a combination of laser cooling and magnetic trapping. Such techniques followed by RF induced evaporation, allowed the observation of quantum degeneracy in samples of alkali atoms [2] opening up new possibilities for atomic physics and other related fields.

Usually, during most part of the experiments, the magnetic field is maintained static, mainly to provide the confinement of the atoms. Nevertheless, if one includes the possibility of time variation on the trapping potential, it seems also possible to investigate several types of nonlinear classical dynamics, such as chaos-assisted tunnelling [3] and many other interesting effects [4].

In a recent paper Kumakura and collaborators [5] reported a cooling effect induced by an externally applied shaking magnetic field. The authors argument that their results show that a small amplitude sinusoidal external field, added to the confining potential, is able to selectively excite the motion of the trapped atoms, which can be removed, producing a kind of evaporative cooling of the atoms.

In this work we present an experimental investigation of this apparent cooling effect, induced by the shaking potential. In order to do that we used a sample of cold trapped Na atoms and compared the experimental results with a simple analytical model developed to describe the physics underlying this process.

Initially we present the experimental setup used, followed by the results observed experimentally. The discussion that follows is based on a model that considers a selective excitation, of the trapped atoms, but it does not include evaporation or any other type of cooling effect. We show

* Corresponding author: e-mail: vander@if.sc.usp.br

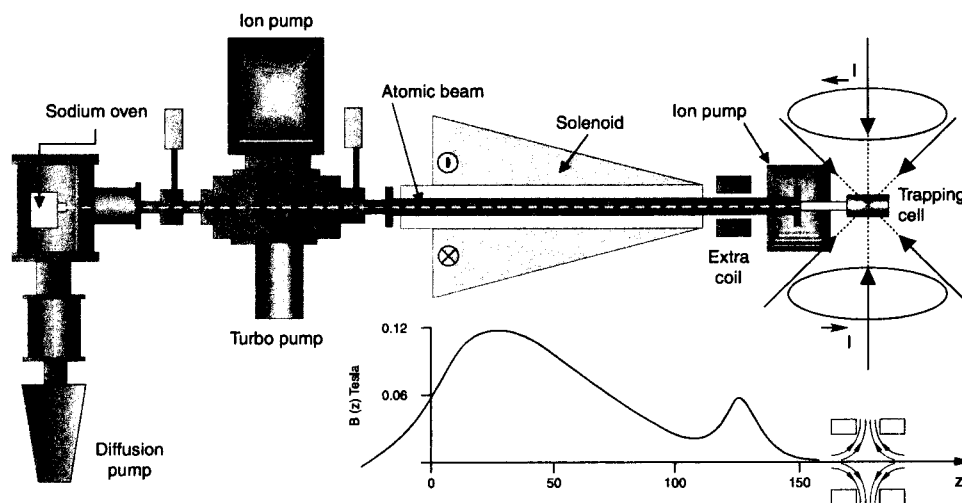


Figure 1 Schematic diagram of the experimental system. Atoms emerging from an effusive oven are decelerated and trapped in a MOT aligned with slowing tube. The magnetic field profile is presented in the figure detail, where z is given in centimeters and B in Tesla

that this simple model is able to describe qualitatively well not just the results observed in our group, but also the ones already reported in [5].

2. Experimental setup

Briefly, the experimental setup is composed of a source of decelerated sodium atoms, using the dark-SPOT Zeeman tuning technique [6], which provides a continuous flux of atoms that is captured by a Magneto-Optical Trap (MOT). The cold trapped cloud in the MOT is then transferred into a magnetic trap where the shaking potential is applied. The system is schematically represented in Fig. 1. A thermal source produces an effusive Na beam with a velocity distribution peaked around 900 m/s. After deceleration, the atoms emerge from the tapered solenoid with a velocity distribution peaked at approximately 50 m/s, having a width distribution on the same order [7]. After the solenoid, two anti-Helmholtz coils form a quadrupole potential magneto-optical trap.

Three ring dye lasers (Coherent-699) provide the light beams for all the involved transitions. One of the lasers is used for the deceleration and is tuned to about 50 MHz to the red of the $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ transition. The two other lasers are used to produce the trapping and repumping frequencies of the MOT. The trapping frequency (ω_{trap}) is tuned to -5 MHz from $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F=3)$ transition while the repumping light is tuned to $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F=2)$ transition.

The MOT operates as a *dark-SPOT* [8], where the trapped atoms are confined in a hyperfine ground state which does not interact with the trapping laser frequencies. In order to create the *dark-SPOT* we placed a physical obstacle to block the central region of the repumper laser

beam, but one could also use the SDMOT (Self-Dark-Spot MOT) described in [9]. In such scheme the atoms located in the dark region are rapidly pumped to the lower energy ground state where they do not interact with the lasers, allowing to produce a dense sample of ground state atoms. This feature is very important to make an efficient transfer of atoms to the magnetic trap. The magnetic trap is a spherical quadrupole obtained with the pairs of anti-Helmholtz coils able to produce up to 150 G/cm of field gradient.

The time sequence of the experiment is such that atoms are first slowed, then captured in the *dark-SPOT* MOT and finally transferred to the magnetic trap by turning off the lights and raising the magnetic field to the final value. Using this protocol we can normally trap about 7×10^8 atoms in the MOT and magnetically trap about 10^8 atoms in the $3S_{1/2}(F=1, M_F = -1)$ ground state.

Once the atoms are magnetically trapped, their temperature can be measured using the time-of-flight technique (TOF), where the trapped cloud is suddenly released and its spatial distribution is measured after sometime of expansion. In the measurements described here the data were collected by optical fluorescence and imaged on a CCD camera. Recording the gaussian waist $w(t)$ of the expanding cloud for different time of flights one can obtain the average quadratic atomic velocity which is related to the temperature of the atoms previous to release.

In addition to the trap coils, we added an extra coil placed perpendicular to the axis of the quadrupole. This extra coil has rectangular cross section (7 cm \times 3 cm) and it is located 2 cm from the trap center. An alternating electric current from a specially designed circuit make the magnetic field created by the extra coil oscillates within a range that can go up to 100 Hz. The value of magnetic field strength at the trap position is adjustable and can be

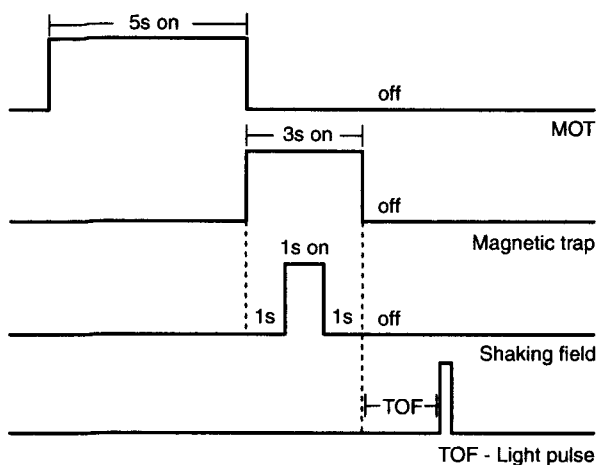


Figure 2 Time sequence of the experiment showing schematically each stage of the experimental procedure: MOT, magnetic trap, shaking field period and TOF image

as high as 10 gauss. In this paper, we refer to the component of the magnetic field created by the extra coil as the shaking field, which oscillates at frequency f_s .

The experimental procedure to investigate the energy transfer from the external shaking field to the trapped atoms is the following: atoms are transferred from the MOT into a magnetic trap where they initially stay for 1 s, in order to adjust themselves with the new trap condition. After that period, a shaking field amplitude of 8 G is added during a period of 1 s and the magnetic shaking potential is turned off. After turning off the shaking field, another 1 s is waited. Finally all the fields are turned off, allowing the atomic sample to expand for different time intervals before the TOF image is taken. The Fig. 2 shows the time sequence of events involved in the experiment.

The temperature of the cloud was observed as a function of the external shaking frequency. We have varied the amplitude of shaking frequency and, in a few cases, the initial temperature of the trapped atoms, using different values of the trapping lasers frequency. The number of atoms is measured by integration of the fluorescence over the whole cloud.

3. Results and discussion

Operating the quadrupole trap at 120 A the frequency of oscillation of the atom for atoms at 0.5 mK is 100 Hz. The sinusoidally oscillating magnetic field, added to the quadrupole trap along the radial direction, forces the trapped atoms to oscillate around the minimum of the trapping potential (shaking) at the same frequency of the perturbation. The number of remaining atoms after a shaking cycle shows to present a strong dependence with the applied shaking frequency (f_s). This was already observed

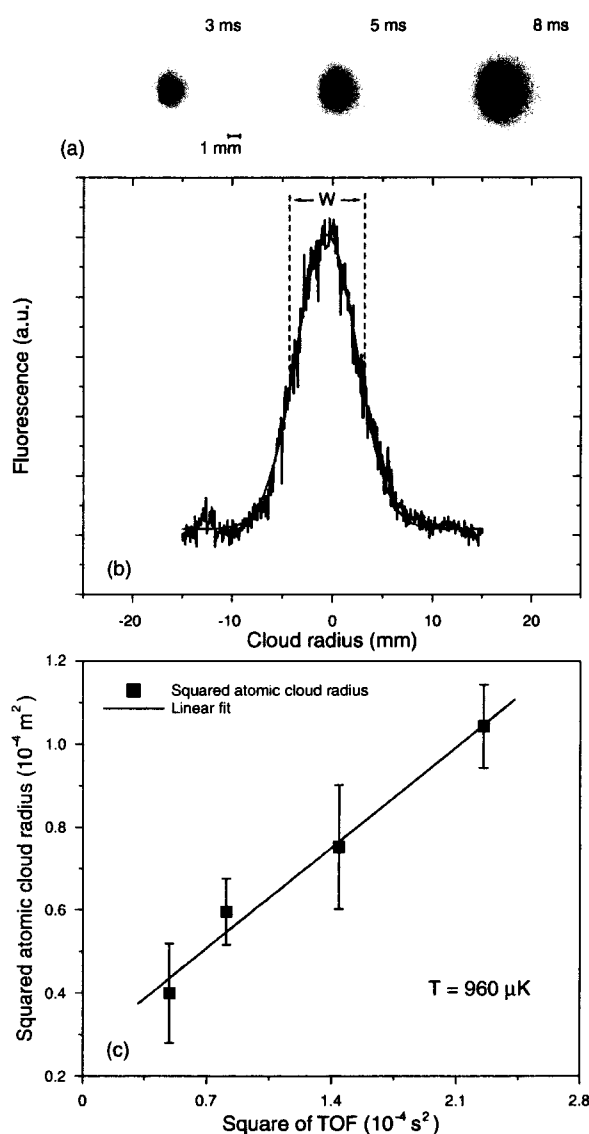


Figure 3 (online color at www.lphys.org) a) Typical time of flight (TOF) data showing the expanding cloud of Na atoms for three different times of free expansion. The density profile of such image is extracted and is well fitted by a Gaussian (b) whose width squared grows linearly with the square of the time of expansion of the cloud (c)

by Kumakura et al. [5] and it will not be the object of study of this work. Rather, we concentrate our analysis in the observed temperature of the trapped atoms, after the cycle caused by the external shaking field.

A typical sequence of TOF data is presented in Fig. 3a. From the obtained data in the image a Gaussian fit is performed and the width of the cloud spatial distribution is extracted, as shows Fig. 3b. The linearity between the square of the distribution width and its time of expansion allows to determine the kinetic temperature of the cloud (Fig. 3c).

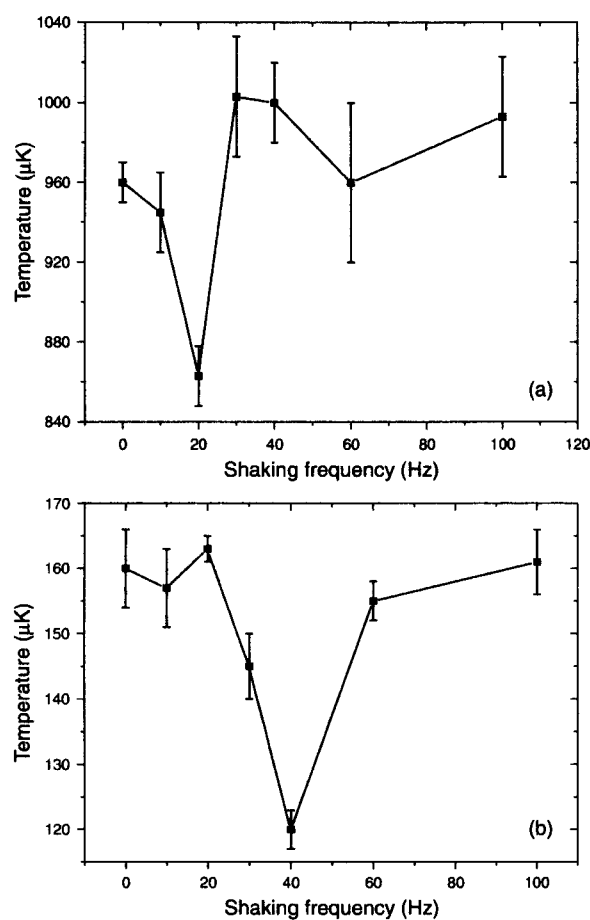


Figure 4 (online color at www.lphys.org) Measured temperatures of the atoms as a function of the shaking frequency applied for two different starting temperatures of the cloud: (a) – 1 mK and (b) – 160 μK

The temperatures of the atoms, as a function of the shaking frequency, are shown in Fig. 4. The two presented results correspond to different starting temperatures. The data in Fig. 4a correspond to about 1 mK while Fig. 4b is 160 μK . As observed from the data, there is for each situation a frequency where the measured temperature seems to be considerably lower. Also, the minimum temperature position is observed to depend on the initial temperature of the atoms. The existence of a minimum in the temperature is similar to the already done observations [5, 10]. However, the dependence of the frequency of the minimum with the initial atomic temperature is new and it is observed, or at least reported here by the first time. This observation is crucial for the understanding of the physical mechanisms involved in such effect.

The authors of [5] argue that the explanation of their results rely on the fact that shaking field is able to selectively excite the trapped atoms as a function of their energy and the cooling effect observed is due to evapora-

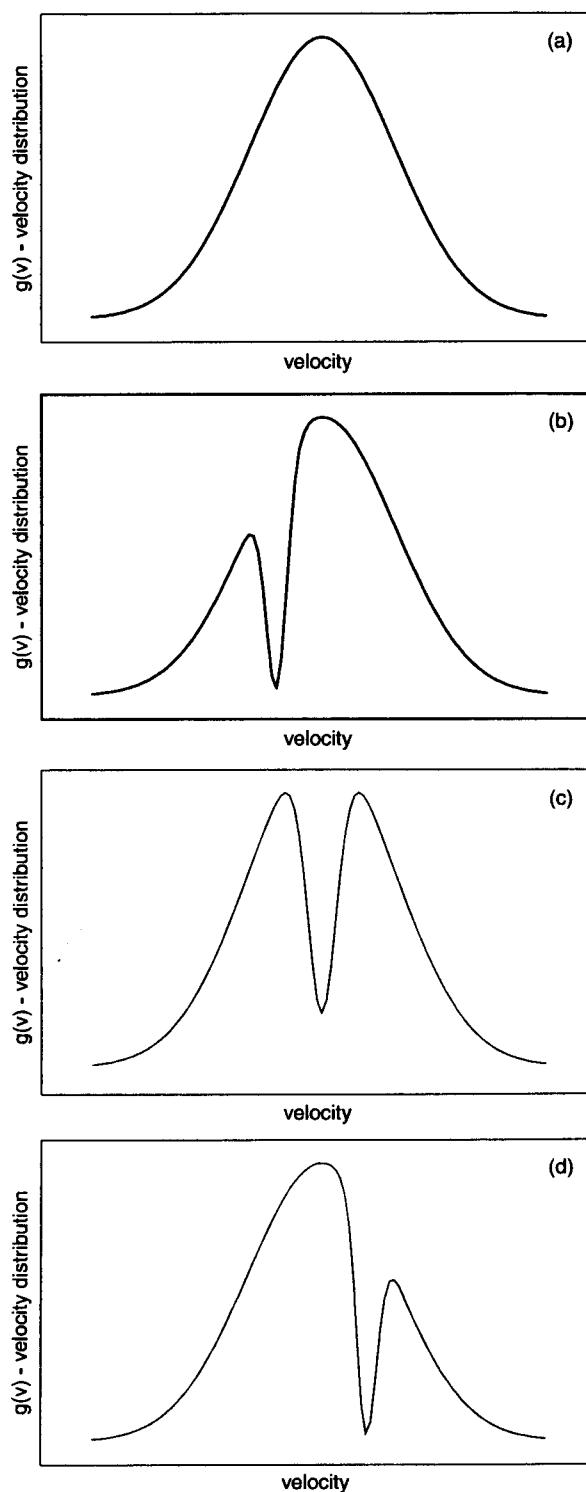


Figure 5 Schematic diagram showing the effect of the shaking frequency on the initial velocity distribution (a) of the trapped atoms: the creation of a hole either (b) before the most probable velocity, at the maximum (c) or after it (d)

tion of the hottest part of the excited atoms. They justify their analysis using an one-dimension numerical simulation, considering the classical motion of atoms. However, it is not clear in their paper if the numerical simulation used is able to reproduce their experimental results.

We believe that the explanation offered in [5] is reasonable, but it can be improved, including a better understanding of the physics underlying the process. In order to do that, we present here a quite simple analytical model which is able to express qualitatively well not just our results but also the ones reported in [5].

We start considering a one-dimensional quadrupole trapping potential, represented by the potential

$$U(x) = \alpha \cdot x,$$

where α is equal to the product of the ground state magnetic dipole (μ) and the magnetic field gradient

$$B' = \frac{dB}{dx},$$

which is constant near the minimum field of a quadrupole trap. Such potential is not harmonic and the period of oscillation depends on the amplitude. In fact, an atom that has energy enough to reach the point of amplitude x_0 will oscillate with a frequency

$$f_{osc} = \frac{1}{8} \sqrt{\frac{2\alpha}{x_0 m}}.$$

Therefore, a smaller mechanical energy corresponds to lower amplitude and higher frequency of oscillation. If one consider the atom velocity at the potential minimum, one can translate amplitude into velocity using the relation $\alpha \cdot x_0 = mv^2/2$. The frequency of oscillation f_{osc} for each atom is the inverse of the round trip time of a cycle and can be expressed in terms of v according to:

$$f_{osc} = \frac{1}{4} \frac{\alpha}{mv}. \quad (1)$$

The external shaking field interacts mostly with atoms oscillating at the same frequency as the field, which causes an selective increasing of the energy of motion of some group of atoms whose velocity correspond to a frequency around that value. This group of atoms may eventually gain enough energy to leave the trap, if their kinetic energy becomes higher than the trap depth. In our case we did not use RF evaporation in any moment and the removal of the highest energy atoms occurred naturally. However, the same effect would probably happen if were using a fixed frequency RF-induced evaporation during the process, as in [5].

Here we are also considering that the trapped atoms initially have a Maxwell-Boltzmann velocity distribution corresponding to the initial temperature T_0 . From (1), for a given frequency f_s , the atoms that shall be removed belong to a velocity class centered at

$$v_0 = \frac{1}{4} \frac{\alpha}{m \cdot f_s}.$$

We consider that atoms within a velocity interval $v_0 \pm \Delta v$ around v_0 will be also affected. Those atoms will probably escape from the trap but, depending on the elastic collision rate, they may left behind an out of equilibrium sample, with a hole in the original velocity distribution. This situation is represented in Fig. 5, where is shown the original velocity distribution (Fig. 5a) and three different possible effects: the hole was produced before (Fig. 5b), at the maximum (Fig. 5c) or after (Fig. 5d) the most probable velocity, depending on the used shaking frequency.

In our model, we assume that the atoms do not have time to reestablish the equilibrium, due to low rate of elastic collisions. In such case, after releasing the atoms from dc magnetic trap, the presence of a hole in the velocity distribution will considerably affect the determination of the averaged quadratic velocity.

Calling $g(v)$ the velocity distribution of the trapped atoms, before applying the external shaking field, we have an average quadratic velocity given by

$$(v_{rms})^2 = \frac{\int_0^{\infty} v^2 g(v) dv}{\int_0^{\infty} g(v) dv}. \quad (2)$$

After applying the shaking and selectively removing the atoms around v_0 , the new quadratic velocity that will be obtained by TOF is

$$(v'_{rms})^2 = \frac{\int_0^{v_0-\Delta v} v^2 g(v) dv + \int_{v_0+\Delta v}^{\infty} v^2 g(v) dv}{\int_0^{v_0-\Delta v} g(v) dv + \int_{v_0+\Delta v}^{\infty} g(v) dv}. \quad (3)$$

Considering $g(v)$ as a Maxwell-Boltzmann distribution we obtain $v_{rms}^2 = 3kT/m$, where m is the atomic mass, T is the temperature and k is the Boltzmann's constant. If A is a constant depending on T , the distribution is

$$g(v) = Av^2 \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right).$$

To compare v'_{rms} and v_{rms} , we calculate

$$(v'_{rms})^2 - (v_{rms})^2,$$

and using the Eqs. (2) and (3)

$$(v'_{rms})^2 - (v_{rms})^2 \simeq 2A \exp\left(-\frac{mv_0^2}{2kT}\right) \Delta v (v_0^2 v_{rms}^2 - v_0^4), \quad (4)$$

where we have considered Δv small compared to v_0 .

From Eq. (4), we observe that the sign of the quantity

$$[(v'_{rms})^2 - (v_{rms})^2]$$

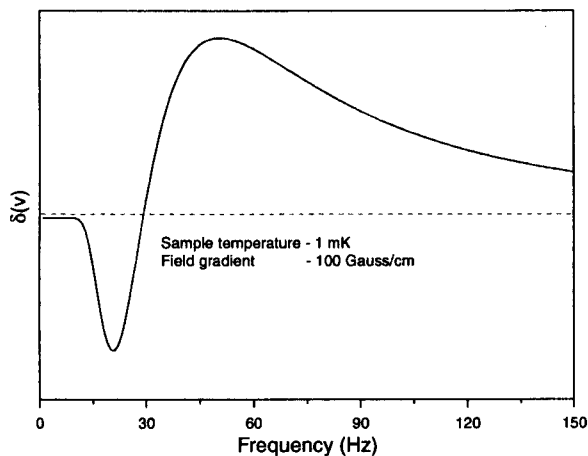


Figure 6 Plot of the calculated $\delta(v)$, the difference between the width of the velocity distribution of the shaken sample and the initial width of the velocity distribution as a function of the shaking frequency for a sample with $500 \mu\text{K}$ of initial temperature in a trap with 100 Gauss/cm of field gradient

depends upon the sign of

$$v_0^2 v_{rms}^2 - v_0^4 = \left(\frac{3kT}{m} - v_0^2 \right) v_0^2.$$

Therefore one observes that if $v_0^2 < 3kT/m$, one obtains $v'_{rms} > v_{rms}$ and the average quadratic velocity measured from TOF would show an apparently cooling relative to initial conditions of the trapped atoms. On the other hand, if $v_0^2 > 3kT/m$, $v'_{rms} < v_{rms}$, and an apparently heating will be observed.

Since the velocity v_0 is related to the shaking frequency, we can express the above result as a function of f_s . Defining

$$\delta(v) = (v'_{rms})^2 - (v_{rms})^2 \quad (5)$$

we obtain $\delta(v)$ as a function of f_s as presented in Fig. 6. There are a range of frequencies f_s where the sample seems to be cooled relatively to the initial condition ($\delta(v) < 0$) and regions where heating seems to take place ($\delta(v) > 0$). It is possible to express $\delta(v)$ in terms of other knowing quantities as

$$\delta(v) = \frac{1}{24k} \sqrt{\frac{2m}{\pi}} \left(\frac{\alpha}{f_s} \right)^2 \left(\frac{1}{kT} \right)^{\frac{3}{2}} \Delta v \times \exp \left(-\frac{\alpha^2}{32mkTf_s^2} \right) \left[\frac{3kT}{m} - \frac{1}{16} \left(\frac{\alpha}{mf_s} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

The minimum value of $\delta(v)$, which would correspond apparently to the point of maximum cooling happens for the shaking frequency f_{min} given by

$$f_{min} = \frac{\sqrt{6}}{24} \frac{\alpha}{\sqrt{kTm}}. \quad (7)$$

Reference	Atom	$\frac{dB}{dz}$	T (μK)	f_{min} (meas.) (Hz)	f_{min} (calc.) (Hz)
This work	Na	50	160	40	26
This work	Na	50	140	40	28
This work	Na	100	1100	20	19
Kumakura et al.	Rb	180	360	70	32
Kumakura et al.	Rb	180	1300	35	17

Table 1 Comparison between the frequency where the minimum of temperature occurs in the experiments reported in this work and by Kumakura et al. and the model predictions

This simple model explain our observations and the observations made by Kumakura et al. [5]. More than that, if we start with lower temperatures for the atoms, f_{min} shift towards higher values, what also agrees with the results presented in Fig. 4.

Our model is almost consistent with the experimental observation that even waiting longer time after shaking (we were able to wait up to 4 s) no considerable variations are observed. That somehow shows the absence of thermalization in our experiment. If longer time of waiting could be applied it is possible that thermalization would take place, but in this case only cooling would be observed by evaporation.

One finds in Table 1 a collection of all the measurements performed by our group and by Kumakura et al. [5], showing f_{min} , at different conditions. The Table 1 also shows a comparison of these data with our simple model. There is a good qualitative agreement of the behavior experimentally observed in both groups. The lack of quantitative agreement is expected from the presented analytical model in view of many assumptions made to simplify the calculation. One could probably improve the model considering a frequency dependent shape for the depletion in the velocity distribution, but such refinement is not the scope of the present paper. We were more interested in finding a consistent description of the physics involved in the process, rather than achieving a precise theoretical agreement.

An important prediction made in [5], but not clearly observed by us for lower temperature, is the heating part. This heating effect is more evidence in Fig. 4a where the cloud temperature is about 1 mK than in Fig. 4b for colder sample. We can not offer any explanation for such change of behavior at the present moment.

Based on our analytical model, we believe that the shaking caused by the external field do not cool or heat the sample. What it produces is just an out of equilibrium distribution of atoms, whose v_{rms} , determined by TOF, is larger or smaller, depending on the depletion caused in the velocity distribution.

One of our main arguments is the fact that we are able to observe the effect reported in [5], without using RF-evaporation. Besides, we can still observe the same pic-

ture even when the elastic collision rate is set very low by working with less dense samples. In this sense, we believe that the interpretation proposed by Kumakura et al, where the cooling is associated with energy selective excitation of trapped atoms followed by evaporative escape, may not be fully correct.

4. Conclusion

In conclusion, we have performed experiments using cold magnetically trapped sodium atoms and observed an effective temperature change caused by an externally applied shaking field on the trapped atoms. Since the temperature determination is based on the average quadratic velocity (v_{rms}) observed by time-of-flight (TOF), we believe that this result may be reflecting just an out of equilibrium sample, instead of really producing an effective cooling or heating. In our case, this happens because the anharmonicity of the trap allows the establishment of a distribution of oscillation frequencies, related to the velocity of the atoms in the trap. Such situation privileges a selective transference of energy to a portion of the atoms having velocities around a value related to the frequency of the external shaking field. This process creates a hole in the velocity distribution of the trapped atoms. If the hole is below the original average velocity, the averaged quadratic velocity will be larger and the sample seems to be hotter. On the other hand, if the hole is created above the original average velocity, the lowest tail of the distribution has an enhanced weight on the determination of the quadratic averaged velocity, given the impression of an apparent cooling. These ideas seems to be confirmed by the measurements presented

here and also the ones of [5].

Acknowledgements We appreciate financial support from Fapesp, CNPq and CAPES brazilian agencies.

References

- [1] J. Prodan, A. Migdall, W.D. Phillips, et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 992 (1985); A.L. Migdall, J.V. Prodan, W.D. Phillips, et al., Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
- [2] M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, et al., Science **269**, 198 (1995); C.C. Bradley, C.A. Sackett, J.J. Tollett, and R.G. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995); K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [3] W.K. Hensinger, H. Häffner, A. Browaeys, et al., Nature **412**, 52 (2001); D.A. Steck, W.H. Oskay, and M.G. Raizen, Science **293**, 274 (2001).
- [4] J.C. Robinson, C. Bharucha, F.L. Moore, et al., Phys. Rev. Lett. **74**, 3963 (1995); A. Kaplan, N. Friedman, M. Andersen, and N. Davidson, Phys. Rev. Lett. **87**, 274101 (2001).
- [5] M. Kumakura, Y. Shirahata, Y. Takasu, et al., Phys. Rev. A **68**, 021401(R) (2003).
- [6] S.G. Miranda, S. Muniz, G. Telles, et al., Phys. Rev. A **59**, 882 (1999).
- [7] S.R. Muniz, K.M.F. Magalhães, Ph.W. Courteille, et al., Phys. Rev. A **65**, 015402 (2001); V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, S.G. Miranda, et al., Phys. Rev. A **62**, 013404 (2000).
- [8] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, et al., Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).
- [9] S.R. Muniz, K.M.F. Magalhães, E.A.L. Henn, et al., Opt. Commun. **235**, 333 (2004).
- [10] N. Poli, R.J. Brecha, G. Roati, and G. Modugno, Phys. Rev. A **65**, 021401(R) (2002).

Measurement of the Interaction Energy near a Feshbach Resonance in a ${}^6\text{Li}$ Fermi GasT. Bourdel,¹ J. Cubizolles,¹ L. Khaykovich,¹ K. M. F. Magalhães,^{1,*} S. J. J. M. F. Kokkelmans,¹
G. V. Shlyapnikov,^{1,2,3} and C. Salomon¹¹Laboratoire Kastler Brossel, Ecole Normale Supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris 05, France²FOM Institute AMOLF, Kruislaan 407, 1098 SJ Amsterdam, The Netherlands³Russian Research Center Kurchatov Institute, Kurchatov Square, 123182 Moscow, Russia

(Received 5 March 2003; published 11 July 2003)

We investigate the strongly interacting regime in an optically trapped ${}^6\text{Li}$ Fermi mixture near a Feshbach resonance. The resonance is found at 800(40) G in good agreement with theory. Anisotropic expansion of the gas is interpreted by collisional hydrodynamics. We observe an unexpected and large shift (80 G) between the resonance peak and both the maximum of atom loss and the change of sign of the interaction energy.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.020402

PACS numbers: 03.75.Ss, 05.20.Dd, 05.30.Fk, 32.80.Pj

The achievement of Bose-Einstein condensation (BEC) in dilute atomic gases [1] has naturally triggered research on cooling of Fermi gases to quantum degeneracy. Several groups have now reached Fermi degeneracy in ${}^{40}\text{K}$ and ${}^6\text{Li}$ with temperatures down to about 0.1 to 0.2 of the Fermi temperature T_F [2–7]. One of the major goals of this research is to observe the transition to a superfluid phase [8], the analogue of the superconducting phase transition in metals [9]. Very low temperatures and strong attractive interactions in a two-component Fermi gas are favorable conditions to reach this superfluid state. The interactions in atomic gases at low temperature are usually described by a single parameter, the s -wave scattering length a . This quantity can be tuned near a Feshbach resonance where the sign and magnitude of a can be adjusted by means of an external magnetic field B [10,11]. Therefore, when entering the regime of strong interactions, dilute Fermi gases offer unique opportunities to test new theoretical approaches. For instance, near resonance, the critical temperature for superfluidity has been predicted to be as high as 0.25 – $0.5 T_F$ [12], a temperature range experimentally accessible.

Both ${}^{40}\text{K}$ and ${}^6\text{Li}$ possess Feshbach resonances at convenient magnetic fields [13,14]. In Fig. 1 is plotted the theoretical scattering length for the mixture of the two lowest spin states of ${}^6\text{Li}$, $|F, m_F\rangle = |1/2, 1/2\rangle$, $|1/2, -1/2\rangle$, calculated from updated potentials consistent with the recently measured zero crossing of a at $B \approx 530$ G [15,16]. Beside the broad resonance near 855 G on which we concentrate in this work, there is a very sharp resonance at 545 G, and increased atom losses have been measured peaking around 545 and 680 G [5]. Recently, strong interactions in this Fermi mixture have been demonstrated at a fixed magnetic field of 930 G through anisotropic expansion of the gas [7]. In this Letter we study the atomic interactions through the entire range of the Feshbach resonance, from 600 G up to 1.3 kG. We measure three physical quantities (i) the interaction energy with positive and negative values, (ii) the anisotropy

of the atomic cloud during the expansion, and (iii) the atom loss. We find the resonance at 800(40) G, where the trapped gas is most strongly interacting, with a ratio between the interaction energy and the kinetic energy reaching -0.3 . Surprisingly, we observe a large shift (~ 80 G) between this position, and both the location of maximum loss in the gas and the change of sign of the interaction energy. Our results are in partial agreement with the physical picture of a Feshbach resonance in the region of strong interactions but also reveal unexpected effects. Finally, they point toward the best experimental conditions to search for the superfluid transition in ${}^6\text{Li}$.

Our experimental approach to measure the interaction energy of a two-component Fermi gas is based on the analysis of time of flight (TOF) images of atoms released from an anisotropic trap. The energy of the trapped gas, prepared at any value of the B field, is the sum of potential, kinetic, and interaction energies, $E_{\text{pot}} + E_{\text{kin}} + E_{\text{int}}$. Switching off abruptly the trapping potential ($E_{\text{pot}} \rightarrow 0$), the gas is released and expands for a variable time before an absorption image is recorded. At long expansion time, the spatial distribution of the cloud reflects the velocity distribution. This procedure is done routinely for BEC studies [1] and has been recently investigated theoretically for Fermi gases in [17]. The novelty of our approach

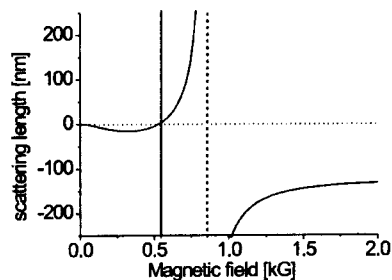


FIG. 1. Predicted scattering length versus magnetic field in ${}^6\text{Li}$ $|F, m_F\rangle = |1/2, 1/2\rangle$, $|1/2, -1/2\rangle$ mixture.

is in what follows. Because of the low inductance of the coils used to produce the magnetic field B , this field can be switched off rapidly ($\leq 20 \mu\text{s}$) at any desired time during the expansion of the atomic cloud. For $B = 0$ the atoms have negligible interactions since $a \approx 0$ (Fig. 1). As a consequence, the expansion of the gas can be recorded without atomic interactions during the time of flight period ($B = 0$), or with interactions during the TOF period ($B \neq 0$). Since expansions with $B = 0$ are ballistic, they reflect the kinetic energy of the initially trapped gas, E_{kin} . On the other hand, for TOF with $B \neq 0$, the interaction energy is converted into kinetic energy during the early stage of the expansion ($\leq 150 \mu\text{s}$). TOF images at long time reflect the released energy, $E_{\text{rel}} = E_{\text{kin}} + E_{\text{int}}$ [18]. Comparisons between TOF images with $B = 0$ and $B \neq 0$ allow us to simply deduce the ratio $E_{\text{int}}/E_{\text{kin}}$. We operate at temperatures between $0.5 T_F$ and T_F , where Fermi degeneracy does not play an important role. Even in this nearly classical regime, the gas is found to be strongly interacting. The observed expansions with $B \neq 0$ are anisotropic because of collisional hydrodynamics, as predicted in [19,20], and observed in [7,21,22].

In our experiment, a gas of 3×10^5 ^6Li atoms is prepared in state $|1/2, 1/2\rangle$ in a Nd:YAG crossed beam optical dipole trap at a temperature of $10 \mu\text{K}$ [4,23]. The horizontal beam (respectively, vertical) propagates along x (y), has a maximum power of 2.5 W (2.5 W), and a waist of $\sim 25 \mu\text{m}$ ($\sim 30 \mu\text{m}$). Using a radio frequency field, we drive the Zeeman transition between $|1/2, 1/2\rangle$ and $|1/2, -1/2\rangle$ to prepare a balanced mixture of the two states at any chosen value of B between 2 G and 1.3 kG . Using a Stern-Gerlach method we check that the populations in both states are equal to within 10% .

We observe that atom losses occur with very different rates below and above resonance. Near 720 G the lifetime of the gas is on the order of 10 ms , whereas near 900 G , the lifetime is in excess of 10 s . The latter is surprisingly large in comparison with similar situations for bosons near a Feshbach resonance [24]. Therefore, we performed two sets of experiments—one with the spin mixture prepared above resonance (1060 G) and the other below resonance (5 G). In the first set, evaporative cooling is performed by lowering the power of the vertical beam. It produces $2N = 7 \times 10^4$ atoms at $T \approx 0.6 T_F$ with $k_B T_F = \hbar \bar{\omega} (6N)^{1/3}$ and $\bar{\omega} = (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$. The trap is nearly cigar shaped with frequencies $\omega_x/2\pi = 1.1 \text{ kHz}$, $\omega_y/2\pi = 3.0 \text{ kHz}$, and $\omega_z/2\pi = 3.2 \text{ kHz}$. The magnetic field is adiabatically ramped in 50 ms to a final value where TOF expansion images are taken. The effect of strong interactions is illustrated in Fig. 2, where both typical images and a plot of the expanded cloud Gaussian sizes r_x and r_y are displayed. In Fig. 2(a), expansions with $B = 0$ reveal the initial momentum distribution of the cloud which is isotropic as expected. We deduce the total kinetic energy E_{kin} of the trapped gas mixture from Gaussian fits to this distribution. For our moderate quantum degener-

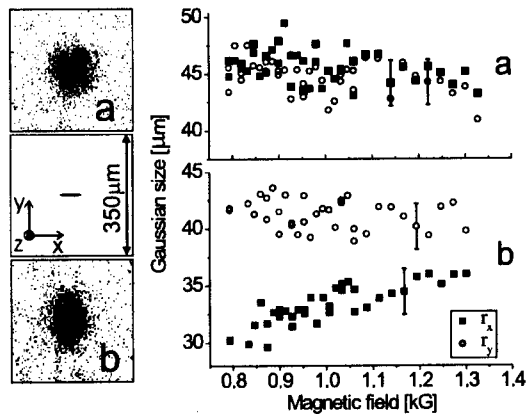


FIG. 2. Left: Geometry of the trapped atomic cloud (center) and expansion images without magnetic field (a) ($B = 0$), and with magnetic field (b) ($B \neq 0$). Right: Corresponding Gaussian sizes of the expanded clouds along x (squares) and y (open circles) versus magnetic field. (a) Time of flight images after $650 \mu\text{s}$ expansion with $B = 0$. (b) Images after $400 \mu\text{s}$ expansion with $B \neq 0$ and $250 \mu\text{s}$ with $B = 0$. Images shown on the left are for $B = 900 \text{ G}$.

acy, the temperature can be estimated from $k_B T = 2E_{\text{kin}}/3$. We find $T \approx 3.5 \mu\text{K} \approx 0.6 T_F$, constant for fields between 0.8 and 1.3 kG .

In Fig. 2(b), expansions with $B \neq 0$ are anisotropic. Little expansion is seen along the weak axis of the trap. The ellipticity of the cloud is inverted because of hydrodynamic behavior during the expansion [7]. Collisions then redistribute the gas energy in the direction of maximum density gradient. The anisotropy r_y/r_x ranges from 1.1 at large B field to 1.4 near 0.8 kG , whereas the hydrodynamic scaling equations [19] predict an anisotropy of 1.53 in the fully hydrodynamic regime. The usual criterion for hydrodynamicity is found from the ratio R of the mean free path $\lambda_0 = (n_0 \sigma)^{-1}$, where n_0 is the peak density, over the radial size r_{rad} of the cloud. For a classical gas neglecting mean-field interactions we find

$$R = \frac{\lambda_0}{r_{\text{rad}}} = \frac{(2\pi)^{3/2}}{N\sigma} \left(\frac{k_B T}{m\bar{\omega}^2} \right) \frac{\omega_{\text{rad}}}{\bar{\omega}}.$$

$R \ll 1$ ($R \gg 1$) corresponds to the hydrodynamic (collisionless) regime. With the predicted value of $a = -185 \text{ nm}$ at 1060 kG , and $\sigma = 4\pi a^2$, $R = 0.03$. Therefore, in the early stages of the expansion, the gas is hydrodynamic as in [7,21,22]. Furthermore, with these large values of a and our typical temperatures, the scattering cross section is energy dependent. At $B = 1060 \text{ G}$, $|ka| = 0.95$, where $k = \sqrt{mk_B T/2\hbar^2}$ is the typical relative momentum of two colliding atoms. σ becomes unitarity limited, $\sigma = 4\pi a^2/(1 + k^2 a^2) \approx 4\pi/k^2$ for $|ka| \gg 1$ [25]. Consequently, as the magnetic field is decreased below 1.3 kG , the gas gradually enters deeper in the unitarity regime.

This effect has an important consequence on the gas behavior during hydrodynamic expansion: since the relative momentum k of the colliding atoms decreases as $k \propto n^{1/3}$ (where n is the density) [26], σ increases. For a cigar-shaped cloud the expansion is mostly 2D, and R decreases as $n^{1/6}$. The gas becomes more hydrodynamic as the expansion proceeds until this model breaks down when relative momenta k become too small to remain in the unitarity limit [27]. Then R increases as $n^{-1/2}$. Consequently, the larger $|a|$, the longer the expansion remains hydrodynamic and the stronger the anisotropy is. When the B field is decreased in Fig. 2, the anisotropy increase indicates that the scattering length becomes more and more negative. Therefore, this puts an upper bound of ≈ 800 G for the position of the Feshbach s -wave resonance.

In the second set of experiments, we focused on the lower magnetic field values between 550 and 820 G, the region where losses have been observed. The mixture is prepared at low magnetic field, and the field is ramped up to 320 G, where the scattering length versus B has a local minimum of $a = -8$ nm. Evaporative cooling is performed there, leading to $T = 2.4$ μ K and $\omega_x/2\pi = 0.78$ kHz, $\omega_y/\pi = 2.1$ kHz, and $\omega_z/2\pi = 2.25$ kHz. Finally, the B field is ramped to 555 G in 50 ms where $a \approx 0$, and then in 10 ms to different values between 600 and 850 G where TOF expansions are recorded. The Gaussian widths and number of detected atoms versus B are plotted in Fig. 3. Comparing with the data of Fig. 2, we observe several new features. First, the number of detected atoms has a pronounced minimum near 725 G, a position compatible with previously published results [5]. These losses are associated with a strong heating of the cloud [Fig. 3(a)].

Second, in Fig. 3(b) for $B \leq 675$ G, the expansion is isotropic, consistent with a collisionless regime. Here a is predicted to be $0 \leq a \leq 55$ nm. Since $ka \leq 0.35$, the scattering cross section is independent of energy and the gas is not hydrodynamic ($R \geq 1$). Above 700 G, a pronounced asymmetry in TOF images appears abruptly. The gas enters the hydrodynamic regime (and unitarity limit) with the same inversion of ellipticity as in Fig. 2, a signature of strong interactions. The maximum anisotropy, which we measure at $B = 800(40)$ G, locates the peak of the Feshbach resonance, in agreement with the predicted position of 855(30) G. A unique feature of the resonance is the very large shift (≈ 80 G) between the resonance peak and the maximum of loss and heating. This can be qualitatively explained by the creation for $a \geq 0$ of weakly bound molecules by three-body recombination. According to [28], in this process the binding energy of the molecule \hbar^2/ma^2 for large a is dissipated into kinetic energy of the atom + molecule system. For large a , the binding energy is small and the heating associated with three-body recombination is negligible, and the molecules remain optically trapped. For small or

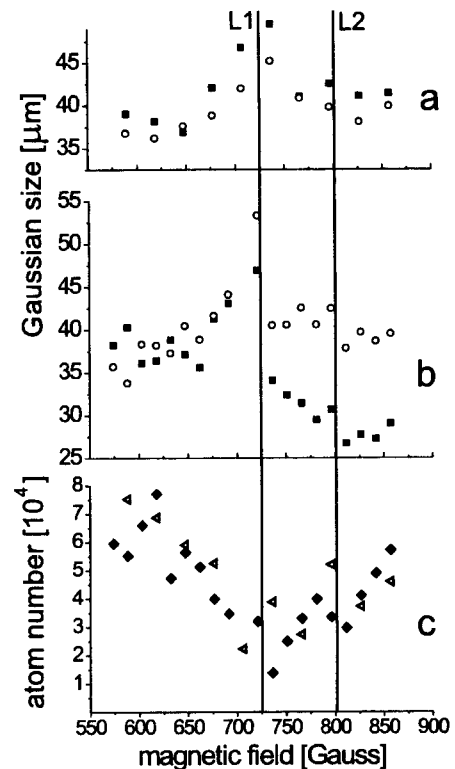


FIG. 3. (a),(b) Gaussian sizes along x and y versus magnetic field. The detection conditions and symbols are the same as in Fig. 2. (a) Expansion with $B = 0$, (b) expansion with $B \neq 0$, (c) number of detected atoms versus magnetic field. Open triangles and black diamonds correspond to graphs (a) and (b), respectively. Line L1 corresponds to the maximum of loss, and L2 to the resonance position.

intermediate values of a , the collision products are highly energetic, resulting in strong heating and loss. At the maximum of loss (720 G), $a = 102$ nm and $\hbar^2/k_B ma^2 = 7$ μ K is on the order of the trap depth in the weakest direction x .

As explained above, the interaction energy can be calculated directly from the difference of release energies, obtained from the Gaussian sizes of Figs. 2 and 3. In Fig. 4 is plotted $E_{\text{int}}/E_{\text{kin}}$ versus magnetic field. As B is increased above 550 G, E_{int} first goes up, due to increasing a , in accordance with mean-field theory. Near 720 G, E_{int} changes sign abruptly. The ratio $E_{\text{int}}/E_{\text{kin}}$ then exhibits a plateau near -0.12 up to 850 G. Note that for the data at low field (Fig. 3) the number of atoms and temperature changes with B . For the data at higher fields in Fig. 4, we find $E_{\text{int}}/E_{\text{kin}} = -0.3$ at resonance, a value comparable to the $T = 0$ calculation of [29]. The interaction energy becomes less and less negative above 800 G. The discrepancy between the two sets of data in the overlap region can be due to different temperature, confinement, and atom number. The solid/dashed curve in Fig. 4 shows

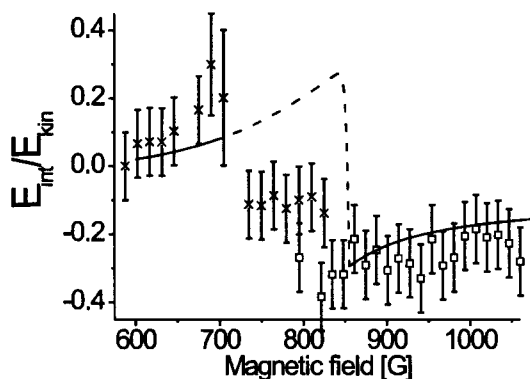


FIG. 4. Ratio of the interaction to kinetic energy versus magnetic field. Open squares: samples prepared above resonance as in Fig. 2. Crosses: average of three sets of data, recorded in conditions of Fig. 3. Solid/dashed curve: mean field calculation for 7×10^4 atoms and kinetic energy $E_{\text{kin}}/k_B = 5.25 \mu\text{K}$. The gray area indicates the region of losses.

the result of a mean-field calculation based on a full energy dependent phase shift for the atom-atom scattering. The interaction and kinetic energies are obtained from a self-consistent distribution function that contains the interparticle interaction and trapping potential. These calculations agree with experiment for $B \geq 850$ G where $a < 0$ and weakly bound molecular states do not exist, and for $B \leq 720$ G ($a > 0$) where such molecules escape from the trap after being formed. For $720 < B < 850$ G ($a > 0$) this approach also gives $E_{\text{int}} > 0$ (dashed curve in Fig. 4). The observed negative ratio $E_{\text{int}}/E_{\text{kin}}$ in this region is obtained including the presence of weakly bound molecules in the gas, in analogy with a negative value of the second virial coefficient for a Boltzmann gas [30]. Details of our calculations will be published elsewhere.

In summary, we have studied a Fermi gas mixture in the strongly interacting regime near a Feshbach resonance. New features have been observed which may be the signature of richer physics, for instance molecule formation [31]. Anisotropic expansions are observed both for repulsive and attractive mean-field interactions, in a moderately degenerate Fermi gas. This is interpreted in terms of collisional hydrodynamics without invoking Fermi superfluidity.

We are grateful to L. Carr, Y. Castin, C. Cohen-Tannoudji, R. Combescot, J. Dalibard, and D. Guéry-Odelin for useful discussions. This work was supported by CNRS, Collège de France, Région Ile de France, EU (TMR network ERB FMRX-CT96-0002), and CAPES. Laboratoire Kastler Brossel is *Unité de Recherche de l'Ecole Normale Supérieure et de l'Université Pierre et Marie Curie, associée au CNRS*.

*Present Address: Instituto de Física de São Carlos-USP, Caixa Postal 369 CEP 13560-970 São Carlos, Brasil.

- [1] Proceedings of the CXL International School of Physics "Enrico Fermi," edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. Wieman (Italian Physical Society, Bologna, 1999).
- [2] B. DeMarco and D. Jin, *Science* **285**, 1703 (1999).
- [3] A. G. Truscott *et al.*, *Science* **291**, 2570 (2001).
- [4] F. Schreck *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).
- [5] K. Dieckmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 203201 (2002).
- [6] G. Modugno *et al.*, *Science* **297**, 2240 (2002).
- [7] K. O'Hara *et al.*, *Science* **298**, 2179 (2002); M. E. Gehm *et al.*, *Phys. Rev. A* **68**, 011401 (2003).
- [8] A. G. Leggett, *J. Phys. (Paris)* **C7**, 19 (1980).
- [9] J. Bardeen, L. Cooper and J. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108**, 1175 (1957).
- [10] H. Feshbach, *Ann. Phys. (N.Y.)* **5**, 357 (1958); **19**, 287 (1962).
- [11] E. Tiesinga, B. J. Verhaar, and H. T. C. Stoof, *Phys. Rev. A* **47**, 4114 (1993).
- [12] M. Holland, S. J. J. M. F. Kokkelmans, M. L. Chiofalo, and R. Walser, *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 120406 (2001).
- [13] M. Houbiers, H. T. C. Stoof, W. I. McAlexander, and R. G. Hulet, *Phys. Rev. A* **57**, R1497 (1998).
- [14] T. Loftus *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 173201 (2002).
- [15] K. O'Hara *et al.*, *Phys. Rev. A*, **66**, 041401(R) (2002).
- [16] S. Jochim *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **89**, 273202 (2002).
- [17] C. Menotti, P. Pedri, and S. Stringari, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 250402 (2002).
- [18] We derive E_{rel} as if the whole expansion had been ballistic. Simulations show that this approximation induces a maximum error of 3%.
- [19] Y. Kagan, E. L. Surkov, and G. V. Shlyapnikov, *Phys. Rev. A*, **55**, R18 (1997).
- [20] E. Arimondo, E. Cerboneschi, and H. Wu, in Ref. [1], p. 573.
- [21] C. A. Regal and D. Jin, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 053201 (2003).
- [22] I. Shvarchuck *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 270404 (2002).
- [23] L. Khaykovich *et al.*, *Science* **296**, 1290–1293 (2002).
- [24] S. Inouye *et al.*, *Nature (London)* **392**, 151 (1998).
- [25] Modification of this formula in the strongly degenerate regime; see R. Combescot, cond-mat/0302209.
- [26] In an adiabatic transformation of the gas, the phase space density is constant during the time of flight.
- [27] G. V. Shlyapnikov, in *Proceedings of the 18th International Conference on Atomic Physics*, edited by H. R. Sadeghpour, E. J. Heller, and D. E. Pritchard (World Scientific, Singapore, 2002).
- [28] D. S. Petrov, *Phys. Rev. A* **67**, 010703 (2003); L. Pricoupenko, cond-mat/0006263.
- [29] H. Heiselberg, *Phys. Rev. A* **63**, 043606 (2001).
- [30] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Statistical Physics, Part I* (Pergamon Press, Oxford, 1980); L. P. Pitaevskii and S. Stringari (private communication).
- [31] E. A. Donley, N. R. Claussen, S. T. Thompson, and W. E. Wieman, *Nature (London)* **417**, 529 (2002).

Measurements of capture velocity in a magneto-optical trap for a broad range of light intensities

S. R. Muniz, K. M. F. Magalhães, Ph. W. Courteille, M. A. Perez, L. G. Marcassa, and V. S. Bagnato
Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369, 13560-970, São Carlos-SP, Brazil

(Received 10 April 2001; published 5 December 2001)

We use a dark-spot Zeeman-tuned slowing technique to measure the capture velocity in a sodium magneto-optical trap as a function of the trapping laser intensity. We expand on previous work by measuring the capture velocity over a broad range of light intensities. We observe that the capture velocity reaches a maximum value and then decreases with increasing light intensities, which might imply a minimum in the trap-loss rate. This observation supports a recently published explanation of the dependence of the trap-loss rates, at low intensities, based mainly on the escape velocity.

DOI: 10.1103/PhysRevA.65.015402

PACS number(s): 32.80.Pj, 33.80.Ps, 34.50.Rk, 34.80.Qb

Experiments involving exoergic cold collisions are important to understand the role of these processes in the final number and density of atoms in a magneto-optical trap (MOT). The study of these collisions has been quite intensive in the last decade [1], motivated primarily by the desire for large samples of cold and dense atoms [2]. Such a sample allows a great number of interesting and diverse applications, such as high-resolution spectroscopy, metrology, and studies of quantum-degenerate gases. An important parameter used in the analysis of the trap-loss rate is the escape velocity v_e , which is usually defined as the minimum velocity that an atom has to achieve in order to escape from the trap. This velocity is normally obtained through numerical simulations of the trajectory of a single atom within the intersection of the trapping light forces. These simulations have been useful in many cases [3], but real measurements are important to reveal effects not included in those models, especially in the high-intensity regime. The direct measurement of v_e would be ideal, but so far nobody has devised a direct scheme to perform such an experiment. So what has actually been measured is either the trap depth, using a method of repulsive states excitation [4], or the so-called capture velocity v_c [5]. The capture velocity is defined as the maximum velocity of an atom traversing the trap volume that can still be captured into the trap. The value of v_c is related to the value of v_e and v_c can be considered as an upper limit for v_e .

In a previous publication [5] we reported using a magneto-optical trap loaded from a dark-spot Zeeman-tuned slower [6] to measure the capture velocity for trap laser intensities ranging from 0 to 27 mW/cm². At that point, due to technical limitations, we were restricted to this relatively small range that covers only one part of the interesting region when one is dealing with trap-loss measurements. Recently, collision experiments have been carried out at higher-intensity ranges and the prediction for trap loss in those ranges requires a knowledge of v_e . The high-intensity regime, however, is a difficult one to simulate, because effects such as fluctuations, polarization imperfection, the multilevel nature of atoms, beam-saturation effects, etc., are difficult to include in the calculation. Therefore, measurements of v_c in this range are important because they are related to v_e , allowing for a better understanding of the results of the most current collision experiments. The technique presented in [5]

and extended here allows one to measure the capture velocity of a MOT basically in any operating condition.

In this paper we provide a brief description of our experimental technique followed by our most recent measurement of v_c , which covers a much broader range of intensities. We observe that the capture velocity of our MOT, as a function of increasing trap laser intensity, increases to a maximum value and then decreases. We offer an explanation for the observed behavior, based on the saturation of the damping force in a MOT. This paper should be considered as a complement to our previous work [5].

To load our sodium MOT we use a cold atomic beam produced by a Zeeman slower where a dark spot is placed in the center of the slowing laser beam, producing a shadow on the position of the trap. This technique, described in detail in Ref. [6], allows a large accumulation of atoms in the MOT, due to the minimum disturbing effect of the slowing laser on the atoms in the MOT region. Scanning the slowing laser frequency, different velocity distributions appear in the outgoing cold beam of atoms [5]. These distributions are narrow, with a width δv , and the peak velocity v_{out} depends on the slowing laser frequency, basically obeying the relation $kv_{out} = -\Delta$ [7], where Δ is the slowing laser detuning and k is the wave vector of light. The output velocity distribution from the slowing process is close to a Gaussian distribution $g(v) = A \exp[-(v + \Delta/k)^2/2\sigma^2]$, where A is a normalizing constant and $\sigma = \delta v$ is obtained from previous investigations [5,8].

To obtain the capture velocity we measure the number of trapped atoms in the MOT as the slowing laser frequency is scanned within a range of ∓ 150 MHz around the slowing transition. The frequency ramping speed is ~ 5 MHz/s. This rate was observed to be slow enough to allow a sufficient equilibration in the number of trapped atoms in the MOT for each frequency of the slowing laser. If the laser frequency is far to the red, the atoms cross the trap volume too quickly and will not be captured. When the frequency is such that sufficiently small velocities are present in the outgoing velocity distribution, atoms start to accumulate in the trap. Assuming that all the atoms below the capture velocity are trapped into the MOT, the number of captured atoms at each laser detuning is well represented by the expression below [5],

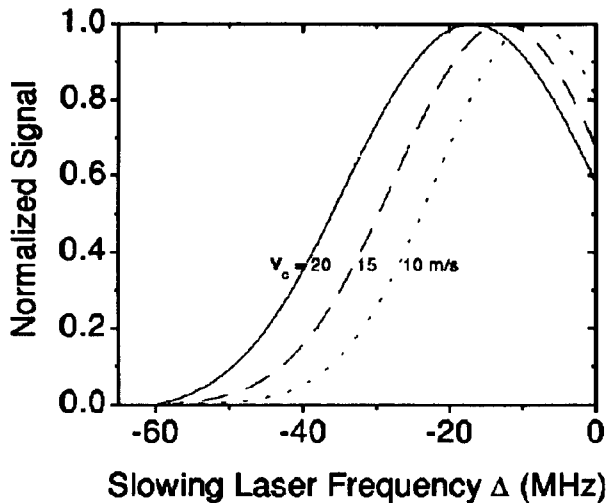


FIG. 1. Theoretical curves showing the number of trapped atoms as a function of the slowing laser frequency. As the capture velocity is increased, the curves shift to higher values of negative detuning.

$$N_c = \int_0^{v_c} g(v) dv, \quad (1)$$

$$N_c(\Delta) = A \int_0^{v_c} \exp[-(v + \Delta/k)^2/2\sigma^2] dv, \quad (2)$$

where this integral can be expressed as a combination of error functions, which provides an analytical expression for $N_c(\Delta)$. This function is, however, very dependent on v_c . In Fig. 1 we show $N_c(\Delta)$ normalized for several considered

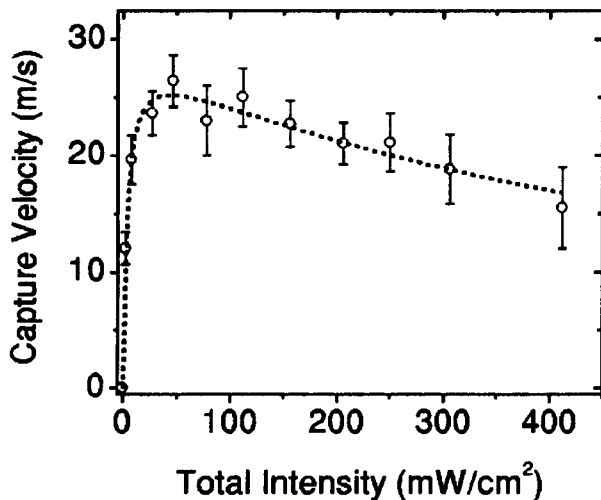


FIG. 2. Measured capture velocity as a function of trapping laser intensity for a detuning $\Delta \sim -10$ MHz, half waist of the Gaussian beam of 4.5 mm, and $dB/dz = 10$ G/cm. The dotted line is just for guiding the eye.

capture velocities. As the capture velocity increases, the curves for $N_c(\Delta)$ are shifted towards higher values of negative detunings. To determine v_c , we have fitted the rising part of the measured spectrum with the best value of v_c . The process was repeated for several intensities and v_c was obtained as a function of trap laser intensity. We used a trap laser detuning of -10 MHz and a MOT field gradient of $dB/dz \sim 10$ G/cm. In Fig. 2 we show the obtained results for the capture velocity. The dot line is only for eye guidance. The uncertainties shown in the experimental points come from the statistical deviation of the best fittings values, due to the scatter of the data for subsequent measurements.

The behavior of v_c in the low-intensity regime is as previously reported [3,5], v_c goes to zero at zero intensity and increases at a decreasing rate as the intensity increases. The characteristic feature presented here is that v_c reaches a maximum value for a given intensity and starts to decrease slowly after that point. The existence of a maximum is in contrast with the previous idea that the capture velocity would either always increase or saturate [3,5]. In our case, the maximum seems to occur around 50 mW/cm². Since this is the total laser intensity, when the six beams are considered, the maximum in v_c is taking place at about 8 mW/cm² per beam (close to the saturation intensity for sodium). This result seems to confirm the discussions in Ref. [9], that the capture process might depend more on the damping part of the radiation pressure than on the restoring force of the trap. In this case, the maximum capture would correspond to the situation of optimum balance between the beams. And any further increase in intensity oversaturates the transitions and the power broadening thereafter compromises the atom's ability to distinguish between the two counterpropagating laser beams. In such a situation the damping coefficient starts to decrease and the same happens to the capture velocity.

This behavior agrees qualitatively with simulations based on the model presented in Ref. [5], that considers only a two-level atom. However, according to the simulations, the peak velocities occur at much higher intensities. We believe this discrepancy is due to the limitations of the model at high intensities. Previous works [3], that consider to some extent the multilevel aspects, have limited their discussion to intensity ranges up to ~ 100 mW/cm², where the resulting calculated velocities always tend to increase with intensity. Therefore, the measurements shown here call to attention an important feature of the capture velocity, and maybe of the escape velocity as well, that has not really been considered. A natural question is: How important is the restoring force for determining v_c ? To answer this question, we measured the capture velocity for some different values of the magnetic-field gradient. Since the restoring force is proportional to dB/dz , the dependence of v_c on this gradient reveals the importance of this force on v_c . What we observed is that v_c is weakly dependent on dB/dz for gradients in the range $5-10$ G/cm, where we typically operate. This seems to indicate that the main contribution comes from the damping part of the optical force. Perhaps the main conclusion of the observations presented here is that the escape velocity v_e might follow a similar pattern. Such a behavior for the es-

cape velocity, with respect to the trapping laser intensity, would mean that the effective trap depth of a MOT has also a maximum. This maximum in the trap depth would imply the existence of a minimum in the trap-loss rate, not necessarily at the same laser intensity. This is consistent with the recent alternative interpretation [9] of the behavior of the loss rate coefficient at low intensities. We should emphasize, however, that such a dependence is very much related to the

overall operation of the trap and, therefore, a more comprehensive study is still necessary.

The authors wish to thank Dr. John Weiner and Dr. Kristian Helmerson for their critical reading of the original manuscript. This work received financial support from Brazilian research funding agencies FAPESP and CNPq-Pronex, and it was carried out at Center for Research in Optics and Photonics, CePOF.

-
- [1] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, and P.S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).
- [2] *J. Opt. Soc. Am. B* **6** (11) (1989), special issue on laser cooling and trapping of atoms, edited by Steven Chu and Carl Wieman.
- [3] K. Lindquist, M. Stephens, and C. Wieman, *Phys. Rev. A* **46**, 4082 (1992); N.W.M. Ritchie, E.R.I. Abraham, and R. Hulet, *Laser Phys.* **4**, 1066 (1994).
- [4] D. Hoffman, S. Bali, and T. Walker, *Phys. Rev. A* **54**, R1030 (1996).
- [5] V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, S.G. Miranda, S.R. Muniz, and A.L. Oliveira, *Phys. Rev. A* **62**, 013404 (2000).
- [6] S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, and V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **59**, 882 (1999).
- [7] V.S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega, and S.C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 497 (1991).
- [8] There was a typing mistake in the Gaussian definition of Ref. [5]. It should be considered as it is presented in this paper.
- [9] G.D. Telles, V.S. Bagnato, and L.G. Marcassa, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4496 (2001).

The Escape Velocity in a Magneto-Optical Trap and Its Importance to Trap Loss Investigation

K. M. F. Magalhães, S. R. Muniz, G. D. Telles, Ph. W. Courteille,
V. S. Bagnato, and L. G. Marcassa

Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369,
Sao Carlos-SP, 13560-970 Brazil

e-mail: srmuniz@if.sc.usp.br

Received May 18, 2001

Abstract—Using the dark spot slowing technique we have measured the capture velocity of a sodium magneto-optical trap as a function of trap laser intensity. The comparison with calculations based on a simple model allows us to obtain the escape velocity. Using this intensity dependent escape velocity and the Gallagher–Pritchard model [*Phys. Rev. Lett.*, **63**, 957 (1989)] we propose an alternative mechanism to explain the sudden raise up of trap loss rates at low intensity without relying on Hyperfine Changing Collisions.

1. INTRODUCTION

The ultracold collisions occupy an strategic position in the intersection of several important themes in the current research of atomic, molecular and optical physics. This position explains the wide interest and enormous growth of this field in the last decade. The good understanding of the atomic interactions was crucial in the evolution of many emerging and outstanding fields [1] such as Bose–Einstein condensation (BEC) in dilute alkali atoms, atomic interferometry, etc. Among the diverse types of experiments involving cold collision, trap loss measurements continue to produce important insights into the various inelastic process occurring in a sample of cold trapped atoms. In order to obtain a theoretical prediction for trap loss rates one has to make use of the escape velocity. Which is normally defined as the minimum velocity an atom has to acquire to escape from the radiative forces of the trap. The value of the escape velocity as a function of the laser intensity is normally obtained through a numerical simulation of a single atom embedded in a trap environment [1–4]. Although we believe that such simulation has produced satisfactory values for escape velocity, it has several limitations due to effects such as fluctuations, polarization imperfections, multi-level aspects of the atoms, etc. that are hard to be included in the calculations. To our knowledge, the only attempt to measure indirectly the escape velocity was done by Hoffmann and co-workers [5] using repulsive states excitation. The direct measurement of escape velocity is technically difficult and so far nobody yet has devised a scheme to perform such experiments. On the other hand, recently, we have develop a method to measure the capture velocity in a magneto optical trap [6, 7]. The capture velocity is usually defined as the maximum velocity an atom can come across the trap volume and still be captured into the trap. The capture velocity is closely related to the escape velocity and can be considered as its upper limit.

So once the capture velocity (v_c) is measured, the escape velocity (v_{esc}) can be inferred.

We present in this paper the methodology used to measure the capture velocity and its extrapolation to the escape velocity in a sodium MOT. For this experiment, a new atomic beam deceleration method, called “dark-spot” Zeeman tuned slowing [8], was developed and will be also explained here. Finally we explore the importance of the escape velocity in the interpretation of trap loss at low light intensity [9], resulting in an alternative interpretation to the increase of trap loss rate that do not have to rely on Hyperfine Changing Collision as the main loss mechanism in this regime, and is still able to reproduce qualitatively the experimental results.

2. THE “DARK-SPOT” ATOMIC BEAM SLOWING FOR ON-AXIS LOADING OF OPTICAL TRAPS

To be able to measure the capability of the trap to capture atoms with different velocities, it is first necessary to develop the ability to control the velocity of the atomic flux used to load the trap. Several strategies have been employed to load MOTs from atomic beams that have been slowed using either the Zeeman tuning or frequency chirping technique. Normally, the MOT is spatially offset from the axis of the slow atomic beam to avoid the strong unidirectional radiation pressure of the slowing laser, which greatly diminishes the MOT performance. This, however, does not result in efficient coupling of the flux of slow atoms into the MOT since, off axis, the MOT does not subtend very much of the solid angle of the slow atomic beam. Having the MOT on axis with the slowed atomic beam would greatly enhance the loading of atoms into the MOT. One strategy for on-axis loading employed an inverted Zeeman slowing field [10]. In this case, the slowing laser was sufficiently detuned from zero-field resonance to pre-

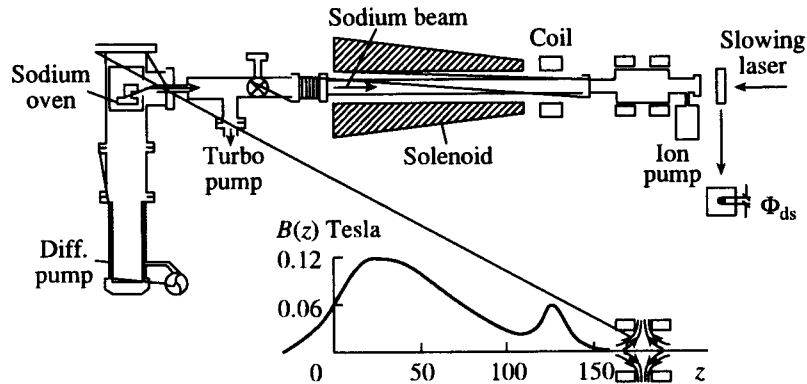


Fig. 1. (Top) Experimental setup. The beam, from an effusive sodium oven, is decelerated by the Zeeman tuning technique. The extraction coil modifies the slower field so that final deceleration of the atoms occurs closer to the MOT region. The MOT coils produce about a 0.1-T/m field gradient with currents such that they continue the field due to the slowing magnets. (Bottom) Magnetic-field profile. We have indicated the MOT coils field lines to show the continuation of the trapping field with the slowing field.

vent any influence on the MOT. This strategy, however, creates large magnetic fields near the exit end of the slower requiring that the MOT be placed further away, again reducing the solid angle of the slow beam subtended by the MOT. A variation of this strategy, involving a conventional Zeeman-tuned slower followed by a final section of inverted Zeeman slowing, also allows on-axis loading of a MOT [11], with smaller final magnetic fields. This scheme, however, requires the atoms to pass through a zero-magnetic-field region, before the final stage of slowing in the inverted Zeeman field, where optical pumping to other hyperfine levels can interrupt the slowing process, necessitating the use of additional laser frequencies to repump the atoms. Here we implement an alternative to conventional beam slowing and off-axis MOT loading. A dark spot placed in the center of the slowing beam makes a shadow on the position of the trap, allowing a large flux of slow atoms to be captured into the MOT without disturbing it. We have characterized this process using different dark-spot sizes and different slower laser frequencies and intensities. In order to determine the number and the density of trapped atoms, we measure the fluorescence from the atoms with a calibrated photomultiplier tube and we imaged the sample with a CCD camera. Under usual conditions, we load up to 1×10^9 atoms in the MOT.

A schematic of our experimental set up is presented in Fig. 1. Briefly, a sodium atomic beam from an effusive oven is directed into a tapered solenoid, which produces the Zeeman splitting necessary to compensate the Doppler shift, keeping the atoms in resonance with the slowing laser during all the deceleration process. The slowing laser beam comes from a Coherent 699-21 dye laser, passing through a lens system such that the beam is about 2 cm in diameter ($1/e^2$) at the entrance of the vacuum system, and it is focused at the nozzle of the oven (located about 250 cm down stream). The slowing solenoid field lines has the same direction as the field

lines of the MOT quadrupole coils, so that the slow atomic beam does not pass through a zero-field region before the MOT. The trapping laser, from a second dye laser, is locked to a saturated absorption signal of a Na reference cell, shifted ≈ -20 MHz from the $3S_{1/2} (F=2) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=3)$ transition by an acousto-optic modulator. An electro-optic modulator, at ~ 1712 MHz, is used to produce light at the $3S_{1/2} (F=1) \rightarrow 3P_{3/2} (F'=2)$ transition in order to repump atoms from the ground-state $F=1$ hyperfine level.

To be able to efficiently load atoms into the MOT, the average velocity of the slow beam has to be less than the capture velocity of the MOT. In addition, it is desirable to stop the beam as near as possible to the MOT center, so that spatially the MOT can capture the atoms before they diffuse away. In our experimental setup, an extra coil is placed between the tapered solenoid and the trap. This coil allows us to extract a relatively slow beam from the tapered solenoid, with the final slowing of the atoms occurring at the end of the extra coil, near the trap. Without this extraction coil, atoms would, by off-resonant scattering of photons from the slowing laser in the decreasing fringing field of the tapered solenoid, continue to slow down, stop, and be turned around before they could reach the capture region of the MOT. The overall profile of the longitudinal magnetic field is shown in Fig. 1 (bottom), and details of how the extraction coil works can be found in [12].

Immediately before the vacuum chamber entrance window, the slowing laser passes through a glass slab that is mounted on an x - y translation stage. The glass slab is optically flat, antireflection coated on both sides, and has a dark (opaque) spot approximately in the middle of it. The diameter of the dark spot ϕ_{ds} can be varied from zero to about 10 mm (still smaller than the slower laser beam at this position, which is about 2 cm in diameter). The dark spot creates a shadow in the slowing laser beam. The position of the spot, relative to the

center of the laser beam, can be moved using the translation stage. This procedure is important to maximize the trap loading.

We clearly observe that the number of trapped atoms is strongly dependent with the dark spot size. This is basically due to two effects: changes in the loading rate or delivery of slow atoms to the MOT, and decreased performance of the MOT due to a force imbalance. The first effect has been studied extensively for Zeeman-tuned slowing [13–15]. The second effect is a consequence of on-axis loading of the MOT. The unidirectional light pressure exerted by the slowing laser passing through the MOT strongly unbalances the trapping forces, and causes the equilibrium position of the trapped atoms to move toward the oven. The displacement of the center of the trap from the zero-field position, produced by the quadrupole coils, is typically accompanied by poor MOT performance, resulting in a substantial reduction in the number of trapped atoms.

By monitoring the number of trapped atoms as a function of the spot size, we can obtain the optimum size to be used. Figure 2 shows the number of trapped atoms as the dark-spot diameter ϕ_{ds} is varied. Initially, as the spot diameter increases, the number of trapped atoms also increases. In this case, as we increase the size of the shadow, the deleterious influence of the slowing laser on the MOT decreases and more slow atoms can be accumulated. The maximum number is obtained at about $\phi_{ds} = 4$ mm, after which the shadow along the whole slowing path starts to compromise significantly the slowing process, and the amount of captured atoms decreases again. For a larger ϕ_{ds} , atoms are slowed only near the edges of the capture volume, which does not correspond to very efficient loading. Under optimum conditions we are able to load ~30 times more atoms than without dark spot, and this corresponds to over 300 times more the number of atoms obtained when the same trap configuration (laser beam diameter, intensity, magnetic field, etc.) is used in a vapor cell MOT.

3. OUTPUT VELOCITY DISTRIBUTION OF THE SLOWING PROCESS

In order to investigate the capturing properties of the MOT using a slowed atomic beam, it is necessary to know the characteristics of the velocity distribution. To characterize the output of the slowing process, we have used a probe laser beam generated by an extra dye laser. It crosses the atomic beam at a small angle about 30 cm away from the slowing solenoid exit and its low intensity does not affect the slowing process. The probe beam is mechanically chopped and the fluorescence is imaged onto a photomultiplier tube and the signal processed by a lock-in amplifier. The analyses of the fluorescence as a function of the probe laser frequency allow us to monitor the velocity distribution after the deceleration, as well as the emerging population in each of the two ground state sub-levels ($F = 1$ and $F =$

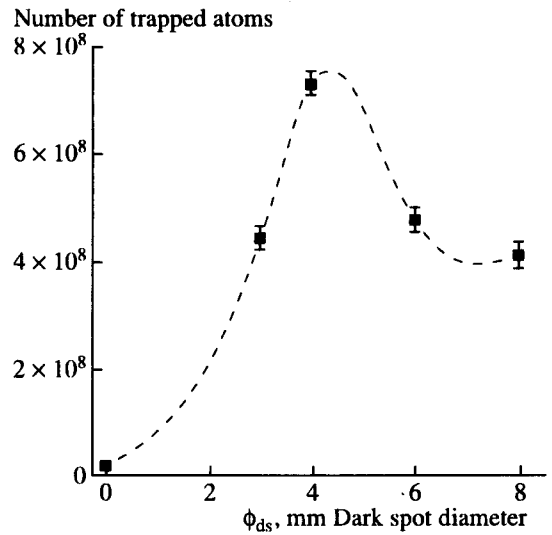


Fig. 2. Variation of the number of trapped atoms in the MOT as a function of the dark-spot diameter (ϕ_{ds}) placed in the slowing-laser beam. The points are averages of several measurements. The slowing beam diameter at the position of the dark spot is about 2 cm. The dashed line is a spline to connect the points and serves only to guide the eye.

2). As previously, the observed output velocity distribution shows a velocity bunching towards low velocities. For slowing laser detunings (from -100 MHz to 0 MHz) the emerging slow atomic flux is mainly composed of atoms in the $F = 1$ ground state (even though the deceleration cycles atoms using the $F = 2$ ground state). The reason for this optical pumping effect is that as the slow atoms approach the solenoid exit, the magnetic field became small and the field lines diverge from the center, promoting an efficient optical pumping to the $F = 1$ state. This effect abruptly terminates the deceleration process and these very slow atoms migrate out to the solenoid exit region. We have measured with the probe laser the peak and the width of the outgoing velocity distribution. The final velocity peak basically obeys the relation $v_{out} = -\Delta/k$. This is because in the Zeeman tuned technique the changing Doppler effect is continuously compensated by changing magnetic field through a Zeeman adjustment of the transition frequency, the atomic longitudinal velocity at each point, for the atoms already resonant, is given by:

$$kv(z) = -\Delta + \gamma B(z), \quad (1)$$

where Δ is the detuning of slowing laser, $k = 1/\lambda$ is the reduced wave vector of light.

With respect to the final width of the velocity distribution, we observed that it is close to a Gaussian and it presents a minimum width around $\Delta = -50$ MHz, which corresponds to a velocity width of about 30 m/s, growing in value as we deviate from this detuning. Since we will be working in the interval from $\Delta = 0$ to -100 MHz the velocity width is, therefore, between 30 to 40 m/s.

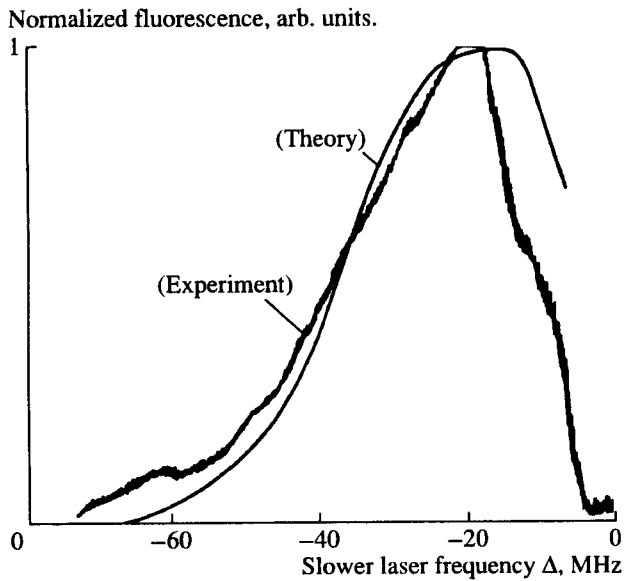


Fig. 3. Comparison between the measured number of captured atoms and the calculated signal. Both curves have been normalized for comparison.

These values will be used further in the determination of v_c .

4. MEASURING THE CAPTURE VELOCITY AND OBTAINING THE ESCAPE VELOCITY

The capture velocity (v_c) is dependent on the trapping parameters: intensity, detuning, laser beam size (capture volume) and magnetic field gradient. We observe the fluorescence from the trap as the frequency of the slowing laser is scanned. As the slowing laser frequency is scanned we are providing different velocity classes to be captured by the MOT, as previously characterized. Scanning the slower frequency from red to blue detunings, we observe a signal that slowly grows and it is followed by drop. This is presented as the experimental curve in Fig. 3. As the slowing laser frequency moves towards the resonance frequency, slower atoms are coming out. When a considerable amount of slow atoms are within the capture range of the MOT, the fluorescence starts to increase, denoting more capture. The amount of captured atoms keeps increasing as function of the slowing detuning, reaches a maximum and decreases afterwards. While the increasing is associated with more slow atoms within the capture range, the decrease arises from two effects. First, the outgoing velocity is getting close to zero and part of the distribution is reversing its velocity, been pushed back before getting into the MOT capture volume. Second, as the atoms come out slower, they have more time to diffuse out of the capture volume and a larger number of atoms are lost. Both processes diminish the loading rate of the MOT, causing the drop in the atom number.

We have observed that the position and overall shape of the spectrum in Fig. 3 remains the same when the slower intensity is varied, only its amplitude varies in this case. This shows that the frequency of the slowing laser is the main control parameter for the loading process here.

The experimental data presented in Fig. 3 allows us to determine the value of the capture velocity. To extract v_c from the data, we consider the flux of slow atoms provided by the atomic beam as having a Gaussian velocity distribution, $g(v) = A e^{-(v-v_f)^2/\sigma^2}$ (is a normalizing constant), with the final velocity $v_f \sim -\Delta/k$ and $\sigma = \frac{\Delta v}{2}$ where Δv is the width of the distribution (30 m/s). Considering that we can capture all the atoms with velocity between 0 and v_c , the number of captured atoms (N_c) is given by

$$N_c = A \int_0^{v_c} e^{-(v+\frac{\Delta}{k})^2/\sigma^2} dv. \quad (2)$$

For different capture velocities, Eq. (2) predicts a different peak position and width for the number of trapped atoms. As the capture velocity decreases, the peak of the captured number is shifted towards smaller detunings. To determine v_c , we have fitted the rising part of the experimental spectrum of Fig. 3 with the expression provided by Eq. (2). The theoretical fitting is also shown in Fig. 3. The process is repeated for several trap laser intensities and v_c as a function of total trap intensity is obtained.

In Fig. 4 we show the experimental results for the capture velocity as a function of trapping light intensity (the dotted line is only for eye guidance), from 0 to 400 mW/cm². The intensity dependence has the expected behavior: it goes to zero with a rate that increases as the intensity decreases. In Fig. 5 we show the comparison between experimental and theoretical result for the low intensity regime. The theory consists in a three dimensional model where the radiative forces involving in the trap, due to all the laser beams, are considered within the Doppler Theory [16]. The maximum velocity that can be captured will always exceed the minimum velocity that can escape (escape velocity) because in the capture process the radiative force acts over the diameter of the capture volume, while in the escape the force acts over the radius only. For a given intensity of the trapping laser, the escape velocity (v_{esc}) is determined by considering initially an atom at the center of the trap and verifying the minimum velocity necessary to the atom escape. The calculation is done in several directions and the results averaged, producing the escape velocity for each laser intensity. For the capture velocity (v_c) the simulation consists of sending an atom across the trap configuration with some given velocity and verifying the maximum velocity in which

the atom is still captured. Averaging these values for several initial direction we obtain the calculated capture velocity. In this simulation we have varied the laser intensity and kept the detuning, beam size and magnetic field to the experimental values already provided. From the model we obtain a good approximation for the escape velocity $v_{\text{esc}} \sim 0.7v_c$. Since the model is able to predict quite well the overall behavior of the capture velocity, we can use this correction factor in the data of Fig. 4 to obtain a possible dependence of the escape velocity as a function of trap light intensity.

The final result is that as the intensity increases from zero up, v_{esc} also increases, reaching a maximum and decreasing back slowly. The first part is compatible with the potential becoming deeper as the intensity increases. After the maximum, the observed decrease in v_{esc} is probably due to power broadening of the atomic transition. Such that under high intensity, the atom can not distinguish the radiative forces of both counter propagating laser beams; causing a decrease of the viscous force and consequently on v_{esc} .

For a fixed high light intensity (320 mW/cm²) in the MOT, we have repeated the experiment varying the magnetic field gradient of the MOT coils. The obtained result for the escape velocity as a function of magnetic field gradient is shown in Fig. 6. This result indicates an important tendency: as the magnetic field gradient decreases, the escape velocity seems to become a constant, independent of the field gradient. This suggests that for a conventional trapping conditions (~10 G/cm) both, the capture and escape velocities are more dependent of the viscous component of the radiation force than the restoring trapping force.

5. CONSEQUENCES OF THE ESCAPE VELOCITY KNOWLEDGE ON THE TRAP LOSS INTERPRETATION

Collision mechanisms involving kinetic energy release were among the first concerns in the study of optical traps [17]. Measurements of the intensity dependence of trap loss rate [18–22] suggested that there are three collisional processes which produces losses in a MOT: Radiative Escape (RE), Fine Structure Change Collision (FSC) and Hyperfine Change Collision (HCC). At high trapping intensity, only RE and FSC can contribute to trap loss because the kinetic energy gained by the atomic pair in both processes is larger than the trap depth. These processes present a very characteristic intensity dependence, their rates increases as the light intensity increases, because they involve a ground-excited atomic pair. If the number of excited atoms increases with the light intensity, the number of colliding (ground-excited) pairs will also get larger and therefore their loss rates. However, the trap depth also varies as the trap laser intensity decreases, and it is possible to reach a situation when the trap potential becomes shallower and eventually the energy

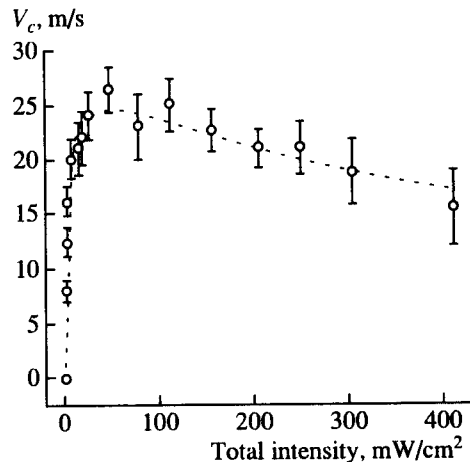


Fig. 4. Measured capture velocity as a function of trapping laser intensity for a detuning $\Delta \sim -10$ MHz, half waist of the Gaussian beam of 4.5 mm and $\frac{dB}{dz} = 15$ G/cm. The dotted line used to connect the experimental points is just for eye guidance.

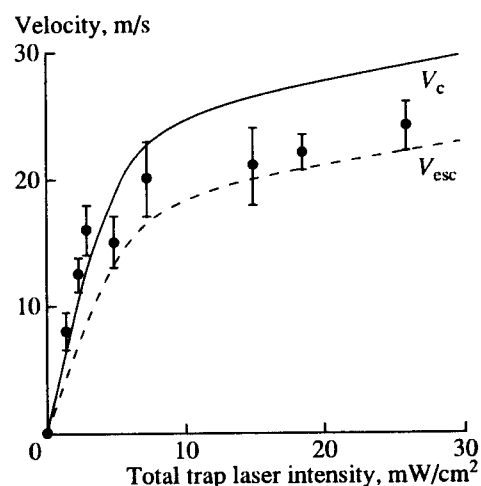


Fig. 5. Calculated escape (v_{esc}) and capture (v_c) velocities together with the experimental points in the region of low intensities.

gained during HCC is enough to overcome the trap depth. This effect will increase the total loss rate relatively fast below certain intensity, reaching a constant value. This explanation for the intensity dependence of the trap loss rate was first proposed by Sesko *et al.* [18], and it has been accepted and used in other alkali systems [19–22]. The contribution of each collisional process to the total trap loss rate depends on one trapping parameter, the trap depth, which is directly connected to the escape velocity. Therefore, the knowledge of the escape velocity is fundamental to understand the intensity dependence of trap loss rate.

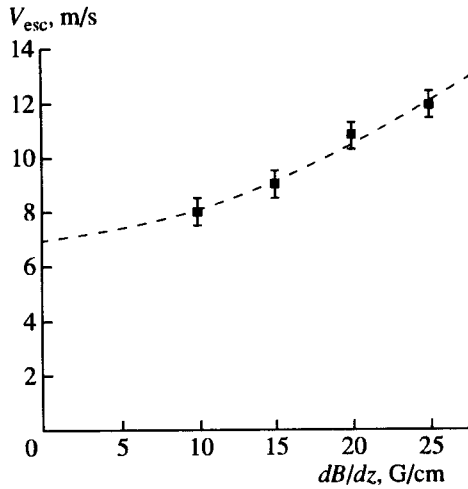


Fig. 6. Escape velocity as a function of the MOT magnetic field gradient. The dashed line is just an eye guide.

However, in two recent experiments trap loss rate was measured in a low intensity regime and a strange behavior was observed. Bradley and co-workers [23] measured trap losses in a Cr MOT. The rate coefficient, β , at the studied intensity range presented similar behavior when compared to the results obtained with other alkali atoms. Nevertheless, the absence of hyperfine structure in Cr atoms can not support HCC as the main mechanism causing losses on that system. Another significant result was recently provided by Nesnidal *et al.* [24], where the collisional loss rates due to spin-exchange at very low intensities were experimentally investigated. In brief, they observed that β reaches a maximum as intensity is decreased, starting to drop towards zero for lower intensities. Considering that spin-exchange is actually the main loss mechanism at low trap intensity, they concluded that the low light field qualitatively and quantitatively changes the behavior of spin-exchange collisions. Both results [23, 24] indicate the lack of understanding about trap loss rates at low light intensity.

In recent paper [9] we proposed an alternative interpretation for the intensity dependence of trap loss rate β without relying on hyperfine change collision as the dominant mechanism at low intensities. Our model is based on the Gallagher–Pritchard theory [25], normally referred to as the GP model, associated with a escape velocity dependent on the light intensity, as presented here. The GP model can be divided in two steps. In the first step, it is considered the excitation of the colliding pair to an attractive $1/R^3$ potential. In the second step, it is considered the atomic motion in this potential and the probability that the atomic pair will survive to spontaneous decay, reaching short internuclear separation, where RE may take place and lead to losses. The escape velocity determines at which internuclear separation RE can provide energy enough for the atoms to escape

from the MOT. Using this simple theory we are able to reproduce qualitatively the intensity behavior of β , including the recent measurements by Nesnidal *et al.* [24]. We were also able to predict the intensity where the minimum in β is experimentally observed. The agreement between the prediction and the present model is quite remarkable. Nevertheless, we believe that a better agreement would be obtained if the escape velocity could be measured directly rather than calculated or inferred from the capture velocity measurements.

6. CONCLUSIONS

In conclusion, we have experimentally measured the capture velocity as a function of trap laser intensity in a sodium MOT. We have used a dark spot slowing technique, which allows us to vary the velocity of the atomic flux provided to be trapped, without disturbing the trap performance. Our results are in good agreement to the prediction obtained using a simple model. Using this model and the experimental data for the capture velocity, we were able to infer the escape velocity intensity dependence. The GP model associated with a escape velocity dependent on the light intensity is able to explain the high trap loss obtained at low laser intensity without relying on the occurrence of hyperfine change collisions. Simply, the intensity variation of escape velocity introduces variation on the probability of radiative escape, taking to a sudden increase in β as the intensity is lowered. It is important to say that the actual contribution of HCC at low intensity and the dependence of the escape velocity still remain to be measured directly.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has received support from Fapesp (Programa de Centros CEPID—Centro de Pesquisa em Óptica e Fotonica CePOF) and Programa Pronex-CNPq.

REFERENCES

1. Weiner, J., Bagnato, V.S., Zilio, S.C., and Julienne, P., 1999, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1.
2. Marcassa, L.G., Bagnato, V.S., Wang, Y., *et al.*, 1993, *Phys. Rev. A*, **47**, R4563.
3. Wallace, C., Dinneen, T., Tan, K., *et al.*, 1992, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 897.
4. Ritchie, N.W.M., Abraham, E.R.I., Xiao, Y.Y., *et al.*, 1995, *Phys. Rev. A*, **51**, R890.
5. Hoffmann, D., Bali, S., and Walker, T., 1996, *Phys. Rev. A*, **54**, R1030.
6. Bagnato, V.S., Marcassa, L.G., Miranda, S.G., *et al.*, 2000, *Phys. Rev. A*, **62**, 013404-1.
7. Muniz, S.R., Magalhães, K.M.F., Courteille, Ph.W., *et al.*, 2001, LANL e-print archives: physics/0104051.

8. Miranda, S.G., Muniz, S.R., Telles, G.D., *et al.*, 1999, *Phys. Rev. A*, **59**, 882.
9. Telles, G.D., Bagnato, V.S., and Marcassa, L.G., 2001, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4496.
10. Barrett, T., Dapore-Schwartz, S., Ray, M., and Lafyatis, G., 1991, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3483.
11. Witte, A., Kisters, T., Riehle, F., and Helmcke, J., 1992, *J. Opt. Soc. Am. B*, **9**, 1030.
12. Firmino, M.E., Faria Leite, C.A., Zilio, S.C., and Bagnato, V.S., 1990, *Phys. Rev. A*, **41**, 4070.
13. Napolitano, R.J., Zilio, S.C., and Bagnato, V.S., 1990, *Opt. Commun.*, **80**, 110.
14. Bagnato, V.S., Salomon, C., Marega, E., and Zilio, S.C., 1991, *J. Opt. Soc. Am. B*, **8**, 497.
15. Napolitano, R.J. and Bagnato, V.S., 1993, *J. Mod. Opt.*, **40**, 329.
16. Cook, R.J., 1979, *Phys. Rev. A*, **20**, 224.
17. Prentiss, M., Cable, A., Bjorkholm, J.E., *et al.*, 1988, *Opt. Lett.*, **13**, 452.
18. Sesko, D., Walker, T., Monroe, C., *et al.*, 1989, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 961.
19. Marcassa, L.G., Bagnato, V.S., Wang, Y., *et al.*, 1993, *Phys. Rev. A*, **47**, R4563.
20. Shang, S.Q., Lu, Z.T., and Fredman, S.J., 1994, *Phys. Rev. A*, **50**, R4449.
21. Santos, M.S., Antunes, A., Nussenzveig, P., *et al.*, 1998, *Laser Phys.*, **8**, 880.
22. Wallace, C., Dinneen, T., Tau, K., *et al.*, 1992, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 897.
23. Bradley, C.C., Mcdeland, J.J., Anderson, W.R., and Celotta, R.J., 2000, *Phys. Rev. A*, **61**, 053407.
24. Nesnidal, R.C. and Walker, T.G., 2000, *Phys. Rev. A*, **62**, 030701(R).
25. Gallagher, A. and Pritchard, D.E., 1989, *Phys. Rev. Lett.*, **63**, 957.

Magnetic field tomography

Ph.W. Courteille^{1,a}, S.R. Muniz¹, K. Magalhães¹, R. Kaiser², L.G. Marcassa¹, and V.S. Bagnato¹¹ Instituto de Física de São Carlos, USP, Caixa Postal 369, CEP 13560-970, São Carlos/SP, Brazil² Laboratoire Ondes et Désordre^b, 1361 route des Lucioles, 06560 Valbonne, France

Received 20 March 2001 and Received in final form 12 May 2001

Abstract. Neutral atoms may be trapped *via* the interaction of their magnetic dipole moment with magnetic field gradients. One of the possible schemes is the cloverleaf trap. It is often desirable to have at hand a fast and precise technique for measuring the magnetic field distribution. We use for instantaneous imaging the equipotential lines of the magnetic field a diagnostic tool which is based on spatially resolved observation of the fluorescence emitted by a hot beam of sodium atoms crossing a thin slice of resonant laser light within the magnetic field region to be investigated. The inhomogeneous magnetic field spatially modulates the resonance condition between the Zeeman-shifted hyperfine sublevels and the laser light and therefore the amount of scattered photons. We apply this technique for mapping the field of our cloverleaf trap in three dimensions under various conditions.

PACS. 32.60.+i Zeeman and Stark effects – 07.55.Ge Magnetometers for magnetic field measurements

1 Introduction

For two decades, the invention of cooling and trapping techniques for neutral atoms boosts the field of cold atomic physics and several years ago even led to the realization of the long expected goal of *Bose-Einstein condensation* (BEC) in dilute atomic gases, followed by a wealth of remarkable experiments on atom lasing and superfluidity of condensed gases. Most trapping configurations are based on light forces or magnetic field gradients or combinations of both. The most frequently used trap for neutral atom trapping is the *Magneto-Optical Trap* (MOT) [1]. MOTs have allowed the confinement of more than 10^{10} atoms [2] at temperatures well below $100 \mu\text{K}$ and densities up to 10^{12} cm^{-3} . Radiation trapping by the optically thick cloud, however, sets a limit to further compression due to photon rescattering [3]. Even employing more sophisticated schemes [4], the highest phase space density achieved today remains at about one order of magnitude below the threshold to Bose-Einstein condensation. The phenomenon of radiation trapping is intrinsically connected to the fact that in magneto-optical traps the restoring force comes from the radiation pressure exerted by the laser beams. Alternative trapping schemes based on the dipole force of far-detuned laser beams avoid the radiation trapping problem [5,6]. A different approach is to exploit the weak interaction of the dipole moment of paramagnetic atoms with magnetic field gradients. Magnetic fields can be designed to generate local minima in

free space capable of acting as trapping potentials. Several types of magnetic traps have been successfully used in BEC experiments like the *Time-Orbiting Potential* (TOP) trap [7] and various *Ioffe-Pritchard* (IP) type traps [8,9]. Because magnetic traps are generally weak, large magnetic fields and loading with precooled atoms is required. Generally the atoms are precooled in a standard MOT and then transferred into the magnetic trap. In the absence of laser light the magnetic trap requires a new kind of cooling mechanism. The only mechanism that has successfully led to BEC up to now is *Forced Radiofrequency Evaporation* [10,11]. A necessary condition for evaporation to work is that the rate of elastic collisions between the trapped atoms be large enough to maintain the cloud in thermal equilibrium during the evaporation process which must take place within a period shorter than the trap lifetime [12]. Large collision rates mean big atomic clouds and/or steep trapping potentials.

This work is motivated by our need to characterize our *cloverleaf trap* which is, in principle, a *Ioffe-Pritchard* type trap [13]. The necessity of optimizing the efficiency for loading, trapping and evaporative cooling sets tight conditions for the design of the magnetic coils and the current supplying circuitry. *E.g.*, the field gradient must be rather strong and capable of being varied over a wide range. It is important to calibrate the secular frequencies, which essentially govern the shape of the trapped atomic cloud, as a function of the control parameters. Therefore we need a precise control of the fields and a suitable way of measuring and monitoring them. Measuring magnetic fields is usually performed with Hall probes. However, very often the region of space to be analyzed is within a vacuum

^a e-mail: Philippe.Courteille@up.univ-mrs.fr^b FRE 2302 CNRS

recipient and thus not accessible to massive probes. We use the idea of fluorescence imaging magnetic fields [14] to develop a simple technique for the instantaneous mapping of magnetic field equipotential lines in two dimensions within a closed vacuum recipient. This technique that we call *Magnetic Field Tomography* (MFT) can even be extended to allow a three-dimensional reconstruction of the complete magnetic vector field. The method provides a simple and reliable diagnostic tool for quantifying the field distribution of our magnetic trap for any set of values of the control parameters.

This paper is organized as follows. In Section 2, we present our magnetic trapping experiment and briefly expose our approach to calculating the magnetic field distribution. In Section 3, we introduce our Magnetic Field Tomography technique. We tested the technique and present experimental results in Section 4, where we also show how to process the experimental data and compare the results to the calculated fields. We conclude our paper with a general discussion.

2 The magnetic trap

Magnetic traps are usually built with current carrying coils or permanent magnets [15]. In the first case, high magnetic field gradients generally require high currents flowing through the coils. In special cases, high gradients may be achieved with lower currents [16,17]. The main constraints for the design of the coils for the cloverleaf trap arise from the geometry of the vacuum chamber and by the power supply available: in our setup, the minimum distance between the coils and the center of the trap is 15 mm. We apply up to 300 A and need to dissipate the 10 kW resistive heat by cooling the coils with a high-pressure water flow passing through the hollow wires. Our magnetic cloverleaf trap is schematically shown in Figure 1. Radial confinement of the atoms is assured by four pairs of coils in anti-Helmholtz configuration (off-center coils in Fig. 1) producing a quadrupolar waveguide field along the symmetry axis. Axial confinement is realized *via* a magnetic bottle (inner and outer axially centered coils in Fig. 1). The (inner) pinch coils create the necessary field curvature, and a pair of (outer) antibias coils in Helmholtz configuration compensates the large central offset produced by the pinch coils to a variable amount. As said earlier, to initiate run-away evaporative cooling, we must be able to realize large interatomic elastic collision rates. This is achieved by compressing the magnetic trap: at the time of loading the trap from the MOT the mean secular frequency is typically $\omega_{\text{trap}} \approx 2\pi \times 20$ Hz (the transfer efficiency is best when the curvatures of the MOT and the magnetic trap are approximately matched), and the secular frequency of the fully compressed trap is $\omega_{\text{trap}} \approx 2\pi \times 200$ Hz. In the case of the cloverleaf trap, the compression is controlled *via* the antibias field.

Precise control of the magnetic field bias is also important because it fixes an offset for the resonant radiofrequency used for evaporative cooling: the evaporating surface [18] is set by the condition that the radiofrequency

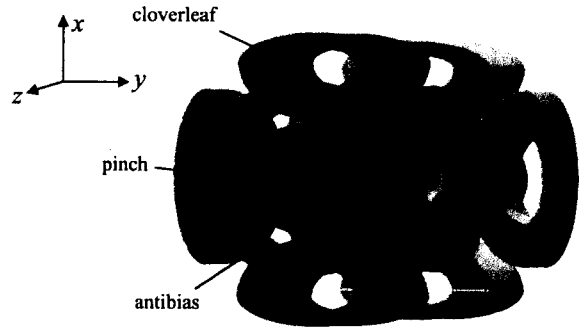


Fig. 1. Scheme of the cloverleaf trap. The cloverleaf coils (blue) produce a radially linear magnetic field. The pinch coils (red) produce an axially confining magnetic bottle. The antibias coils (green) are Helmholtz coils and serve to compensate the magnetic field offset.

balances the shift of the atomic energy levels induced by the local magnetic field $\hbar\omega_{\text{rf}} = |\mu\mathbf{B}(\mathbf{r})|$. In practice, the magnetic trap is compressed until the bias amounts to only a few Gauss. This means that fluctuations should be very small which is not trivial because the bias results from the subtraction of two large magnetic fields, the magnetic bottle field and the antibias field. For our setup this calls for a current stability superior to 10^{-4} . Furthermore, when loading the magnetic trap or releasing the atoms, we need to be able to quickly switch on and off the magnetic field, *i.e.* typically faster than within 100 μs [11]. In summary, the current control circuitry has to fulfill several demanding requirements, since we ask for high current, low noise, independent tuning of part of the current, and fast switching. The details of the current switch will be detailed elsewhere [19].

Once the geometry of the coils is known, calculating the magnetic fields $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ is very easy. For simple geometrical shapes of the coils, one can use analytic formulae [20] containing elliptical integrals. For complicated shapes of the coils or asymmetric arrangements, we numerically integrate the Biot-Savart formula

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \oint_C \frac{d\mathbf{s} \times (\mathbf{r} - \mathbf{s})}{|\mathbf{r} - \mathbf{s}|^3}, \quad (1)$$

where $\mathbf{s} = \mathbf{s}(\zeta)$ is the current path parametrized in small steps ζ . From such calculations, we determine to first order the following data characterizing our cloverleaf trap close to its center. The magnetic field gradient per ampere produced by the current I_{clouv} flowing through the cloverleaf coils is $\partial_r B_{\text{clouv}}/I_{\text{clouv}} = 0.438$ G/cm/A. The curvature of the magnetic bottle field generated by the current I_{pinch} in the pinch coils is in radial direction $\partial_r^2 B_{\text{pinch}}/I_{\text{pinch}} = -0.186$ G/cm²/A and in axial direction $\partial_z^2 B_{\text{pinch}}/I_{\text{pinch}} = 0.373$ G/cm²/A. And the magnetic field amplitude produced by the pinch and the antibias fields at the trap center are $B_{\text{pinch}}/I_{\text{pinch}} = 0.767$ G/A and $B_{\text{anti}}/I_{\text{anti}} = 2.693$ G/A. We usually work with the currents $I_{\text{clouv}} = I_{\text{pinch}} = 285$ A and I_{anti} variable. Inaccuracies in the geometric shape of the coils limit the level of

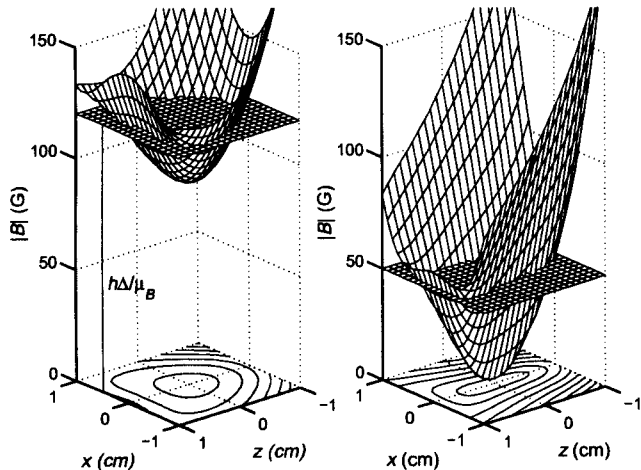


Fig. 2. Magnetic trapping potentials in the isotropic and the compressed case. The experimental parameters only differ in the amount of antibias current: $I_{\text{anti}} = 50$ A in the isotropic case and $I_{\text{anti}} = 85$ A in the compressed case. The planes slicing the potentials represent the laser being tuned to a Zeeman shifted resonance. Our MFT technique images the contour lines at these detunings (see text).

precision of the calculations to 10% uncertainty. However, as we will show later, we can calibrate the calculations using the MFT method and achieve uncertainties lower than 2%.

The absolute value of the magnetic fields $|\mathbf{B}(\mathbf{r})|$ is shown in Figure 2 for two different values of the antibias current. For low antibias current (left side), $I_{\text{anti}} = 50$ A, the trap is roughly isotropic at the center, the mean curvature of the magnetic field is small, and there is a large magnetic field offset, $B(0) = 100$ G. However, when we apply a high antibias current, $I_{\text{anti}} = 85$ A, the trap is axially elongated, radially compressed, and the magnetic field offset is small, $B(0) = 1$ G.

3 Magnetic field tomography

The basic idea of magnetic field tomography can be subsumed as “laser excitation spectroscopy on Zeeman-shifted electronic transitions with spatially resolved fluorescence detection”. We are detailing this idea in the following. The Hamiltonian of atoms with the electron total angular momentum $\mu_J = g_J \mu_B \mathbf{J}$ and the nuclear spin $\mu_I = g_I \mu_N \mathbf{I}$ subject to a magnetic field \mathbf{B} reads [21]

$$H_{\text{hfs}} + H_B = A_J \mathbf{I} \mathbf{J} + B_J \frac{6(\mathbf{I} \mathbf{J})^2 + 3\mathbf{I} \mathbf{J} - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} - \mu_J \mathbf{B} - \mu_I \mathbf{B}. \quad (2)$$

The first term corresponds to the magnetic dipole interaction, and A_J is called the *hyperfine constant*. For sodium it takes the values $A_J(3^2S_{1/2}) = 885.8$ MHz

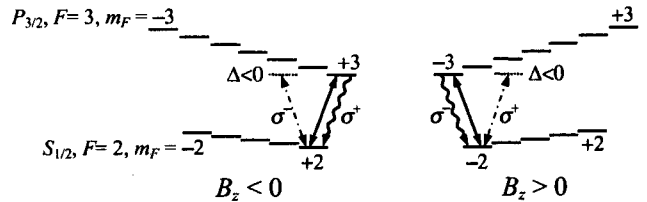


Fig. 3. Level scheme of the sodium D_2 -line between the hyperfine levels $F = 2$ and $F' = 3$.

and $A_J(3^2P_{3/2}) = 18.65$ MHz [21]. The second term corresponds to the electrostatic interaction of the nuclear quadrupole moment. The *constant of the quadrupole interaction* for sodium, $B_J(3^2P_{3/2}) = 2.82$ MHz, is small but not negligible. The next two terms describe the interaction of the atom with the external magnetic field. The contribution containing the nuclear magneton μ_N is negligibly small. It is interesting to point out the behavior of the *fully stretched* spin states $|F = J + I, m_F = \pm F\rangle$. For those states the shift due to the interaction (2) is linear in $|\mathbf{B}|$. The shifts of all other states, since our magnetic trap operates in an intermediate regime of magnetic fields where the hyperfine coupling is perturbed by the magnetic fields, are conveniently numerically calculated as the eigenvalues of the Hamiltonian. In order to keep the analysis simple, we will first concentrate on the fully stretched states. However, we will need to stress the full expression to describe several features of our observations.

When a laser is irradiated on an electronic transition with Zeeman degeneracy, the situation gets more complicated, because the Zeeman substates can be coupled by the laser, optical pumping takes place, and the energy levels are additionally shifted by the dynamical Stark-effect by an amount that depends on the Rabi frequency $\Omega = \mathbf{d} \cdot \mathbf{E} / \hbar$, where \mathbf{d} denotes the electric dipole moment of the transition, and \mathbf{E} denotes the electrical field amplitude of the light. We will focus here on an approximation that holds in our experiment, *i.e.* the Rabi frequency is weak compared to the Larmor frequency $\omega_L = \mu \mathbf{B} / \hbar$. Then the energy levels are mainly shifted by the Zeeman-effect, and we may disregard the light shift. In this case, the magnetic field direction lends itself naturally as the quantization axis, because the Hamiltonian is diagonal with respect to this axis.

For a laser irradiated on an electronic resonance to induce transitions, these transitions must be allowed by selection rules. Electric dipole transitions *e.g.* require $F' - F = 0, \pm 1$ and $m_{F'} - m_F = 0, \pm 1$, where the prime denotes the excited level. In an external magnetic field these transitions are not degenerate, so that magnetic field probing *via* observation of the fluorescence as a function of laser detuning is not unambiguous. If we choose our atomic transition so that the total angular momentum of the upper level is superior by 1 to that of the lower level, $F' = F + 1$, and if we apply a particular laser polarization, *i.e.* σ^+ or σ^- respectively, we drive a so-called *cycling transition*, *i.e.* the excited state can only decay into the very same ground state (see Fig. 3). The cycling

transition involves the levels $S_{1/2}$, $F = 2$, $m_F = \pm 2$ and $P_{3/2}$, $F' = 3$, $m_{F'} = \pm 3$. Assume for example a laser beam irradiated along the z -axis, $\mathbf{k} = k\hat{\mathbf{e}}_z$, inside a magnetic field oriented in the same direction, $\mathbf{B} = B_z\hat{\mathbf{e}}_z$. The choice of the z -axis defines the labelling of the light polarization, *i.e.* the light polarization called σ^- is the one that excites transitions with $m_{F'} - m_F = -1$. Let us consider a σ^- polarized red-detuned laser $\Delta < 0$. For atoms subject to a positive magnetic field, $B_z > 0$ the laser then drives the cycling transition $m_F = F = 2$ and $m_{F'} = F' = 3$, while atoms that are subject to negative $B_z < 0$ are off resonance. By inverting either the polarization or the detuning, we probe the atoms that are subject to negative B_z . This simple picture only holds if we can assume to have a strong magnetic offset field in z -direction, $|\mathbf{B}| \approx |B_z|$, which is the case for the field to be investigated here. We will see that the condition is less restrictive than it seems in the first place.

Because our cycling transition effectively realizes a *two-level atom*, the expression for the resonance fluorescence in terms of scattered photon numbers S per probing time t_{probe} takes a very simple form:

$$S = \frac{I}{\hbar\omega} \sigma N_{\text{at}} t_{\text{probe}}, \quad (3)$$

where I is the intensity of the irradiated light, N_{at} the number of atoms in the interaction zone, and the optical cross-section is

$$\sigma = \frac{\sigma_0 \Gamma^2}{4[\Delta - \hbar^{-1}(\boldsymbol{\mu}' - \boldsymbol{\mu})\mathbf{B}]^2 + 2\Omega^2 + \Gamma^2}, \quad (4)$$

where $\Gamma = 2\pi \times 9.89$ MHz is the natural linewidth of the sodium $D2$ line, and $\Omega = \sqrt{\sigma_0 \Gamma I / \hbar\omega}$ is the Rabi frequency. For the cycling transition between the fully stretched states we find

$$(\boldsymbol{\mu}' - \boldsymbol{\mu})\mathbf{B} = \mu_B (g_{F'} m_{F'} - g_F m_F) \zeta |\mathbf{B}| = \pm \mu_B \zeta |\mathbf{B}|$$

for σ^\pm polarized light, where $\zeta = \text{sign}(B_z)$ and the Landé factors are $g_F = 1/2$ and $g_{F'} = 2/3$.

The light is scattered at a nondegenerate transition between magnetic sublevels so that we have to weight the coupling strength (*i.e.* the Rabi frequency) with the relative strength of the specific transition. The relative coupling strength can be expressed by $\{6j\}$ symbols which reflect the fine and the hyperfine structure coupling and by $\{3j\}$ symbols for the coupling of the atomic angular momenta to the magnetic field [21]. For the cycling transition of interest, the relative coupling strength is 1. In those cases where \mathbf{B} is not perfectly parallel to $\hat{\mathbf{e}}_z$, the coupling strength depends on the relative orientation of the polarization of the irradiated light and the magnetic field direction $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}\hat{\mathbf{B}}$. Those effects can be included in our description by using a modified Rabi frequency $\Omega_{\hat{\boldsymbol{\epsilon}}\hat{\mathbf{B}}}$. However, we will see later that we do not need to specify the functional dependence for our purpose.

The above considerations hold for single atoms interacting with a magnetic and an optical field. In the following, we will address the question how these atoms can

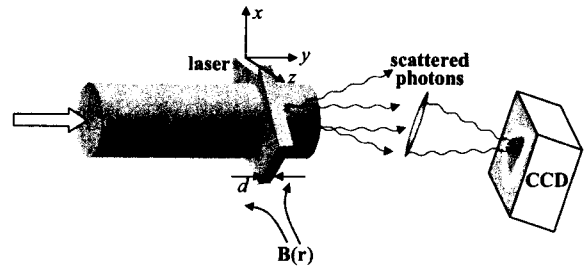


Fig. 4. Scheme of the tomographic measurement experiment with atomic beam, laser light sheet and imaging system. The symmetry axis of the cloverleaf trap is along $\hat{\mathbf{e}}_z$. The imaging system is inclined by 22.5° with respect to the atomic beam axis.

be utilized for magnetic field tomography. We consider spatially inhomogeneous fields $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ and $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ and specify the physical situation further by assuming that the spatial extent of the magnetic field is much larger than the interaction zone of the atoms with the light field. In fact, we will use a hot atomic beam perpendicularly intersected by a thin sheet of laser light. This allows us to disregard the impact of the magnetic field gradient on the atomic motion. We define our coordinate system by calling the propagation direction of the laser beam z -axis and the normal vector of the light sheet plane y -axis (see Fig. 4). The light sheet may be displaced along the y -axis by an amount y_0 and has an inhomogeneous Gaussian intensity distribution along the x -axis so that the intensity can be written

$$I(x, y) = 2P/\pi w_0^2 e^{-2x^2/w_0^2} \chi_{[y_0-d/2, y_0+d/2]}(y), \quad (5)$$

where $w_0 \approx 1$ cm is the beam waist and $P \approx 100$ mW the laser power. The laser light has a well-defined polarization σ^\pm or π . The atomic beam is assumed to provide a homogeneous atomic density in the interaction region $n(\mathbf{r}) \approx n_0 \approx 9 \times 10^6$ cm $^{-3}$.

The fluorescence is collected along the y -axis, *i.e.* we integrate the fluorescence signal across the thin slice. A lens system images the scattered light so that we obtain a spatially modulated photon flux which can be expressed through a generalization of equation (3) by

$$S_{\Delta, y_0, \zeta}(x, z) = \alpha t_{\text{probe}} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{I(x, y)}{\hbar\omega} n(\mathbf{r}) \sigma(\mathbf{r}, \Delta) dy \\ \approx \frac{\alpha t_{\text{probe}} n_0 d \Gamma \Omega_{\hat{\boldsymbol{\epsilon}}\hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2}{4[\Delta - \hbar^{-1} \zeta \mu_B |\mathbf{B}(x, y_0, z)|]^2 + 2\Omega_{\hat{\boldsymbol{\epsilon}}\hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2 + \Gamma^2}. \quad (6)$$

The z dependence of the Rabi frequency comes from the dependence of the coupling strength on the relative orientation of $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}$ and \mathbf{B} . The photon flux arriving at the image plane is recorded with a CCD camera. The proportionality constant α can be estimated knowing the camera pixel size $d_{\text{pxl}} = 9$ μm , its sensitivity (including quantum efficiency and electronic gain) $\eta_{\text{CCD}} = 1$ count/100 photons,

the light collection solid angle of the imaging lens system $\Omega_{\text{sa}} = 0.06\%$, and its magnification $\zeta_{\text{mag}} = 0.17$,

$$\alpha = \frac{d_{\text{pxl}}^2}{\zeta_{\text{mag}}^2} \eta_{\text{CCD}} \Omega_{\text{sa}}. \quad (7)$$

We typically integrate the signal for $t_{\text{probe}} = 500$ ms.

Equation (6) immediately reveals that, because we assumed strong magnetic fields, the fluorescence nearly vanishes everywhere where the resonance condition $\Delta = \pm \hbar^{-1} \mu_B |\mathbf{B}(\mathbf{r})|$ is not satisfied, or in other words, the laser light slices the magnetic field at a given field strength $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \mp \hbar \Delta / \mu_B$. The spatial distribution of the fluorescence reflects the *modulus* of the magnetic field. This situation is depicted in Figure 2 by a plane that interpenetrates the magnetic potential. For a given detuning Δ , light sheet position y_0 , and polarization λ we expect the fluorescence image $S_{\Delta, y_0, \zeta}(x, z)$ to form a narrow ridge along a closed path which basically traces a two-dimensional equipotential contour line of the magnetic field constraint to the plane of the laser light sheet (see Fig. 5). At the top of the fluorescence ridge the photon count rate reads

$$S_{\Delta, y_0, \zeta}(x, z) \approx \alpha t_{\text{probe}} \frac{n_0 d \Gamma \Omega_{\hat{\epsilon} \hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2}{2 \Omega_{\hat{\epsilon} \hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

where $\hbar \Delta = \zeta \mu_B B(\mathbf{r})$. We see that the location of the ridge is not influenced by the dependence of the Rabi frequency on $\hat{\epsilon} \hat{\mathbf{B}}$, but the height of the ridge is modulated. Furthermore, the contrast of this modulation vanishes as saturation is approached, $\Omega \rightarrow \Gamma$. Another reason for a modulated fluorescence is the imperfect homogeneity of the atomic density $n(\mathbf{r})$. This contribution, however, is easily avoided by normalizing the fluorescence image with an image at zero magnetic field.

As we stated earlier, the cloverleaf trap is, in axial direction, a magnetic bottle, *i.e.* the trapping potential is situated on top of a large magnetic field offset pointing in z -direction. In this case, $B_z/|\mathbf{B}| \approx +1$, and we get the whole equipotential line using a single σ^+ (or σ^-) laser polarization. However, this does not hold true for very compressed traps when the field offset is compensated by a homogeneous antibias field. Then in some regions of space, we may have $B_z/|\mathbf{B}| < 0$. For the same reason, quadrupolar fields (or more generally, fields which are antisymmetric with respect to the z -axis) are only half imaged with a single circularly polarized laser. However, if we irradiate linearly polarized light, which is a linear superposition of left and right circularly polarized light, we get the complete image $\sum_{\zeta=\pm 1} S_{\Delta, y_0, \zeta}(x, z)$.

4 The experiment

In our experiment, we use a fast atomic beam to probe the magnetic field. Hot sodium atoms are ejected from a heated oven through a fine nozzle. After a 2 m long distance, they arrive at the interaction region as a 2 cm wide highly collimated and homogeneous beam: we verified that

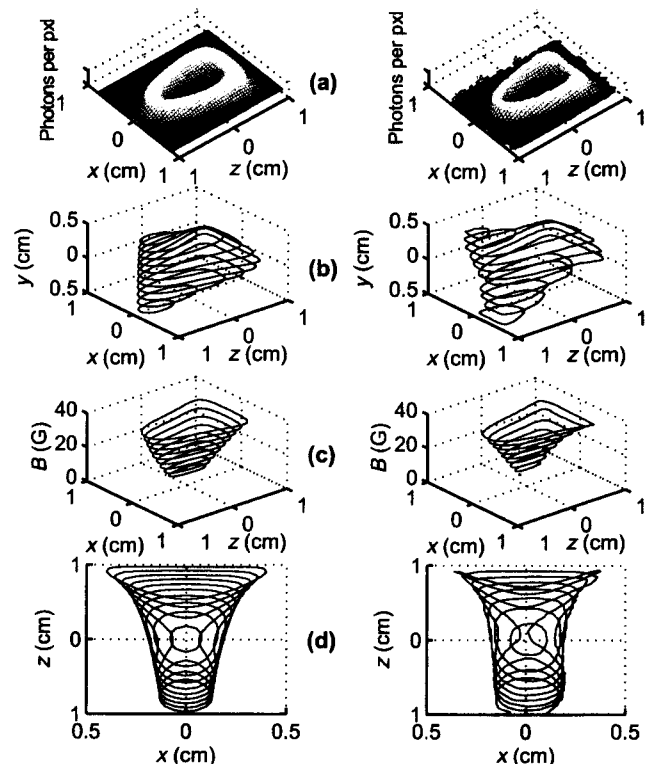


Fig. 5. (a) Calculated and measured fluorescence image of a light scattering atomic beam inside a cloverleaf-shaped magnetic field with $I_{\text{clov}} = 285$ A and $I_{\text{anti}} = 80$ A. The laser is linearly polarized and detuned +50 MHz from resonance. (b–d) Equipotential lines derived from fluorescence images as shown in (a). In (b) the antibias current is $I_{\text{anti}} = 85$ A, the detuning is +64 MHz, and the light is σ^- polarized. The different lines correspond to different locations of the laser slice displaced from one another by 1 mm. In (c) the slice is kept at the center, the antibias current at $I_{\text{anti}} = 80$ A, and the detuning is ramped from +10 MHz to +50 MHz. In (d) the slice is in the center, the detuning is fixed at +25 MHz, and the antibias current is ramped from $I_{\text{anti}} = 80$ A to $I_{\text{anti}} = 100$ A.

the radial velocity distribution v_{\perp} is narrow enough to allow us to neglect the transversal Doppler effect at the $D2$ atomic resonance, $kv_{\perp} < \Gamma$. The atoms enter the magnetic field with a velocity satisfying $\partial_t B/B \ll \Omega_L$ which allows the assumption that the atomic spin adiabatically follows the fields.

In the interaction region the atoms cross a beam of near-resonant laser light. When magnetic fields are present, the fluorescence scattering is spatially modulated by the inhomogeneous Zeeman-shift of the resonant levels. The fluorescence can conveniently be imaged to a CCD camera. Blurring of the images by column integration along the imaging direction can be avoided by only irradiating a thin sheet of light whose plane is orthogonal to the imaging axis. In this way, two spatial dimensions of the magnetic field are directly imaged and the third is probed by moving the light sheet back and forth.

The strength of the magnetic field is measured by tuning the laser light to the Zeeman-shifted resonances, thus slicing the magnetic potential at a depth that can precisely be set by the laser frequency (see Fig. 2).

Our experiment is sketched in Figure 4, and an example of a fluorescence image is shown in Figure 5a. For this image we operated our cloverleaf trap at full current $I_{\text{clov}} = 285$ A, applied $I_a = 80$ A antibias current, and located the laser light sheet at the center of the trap. The ring-shaped border corresponds to atoms being resonant with laser light blue-shifted by $\Delta = 2\pi \times 50$ MHz. Therefore, the magnetic field along this border line is $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \hbar\Delta/\mu_B = 36$ G.

By recording images of the equipotential lines for various detunings and various positions of the laser light slices along the imaging axis, we are able to reconstruct the magnetic field in three dimensions. To demonstrate this, we record several images like the one shown in Figure 5a with varied parameters. From the fluorescence maximum of every recorded image, we extract the closed ridge. For this purpose, we have written a data analyzing program which, from an arbitrary starting point, is capable of climbing the closest maximum and discerning the path to follow the ridge. We plot all ridges into a common picture. For example, the right hand side of Figure 5b shows the equipotential lines for $\Delta = 2\pi \times 64$ MHz and $I_{\text{anti}} = 85$ A at various positions of the slice, thus forming an equipotential surface, $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \text{const}$. If we know the surfaces for all values of const , we can reconstruct the three-dimensional magnetic vector field $\mathbf{B}(\mathbf{r})$. To record equipotential surfaces at other magnetic field strengths, we repeat the procedure for different laser detunings. This is demonstrated in Figure 5c where we kept the light sheet at the trap center and varied the detunings between 10 MHz and 50 MHz. Figure 5d shows the equipotential lines for fixed detuning of $\Delta = 2\pi \times 25$ MHz and centered light sheet position but varied antibias current.

The left hand sides of the Figures 5a–5d show the result of calculations using formula (1). In order to improve the calculations, we calibrated them by measurements using a procedure to be detailed in the following paragraph. The remaining small discrepancies between theory and experiment are probably due to the inhomogeneous intensity distribution within the laser beam.

When we drive the D_2 line with σ^+ light, five transitions between the hyperfine levels $^2S_{1/2}$, $F = 2$ and $^2P_{3/2}$, $F' = 3$ satisfy the selection rule $m_{F'} - m_F = 1$. Under certain conditions, we experimentally observe all of them simultaneously, since the laser can be resonant with different transitions simultaneously at different regions of space, where the magnetic field has different values $|\mathbf{B}(\mathbf{r})| = \hbar\Delta/[\mu_B(g_{F'}m_{F'} - g_Fm_F)]$. The right hand side of Figure 6a shows such a fluorescence image. When performing the calculations (left hand side of the figure), it is essential to take into account the nonlinear dependence of the Zeeman-shift on the magnetic field for transitions between non-stretched states (Paschen-Back regime of the hyperfine structure). For calculating the curves in

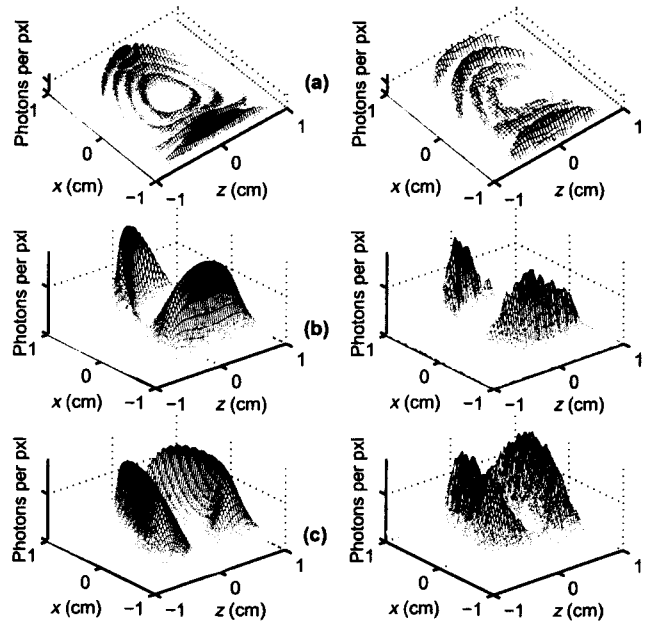


Fig. 6. (a) Multiple magnetic field tomographic lines. When the dynamic range of the magnetic field strength is large enough, we observe the Zeeman splitting of the σ^+ transitions as multiple tomographic lines. The figures correspond to the cloverleaf trap parameters $I_{\text{clov}} = 285$ A and $I_{\text{anti}} = 60$ A, and the detuning is +20 MHz. The four ridges correspond from the inside to the outside to the transitions $(m_F, m_{F'}) = (2, 3)$, $(1, 2)$, $(0, 1)$, and $(-1, 0)$. The noise in the measured data has been reduced to increase the visibility of the features. (b) and (c) The fluorescence light is polarized, and the polarization depends on the local magnetic field. In (b) it has been filtered with a polarizer oriented to transmit light being linearly polarized along $\hat{\epsilon} = \hat{e}_z$. In (c) $\hat{\epsilon} = \hat{e}_x$ light is left through.

Figure 6a, we numerically diagonalize the matrix (2) for the ground and excited hyperfine level.

Furthermore, we observe that the fluorescence light is polarized and that the polarization of is spatially modulated by the magnetic field. For the images shown in Figures 6b and 6c, we filtered the fluorescence light in front of the camera with a linear polarizer. The fluorescence ridge does not move, however, its contrast is strongly modulated and changes when we set the transmitting axis of the polarizer along $\hat{\pi} = \hat{e}_z$ (Fig. 6b) or $\hat{\pi} = \hat{e}_x$ (Fig. 6c). The behavior is easily understood in terms of the radiation pattern of an atomic dipole inside a magnetic field. In all directions orthogonal to \mathbf{B} the atom emits linearly polarized σ light. In the plane which is sliced by our laser light sheet, our cloverleaf trap yields $\mathbf{B}(x, 0, z) \perp \hat{e}_y$, so that we expect linearly polarized light, indeed. And since $\mathbf{B}(x, 0, z)$ rotates along the fluorescence ridge, the polarization of the scattered light does so, as well. The left two pictures show the result of calculations according to

$$S_{\Delta, y_0, \zeta}^{(\pi)}(x, z) = S_{\Delta, y_0, \zeta}(x, z) \frac{|\mathbf{B}(\mathbf{r}) \times \hat{\pi}|}{|\mathbf{B}(\mathbf{r})|}. \quad (9)$$

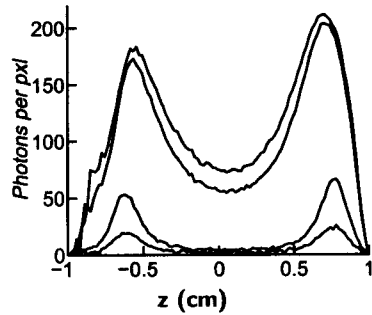


Fig. 7. Cuts through fluorescence images along a line defined by $x = y = 0$ for various laser intensities $I = 5.6, 12, 118,$ and 186 mW. The effect of power-broadening is clearly visible. The magnetic field parameters were $I_{\text{clov}} = 285$ A, $I_{\text{anti}} = 85$ A and $+40$ MHz.

The resolution of the MFT method can be defined as the halfwidth of the fluorescence ridge observed at the CCD camera. With this definition, the width $2\delta z$ of the emerging contour line in \hat{e}_z direction immediately follows from equation (6), $2\delta z = \hbar \sqrt{\Gamma^2 + 2\Omega_{\hat{e}\mathbf{B}}^2} / (\mu_B \partial_z |\mathbf{B}|)$. Thus it depends on the magnetic field gradient and on the (power-broadened) linewidth of the $D2$ resonance. In terms of magnetic fields the resolution is given by $\delta B = \partial_z |\mathbf{B}| \delta z$, and we see that, even if we work below saturation, $\Omega \ll \Gamma$, we are not sensitive to magnetic field variations that are weaker than $\delta B \approx 3.6$ G. Figure 7 shows cuts through fluorescence images along a line defined by $x = y = 0$ for various laser intensities. The fluorescence rate increases proportionally with low laser intensities, but saturates at high intensities. The highest spatial resolution found was about 1 mm^3 at a location where the axial field gradient was $\partial_z |\mathbf{B}| \approx 50$ G/cm which corresponds to $\delta B \approx 5$ G. We could, in principle, use narrower (Raman) transitions. However, the fluorescence rate will be lowered as well, thus requiring a more sensitive detection system.

The MFT method can also be used to precisely determine the amount of antibias current necessary for exact compensation of the offset field created by the pinch coils. For this purpose, we set the antibias current to some value I_{anti} , observe the fluorescence distribution (Fig. 5a) on-line, and find the laser detuning Δ at which the fluorescence disappears. This gives us the minimum of B_z . We repeat this procedure for various antibias currents and obtain two curves, one for σ^- and one for σ^+ polarized light. The curves intersect near $\Delta = 0$. At this detuning the antibias is perfectly compensated, *i.e.* the magnetic trap has maximum compression. The curves are shown in Figure 8. The compensation current is $I_{\text{anti}} = (86.1 \pm 1.1)$ A. As we see, the uncertainty of this method is rather small. Furthermore, the slopes of the curves in Figure 8 yield the calibration of the pinch coils, $B_{\text{pinch}}/I_{\text{clov}} = 0.830$ G/A, and of the antibias coils, $B_{\text{anti}}/I_{\text{anti}} = 2.743$ G/A, at the center of the trap. We can now utilize these data to correct our magnetic field calculations based on formula (1). We also calibrated the current I_{clov} using the same method

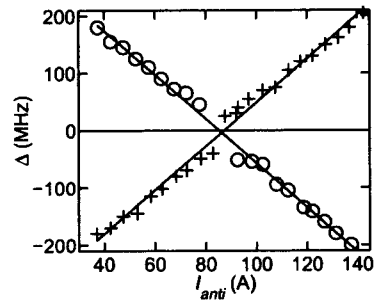


Fig. 8. Compensation of the magnetic field offset *via* I_{anti} using $I_{\text{clov}} = 285$ A. Shown is the detuning at which atoms at the bottom of the potential scatter light. These data can be used to calibrate the calculations of the magnetic fields.

and obtained values for the cloverleaf trap parameters that agree well with the above ones.

5 Conclusion

In conclusion, magnetic fields have been probed using a technique well-suited for fast three-dimensional tomographic reconstruction of a magnetic field within a volume which is not accessible to material detectors like Hall probes, *e.g.* within an ultra-high vacuum. The drawback of this method is that the resolution is obviously limited by the natural linewidth of the transition, so that it is only applicable for large magnetic fields and large field gradients. A solution to this problem could be the use of radiofrequency-optical double resonance schemes [22, 23].

The MFT method is well adapted to investigating magnetic trapping fields for neutral atoms. In particular, it permits precise mapping of the trap geometry and fast localisation of its minimum. The response time of the MFT method is only limited by the time required for optical pumping. Therefore the method could be extended for monitoring rapid changes in the magnetic field strength being as fast as a few 10 ns using stroboscopic imaging or even for real-time control of the magnetic trap configuration. We conclude that, since this technique only requires a hot atomic beam and a weak tunable laser beam, we believe it to be a simple and versatile diagnostic instrument for probing magnetic fields.

We acknowledge financial support from the São Paulo State Research Foundation FAPESP and Ph.W.C. wishes to thank the Deutscher Akademischer Austauschdienst DAAD for financial support. R.K. also acknowledges support from the Centre National de la Recherche Scientifique CNRS.

References

1. E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
2. K.E. Gibble, S. Kasapi, S. Chu, *Opt. Lett.* **10**, 526 (1992).

3. T. Walker, D. Sesko, C.E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990).
4. T. Ido, Y. Isoya, H. Katori, Phys. Rev. A **61**, 061403(R) (2000).
5. S. Chu, J.E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1986).
6. D.-J. Han, S. Wolf, S. Oliver, C. McCormick, M.T. DePue, D.S. Weiss, Phys. Rev. Lett. **85**, 724 (2000).
7. W. Petrich, M.H. Anderson, J.R. Ensher, E.A. Cornell, Phys. Rev. Lett. **74**, 3352 (1995).
8. D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **51**, 1336 (1983).
9. M.O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.M. Kurn, D.S. Durfee, W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **77**, 416 (1996).
10. H. Hess, Phys. Rev. B **34**, 3476 (1986).
11. M.H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, E.A. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
12. C.R. Monroe, E.A. Cornell, C.A. Sackett, C.J. Myatt, C.E. Wieman, Phys. Rev. Lett. **70**, 414 (1993).
13. W. Ketterle, D.S. Durfee, D.M. Stamper-Kurn, Proc. Int. School of Phys. "Enrico Fermi" **CXL**, 67 (1999).
14. W.G. Kaenders, F. Lison, I. Müller, A. Richter, R. Wynands, D. Meschede, Phys. Rev. A **54**, 5067 (1996).
15. J.J. Tolett, C.C. Bradley, C.A. Sackett, R.G. Hulet, Phys. Rev. A **51**, R22 (1995).
16. B. Desruelle, V. Boyer, P. Bouyer, G. Birkel, M. Lécrivain, F. Alves, C.I. Westbrook, A. Aspect, Eur. Phys. J. D **1**, 255 (1998).
17. T.W. Hänsch, I. Bloch, T. Esslinger, Phys. Rev. Lett. **82**, 3008 (1999).
18. W. Ketterle, N.J. van Druten, At. Mol. Opt. Phys. **37**, 181 (1996).
19. S.R. Muniz, E. Mosman, Ph.W. Courteille, K. Magalhães, L.G. Marcassa, V.S. Bagnato (unpublished).
20. T. Bergeman, Phys. Rev. A **35**, 1535 (1987).
21. H.J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping* (Springer-Verlag, New York, 1999).
22. A.G. Martin, K. Helmerson, V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **61**, 2431 (1988).
23. K. Helmerson, A. Martin, D.E. Pritchard, J. Opt. Soc. Am. **9**, 483 (1992).