Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Carlos
Departamento de Física e Ciência dos Materiais

Desenvolvimento Experimental para Produção e Estudo
de Gases Quânticos: Condensação de Bose-Einstein

Sérgio Ricardo Muniz

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

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

São Carlos
Setembro - 2002

Muniz, Sérgio Ricardo

Desenvolvimento experimental para produção e estudo
de gases quânticos: condensação de Bose-Einstein / Sérgio
Ricardo Muniz. São Carlos, 2002
338 p.

Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, 2002

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

1. Condensação de Bose-Einstein. 2. Gases Quânticos. 3.
Átomos aprisionados. 4. Física Atômica
I. Título

IFSC**UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO****Instituto de Física de São Carlos**

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

**MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA TESE DE DOUTORADO DE
SERGIO RICARDO MUNIZ, APRESENTADA AO INSTITUTO DE
FÍSICA DE SÃO CARLOS, UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 25-9-
2002.**

COMISSÃO JULGADORA:

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

Prof. Dr. Gil da Costa Marques – IF-USP

Prof. Dr. Luiz Davidovich – UFRJ

Prof. Dr. Daniel Pereira – UNICAMP

Prof. Dr. Cláudio Lenz Cesar – UFRJ

Dedico este trabalho...

Aos meus pais, Nífa e Divanir, por todo o amor, educação e esforços que me permitiram chegar até aqui. Seus exemplos irão me acompanhar para sempre...

À minha querida esposa Ana Paula, pelo amor, compreensão e sobretudo pelo apoio constante nos momentos difíceis... Também dedico este trabalho ao meu tesouro maior, o meu filho Felipe, por toda a alegria e felicidade que tem ele trazido às nossas vidas!

AGRADECIMENTOS

Este é o momento de agradecer todos aqueles que contribuíram direta ou indiretamente para este trabalho. Costumo dizer que esta é uma das tarefas mais difíceis de todo o texto, não pela dificuldade em agradecer, mas pelo receio de esquecer alguém (o que inevitavelmente sempre acaba acontecendo). Assim, desde já agradeço imensamente a todos aqueles que participaram de alguma forma para a realização deste trabalho e àqueles cujos nomes não foram explicitamente citados, mas que tiveram uma participação importante, eu peço desculpas e digo que apesar do lapso, seus nomes estarão para sempre no meu coração.

Começo agradecendo ao meu amigo e orientador, Prof. Vanderlei Bagnato, pela oportunidade de trabalhar em tão desafiadora e empolgante área de pesquisa. Ao longo desses anos, sua dedicação, amizade e entusiasmo têm sido uma fonte constante de motivação e admiração. Pude aprender muito, não só com sua orientação, mas também observando o seu trabalho como cientista e cidadão. Sou-lhe muito grato pelo apoio nos momentos difíceis e sua admirável visão da ciência e sua relação com a sociedade.

Também gostaria de agradecer aos professores Eric Cornell e Carl Wieman por sua generosa hospitalidade e pela oportunidade de conviver e desenvolver pesquisas junto ao grupo de Boulder, que é, sem dúvida nenhuma, um dos líderes mundiais nessa área. Essa foi uma experiência marcante e muito enriquecedora. O JILA é um lugar excepcional, onde pude aprender muito – e não só na área científica. Fiz muitos amigos em Boulder e tenho muitas saudades!

Ao longo desses anos, muitas vezes na dura e exigente rotina do laboratório, tive a felicidade de poder contar com a ajuda de grandes cientistas. Alguns deles também se tornaram grandes amigos. Alguns bons exemplos são o Prof. Luis Marcassa, o Dr. Philippe Courteille e o Dr. Dwight Whitaker. Sou-lhes muito grato pelas incontáveis horas bem-humoradas de convivência dentro e fora laboratório.

Também agradeço muito a todos os colegas e amigos do laboratório de física atômica, do grupo de óptica, do IFSC-USP e do JILA que fizeram com que esses anos de pós-graduação tenham sido tão produtivos quanto divertidos. Em especial, gostaria de citar: o Cléber Mendonça, o Daniel e a Kilvia Magalhães, o Gustavo Telles e o Lino Misoguti que são grandes amigos e companheiros.

Sou muito grato também a todo o pessoal técnico-administrativo do IFSC-USP que colaboraram de alguma forma para o desenvolvimento deste trabalho. Seus nomes são tantos que caberiam aqui, mas apenas para destacar alguns: Isabel, Gilberto, Evaldo, Edivaldo,

Carlinhos, Marcelos, Caon, Marcão e ao Edson da Ressonância (por toda ajuda com a parte de RF). Também as meninas da biblioteca e da seção Acadêmica, especialmente a Wladerez e a Beth, sempre compreensivas e eficientes. Também tenho uma grande dívida de gratidão com o Ítalo Celestini, da gráfica do IFSC, pelos inúmeros ‘quebra-galhos’ de última hora e pela ajuda na reta final de entrega desta tese. A todos vocês, muito obrigado!

É claro, que eu não poderia deixar de agradecer a FAPESP, ao CNPq, a FINEP e a CAPES pelos recursos que mantiveram não só o laboratório, mas também o autor, funcionando durante esses anos!

Além das pessoas diretamente ligadas ao meu trabalho como cientista, também tive a sorte de poder contar com a ajuda e sabedoria de pessoas muito especiais, que fizeram minha caminhada, desde Alta Floresta – MT até São Carlos (e exterior), muito mais fácil e prazerosa. Em especial, eu quero agradecer aqui ao Prof. José do Prado, pelo grande apoio nos primeiros anos em São Carlos, a Ms. Peggy Schmatz, que foi como uma verdadeira segunda mãe, em Boulder, a Pam Leland e a Marilde pela amizade e carinho, e tantas outras pessoas que foram muito importantes em determinados momentos da minha vida. Não poderia esquecer também o Prof. João Martinez, que foi uma grande inspiração, ainda em Alta Floresta.

Finalmente, eu não poderia deixar de fazer um agradecimento todo especial à minha amada esposa Ana Paula, cuja fibra e determinação nunca canso de admirar! Seu apoio abnegado e constante, assim como sua admirável compreensão por meus inúmeros “deslizes”, faltas e ausências têm sido fundamentais para que eu possa me dedicar inteira e intensamente ao trabalho de pesquisa e a minha carreira científica – muitas vezes abrindo mão de sua própria carreira. Sem ela minha vida não seria só muito mais difícil, mas também muito mais triste! Devo a ela também o nascimento do nosso filho Felipe, que apesar do seu pouco tempo, mudou de forma inquestionável a maneira como hoje eu vejo a vida!

Aproveito essa última reflexão para agradecer novamente aos meus pais, que nunca pouparam esforços para que eu e meu irmão pudéssemos ter a melhor educação possível. Bem sei que isso nem sempre foi fácil para eles. Por isso, se hoje estou defendendo essa tese, é por que eles lutaram muito para eu pudesse chegar até aqui... e ainda seguir em frente. Talvez, o melhor que possa fazer para retribuir seja mesmo lutar com toda a garra e determinação para que um dia, meu filho possa sentir por mim o mesmo orgulho e admiração que sinto por eles.

Sumário

DEDICATÓRIA	i
AGRADECIMENTOS	ii
LISTA DE FIGURAS	viii
LISTA DE TABELAS	xiii
LISTA DE ABREVIATURAS.....	xiv
LISTA DE ABREVIATURAS.....	xiv
RESUMO.....	xv
ABSTRACT.....	xvi
 I. Introdução	 1
I.1 Apresentação da tese	6
 II Histórico e conceitos gerais sobre <i>BEC</i>.....	 9
II.1 Um breve histórico: de Bose a Boulder (1925-1995).....	9
II.1.1 A primeira fase histórica: o estudo dos superfluidos.....	10
II.1.2 A segunda fase (“a busca”): da superfluidez ao laser de de Broglie.....	14
II.2 Revisão de alguns conceitos básicos.....	17
II.2.1 <i>BEC</i> para um gás ideal num potencial do tipo caixa.....	17
II.2.2 <i>BEC</i> num potencial externo e o papel das interações	19
 III Como produzir experimentalmente gases quânticos	 25
III.1 Visão Geral	25
III.2 Aprisionamento Magneto-Óptico	28
III.2.1 Princípio de funcionamento	28
III.2.2 O átomo de Sódio	31
III.3 Algumas considerações sobre métodos de carga do MOT	33
III.3.1 Carga a partir de Células de vapor - <i>VCMOT</i>	33
III.3.2 Carregamento a partir de feixes frios.....	34
III.3.3 Métodos alternativos (<i>LVIS</i> , <i>double-MOT</i> , <i>PMOT</i>).....	35
III.4 Processos de perda – colisões e outras limitações.....	36
III.4.1 A técnica <i>Dark-SPOT</i>	38

III.5	Aprisionamento Magnético de Átomos Neutros	39
III.5.1	Princípio de Funcionamento	39
III.5.2	A Geometria dos Campos e as Transições Majorana.....	41
III.6	Transferência do MOT para a Armadilha Magnética.....	43
III.7	Resfriamento Evaporativo	45
III.7.1	O caso dos férmions	47
III.8	Como detectar a condensação : sistema de imagem	48
IV.	Sistema Experimental I: armadilha <i>cloverleaf</i>.....	51
IV.1	Sistema de desaceleração de átomos neutros.....	51
IV.1.1	Fonte de Átomos Frios (feixe atômico)	51
IV.1.2	Sistema de vácuo	52
IV.1.3	O Forno de Sódio.....	53
IV.1.4	A Bobina Desaceleradora	54
IV.1.5	A Bobina Extratora	59
IV.1.6	Aprisionamento a partir do feixe atômico.....	60
IV.2	Descrição do <i>MOT</i> e câmara de aprisionamento.....	61
IV.2.1	Câmara de aprisionamento.....	61
IV.2.2	A montagem óptica e lasers	63
IV.3	Aprisionamento magnético.....	66
IV.3.1	A configuração <i>IP</i> e as bobinas " <i>Cloverleaf</i> "	66
IV.3.2	O projeto das bobinas.....	67
IV.3.3	Sistema de Refrigeração das Bobinas.....	73
IV.3.4	Sistema de Chaveamento de Alta Corrente.....	75
IV.4	Resfriamento sub-Doppler.....	79
IV.4.1	Implementação do ciclo de 'Molasses Cooling'	79
IV.5	Sistema de Radiofrequência.....	81
IV.5.1	Antena de RF.....	82
IV.5.1	Caracterização da antena e o circuito de acoplamento	85
IV.6	Sistema de Imagem	87
IV.6.1	Descrição geral.....	87
IV.6.2	Detalhes do sistema	90
IV.6.3	Imagens por TOF - Simulações e Análises.....	93
V.	Resultados obtidos com o sistema <i>cloverleaf</i>.....	99
V.1	Transferência <i>MOT</i> - <i>Cloverleaf</i>	99
V.2	Alguns Resultados de compressão	102
V.3	Tempo de Vida	103
V.3.1	Medidas iniciais no quadrupolo.....	103
V.3.2	Decaimento rápido dos átomos na <i>cloverleaf</i> :	104
V.4	Bombeamento óptico.....	105
V.4.1	Um modelo simples: o sistema de três níveis.....	106
V.4.2	Estratégia de bombeamento óptico para $ 1,-1\rangle$	111
V.5	Resfriamento Evaporativo	113
V.5.1	Primeiras tentativas na <i>cloverleaf</i>	113
V.5.2	Resultados no quadrupolo	115
V.5.3	Nova tentativa na armadilha <i>cloverleaf</i>	116
V.5.4	O Problema das interferências de RF	116
V.5.5	Circuito de acoplamento	117
V.5.6	Tempo de Evaporação.....	119
V.5.7	Tentativas de resfriamento evaporativo	120

V.6	Conclusões finais sobre o sistema <i>Cloverleaf</i>	121
VI.	Sistema Experimental II: armadilha <i>QUIC</i>	125
VI.1	Magneto desacelerador	126
VI.1.1	Esquema e montagem.....	126
VI.1.2	Caracterização da desaceleração e a taxa de carga do <i>MOT</i>	127
VI.2	A configuração <i>QUIC</i>	128
VI.3	Funcionamento e caracterização do novo sistema.....	133
VI.3.1	Medidas do tempo de vida	133
VI.4	Resultados de resfriamento por evaporação.....	137
VI.4.1	Os primeiros resultados	138
VI.4.2	Estudando a compressão	141
VII.	Nossas contribuições	143
VII.1	A técnica do “ <i>dark-spot Zeeman slowing</i> ”	143
VII.2	O estudo da velocidade de captura	148
VII.3	Análise <i>in situ</i> da armadilha magnética: a técnica de tomografia do campo.....	150
VII.4	O <i>Self-Induced Dark-SPOT</i>	151
VII.4.1	Princípio de funcionamento	152
VII.4.2	Demonstração experimental do <i>self-dark-SPOT</i>	153
VIII.	Conclusão	155
 <u>Anexo A</u>		
	Funcionamento de alguns possíveis métodos de carga.....	161
	Desaceleração de átomos neutros pela técnica de ajuste <i>Zeeman</i>	161
	O Perfil de Campo Magnético para Desaceleração	162
	Seguimento Adiabático	164
	Outras alternativas de carga: <i>LVIS</i> , <i>double-MOT</i> e <i>PMOT</i>	165
	Transferência entre duas armadilhas: <i>double-MOT</i>	166
	O <i>PMOT</i> como fonte de átomos frios	167
 <u>Anexo B</u>		
	Sistemas de Controle e Aquisição de Dados.	171
 <u>Anexo C</u>		
	Processamento e análise quantitativa das Imagens	175
	Processamento das Imagens de Fluorescência	176
	Processamento das Imagens de Absorção.....	178
	Obtenção da Temperatura e outras grandezas	180

Referências.....	181
-------------------------	------------

Apêndice I

Listagem dos softwares desenvolvidos neste trabalho	187
--	------------

Apêndice II

Esquemas Eletrônicos e Mecânicos	265
---	------------

Apêndice III

Cópia das publicações relacionadas a este projeto	283
--	------------

LISTA DE FIGURAS

Figura 1: Representação pictórica da transição de fase para BEC.....	4
Figura 2: Comparação entre as distribuições espaciais dos átomos condensados e dos átomos térmico.....	21
Figura 3: Grandezas experimentalmente acessíveis: (a) distribuição espacial e (b) a evolução da fração de ocupação do estado fundamental como função da temperatura.....	22
Figura 4: Resultados da primeira demonstração experimental de condensação de Bose-Einstein em átomos de ^{87}Rb	22
Figura 5: Imagens de expansão de um condensado num potencial assimétrico	23
Figura 6: Fluxograma típico de operação do nosso sistema experimental.....	28
Figura 7: Princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica.	30
Figura 8: Esquema tridimensional da armadilha magneto-óptica.....	31
Figura 9: Diagrama do níveis do sódio, mostrando as transições eletrônicas envolvidas no processo de aprisionamento.....	32
Figura 10: Diagrama da separação Zeeman dos níveis do estado fundamental do átomo de sódio, devido a aplicação de um campo magnético externo.....	41
Figura 11: Princípio de funcionamento do resfriamento evaporativo.....	45
Figura 12 : Efeito da RF sobre os átomos aprisionados num potencial magnético..	47
Figura 13: Imagens da distribuição espacial dos átomos para diferentes temperaturas, mostrando o surgimento da transição de fase que leva à BEC	49
Figura 14: Esquema do sistema de desaceleração de átomos de sódio usado para carregar uma armadilha magneto-óptica	52
Figura 15: Fotografia da câmara de vácuo onde fica a fonte (forno) de sódio..	53
Figura 16: Esquema em corte transversal do forno de sódio.	54
Figura 17: Fotografia do sistema de desaceleração.....	55
Figura 18: Medida do perfil de campo magnético ao longo do eixo de desaceleração.....	56
Figura 19: Resultado do cálculo do perfil de campo magnético produzido pelo segundo magneto desacelerado.....	56
Figura 20: Comparação dos perfis do campo desacelerador, mostrando como ficou o campo após a perda de 7 das 20 camadas que formam o magneto..	58

Figura 21: Esquema do sistema de desaceleração com inclusão da bobina extratora.....	59
Figura 22: Esquema da câmara de aprisionamento com as bobinas e os feixes de aprisionamento.	62
Figura 23: Fotografia mostrando uma visão geral do sistema experimental cloverleaf.....	62
Figura 24: Esquemas da montagem óptica usada na desaceleração e aprisionamento magneto-óptico ...	65
Figura 25: Esquema das bobinas de aprisionamento magnético cloverleaf.....	67
Figura 26: Vista superior das bobinas cloverleaf mostrando a disposição das bobinas que formam o conjunto.	68
Figura 27: Representação em corte vertical da câmara de aprisionamento mostrando a disposições de todas as bobinas do sistema.....	69
Figura 28: Alguns dos resultados obtidos com as simulações do campo, obtidas por integração numérica da lei de Biot-Savart.....	70
Figura 30: Na fotografia acima podemos observar as bobinas “Cloverleaf” e as bobinas de anti-bias montadas num suporte que simula as distancias reais do sistema.	72
Figura 31: Medidas do gradiente radial gerado pelas bobinas “Cloverleaf” e da curvatura de campo produzido pela bobina de Curvatura.....	73
Figura 32: Representação esquemática dos circuitos de controle e chaveamento do campo.....	77
Figura 35: Medidas da temperatura dos átomos após um estágio de molasses de 5 ms para diferentes detunings e atenuações do laser..	80
Figura 36: Desenho, digitalizado do meu caderno de laboratório, mostrando como foi montada a nova antena de RF., com as dimensões físicas reais.	83
Figura 37: Cálculo numérico do campo magnético produzido, na região central da armadilha, pela antena de RF mostrada na figura 36	84
Figura 38: Medida da impedância e ângulo de fase de um protótipo da antena de RF.....	85
Figura 39: Medidas do coeficiente de reflexão como função da frequência, para diversas situações de acoplamento	86
Figura 40: Modelamento do coeficiente de reflexão, através de um ajuste, para determinar os parâmetros relevantes do sistema	87
Figura 41: Imagem de fluorescência dos átomos numa armadilha magneto-óptica ligada.....	88
Figura 42: Esquema de funcionamento das imagens de absorção óptica.	89
Figura 43: Sequências temporais com padrão de pulsos típico, usados nas rotinas de controle do experimento..	92
Figura 44: Tela do programa usador para capturar e analisar as imagens do experimento.	94

Figura 45: Medidas da largura gaussiana da distribuição, após TOF dos átomos do DMOT.....	95
Figura 46: Resultados da simulação numérica da expansão dos átomos de sódio.....	96
Figura 47: Determinação da temperatura dos átomos, a partir dos dados da figura 45.	97
Figura 48: Comparação do comportamento transiente da corrente das bobinas de anti-bias, para diversas situações de controle.....	101
Figura 49: Seqüência de imagens dos átomos da armadilha magnética, logo após o desligamento do campo, para diferentes valores da corrente de anti-bias.....	102
Figura 50: Tempo de vida dos átomos aprisionados numa armadilha magnética quadrupolar formada pelas próprias bobinas do MOT ($I_{\text{MOT}} = 30\text{A}$).....	103
Figura 51: Medida de tempo de vida na armadilha cloverleaf.....	104
Figura 52: Superposição das imagens de tempo de vôo dos átomos, antes e depois de transferí-los para a armadilha magnética cloverleaf.....	105
Figura 53: Diagrama de níveis de energia do modelo simplificado de 3 níveis	106
Figura 54: Estimativa do tempo de bombeamento óptico causado pela luz de fundo, espalhada pelos lasers de aprisionamento.....	109
Figura 55: Comparação entre os tempos de vida medido na armadilha cloverleaf para diferentes condições de luz espalhada.	110
Figura 56: Medidas do tempo de vida na armadilha cloverleaf.....	111
Figura 57: Solução numérica do sistema de equações de taxa mostrando a evolução da população entre os diversos sub-níveis Zeeman dos estados $F=1$, $F=2$, $F'=1'$ e $F'=2'$	112
Figura 58: Evolução da população durante e após o desligamento da luz de bombeio	112
Figura 59: Primeira tentativa de se observar efeitos da RF nos átomos da armadilha cloverleaf.....	113
Figura 60: Espectro de interferência de RF no circuito de controle de corrente das bobinas anti-bias..	114
Figura 61: Efeito da radiofrequência sobre os átomos da armadilha magnética.....	115
Figura 62: Medidas do número de átomos remanescentes no cloverleaf, após 2s de aprisionamento, como função da frequência da RF.....	116
Figura 63: Comparação entre os resultados obtidos com o novo circuito de acoplamento e as situações onde só temos a caixa de acoplamento resistiva ou, no caso extremo, apenas a antena.	117
Figura 64: Quadro de evolução das amplitudes de interferências da RF no circuito de controle de corrente das bobinas de anti-bias.	118

Figura 65: Efeito do tempo de interação da RF sobre os átomos e como função da amplitude	119
Figura 66: Comparação das larguras da distribuição espacial dos átomos, após tempo de voo, a partir das armadilha magneto-óptica e magnética.	120
Figura 67: Fotografias da antena de RF dentro da câmara UHV, feitas nas várias direções de incidência dos feixes de aprisionamento	122
Figura 68: Espectro de absorção de um MOT normal e um Dark-MOT.	122
Figura 69: Diagrama esquemático do novo magneto desacelerador.....	127
Figura 70: Fotografias mostrando várias etapas da construção do novo magneto.....	127
Figura 71: Medidas da distribuição de velocidades dos átomos que saem do magneto desacelerador, em função do detuning	128
Figura 72: Resultados de simulações numéricas do campo magnético produzido pelas novas bobinas de quadrupolo, mostrando o valor absoluto do campo ao longo dos eixos x e z	129
Figura 73: Modelo CAD utilizado no projeto do novo conjunto de bobinas.....	130
Figura 74: Perfil longitudinal do campo magnético produzido pelas três bobinas do QUIC, em diferentes condições de corrente circulando pela bobina Ioffe.....	131
Figura 75: Representação esquemática das partes de vácuo montadas na região próxima a célula	131
Figura 76: A sequência de fotografias acima mostra diferentes etapas do “desmanche” do sistema antigo e da montagem do novo sistema.....	132
Figura 77: Funcionamento de uma armadilha magneto-óptica de sódio vista em detalhes	133
Figura 78: Fotografia da célula mostrando (em destaque) um filme de sódio depositado na parede inferior, onde não incidência de luz laser.	134
Figura 79: Medida do tempo de vida, feita após desligar o aquecimento do canal.	136
Figura 80: Melhor medida de tempo de vida na armadilha QUIC, conseguida logo após ‘baking’ da célula e a substituição do canal de ligação entre a câmara do forno e o tubo de desaceleração.	137
Figura 81: Primeiros resultados de resfriamento evaporativo induzido por RF.	139
Figura 82: Dependência da temperatura dos átomos com intensidade da radiofrequência, mantendo a frequência fixa em 30MHz.	140
Figura 83: Variação da temperatura e densidade dos átomos da armadilha magnética após a aplicação de diferentes rampas de compressão.	141
Figura 84: A sequência de gráficos acima mostra como varia o número e a taxa de formação de íons na armadilha magneto-óptica para diferentes tamanhos de “dark-spot”	147

Figura 85: Princípio de funcionamento e resultados da técnica de tomografi de campos magnéticos.	151
Figura 86: Imagem de fluorescência do SDSM, mostrantro uma depressão no centro da armdilha.....	153
Figura 88: Evolução de alguns parâmetros relevantes da armadilha magnético ao longo do projeto.....	159
Figura 87: Imagem de absorção de $F=1$, feita dos átomos do SDSM.....	154
Figura A.1: Simulação numérica mostrando o comportamento de átomos que começam o processo de desaceleração com diferentes velocidades.....	163
Figura A.2: Esquema típico da montagem experimental utilizada na técnica de transferência de átomos frios entre duas armadilhas magneto-ópticas (double-MOT).....	166
Figura A.3: Princípio de funcionamento de um PMOT e comparação com um MOT convencional	168
Figura A.4: Esquema mostrando as partes básicas do sistema para produção de BEC de duas espécies construído em São Carlos.....	169
Figura B1: Esquema geral dos sistemas de controle e aquisição de dados	172

LISTA DE TABELAS

Tabela 1: Parâmetros físicos da bobinas *cloverleaf*. 70

Tabela 2: Resultados dos cálculos numéricos da armadilha magnética *cloverleaf*. ... 72

LISTA DE ABREVIATURAS

BEC	Condensação de Bose-Einstein (<i>Bose-Einstein Condensation</i>)
MOT	Armadilha Magneto-Óptica (<i>Magneto-Optical Trap</i>)
VCMOT	Armadilha Magneto-Óptica em células de vapor (<i>Vapor Cell MOT</i>)
LVIS	<i>Low Velocity Intensity Source</i>
<i>double-MOT</i>	Método de carga baseado no LVIS (usando duas armadilhas)
PMOT	Armadilha Magneto-Óptica Piramidal (<i>Pyramidal MOT</i>)
AMOT	<i>Axicon</i> MOT (usando espelho cônico - <i>Axicon</i>)
<i>Dark-SPOT</i>	<i>Dark-Spontaneous Optical Trap</i>
DMOT	Armadilha Magneto-Óptica do tipo <i>Dark-SPOT</i>
SDMOT	<i>Self Dark-SPOT MOT</i>
IP	Ioffe-Pritchard
QUIC	<i>Quadrupole-Ioffe Configuration</i>
IGBT	<i>Insulated Gate Bipolar Transistor</i>
MOSFET	<i>Metal-Oxide-Silicon Field Effect Transistor</i>
PI	Controlador do tipo Proporcional-Integral
CCD	<i>Charged Coupled Device</i>
TOF	Imagens de tempo de voo (<i>Time of Flight</i>)
UHV	Ultra-Alto Vácuo (<i>Ultra-High Vacuum</i>)

RESUMO

Neste trabalho nós apresentamos detalhadamente todo o desenvolvimento experimental realizado em São Carlos para produção e estudo de gases quânticos, visando principalmente à produção do condensado de Bose-Einstein em átomos de ^{23}Na . Para isso projetamos, construímos e integramos todo um complexo sistema experimental que reúne a maioria das técnicas desenvolvidas na área de átomos frios nas últimas décadas: desaceleração de feixes atômicos, aprisionamento magnético e magneto-óptico de átomos neutros, resfriamento sub-Doppler, resfriamento evaporativo induzido por radiofrequência, manipulação de altos campos magnéticos e o processamento de imagens de amostras próximas do zero absoluto. Com isso realizamos o primeiro e mais importante passo, também o mais difícil, do nosso projeto de estudo de gases quânticos, que foi o desenvolvimento e operacionalização de todo o aparato experimental. Ainda assim, este trabalho não se resume apenas ao desenvolvimento de instrumentação, pois ao longo do caminho também fizemos contribuições científicas originais e importantes para o desenvolvimento da área de átomos frios, como um todo. Essas contribuições resultaram em várias publicações que estão anexadas no apêndice III, mas não constituem o foco deste trabalho, cujo principal objetivo é o estudo de gases quânticos macroscopicamente degenerados.

ABSTRACT

We present here all the experimental development obtained in São Carlos to produce and study quantum degenerate gases, aiming specially the realization of Bose-Einstein Condensation (BEC) in sodium (^{23}Na) atoms. In order to do that we designed, built and completely integrated a complex experimental setup which conjugates most of the techniques developed along the last decades to produce cold atoms: atomic beam slowing, magnetic and magneto-optical trapping, optical sub-Doppler cooling, forced evaporative cooling induced by radio-frequency (RF), controlling of high gradient and curvature magnetic fields for atom trapping and the image acquisition and processing of atomic samples near absolute zero temperatures. During this period we did the first and most important step, also the most difficult, of our current project to study quantum gases, which was the development and realization of all the experimental apparatus. However, this work is not just about instrumentation, and along the way we also did important scientific contributions to the cold atom field, as whole. These contributions resulted in several publications, listed in appendix III, but they do not constitute the focus of this work, which main goal is the study of macroscopically quantum degenerate gases.

“A theory is something nobody believes, except the person who made it. An experiment is something everybody believes, except the person who made it.”

Albert Einstein

Capítulo 1

I. Introdução

No final do século XIX existia um certo consenso, mesmo entre os mais proeminentes cientistas da época, de que se havia alcançado uma completa compreensão dos princípios básicos que governam todo o universo físico. Muitos pensavam que o estudo da física, como ciência fundamental, estava quase terminado, já não haveria mais grandes descobertas para serem feitas. Na opinião desses, restava apenas alguns “pequenos detalhes” para serem esclarecidos.

Dentre esses “detalhes” estava a explicação do chamado espectro de corpo negro, relativo à emissão de radiação térmica de um corpo aquecido. Apesar dos esforços de vários pesquisadores importantes, as tentativas de explicar as observações experimentais, a partir da chamada “física clássica”, levava sempre a conclusões absurdas nos dois extremos do espectro eletromagnético, como no caso das leis de Wein e Rayleigh-Jeans. A solução desse problema só foi obtida por Max Planck, já na virada do século, mas às custas de um argumento que sugeria a quantização da energia. Esse argumento ia contra tudo que se sabia na época, sendo, portanto, de difícil aceitação. O próprio Planck chegou a admitir que se tratava de “um ato de desespero” na tentativa de justificar os resultados observados.

Embora o modelo de Planck fosse capaz de reproduzir os espectros de emissão observados nos experimentos, havia uma expectativa de que essa “quantização” seria explicada, mais cedo ou mais tarde, pelas teorias existentes. Mesmo Planck pensava dessa forma, de modo que ninguém poderia prever que num intervalo de apenas alguns anos, aquela visão aparentemente sólida e “completa” do universo daria lugar a uma concepção completamente nova e original.

Como sabemos hoje, esses eventos marcam ao surgimento da mecânica quântica, que é o resultado do trabalho de grandes nomes da ciência moderna. Essa nova visão da matéria provocou uma verdadeira revolução no mundo contemporâneo, especialmente no que diz respeito à tecnologia. Hoje conceitos como átomos, moléculas, partículas elementares e mesmo alguns aspectos peculiares da mecânica ondulatória (como a dualidade e o tunelamento) são de conhecimento comum, até mesmo em meios não científicos.

Assim, é surpreendente quando nos damos conta que o próprio conceito de átomo não era muito bem estabelecido ainda a pouco mais de um século. Na verdade, é interessante

notar que o uso da atomística de forma quantitativa não começa com os gregos, como se costuma pensar, mas sim com o estudo dos gases, no século XVII. Naquela época a intuição e os experimentos conduzidos por Torricelli, Pascal e Boyle serviram para estabelecer o início da termodinâmica, que seria bastante desenvolvida no século seguinte (ainda usando o conceito do “calórico”) e complementada com os experimentos de Gay-Lussac, já no início do século XIX, dando forma à conhecida lei dos gases ideais.

Pela metade do século XIX a termodinâmica já era um ramo bem desenvolvido da física e a lei dos gases estava completamente estabelecida. Esse panorama permitia a extensão natural dos conceitos atomísticos, sob a forma da teoria cinética dos gases, procurando explicar as leis macroscópicas a partir do comportamento microscópico dos átomos e moléculas, que nesse modelo moviam-se de forma determinística, seguindo a mecânica Newtoniana.

Essa busca resultou na mecânica estatística clássica, graças às contribuições valiosas de Rudolf Clausius (que foi o primeiro a introduzir o conceito de livre caminho médio, em 1858), James C. Maxwell (com sua teoria de fenômenos de transporte, onde em 1859 ele já apresentava sua famosa função de distribuição de velocidades), J. Loschmidt (o primeiro a fazer uma estimativa realística do tamanho dos átomos, ainda em 1865), J. Willard Gibbs (o primeiro a perseguir o uso geral da teoria de *ensembles* – também foi quem criou o termo *mecânica estatística*, em 1901) e, talvez o seu maior representante, Ludwig Boltzmann que introduziu sua celebrada equação em 1872. Boltzmann ainda dedicou grande parte da sua vida para mostrar que a irreversibilidade expressa pela segunda lei da termodinâmica, podia ser entendida a partir de argumentos inerentemente estatísticos sobre o movimento determinístico dos átomos.

O sucesso de Boltzmann em explicar a irreversibilidade em termos moleculares, rendeu-lhe tanto renome quanto oposição¹. Na verdade, foi só após a morte de Boltzmann (que ocorreu em 1906) que os experimentos de Perrin, inspirados na interpretação de Einstein para o movimento Browniano, juntamente com outras evidências acumuladas (a descoberta do elétron e do próton, e os experimentos de Rutherford) levaram a uma aceitação geral da teoria atômica.

Deve-se ressaltar, porém, que apesar dos intensos debates, a essa altura os resultados obtidos pela teoria cinética dos gases já eram surpreendentemente bem sucedidos. Havia, por exemplo, a compreensão de que, segundo a equação de Boltzmann, sobre a influência de

¹ É famoso o grande debate que houve entre Boltzmann e Ostwald a respeito dessas idéias. Também entre os opositores de Boltzmann estava, o então eminente, Ernst Mach que costumava dizer que o uso de conceitos hipotéticos, como os átomos e o éter, para descrever os fenômenos naturais era uma clara violação da função básica da ciência, que a seu ver era alcançar uma economia de raciocínio a partir de leis quantitativas da natureza.

colisões, qualquer distribuição de velocidade num gás tende, no equilíbrio, a uma distribuição de Maxwell-Boltzmann. É interessante destacar que neste trabalho estamos interessados em estudar justamente sistemas que representam um curioso contraponto desse resultado fundamental da mecânica estatística clássica. Isso ocorre devido à evolução e a união desses dois grandes ramos do desenvolvimento científicos moderno: a mecânica quântica e a mecânica estatística, que no século XX deram origem à mecânica estatística quântica, onde a indistinguibilidade das partículas e o princípio de simetrização (necessário para manter a invariância dos observáveis frente à troca de coordenadas de duas partículas do sistema) levaram à concepção de dois tipos fundamentais de partículas: os bósons e os férmions. A diferença entre essas partículas está no valor do *spin* total, sendo férmions aquelas partículas que tem *spin* semi-inteiro e bóson as de valor inteiro. O comportamento estatístico final do sistema irá depender se as partículas são de um tipo ou de outro.

Como veremos mais adiante, no caso dos bósons, por exemplo, sob condições especiais essas partículas podem apresentar um comportamento físico surpreendente, bem distinto do esperado para uma partícula clássica.

Mas, para muitos sistemas físicos nas condições normais do nosso cotidiano, a distinção feita pela mecânica quântica entre um gás de bósons e férmions é praticamente irrelevante para o comportamento macroscópico do sistema. Isso ocorre porque o comprimento de onda das partículas que compõe o gás é tão pequeno (quando comparado à separação entre as partículas) que elas se comportam de forma perfeitamente distinguível e numerável, como assume a teoria clássica. Portanto, nesse regime, o gás deve ainda obedecer à estatística clássica de Maxwell-Boltzmann².

Esse cenário modifica-se bastante em temperaturas extremamente baixas, onde o comprimento de onda das partículas passa a ser grande, podendo até ser comparável à separação entre elas. Nestas condições podem ocorrer efeitos quânticos macroscópicos. E é justamente a realização experimental desse tipo de sistema a principal motivação deste trabalho.

Fisicamente, o tamanho característico das partículas é o chamado comprimento de onda de de Broglie, definido por $\lambda_{dB} = h/(2\pi m k_B T)^{-1/2}$. Assim uma maneira de quantificar o grau de degenerescência quântica de um sistema é através da densidade no espaço de fase, definida por $\mathcal{D} \equiv n\lambda_{dB}^3$, onde n é a densidade de partículas por unidade de volume. É fácil verificar que para a maioria das temperaturas e densidades do nosso cotidiano temos $\mathcal{D} \ll 1$, o que justifica os argumentos apresentados acima.

² Uma notável exceção a essa regra é o caso dos elétrons de valência nos metais, onde mesmo a temperatura ambiente o sistema próximo da temperatura de Fermi, que delimita o surgimento de efeitos de degenerescência quântica.

Por outro lado, quando o comprimento de onda de de Broglie das partículas é comparável a separação entre elas, a descrição clássica do sistema deixa de ser apropriada, pois os efeitos de interferências das ondas de matéria (ondas de de Broglie) não podem ser mais desprezados. Nestas condições, para um sistema de bóson, o fenômeno conhecido como condensação de Bose-Einstein (*BEC*) passa a determinar dramaticamente o comportamento macroscópico do sistema, dando origem a fenômenos fascinantes, como a supercondutividade e a superfluidez. Em termos da densidade no espaço de fase, a condição que leva à transição de fase é dada por $\mathcal{D} \rightarrow 2,612$.

Outra maneira de definir a transição de fase é em termos do número de ocupação dos estados, que passa a ser macroscópica, em contraposição à situação ordinária, onde o número de ocupação dos estados é sempre muito menor que a unidade. Por essa razão a condensação de Bose-Einstein é também usualmente definida como sendo um fenômeno onde ocorre a ocupação macroscópica do estado fundamental do sistema. Num sistema de bósons esse efeito só ocorre abaixo de uma certa temperatura crítica, que caracteriza a transição de fase *BEC* e depende apenas do sistema em questão.

Figura 1: Representação pictórica da transição de fase para BEC. Em altas temperaturas as partículas se comportam com "bolas de bilhar", mas à medida que a temperatura é reduzida começam a se manifestar os efeitos ondulatórios. Na temperatura crítica T_c , λ_{dB} torna-se comparável à distância entre as partículas e ocorre uma superposição dos pacotes de onda. Reduzindo ainda mais a temperatura tem-se um condensado quase puro. A mesma situação pode ser descrita em termos do número de ocupação onde, neste caso, em $T=T_c$ começa a ocorrer uma ocupação macroscópica do estado fundamental do sistema.

Ambas as definições são equivalentes e por trás delas reside o fato, pouco usual, de que as propriedades estatísticas do sistema são agora determinadas predominantemente por um único estado quântico do sistema, enquanto usualmente as características macroscópicas

resultam de uma “média” sobre os estados. A fim de ilustrar esse comportamento, a figura 1 mostra uma representação “gráfica” da transição de fase.

O comportamento quântico macroscópico desses sistemas tem um papel fundamental em inúmeros fenômenos físicos importantes e cria perspectivas de estudos, e eventualmente até mesmo aplicações, extremamente interessantes da mecânica quântica. Dentre eles podemos citar: a interferometria atômica, o controle coerente da interação átomo-fóton e a computação quântica. Num condensado os átomos são naturalmente preparados num único estado do sistema (o estado fundamental da armadilha), que é perfeitamente caracterizado pelas condições iniciais do experimento, a menos por uma fase global arbitrária. E tanto os estados de energia do sistema, como os átomos propriamente ditos, podem ainda ser facilmente manipulados através de campos eletromagnéticos externos, de acordo com o interesse dos experimentos.

Além disso, como o número de átomos no estado condensado pode ser bastante grande, ao invés de realizar várias medidas da função de onda de um único átomo, para fazer uma estatística de determinada propriedade de interesse, pode-se medir de uma única vez a função de onda do sistema total, que devido sua grande pureza, representa bem o comportamento de um único átomo, mas elimina um grande número de incertezas e fontes de ruído associadas às medidas com um número pequeno de partículas. Isso permite melhorar enormemente a relação *Sinal/Ruído* em medidas de precisão de física fundamental, que usualmente são extremamente sensíveis.

Embora, mesmos em gases rarefeitos, normalmente ainda permaneça alguma interação entre os átomos no condensado, esta é muito menor do que em outros sistemas físicos que apresentam efeitos quânticos macroscópicos. Sendo que, inclusive, eventualmente tais interações podem ser controladas experimentalmente, dependendo do interesse do estudo. Dessa forma, por exemplo, medidas não destrutivas³ da distribuição espacial do condensado podem ser interpretadas com uma visualização em tempo real da dinâmica de sistemas quânticos macroscópicos, o que certamente cria perspectivas fascinantes de pesquisa fundamental, quem sabe até permitindo descobrir novos paradigmas para a ciência do século XXI.

³ Por exemplo: usando imagens por contraste de fase (dispersivas).

I.1 Apresentação da tese

Esta tese representa o primeiro e mais importante passo de um longo trabalho experimental que visa à produção e o estudo de condensados de Bose-Einstein (*BEC*) em átomos alcalinos. As técnicas desenvolvidas aqui são bastante versáteis, servindo tanto para produzir gases quanticamente degenerados de bósons ou férmions. Portanto, embora nosso esforço nos último cinco anos tenha sido voltado especialmente à condensação no sódio, acreditamos que a generalidade das técnicas desenvolvidas neste trabalho permitirá que elas sejam usadas para obtenção de degenerescência quântica em outros sistemas, tanto em nosso grupo quanto em outros grupos de pesquisa. De fato, os recentes progressos experimentais na produção de gases de férmions quanticamente degenerados⁴ confirmam essa expectativa e criam uma interessante perspectiva de pesquisa para os grupos dessa área.

Na elaboração desse texto houve uma grande preocupação de fazer da tese um documento útil àqueles que tem interesse na área de átomos frios como um todo, mas em particular nos que buscam produzir temperaturas extremamente baixas, como os experimentos de condensação. Devido à necessidade de integrar um grande número de técnicas experimentais diferentes para se atingir essas temperaturas, acreditamos que uma referência como essa possa contribuir para uma rápida evolução das pesquisas em outros grupos. Evitando os erros comuns à fase de aprendizado de uma nova área ou de uma nova técnica, ou mesmo da integração de duas técnicas conhecidas, mas nunca interligadas.

Dizemos isso porque no início e mesmo em alguns momentos ao longo desse projeto sentimos a dificuldade de encontrar esse tipo de material de referência. Atualmente até já existem vários artigos de revisão na literatura, que são bastante úteis numa discussão geral, mas nenhum deles discute os detalhes experimentais envolvidos. Nossa experiência tem mostrado que muitas vezes esses “pequenos detalhes” fazem toda a diferença na hora de construir e operacionalizar o sistema!

Assim, além da função de reportar os resultados e conhecimentos alcançados ao longo deste trabalho de pesquisa, o texto busca ser, tanto quanto possível, um tutorial para os novos pesquisadores da área, ou mesmo uma obra de referência para aqueles que desejam saber mais sobre alguma das técnicas utilizadas nesse trabalho. Creio que essa característica do texto se faz sentir especialmente nos três capítulos iniciais, que são introdutórios.

Para atingir esses objetivos foi incluída uma extensa bibliografia, que serve de apoio e complementa as discussões do texto. Também incluímos vários anexos e apêndices para

⁴ Especialmente o trabalho de Hadzibabic *et al.* [24], que usa praticamente as mesmas técnicas descritas aqui.

descrever alguns aspectos técnicos dos sistemas que construímos: sistemas e programas de controle e aquisição, análise e processamento das imagens, esquemas eletrônicos e etc. Optamos por separar essa discussão do texto principal porque, talvez sua inclusão lá poderia tornar o texto um pouco cansativo e fora do escopo, mas acreditamos que tais detalhes técnicos sejam uma contribuição importante do trabalho como um todo.

Como veremos logo mais, a produção de gases quanticamente degenerados envolve uma série de passos que buscam resfriar os átomos até o seu limite mais fundamental. Para alcançar esse objetivo freqüentemente é necessário superar vários problemas técnicos. Embora esse trabalho não trate apenas desses problemas, em alguns pontos do texto fizemos questão de enfatizar essas dificuldades, pois acreditamos que isso possa ser útil àqueles que desejem seguir nessa estimulante área de pesquisa.

De um modo geral, a organização final da tese pode ser dividida em três partes principais: introdução e revisão geral dos métodos envolvidos, descrição do sistema experimental e as contribuições que fizemos, e finalmente as conclusões. Na primeira parte, especialmente nos capítulos 1 e 2, procuramos contextualizar esse estudo dentro de um panorama histórico e apresentar uma revisão de alguns conceitos básicos a respeito da condensação. Ainda nessa parte introdutória, são apresentados os métodos experimentais utilizados para produzir e estudar tais sistemas. Nesse aspecto, o capítulo 3 é fundamental para uniformizar a linguagem (e jargão) que será usada no restante do texto. Assim, os três primeiros capítulos foram escritos pensando principalmente naqueles que estão iniciando nesta área de pesquisa.

Na segunda parte da tese, que engloba os capítulos de 4-6, temos uma descrição detalhada dos sistemas experimentais usados nas diversas fases deste projeto. Também são apresentados os resultados obtidos nos diferentes sistemas e algumas das principais dificuldades enfrentadas.

Finalmente, na terceira e última parte apresentamos algumas soluções originais que encontramos para os problemas enfrentados no laboratório durante o projeto e que contribuíram para o desenvolvimento da área de átomos frios como um todo. Essas contribuições incluem o estudo da velocidade de captura, o desenvolvimento da técnica de ‘*dark-spot Zeeman slowing*’ e o mapeamento ‘*in situ*’ de campos magnético usando uma técnica tomográfica, baseada em fluorescência atômica. Essas contribuições resultaram em publicações, que estão incluídas no apêndice III. Por fim, são apresentadas no capítulo 8 as conclusões gerais deste trabalho até momento em que a tese foi redigida.

Capítulo 2

II Histórico e conceitos gerais sobre *BEC*

II.1 Um breve histórico: de Bose a Boulder (1925-1995)

Em 1924, Satyendranath Bose enviou a Einstein a cópia de um trabalho [1] onde usava apenas argumentos estatísticos para derivar a lei de Planck da radiação de corpo negro. Nesse trabalho, Bose trata os fótons da cavidade como um gás de partículas idênticas indistinguíveis⁵. Einstein generalizou essa idéia para um gás ideal de partículas massivas cujo número era conservado [2]. A contribuição de Einstein foi fundamental e é expressa em três artigos, onde já no segundo trabalho, publicado ainda no início de 1925 [3], ele chama a atenção para uma característica muito peculiar desse sistema: o fato de que, sob certas condições especiais, o gás poderia sofrer uma transição de fase mesmo na ausência de interação entre as partículas. Um resultado inesperado para física da época!

Embora bastante intrigante este efeito, que passou a ser conhecido como condensação de Bose-Einstein (*BEC*), foi por muito tempo considerado apenas uma curiosidade. Aparentemente o próprio Einstein não deu grande atenção a ele. Numa carta a Paul Ehrenfest, ele teria escrito: “É bonito, mas será que está correto?”.

Em 1927, George Uhlenbeck fez sérias críticas aos resultados obtidos por Einstein, escrevendo em sua tese de doutorado que a mecânica estatística não poderia jamais prever uma transição de fase descontínua e que a condensação de Bose-Einstein era um mero artefato, pois jamais ocorreria num sistema finito. Talvez por essa razão, Laszlo Tisza, que de 1935 a 1937 fez seu pós-doutorado com Lev Davidovich Landau, em Moscou, comentou que até aquela data *BEC* nunca havia sido mencionada no Instituto de Landau, mostrando que ninguém levava *BEC* muito a sério.

Em grande parte isso ocorria também porque ninguém a compreendia completamente (uma vez que muitos dos conceitos, que nos são comuns hoje, ainda estavam

⁵ Embora a indistingüibilidade não seja explicitamente citada no trabalho original de Bose, Einstein mostrou posteriormente que ela estava implicitamente expressa no seu método de contagem dos estados.

sendo desenvolvidos naquela época⁶), outra razão é que além dos argumentos de Uhlenbeck (que alias, em 1937 retirou suas críticas [4] – após compreender o significado de uma transição de fase de segunda ordem) havia ainda a ausência de qualquer sistema real com característica parecidas ao modelo de Einstein.

Mas em janeiro de 1938 isso começou a mudar, com a descoberta da superfluidez. Fritz London levado por sua fabulosa intuição e seus estudos a respeito da supercondutividade, começou a pensar no modelo de Einstein como uma possibilidade real de explicar o mecanismo dos surpreendentes resultados observados com o hélio líquido abaixo de 2.2 K (transição λ), temperatura onde o hélio se torna superfluido.

II.1.1 A primeira fase histórica: o estudo dos superfluidos

Num fluido comum λ_{dB} é muito menor que o livre caminho médio entre as partículas, o que explica porque o comportamento macroscópico é puramente clássico. Mas, existem na natureza fluidos cujo comportamento macroscópico muda drasticamente à medida que sua temperatura é trazida abaixo de um certo valor crítico. Tais sistemas podem fluir sem apresentar nenhuma resistência mensurável e devido a essa propriedade eles são chamados de *superfluidos*. Até a pouco tempo (antes de 1995) as únicas substâncias que se encaixavam nessa denominação eram os supercondutores (onde a corrente elétrica flui sem resistência) e o hélio líquido (^4He) abaixo de transição λ , a partir de onde passa a ser denominado de He-II.

A supercondutividade foi descoberta em 1911 por H. Kammelingh Onnes [5], que também foi o primeiro a liquefazer o hélio, em 1908. Porém, embora Onnes já tivesse notado que algo estranho⁷ ocorria com o ^4He líquido em torno de 2.2 K, demorou ainda quase trinta anos até que a superfluidez do He-II fosse definitivamente descoberta.

Antes disso, em 1933, Meissner descobriu que os supercondutores comportam-se como diamagnetos perfeitos. Tentando entender esse efeito, Fritz London e seu irmão Heinz London, em 1934, desenvolveram uma teoria fenomenológica mostrando que não era possível explicar esse efeito apenas fazendo a resistividade do material ir para zero. Eles sugeriram uma reformulação do problema em termos de uma relação entre a corrente elétrica e o campo magnético, ao invés da usual lei de Ohm, que relaciona a corrente com o campo elétrico. A teoria dos London forneceu uma descrição fenomenológica completa da

⁶ Quando Einstein publicou seu primeiro trabalho o próprio conceito de indistinguibilidade ainda não era bem estabelecido. Além disso, não havia a distinção entre bósons e férmions, sendo que a própria estatística de Fermi só foi desenvolvida em 1926 [E. Fermi, *Z. Physik.* **36**, 902 (1926)].

supercondutividade, em acordo com os princípios da termodinâmica e da eletrodinâmica clássica, mas não dava nenhuma explicação microscópica para o efeito observado.

Fritz London, porém, foi capaz de mostrar que sua descrição deveria implicar nalgum tipo de relação de ordem de longo alcance no espaço de fase, o que por sua vez requeria uma manifestação macroscópica da função de onda dos elétrons. A compreensão desse conceito foi fundamental no desenvolvimento da teoria *BCS*, como o próprio Bardeen fez questão de destacar posteriormente [6], pois mostrava que para entender a supercondutividade não era necessário explicar a ausência de resistividade, mas sim o estabelecimento dessa “ordem” no espaço de fase.

Também foi F. London o primeiro a apontar o fato de que o ^4He é um bóson, e como tal deveria obedecer à estatística de Bose-Einstein. Ele lembrou que Einstein já havia previsto, em 1925, um efeito peculiar de condensação num gás de bósons não interagentes, onde as partículas ‘condensadas’ também tinham uma função de onda que se estendia por distâncias macroscópicas (naquele caso, o tamanho da caixa que continha o gás). Ressaltou, então, a relação que havia entre os fenômenos de supercondutividade e superfluidez; e chegou, inclusive, a estimar a temperatura de condensação do ^4He líquido (se este fosse um gás) como sendo 3,1 K, muito próximo dos 2,2 K observados experimentalmente.

Apesar disso, a proposta de London não foi prontamente aceita pela comunidade científica. Isso porque muitos físicos da época não acreditavam em seus argumentos, afinal não parecia muito natural aplicar a teoria de um gás ideal (não interagente) a um líquido, onde as interações são fortes. Outros não achavam sua idéia muito esclarecedora, já que a compreensão da própria condensação de Bose-Einstein ainda era algo ainda insipiente.

Foi Laszlo Tisza o primeiro a propor um modelo fenomenológico, baseado na existência de dois fluidos interpenetrantes [7], para explicar o comportamento observado no ^4He . Tisza havia ido trabalhar com London no final de 1937 e foi bastante influenciado por suas idéias. Com seu modelo, Tisza foi capaz de descrever todos os efeitos observados experimentalmente, e até mesmo a prever a existência de outros novos, como o efeito mecano-calórico e a propagação de ondas de temperatura (*‘second sound’*).

Mas, assim como o modelo dos London para a supercondutividade, o modelo de Tisza também não resolvia o problema do ponto de vista microscópico. Tisza e London acreditavam que a superfluidez estava diretamente relacionada à condensação de Bose-Einstein, mas devido às fortes interações que ocorrem entre as partículas no líquido, uma formulação completa parecia proibitiva – na verdade, as técnicas teóricas de atacar esse tipo

⁷ Onnes notou, por exemplo, que ao ser resfriado abaixo de 2.2 K o líquido começava a expandir, ao invés de contrair.

de problema (teoria de muitos corpos) só foram desenvolvidas na década de 50, sendo, em grande parte, motivadas justamente pela solução desse particular problema [8].

Outro passo importante na compreensão da superfluidez foi dado por Landau [9], que apoiado pelos resultados de Kapitza [10], em 1941, formulou um modelo hidrodinâmico de dois fluidos, parecido com o modelo de Tisza. Landau, porém, rejeitava a idéia de um gás de bósons. Argumentando que um líquido deveria estar mais para um sólido do que para um gás. Por isso tentou por suas idéias em bases inteiramente diferentes, usando uma extensão da teoria quântica de campos para os sólidos procurou representar o líquido como um quase contínuo, cujas excitações são quantizadas.

Contudo, segundo London, esse *approach* também tem seus problemas. Para resolvê-los Landau teve que assumir a existência de dois tipos de excitações elementares: os fônons e os “rótons”. Também assumiu que o espectro de rótons é separado por um *gap* de energia com relação ao espectro de fônons. A explicação de Landau para superfluidez baseia-se na hipótese de que a porção superfluida move-se como um todo, com uma velocidade diferente da velocidade do fluido normal. Desde que essa velocidade esteja abaixo de um certo valor crítico, a porção superfluida é capaz de mover-se sem produzir excitações elementares e, portanto, sem sofrer resistência.

Porém, devido às duas diferentes interpretações microscópicas dos modelos de Tisza e Landau, havia um ponto fundamental onde seus os resultados deveriam diferir quantitativamente: a relação de dispersão em torno de $p = 0$ (baixos *momenta*). Segundo Landau essa relação deveria ser linear, pois era devida aos fônons; enquanto que no modelo de partículas livres de Tisza essa relação era quadrática. Esse resultado implica em diferentes previsões para a velocidade do “segundo som”, as quais puderam ser testadas experimentalmente [11] e confirmaram as previsões de Landau. Além disso, com o advento dos experimentos de espalhamento de nêutrons na década de 50, o espectro de fônon-róton também foi confirmado.

Devido ao grande sucesso da teoria de Landau em explicar quantitativamente os resultados experimentais, a associação da condensação de Bose-Einstein com o fenômeno de superfluidez foi por muito tempo considerada especulativa, tanto que em alguns dos principais trabalhos teóricos, publicados nas décadas de 50 e 60, envolvendo a superfluidez do hélio [12, 13] quase nenhuma menção é feita à condensação de Bose-Einstein.

Segundo London a tentativa de Landau de criar um modelo rigoroso não é menos hipotética e intuitiva do que aquela baseada num gás de bósons, sendo que esta última ainda teria a vantagem de fornecer (qualitativamente) um modelo microscópico para as singularidades térmicas e um protótipo natural para o conceito de dois fluidos: onde um dos fluidos representa um mecanismo quântico de escala macroscópica (o condensado) e está

restrito a uma faixa de temperatura definida por um certo valor crítico. Mas London também reconheceu a importante contribuição de Landau com relação aos fônons e, sobretudo, por ser ele o primeiro a apresentar um conjunto completo de equações diferenciais para descrever a termo-hidrodinâmica macroscópica do modelo de dois fluidos.

London encerra seu famoso livro [14], discutindo um sistema, que segundo ele, poderia esclarecer de uma vez por todas, a questão de qual o mecanismo microscópico por trás da superfluidez. Ele lembra que o isótopo ^3He é um férmion, e por isso não deveria apresentar superfluidez, se esta fosse relacionada à condensação de Bose-Einstein.

O ^3He foi liquefeito apenas em 1948 (como um subproduto dos reatores nucleares) e de fato comporta-se como um fluido normal até temperaturas da ordem de 1 K. O próprio London, porém, ressaltou que o ^3He poderia manifestar um efeito de degenerescência característico da estatística de Fermi-Dirac, algo parecido com a supercondutividade⁸.

Embora para London houvesse um claro paralelo entre os fenômenos de superfluidez e supercondutividade, na época não se sabia como os elétrons poderiam manifestar características intrínsecas da condensação de Bose-Einstein, que só deveria acontecer com bósons. Hoje sabemos que isso ocorre devido à formação de pares de Cooper, que se comportam como bósons. Dessa forma temos novamente a manifestação quântica macroscópica dos bósons como elemento fundamental da supercondutividade dos férmions.

Durante várias décadas muitas pesquisas foram feitas envolvendo o ^4He e o ^3He , ou a mistura de ^3He – ^4He . Essas pesquisas motivaram grande parte dos desenvolvimentos da teoria moderna de muitos corpos, tendo sido muito importante as contribuições de Bogoliubov, Beliaev, Feynman, Penrose, Onsager, Pitaevskii, entre outros (ver ref. [8]).

É importante lembrar que após as contribuições de Bogoliubov [15] e também dos resultados mostrando a ausência de superfluidez no ^3He , voltou a ressurgir o interesse em *BEC* para explicar a superfluidez. Posteriormente, experimentos de espalhamento inelástico de nêutrons de alta energia, realizados com hélio superfluido [16], foram capazes de medir diretamente a fração de átomos no estado fundamental e mostraram que as hipóteses de London estavam corretas. Pelo menos parcialmente, pois no caso específico do ^4He superfluido apenas uma pequena fração (menos que 10%) dos átomos encontra-se no estado fundamental, mesmo em $T = 0$ [17]. Atualmente, devido a esses resultados experimentais, a evolução da teoria de muitos corpos e estudos teóricos recentes, usando simulações numéricas baseadas no método de Monte Carlo[18], existe pouca dúvida de que a

⁸ Em 1972 David M. Lee e Robert C. Richardson, da *Cornell University*, e Douglas D. Osheroff, de *Stanford*, observaram a superfluidez do ^3He , devido a um efeito do tipo BCS, numa temperatura de cerca de 2mK , mil vezes menor do que seu irmão bóson, ^4He . E por essa razão dividiram o prêmio Nobel de física de 1996.

condensação de Bose-Einstein é realmente o mecanismo microscópico que dá origem à superfluidez do ^4He .

Porém, apesar de toda a evolução, ainda não há hoje uma descrição microscópica completa para a superfluidez. É justamente nesse aspecto que o estudo de gases quânticos pode dar uma contribuição fundamental, pois através de uma melhor compreensão do papel das interações, busca-se encontrar respostas, ou pelo menos inspiração, para um problema que tem intrigado a ciência por várias décadas.

II.1.2 A segunda fase (“a busca”): da superfluidez ao laser de de Broglie

Como vimos, a ocupação macroscópica de um único estado quântico tem um papel fundamental nos fenômenos de superfluidez e supercondutividade. Também vimos que nos sistemas experimentais onde isso ocorre naturalmente a forte interação entre as partículas dá origem a um complicado problema de muitos corpos e dificulta uma analogia direta com o sistema inicialmente proposto por Einstein.

Além disso, normalmente em tais sistemas a fração de partículas no condensado (estado de menor energia, macroscopicamente ocupado) é pequena e, embora o número de ocupação seja macroscópico, ele certamente não inclui todas as partículas do sistema. Outra característica desejável para estudar o papel desempenhado pelas interações, é a capacidade de controlar (externamente) o nível de interação entre as partículas do condensado. Dessa forma poder-se-ia aumentar gradativamente o nível de interação desde a situação fracamente interagente (“gás ideal”) até a situação onde as partículas estão altamente correlacionadas (limite hidrodinâmico). Essas perspectivas fizeram com que nas últimas décadas houvesse um grande esforço experimental para se produzir condensação de Bose-Einstein num sistema “rarefeito” e fracamente interagente.

As primeiras tentativas foram ainda inspiradas nos estudos com hélio líquido. Para tentar produzir uma situação fracamente interagente, foram sugeridas configurações experimentais baseadas na adsorção do hélio numa superfície de vidro poroso (*Vycor*). Estudos experimentais [19, 20] e teóricos [21] mostraram que nessas condições a superfluidez do hélio líquido apresentava características de um gás diluto tridimensional. Mas, talvez o primeiro sistema experimental próximo desses objetivos a reportar evidências de BEC na literatura, tenha sido mesmo aquele composto por um gás de éxitons [22], em Cu_2O . Nesse sistema, existem níveis metaestáveis cujo tempo de recombinação elétron-buraco é suficientemente longo para permitir a observação de um excesso de fluorescência correspondente aos éxitons de “energia zero”. A vantagem desse sistema é que a massa

efetiva do éxciton é suficientemente pequena para permitir que a temperatura crítica de transição seja alcançada via métodos criogênicos convencionais (25 – 50 K).

Mas, se por um lado às interações nesse sistema são fracas, por outro, elas também não são muito bem compreendidas. As interpretações desses resultados são ainda complicadas pela incapacidade de provar diretamente a distribuição dos éxcitons, o que compromete a viabilidade de estudos extensivos nesses sistemas.

Por isso, por muito tempo, a linha de investigação de *BEC* em gases que parecia ser mais promissora foi justamente aquela que envolvia experimentos com hidrogênio atômico resfriado por técnicas criogênicas. Esse sistema, além ser fracamente interagente também tem a grande vantagem de ser bem compreendido e ser analiticamente solúvel, o que permitia um completo conhecimento dos potenciais de interação entre partículas e possibilitava a descrição da degenerescência quântica em termos de suas interações atômicas fundamentais.

Assim, após o trabalho pioneiro de Hecht [23] e posteriormente Stwalley e Nosanow [24], mostrando que o hidrogênio *spin*-polarizado deveria permanecer no estado gasoso até zero absoluto, sendo, portanto, um bom candidato à realização da *BEC*, iniciou-se um grande esforço experimental, liderado principalmente por Silvera e Walraven, em Amsterdam, e por Greytak e Kleppner, no MIT, para produzir *BEC* nesse sistema.

O hidrogênio *spin*-polarizado foi estabilizado pela primeira vez em 1980 [25, 26] e os primeiros experimentos começaram com o resfriamento desse gás em células criogênicas, contendo um filme de ^4He superfluido nas paredes. Mais tarde, experimentos de compressão (mecânica) do gás [27] mostraram uma alta taxa recombinação dipolar, devido às colisões de três corpos que ocorriam nas paredes da câmara de aprisionamento, o que colocava sérios limites para a densidade. Posteriormente, o desenvolvimento do aprisionamento magnético [28] e do resfriamento evaporativo [29, 30] traria novo fôlego a essas pesquisas.

Embora seja extremamente interessante e inspiradora, a evolução histórica desses experimentos pioneiros [31] está fora do escopo deste trabalho. Mas é importante dizer que várias das idéias que surgiram desses experimentos serviram de inspiração para a, posteriormente, bem sucedida alternativa usando átomos alcalinos.

Uma grande limitação dos sistemas criogênicos é que, devido ao aparato experimental empregado, não se pode manipular tão facilmente os átomos através de campos externos, sendo o acesso óptico aos átomos na armadilha é bem mais restrito. Isso dificulta bastante o tanto o diagnóstico como o controle do sistema em estudo. De fato, embora o que tenha essencialmente impedido a observação de *BEC* no H, até 1998 [32], tenham sido as colisões inelásticas (bem mais importantes para o H do que para os alcalinos), acredita-se

que o grupo do MIT possa até mesmo ter atingido a transição de fase antes de 1998 e não tenha sido capaz de detectá-la, devido a ausência de um método de detecção eficiente.

Portanto, o que realmente tornou possível, não só a primeira produção do condensado de Bose-Einstein em gases, mas, sobretudo, o grande avanço experimental das pesquisas nessa área foi o desenvolvimento das técnicas ópticas de aprisionamento e manipulação de átomos neutros (*'laser cooling'*) [33]. Essas técnicas surgiram, em grande parte, também no MIT, num laboratório vizinho ao do grupo de hidrogênio. Essas técnicas foram desenvolvidas entre meados da década de 80 e início da década de 90 e exploram a interação da luz com os átomos. Graças a elas pôde-se dar um salto gigantesco em direção à condição de transição de fase, alcançando cerca de dezoito ordens de grandeza em densidade no espaço de fase!

Mas, ainda no início da década de 90, ficou claro que a obtenção da condensação a partir das técnicas de *laser cooling* também apresentava grandes desafios, especialmente relacionados ao aquecimento dessas amostras, devido à emissão espontânea, e as limitações nas máximas densidades possíveis de se obter nessas armadilhas. Para se ter uma idéia, o ponto mais próximo que se conseguiu chegar, via técnicas convencionais de aprisionamento magneto-óptico, ainda estava cerca de cinco ordens de magnitude longe da condição de transição de fase. Mesmo com o desenvolvimento de técnicas especiais, capazes de superar algumas das limitações dos MOTs (*"Magneto-Optical Traps"*), ainda restava um fator de pelo menos 400 até o ponto de transição.

A solução, então, foi unir o melhor das técnicas de *laser cooling* com as técnicas desenvolvidas pela comunidade de hidrogênio polarizado: o aprisionamento magnético e resfriamento evaporativo. A união dessa três técnicas constitui a base experimental sobre a qual se desenvolveu a maioria dos estudos feitos em gases quânticos nos últimos anos. No próximo capítulo discutiremos com mais detalhes as idéias por trás dessas técnicas, assim como das principais dificuldades práticas de implementá-las.

Assim, só após superar todos os desafios experimentais encontrados, que em 1995 finalmente se observou, pela primeira vez, a condensação de uma amostra gasosa de átomos alcalinos [34]. Nesse primeiro experimento foi possível obter cerca de 2×10^4 átomos, a uma densidade de cerca de $2,6 \times 10^{12}$ átomos/cm³, e o que é mais impressionante, com uma temperatura de transição de 170 nK! Apenas alguns meses depois desse primeiro resultado, dois outros grupos de pesquisa relataram resultados parecidos, mas com espécies atômicas diferentes [35, 36]. Cada um desses grupos, apesar de usar idéias semelhantes, resolveu seus problemas de forma diferente e original.

Esses experimentos marcaram o surgimento de uma nova área dentro da física atômica de baixas energias, que é o estudo e a manipulação de sistemas quânticos

macroscópicos. Desde então o número de trabalhos teóricos e experimentais tem aumentado de forma impressionante. Do ponto de vista experimental, foram explorados desde os aspectos relacionados à superfluidez, até novos conceitos relacionados à coerência das ondas de matéria, como a demonstração do princípio de funcionamento de um “laser de átomos”: onde as ondas de de Broglie tomam o lugar das ondas eletromagnéticas.

Para concluir a motivação deste trabalho, é interessante lembrar ainda que as manifestações macroscópicas dos efeitos quânticos têm sido geralmente acompanhadas de efeitos surpreendentes e inesperados, como foi o caso da superfluidez e da supercondutividade. Esses fenômenos, além de estimular muita pesquisa fundamental, também levaram a importantes desenvolvimentos tecnológicos – especialmente no que diz respeito à supercondutividade. Assim, podemos esperar que uma completa compreensão desses fenômenos em gases rarefeitos nos permita entender melhor o que ocorre nos chamados “superfenômenos”. Talvez, até mesmo, desvendando outros “superefeitos”. Isso sem mencionar o surgimento de toda uma nova classe de experimentos modernos que podem tirar vantagem desses sistemas quânticos macroscópicos, como, por exemplo, os estudos de óptica e computação quântica, interferometria e óptica atômica, metrologia científica e medidas de constantes fundamentais com altíssima precisão.

II.2 Revisão de alguns conceitos básicos

II.2.1 BEC para um gás ideal num potencial do tipo caixa.

Considere um sistema de bósons com N partículas indistinguíveis distribuídas entre os vários estados de um potencial confinante, que por simplicidade assumiremos ser do tipo caixa infinita. A função de distribuição que determina o número de ocupação de cada um desses estados é chamada de distribuição de Bose-Einstein e pode ser obtida de várias maneiras diferentes como, por exemplo, na referência [37]. Mas, de um modo bastante geral, sempre se pode dizer que essa é a maneira mais aleatória de distribuir uma certa quantidade de energia entre um dado número de partícula (bósons), num determinado potencial. Nesse caso o número médio de partículas no i -ésimo estado do sistema é dado por:

$$n_i = \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1.1)$$

onde ε_i é a energia do i -ésimo estado, k_B é a constante de Boltzmann, T e μ são identificadas com a temperatura e o potencial químico, respectivamente. No *ensemble*

Gran-Canonico, μ e T são determinados em termos do número total de partículas N e a energia total E , segundo as relações:

$$N = \sum_i \frac{1}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1.2a)$$

$$E = \sum_i \frac{\varepsilon_i}{e^{(\varepsilon_i - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1.2b)$$

Para um sistema cujo volume e o número de partículas tendem ao infinito, as somas acima podem ser escritas como integrais:

$$N = \int d\varepsilon \frac{g(\varepsilon)}{e^{(\varepsilon - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1.3a)$$

$$E = \int d\varepsilon \frac{\varepsilon g(\varepsilon)}{e^{(\varepsilon - \mu)/k_B T} - 1} \quad (1.3b)$$

Sendo $g(\varepsilon)$ é a densidade de estados do potencial confinante – é nesta grandeza que está a informação sobre o potencial.

As equações (1.1) – (1.3) contém praticamente toda a física por trás da condensação de um gás ideal, onde as considerações a respeito da dimensionalidade e os efeitos de diferentes tipos de potenciais estão embutidos no cálculo da densidade de estados $g(\varepsilon)$.

Um caso clássico é o potencial do tipo caixa tridimensional, onde o volume V é estendido ao infinito juntamente com o número de partículas, de modo a manter a densidade n constante. Assim pode-se usar a equação (1.3) para determinar a ocupação do estado fundamental como função da temperatura do sistema. O resultado é que quando a densidade no espaço de fase é $\mathcal{D} \approx 2,612$, ocorre uma saturação do número de partículas ocupando os estados excitados do sistema, provocando portanto uma “condensação” de partículas no estado fundamental.

A temperatura crítica para se observar *BEC* num gás ideal de massa m está relacionada com a densidade n segundo a expressão:

$$T_c = \frac{h^2}{2\pi m k_B} \left(\frac{n}{\zeta(3/2)} \right)^{2/3} \quad (1.4)$$

onde $\zeta(3/2) \approx 2,612$ é a função Zeta de Riemann. Abaixo dessa temperatura e/ou acima dessa densidade, as partículas do gás começam a se acumular no estado fundamental do sistema.

Muito embora esse resultado tenha sido derivado para um potencial homogêneo, pode-se mostrar que o resultado será basicamente o mesmo para qualquer sistema sujeito a um potencial confinante, quando a energia associada à temperatura crítica ($k_B T_c$) for muito maior do que a separação em energia entre os níveis do sistema [38].

Os efeitos de se ter um número finito de partículas e de um potencial que não seja simétrico [39] pode ser determinado a partir do uso das somas (1.2) que determinam μ e T . Parâmetros como a temperatura crítica, a fração de ocupação do estado fundamental e o calor específico também podem ser calculados sem muita dificuldade. Assim, se o sistema fosse realmente um gás ideal, pouca coisa restaria para ser estudada a essa altura.

Porém num sistema real sempre existe algum tipo de interação entre as partículas, o que acrescenta novas características ao sistema e enriquece significativamente a física por trás da condensação. Uma das principais motivações desse projeto é justamente estudar o papel dessas interações no condensado. Mas, antes de discutir o papel das interações é importante lembrar que na prática os átomos são aprisionados em algum tipo de potencial externo, o que tem consequências importantes, tanto teóricas quanto experimentais. Portanto, vamos primeiro discutir brevemente o papel do potencial de aprisionamento no sistema real.

II.2.2 BEC num potencial externo e o papel das interações

Uma das mais relevantes características dessas armadilhas atômicas é que elas são inhomogêneas e de tamanho finito⁹. Na maioria dos casos, o potencial de confinamento pode ser bem aproximado por um potencial harmônico. Esse fato traz várias consequências importantes, a primeira é que a manifestação da condensação ocorre não apenas no espaço de fase, mas também no espaço real (de coordenadas). Isso dá origem ao surgimento de um pico estreito, em torno da posição de mínimo do potencial, que pode ser “visto” diretamente na distribuição de densidade (espaço de coordenadas). Isso não ocorre num gás uniforme, onde as partículas condensam no estado de momento igual a zero, mas não há manifestação “visível” na distribuição de densidade, uma vez que a fração condensada e a fração térmica da distribuição preenchem o mesmo volume.

Para entender melhor como isso ocorre, considere um gás ideal sujeito ao seguinte potencial:

$$V_{ext}(r) = \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2). \quad (1.5)$$

⁹ Isso têm implicações sutis que muitas vezes requerem uma definição precisa do ‘limite termodinâmico’

Neste caso, o hamiltoniano de muitos corpos é soma dos hamiltonianos de cada partícula, cujos autovalores têm a forma: $\varepsilon_{n_x n_y n_z} = (n_x + 1/2)\hbar\omega_x + (n_y + 1/2)\hbar\omega_y + (n_z + 1/2)\hbar\omega_z$, onde $\{n_x, n_y, n_z\}$ são números inteiros positivos.

O estado fundamental $\phi(r_1, \dots, r_N)$ dos N bósons confinados pelo potencial (1.5) corresponde a situação onde: $n_x = n_y = n_z = 0$, sendo representado por $\phi(r_1, \dots, r_N) = \prod_i \phi_o(r_i)$, onde $\phi_o(r_i)$ é dado por

$$\phi_o(r) = \left(\frac{m\bar{\omega}}{\pi\hbar} \right)^{3/4} \exp \left[-\frac{m}{2\hbar} (\omega_x x^2 + \omega_y y^2 + \omega_z z^2) \right] \quad (1.6)$$

sendo introduzida a média geométrica das frequências de oscilador: $\bar{\omega} \equiv (\omega_x \omega_y \omega_z)^{1/3}$.

A distribuição de densidade é dada por $n_o(r) = N|\phi_o(r)|^2$, cujo valor cresce com N , mas o tamanho da nuvem é independente do número e é dado pelo tamanho do estado fundamental do potencial:

$$a_{osc} = \left(\frac{\hbar}{m\bar{\omega}} \right)^{1/2}, \quad (1.7)$$

que corresponde à largura média da gaussiana (1.6). Tipicamente nas armadilhas magnéticas descritas neste trabalho temos $a_{osc} \approx 1\mu\text{m}$.

Para temperaturas finitas apenas parte dos átomos ocupa o estado fundamental, os outros estão termicamente distribuídos nos estados excitados de maior energia. Conseqüentemente, o tamanho da nuvem térmica será maior do que a_{osc} . Uma estimativa desse tamanho pode ser feita assumindo que $k_B T \gg \hbar\bar{\omega}$, o que é uma boa aproximação mesmo para temperaturas bem abaixo de T_c , e aproximando a distribuição de densidade da nuvem térmica por uma distribuição clássica de Boltzmann $n_{cl}(r) \propto \exp[-V_{ext}(r)/k_B T]$. Dessa forma, se expressarmos $V_{ext} = 1/2 m\bar{\omega}^2 r^2$, a largura gaussiana será dada por $R_{cl} = a_{osc} (k_B T / \hbar\bar{\omega})^{1/2}$ e, portanto, bem maior do que o tamanho da fração condensada. A figura 2 mostra uma comparação entre essas duas distribuições.

Figura 2: Comparação entre as distribuições espaciais dos átomos condensados e dos átomos térmico, calculadas para $N = 1000$ e $T = 0.9 T_c$.

Embora tenhamos considerado uma distribuição clássica para a nuvem térmica, é fácil mostrar que, exceto pela contribuição do estado fundamental, o uso da correspondente distribuição de Bose-Einstein não altera significativamente o resultado obtido. Na verdade, usando uma aproximação semiclássica, não é difícil calcular a distribuição de densidade da nuvem térmica [40]. O resultado, neste caso, é dado por:

$$n_T(r) = \lambda_{dB}^{-3}(T) g_{3/2}(e^{-\beta V_{ext}(r)}) \quad (1.8)$$

onde $\beta = (k_B T)^{-1}$ e $\lambda_{dB}(T)$ é o comprimento de onda de de Broglie para a temperatura T . A função $g_{3/2}(x)$ pertence à classe de funções¹⁰ $g_\alpha(x) = \sum_{n=1}^{\infty} x^n / n^\alpha$. Integrando a equação (1.8) em todo o espaço obtém-se $N - N_o = N(T/T_c)^3$, que representa o número de átomos não condensados. A figura 3 mostra a distribuição espacial de 1000 átomos não interagentes para $T = 0.9 T_c$, segundo a eq. (1.8), e a fração de ocupação (N/N_o) do estado fundamental como função da temperatura.

¹⁰ Veja, por exemplo, o capítulo 12 (pg. 286) da ref. [37].

Figura 3: Grandezas experimentalmente acessíveis: (a) Distribuição espacial, conforme figura 2, mas agora usando a distribuição de Bose-Einstein (eq. (1.9)); (b) a evolução da fração de ocupação do estado fundamental como função da temperatura.

Portanto, conforme mostra a figura 3, uma medida da distribuição espacial dos átomos, como função da temperatura, pode revelar diretamente a presença do condensado, através do surgimento abrupto de um perfil bimodal na distribuição espacial, para temperaturas logo abaixo da temperatura crítica. De fato, pode-se mostrar que a densidade de pico da amostra, como função da temperatura, tem um salto que é proporcional a $N^{1/2}$, exatamente em torno da temperatura crítica. Esse comportamento é frequentemente utilizado como uma das evidências experimentais do surgimento da condensação, tendo sido inclusive usado na primeira constatação experimental [34] em átomos alcalinos, de onde extraímos a figura 4.

Figura 4: Resultados da primeira demonstração experimental de condensação de Bose-Einstein em átomos de ^{87}Rb , ref. [34]. À direita temos o perfil da distribuição espacial dos átomos como função da temperatura (representada pela frequência final da RF), enquanto à esquerda é mostrado o salto abrupto da densidade de pico da amostra, que surge em torno da temperatura crítica.

Note que quanto maior for o número de átomos aprisionados mais fácil será essa identificação. Para números pequenos, o salto na densidade é menor e pode ser eventualmente imperceptível devido às flutuações térmicas.

Assim, uma outra alternativa experimental é provar o espaço dos *momenta* através, por exemplo, de uma imagem da expansão “balística” dos átomos após desligar a armadilha. Neste caso, para um dado “tempo de voo”, o tamanho da distribuição de densidade dos átomos dependerá diretamente da distribuição de velocidades da amostra. Pode-se ainda medir diretamente a distribuição de *momenta* através de difração de Bragg [41].

No caso da expansão balística dos átomos, pode-se ainda detectar a transição de fase através da evolução temporal do formato da distribuição espacial, ao invés do perfil de densidade. Isso porque, para átomos térmicos, o formato da distribuição espacial, após um longo tempo de voo, será sempre uma gaussiana simétrica (devido à distribuição de velocidades), independentemente de qual era o formato inicial da distribuição. Porém, se armadilha for assimétrica, os átomos condensados terão uma expansão não simétrica, de acordo com o princípio de incerteza de Heisenberg. Isto é, a direção que for espacialmente mais comprimida (mais localizada) terá, conseqüentemente, uma dispersão maior no espaço dos *momenta* e, portanto, expandirá mais rapidamente. Para ilustrar esse efeito, na figura 5 reproduzimos os resultados obtidos na ref. [42], que mostra imagens da expansão de um condensado (para diferentes tempos de voo).

Figura 5: *Imagens de expansão de um condensado num potencial assimétrico. Pode-se notar claramente que durante a expansão a forma da nuvem permanece assimétrica, ao contrário do que ocorreria com uma nuvem térmica. As imagens acima foram extraídas da ref. [42] e os tempos de voo de (a) – (f) são 1, 5, 10, 20, 30 e 45 ms, respectivamente. A largura do campo de visão é 1.6 mm.*

Outra consequência importante da inhomogeneidade do potencial nesses sistemas é o papel desempenhado pelas interações. O ponto principal é que, a despeito da natureza extremamente diluta desses gases (tipicamente, a distância média entre os átomos é mais de dez vezes a faixa de alcance das forças interatômicas), a combinação *BEC* e potencial

harmônico aumenta sobremaneira os efeitos das interações átomo-átomo. Por exemplo, a densidade de pico de um sistema interagente pode ser cerca de dez ou cem vezes menor do que a correspondente densidade de um sistema não interagente, para uma mesma armadilha. Além disso, devido a inhomogeneidade do potencial, a solução do problema de muitos corpos interagentes não é trivial. Mas, graças à natureza diluta do gás, essas interações podem ser descritas em termos relativamente simples. Na prática, apenas um único parâmetro é suficiente para descrever o sistema: o comprimento de espalhamento para ondas-s.

Não é nossa a intenção estender aqui muito mais a discussão a respeito das interações, mas é importante lembrar que num sistema real sempre haverá alguma interação presente entre as partículas e que a natureza dessa interação pode modificar drasticamente o comportamento do sistema. Um exemplo dramático disso ocorre quando o comprimento de espalhamento é negativo e a interação entre as partículas é atrativa. Neste caso, quanto maior for número de átomos, maior será a interação e a tendência do sistema colapsar. Isso dá origem a um condensado instável, como foi verificado no ^7Li [35]. Uma boa revisão dos aspectos teóricos dos gases aprisionados, bem como uma comparação com resultados experimentais pode ser encontrada em artigos de revisão recentes [40, 43-45].

Capítulo 3

III Como produzir experimentalmente gases quânticos

Neste capítulo procuramos apresentar uma descrição geral das técnicas experimentais usadas na produção de gases quanticamente degenerados. A maioria delas pode ser aplicada tanto a sistemas de bósons quanto de férmions e por essa razão estendemos o escopo do capítulo para englobar ambos os sistemas, embora a maior parte da discussão seja feita no contexto da condensação dos bósons. Quando houver particularidades específicas dos férmions, como, por exemplo, no resfriamento evaporativo, haverá uma menção explícita no texto.

Embora tenha sido feito um esforço de contextualizar aqui as principais técnicas experimentais, especialmente aquelas usadas neste trabalho, a discussão apresentada não pretende ser de forma alguma completa ou rigorosa. Maiores detalhes podem ser encontrados em artigos de revisão [33, 43-45], assim como na bibliografia citada no texto.

III.1 Visão Geral

Embora a *BEC* de um gás ideal tenha sido prevista teoricamente ainda em 1925 [3], sua realização experimental só foi feita em 1995 [34-36]. Uma das razões desse enorme intervalo entre teoria e experimento é o fato de que num gás diluto a separação entre as partículas é tão grande que a temperatura de transição é extremamente baixa. Em outros sistemas, como o ^4He , devido a maior densidade, a temperatura de crítica é também proporcionalmente maior. Infelizmente, esse é o preço que se paga para ter um sistema onde as interações entre as partículas são pequenas o suficiente para permitir um modelamento teórico a partir de primeiros princípios.

Assim, de um modo geral, átomos de ^{23}Na aprisionados só irão sofrer condensação de Bose-Einstein quando a temperatura¹¹ do sistema for menor do que a temperatura crítica:

$$T_c = \frac{h^2}{2\pi m k_B} \left(\frac{n}{2,612} \right)^{2/3} = \left(\frac{n}{5,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}} \right)^{2/3} \mu\text{K} \quad (3.1)$$

sendo n é a densidade de pico da amostra.

Num gás diluto a rota que leva à condensação geralmente começa com as técnicas de resfriamento a laser (*laser cooling*), desenvolvidas ao longo das décadas de 80 e 90. Essas técnicas – e dentre elas especialmente as armadilhas magneto-ópticas – são importantes por permitirem um enorme passo em termos de densidade no espaço de fase.

Para exemplificar isso, consideremos um gás de sódio em condições normais de temperatura e pressão (CNTP). Nesta situação, a densidade no espaço de fase será $\mathcal{D} \sim 10^{-9}$, o explica porque em condições normais não se observa nenhuma característica quântica num gás. Se considerarmos agora a situação típica de operação de nossa armadilha, onde o gás é mantido em condições de pressão controladas – sob ultra-alto vácuo ($\sim 10^{-11}$ torr) – teremos então $\mathcal{D} \sim 10^{-23}$. Esse, portanto, é o nosso ponto de partida em direção a degenerescência quântica. Após a fase de resfriamento sub-Doppler, consegue-se $\mathcal{D} \sim 10^{-5}$. O que já significa um salto de cerca de 18 ordens de grandeza em direção à transição de fase quântica!

Para vencer as últimas cinco ordens de grandeza é necessário reduzir a temperatura ou aumentar a densidade nessa mesma proporção. Porém, para densidades (reais) maiores que 10^{15} átomos/cm³ a taxa de recombinação por colisão de três corpos é muito alta, a tal ponto que os átomos da armadilha formam moléculas num tempo menor do que um segundo [48]. Assim, para produzir um condensado com tempo de vida suficiente para estudá-lo, é necessário limitar a densidades a valores tipicamente menores do que 10^{15} cm⁻³ o que, por sua vez, implica numa temperatura de transição, no caso do sódio, menor que 7 μK ! Essa temperatura, porém, é muito próxima da temperatura associada à energia de recuo de um único fóton, que para o átomo de sódio é $T_{\text{recuo}} = 2,4 \mu\text{K}$. Como resultado disso, para atingir temperaturas dessa ordem é necessário evitar qualquer tipo de espalhamento ressonante¹² de fótons.

Uma opção, ainda totalmente óptica, seria utilizar um *FORT* (*Far Off Resonance Trap*), cujo princípio de funcionamento baseia-se na força de dipolo ao invés da emissão

¹¹ A temperatura crítica expressa pela eq. (3.1) considera um gás de densidade uniforme numa caixa. Para calcular T_c num potencial externo mais geral, pode-se consultar a ref. [47].

¹² Há alguns sistemas, como, por exemplo, o estrôncio e o cálcio, em que a temperatura *Doppler* é tão baixa (devido a largura das transições envolvidas) que se pode chegar bem perto da transição de fase.

espontânea. Como a força de dipolo depende do gradiente de intensidade do campo elétrico da radiação, normalmente costuma-se focalizar o laser de aprisionamento, o que delimita um volume de captura muito pequeno e restringe o número de átomos capturados. Por isso as primeiras configurações a produzirem condensação em gases alcalinos basearam-se em armadilhas magnéticas como segundo estágio de resfriamento.

Por outro lado, as armadilhas magnéticas são conservativas e não contam com um mecanismo de dissipação embutido, como ocorre com a armadilha magneto-óptica. Para esfriar os átomos é necessário ainda fazer o resfriamento por evaporação forçada.

Durante o resfriamento evaporativo, a taxa de aquecimento dos átomos (devido a fatores externos, como por exemplo, colisões rasantes com átomos térmicos do vapor de fundo) deve ser muito menor do que a taxa de resfriamento. Para garantir isso é extremamente importante utilizar técnicas avançadas de vácuo. Tipicamente, a pressão de trabalho na câmara de aprisionamento deve ser menor que 5×10^{-11} torr. Para se ter uma melhor idéia da ordem de grandeza envolvida aqui, podemos lembrar que essa é uma pressão cerca de cem vezes menor que a pressão de operação nas linhas de vácuo de um acelerador de partículas, como *síncrotron* do LNLS, e também de uma armadilha magneto-óptica convencional.

Essa restritiva condição sobre a pressão de operação das máquinas de condensação impõe sérios vínculos no *design* do sistema e, como veremos mais adiante, tem efeitos colaterais importantes no mecanismo de carga da armadilha magneto-óptica, criando a necessidade de utilizar algum método alternativo para carregar o *MOT*, que não a convencional carga do vapor de fundo da câmara de aprisionamento – como usualmente se faz.

Em nosso sistema experimental optamos por utilizar a técnica de desaceleração Zeeman como método de carga. Naturalmente, isso envolve todo um aparato experimental dedicado, assim como considerações importantes quanto à operação simultânea “*in-line*” do feixe de desaceleração e do *MOT*. Para solucionar estas questões nós desenvolvemos algumas técnicas inovadoras de análise e otimização do processo de carga de átomos, que são discutidas no capítulo 5.

De uma maneira geral, a rota experimental mais bem sucedida (até o momento) na produção de gases quanticamente degenerados é muito parecida com a que é descrita na figura 6, por essa razão esse foi o esquema escolhido para este projeto.

Figura 6: Fluxograma típico de operação do nosso sistema experimental, buscando a produção de gases quanticamente degenerados.

Note que há um grande número de técnicas envolvidas. Pode-se dizer que neste processo estão presentes algumas das mais avançadas técnicas de resfriamento já desenvolvidas. A união de todas estas técnicas, funcionando simultaneamente e de forma reprodutível, é um desafio experimental considerável, sendo, no momento, a maior dificuldade quanto à expansão do número de grupos de pesquisa trabalhando experimentalmente nesta fascinante área de pesquisa.

Neste capítulo iremos discutir cada um dos passos mostrados na figura 6, buscando sempre destacar os pontos fundamentais de cada técnica e onde cada uma delas se insere no contexto geral. Pretendemos também mostrar quais são as principais vantagens e limitações de cada uma delas. Além disso, como o arsenal de métodos experimentais é bastante vasto, este capítulo também cumpre a importante tarefa de uniformizar a linguagem usada no restante do texto, permitindo não só familiarizar os iniciantes com as diferentes técnicas envolvidas, como também centralizar as discussões dos próximos capítulos nos aspectos principais dos métodos desenvolvidos neste trabalho.

III.2 Aprisionamento Magneto-Óptico

II.2.1 Princípio de funcionamento

Existem, basicamente, dois mecanismos pelos quais a luz é capaz de realizar força sobre um átomo. O primeiro está relacionado com a transferência de *momentum* na absorção e emissão de fótons. Esse processo recebe o nome de força espontânea e tem um caráter

dissipativo. O segundo mecanismo surge da interação do dipolo elétrico, induzido pela luz incidente, com o gradiente de intensidade do próprio campo de radiação. Esse último é denominado de força de dipolo e é conservativa.

Para compreender o funcionamento das armadilhas atômicas e o mecanismo responsável pelo resfriamento é necessário um certo grau de compreensão sobre as forças de radiação envolvidas. Um cálculo detalhado para se chegar a essas expressões está fora do escopo deste trabalho, mas pode ser encontrado na referência [49]. De uma forma geral, pode-se expressar a força de pressão da radiação com sendo:

$$\vec{F} = -\frac{[\hbar\Gamma\Omega^2\vec{\nabla}\theta + \hbar(\Delta + \dot{\theta})\vec{\nabla}\Omega^2]}{[4(\Delta + \dot{\theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]} \quad (3.2)$$

onde $\theta(r) = -\vec{k} \cdot \vec{r}$ é fase do campo; $\Omega = \mu E / 2\hbar$ é a frequência de Rabi; Γ é a largura natural da transição e $\Delta = \omega_L - \omega_A$ é o *detuning*¹³ entre a frequência do laser (ω_L) e a frequência de ressonância atômica (ω_A). Na expressão (3.2) o termo com gradiente da fase corresponde à força espontânea enquanto o termo proporcional ao gradiente da intensidade (lembre-se que $\Omega^2 \propto E^2 \propto \text{Intensidade}$) representa a força de dipolo.

O teorema óptico Earnshaw [50] estabelece que se uma força é proporcional a intensidade do campo elétrico, esta necessariamente deverá ter divergência nula numa região livre de cargas elétrica – pois o vetor de Poynting tem divergência nula nessas condições. Durante muito tempo esse argumento desestimulou o desenvolvimento de armadilhas atômicas baseadas unicamente na força espontânea, que como vemos acima, é proporcional a intensidade da luz incidente. Mas, Pritchard e colaboradores [51] mostraram que era possível usar os graus de liberdade internos do átomo, para criar uma dependência posicional na relação de proporcionalidade entre a força e o vetor de Poynting do campo. Dessa forma o confinamento de átomos neutros passa a ser possível, mesmo numa configuração baseada na força espontânea.

Seguindo a sugestão de Pritchard, Raab e colaboradores [52] no ano seguinte demonstraram a primeira armadilha magneto-óptica (*Magneto-Optical Trap – MOT*). Essa armadilha usa as regras de seleção para transição de dipolo-elétrico, para criar uma dependência posicional na força de radiação, graças ao deslocamento dos níveis de energia do átomo, produzido pela presença de um campo magnético inhomogêneo externo¹⁴, e ao uso de luz circularmente polarizada. O efeito final é uma força que sempre empurra os átomos

¹³ Alguns autores costumam usar o termo *dessintonia* para a palavra derivada do inglês: *detuning*. Entretanto, ao longo de todo esse trabalho, optamos por usar a palavra original, que é de uso mais comum.

em direção a origem do sistema de coordenadas, ao mesmo tempo em que amortece seu movimento.

Figura 7: Princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica. Os níveis de energia abrem-se devido ao efeito Zeeman e com a escolha apropriada das polarizações e frequências dos feixes lasers é possível criar uma força de confinamento, do tipo oscilador harmônico amortecido.

Para compreender melhor o princípio de funcionamento dessa armadilha, consideraremos inicialmente um modelo unidimensional, onde assumiremos um átomo hipotético de dois níveis, com estado fundamental de *momentum* angular $S = 0$ ($m_s = 0$) e estado excitado com $S = 1$ ($m_s = 0, \pm 1$). Tal átomo encontra-se imerso num campo magnético inhomogêneo que varia linearmente com a posição, se o campo for suficientemente fraco, podemos escrever a separação Zeeman entre os níveis como sendo linear com o campo ($\Delta E = \mu m_s B$), como é mostrado a figura 7.

Considere, agora, que o átomo é exposto a um par de feixes lasers contrapropagantes ao longo da direção $\hat{z}$, com polarizações circulares ortogonais e sintonizado numa frequência abaixo da ressonância, quando no ponto onde $B = 0$. De acordo com a figura 3.2, temos então, uma situação onde: para $z > 0$ o átomo absorve mais fótons do feixe com polarização σ^- do que do feixe σ^+ , pois a frequência deste está mais próxima da transição de $\Delta m_s = -1$. A força resultante é, portanto, na direção da origem. Para $z < 0$ ocorre exatamente o contrário e o átomo absorve mais fótons do feixe com polarização σ^+ (transição $\Delta m_s = +1$), de modo que novamente o átomo sente uma força em direção a origem.

¹⁴ Efeito Zeeman devido ao campo de quadrupolo formado pelo par de bobinas anti-Helmoltz

Figura 8: Esquema tridimensional da armadilha magneto-óptica. Três pares de feixes contra-propagantes cruzam-se no ponto de mínimo valor do campo magnético, gerado pelo par de bobinas na configuração anti-Helmoltz

A situação descrita acima resulta num sistema que tende a manter o átomo na origem do sistema de coordenadas ($z = 0$), além de também remover (dissipar) energia cinética, devido a característica dissipativa da força espontânea. Um arranjo tridimensional pode ser facilmente construído usando três pares de feixes contrapropagantes, com polarizações e frequências apropriadas, e permite criar uma força do tipo oscilador harmônico amortecido, que é capaz de confinar e resfriar átomos neutros. A figura 8 apresenta um esquema típico dessa armadilha, mostrando a direção de incidência dos lasers, e as bobinas (configuração anti-Helmholtz) que produzem o campo magnético necessário ao confinamento.

III.2.2 O átomo de Sódio

Na seção anterior, discutimos o princípio de funcionamento do MOT utilizando um modelo simplificado de dois níveis para o átomo. O problema, entretanto, é que não existe na natureza um átomo desse tipo. Na realidade, o átomo é bem mais complicado que isso e possui vários níveis (e subníveis) de energia. A figura 9 mostra um esquema com alguns dos níveis do átomo de sódio. Em particular, mostramos a estrutura fina e hiperfina da terceira camada ($n = 3$), que contém as transições mais importantes para o processo de aprisionamento.

Figura 9: Diagrama dos níveis do sódio, mostrando as transições eletrônicas envolvidas no processo de aprisionamento.

Uma característica importante do sistema real é que a estrutura hiperfina desses estados dá origem a processos que não ocorrem no modelo de dois níveis. O principal deles é o decaimento radiativo entre os níveis $3P_{3/2}(F'=2) \rightarrow 3S_{1/2}(F=1)$, que ocorre porque, devido a regra de seleção $\Delta F = \{0, \pm 1\}$, existe a probabilidade de que o átomo que estava inicialmente no estado $3S_{1/2}(F=2)$, seja excitado para o estado $3P_{3/2}(F'=2)$ e não para $(F'=3)$. De lá o átomo pode decair para $3S_{1/2}(F=1)$ onde, se não houver luz de bombeio, ficará indefinidamente.

Esse processo normalmente recebe o nome de bombeamento óptico e faz com que os átomos ‘bombeados’ deixem de interagir com o laser de aprisionamento, que só é capaz de realizar transições de $F=2$ para $F'=3$. Neste caso, o estado fundamental $F=1$ é chamado de “estado escuro”, pois os átomos neste estado não espalham mais fótons do laser. Embora, dependendo das condições experimentais, a probabilidade de transição para o estado escuro seja pequena, devemos lembrar que o tempo de vida do estado excitado é muito curto (tipicamente $\sim 10^{-8}$ s), o que implica num número muito grande de ciclos de absorção-emissão em um único segundo. Assim, mesmo para taxas de transição pequenas, devido ao grande número de transições, é possível ter um completo bombeamento dos átomos para o estado que não interage com a luz do laser de aprisionamento, mesmo num tempo muito pequeno.

Para fazer com que o átomo continue a interagir com os lasers de aprisionamento é necessário incluir uma outra frequência que realize a transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$, de

modo que o átomo sempre “veja” alguma luz em ressonância com ele. Na prática, essa frequência recebe o nome de frequência de rebombeio e em alguns casos pode ser facilmente gerada através de dispositivos óticos não lineares, como o modulador eletro-óptico. Quando isso não é possível, é necessário usar um segundo laser sintonizado na transição apropriada. Neste caso esse laser é chamado de laser de rebombeio.

III.3 Algumas considerações sobre métodos de carga do MOT

Um critério fundamental para o sucesso do resfriamento evaporativo é ter uma taxa de colisões “boas” (retermalização) bem maior do que a taxa de colisões “más” (perdas). Como um dos principais mecanismos de perda advém da colisão com os átomos do vapor de fundo, tornou-se uma prática comum utilizar armadilhas em ultra-alto vácuo ($\sim 10^{11}$ torr). Isso, além de impor restritivas condições experimentais sobre o aparato físico utilizado (*hardware*), também tem consequências importantes sobre o método de carga da armadilha magneto-óptica.

De um modo geral, o processo de carga dessas armadilhas pode ser caracterizado pela velocidade de captura, que é a máxima velocidade que um átomo pode ter, ao atravessar a armadilha, para ainda ser capturado. Esse é um parâmetro bastante importante num *MOT*, mas que nem sempre é disponível a priori¹⁵. Assim, um método de carga eficiente deve proporcionar o maior número possível de átomos lentos (abaixo da velocidade de captura) próximos do centro da armadilha – região de captura.

Existem atualmente dois principais métodos de carga para armadilhas magneto-ópticas: células de vapor e feixes atômicos desacelerados. A seguir discutiremos brevemente as principais características de cada um deles, mencionando, por fim, alguns métodos híbridos que derivam desses dois primeiros, com os quais também tivemos contato neste projeto.

III.3.1 Carga a partir de Células de vapor - *VCMOT*

Numa armadilha magneto-óptica o procedimento mais comum é capturar os átomos lentos da distribuição térmica, presentes no vapor de fundo da câmara de aprisionamento.

¹⁵ Apesar de sua importância, a velocidade de captura nunca foi diretamente medida experimentalmente. No capítulo 5 nós apresentamos um método, desenvolvido ao longo deste trabalho, que nos permitiu inferir a velocidade de captura a partir de medidas diretas da velocidade de escape da armadilha.

Nessas circunstâncias a armadilha é freqüentemente chamada de *VC MOT* (*Vapor Cell Magneto-Optical Trap*) e a região de interseção dos seis feixes de aprisionamento define o volume de captura V , onde os átomos são coletados. Esse volume está diretamente relacionado com a taxa de carga, sendo muito importante fazê-lo tão maior quanto possível.

Porém, a força de pressão de radiação tem uma faixa de captura limitada, não sendo capaz de aprisionar uma grande porção da distribuição de velocidade. A faixa dinâmica de captura é limitada pela velocidade máxima de captura v_c , e como veremos a seguir a taxa de carga da armadilha depende fortemente v_c , daí a importância desse parâmetro no processo. Pode-se demonstrar facilmente, a partir de um modelo baseado na teoria cinética dos gases, que nessas condições a taxa de captura L pode ser expressa por:

$$L = \frac{P}{2k_B T} V^{2/3} v_c^4 \left(\frac{m}{2k_B T} \right)^{3/2} \quad (3.3)$$

onde P e T são respectivamente a pressão de vapor e a temperatura[53].

Neste tipo de armadilha a pressão de operação típica é da ordem de 10^{-9} a 10^{-8} torr, o que permite carregar de 10^7 a 10^8 átomos em menos de um segundo. Porém, tais pressões são normalmente intoleráveis em sistemas que visam a condensação de Bose-Einstein, ou qualquer outro efeito de degenerescência quântica, a taxa de colisões com o vapor de fundo é muito alta. Da mesma forma, carregar uma armadilha a partir do vapor residual em sistemas *UHV* também não é muito prático, pois implica em tempos de carga muito grandes (tipicamente vários minutos!). Além disso, nesses casos o número final de átomos também é normalmente menor do que aquele conseguido com outros métodos de carga. Por essas razões, decidimos usar um método de carga alternativo, que permitisse não só um menor tempo de carga, mas, sobretudo, um maior número final de átomos na armadilha.

III.3.2 Carregamento a partir de feixes frios

As primeiras armadilhas magneto-ópticas foram carregadas com feixes atômicos desacelerados, onde os átomos do feixe eram desacelerados por um laser contrapropagante ao seu movimento. Geralmente o sistema é montado de forma que os átomos do feixe atinjam sua menor velocidade dentro da região de captura da armadilha magneto-óptica, que de alguma forma deve ser acoplada com o feixe atômico.

Existem duas grandes variações experimentais da técnica de desaceleração de átomos neutros. Cada uma delas soluciona, de forma diferente, o problema do deslocamento

Doppler que surge devido à variação de velocidade dos átomos do feixe durante a desaceleração. No primeiro caso a condição de ressonância é mantida graças a uma varredura contínua da frequência do laser. Por essa razão, esse método é denominado de ‘*frequency chirping*’. Já o segundo método usa o efeito *Zeeman* para compensar o efeito *Doppler*, mantendo continuamente os átomos em ressonância com o laser, pela ação de um campo magnético estático, com um perfil apropriado.

A técnica de desaceleração por ajuste *Zeeman* tem a vantagem de permitir a produção de um fluxo contínuo de átomos frios, o que se traduz diretamente num fluxo maior de átomos. Foi, principalmente por essa razão, que a escolhemos como nosso método de carga do *MOT*¹⁶.

III.3.3 Métodos alternativos (*LVIS, double-MOT, PMOT*)

Além das técnicas acima, existem ainda algumas variações que são usadas por alguns grupos para carregar suas armadilhas. A maioria delas é, de alguma forma, inspirada no *LVIS* (*Low-Velocity Intense Source*), desenvolvido pelo grupo do *JILA* [54], para produzir um feixe de átomos frios a partir de um *VMOT* convencional.

Após a criação do primeiro *LVIS* o grupo do Colorado ainda desenvolveu uma versão mais aprimorada do método, que funciona de forma pulsada, e utiliza duas armadilhas magneto-ópticas mantidas em condições de vácuo diferentes. Essas armadilhas são conectadas por um tubo de diâmetro pequeno, para garantir o bombeamento diferencial entre elas. A primeira é basicamente um *VMOT* convencional, operando numa pressão $\sim 10^{-9}$ torr. Essa armadilha é denominada *Collection MOT* e sua função é coletar o maior número de átomos possível, os quais serão posteriormente transferidos para a segunda armadilha, mantida em ultra-alto vácuo ($\sim 10^{-11}$ torr). Essa segunda armadilha é, normalmente, denominada de *Science MOT*.

A transferência se dá através de um “empurrão” produzido por um feixe laser extra (*push-beam*), que é alinhado ao longo do tubo que liga as duas câmaras de aprisionamento. Como sempre há perdas na transferência, para que o processo seja eficiente deve-se carregar um grande número de átomos na armadilha de coleta ($\sim 10^9$ átomos). Para conseguir isso o grupo do *JILA* usa feixes de aprisionamento com diâmetros maiores que 1’’ e lasers de maior potência ($\sim 500\text{mW}$). Tipicamente, eles conseguem carregar cerca de $1,5 \times 10^9$ átomos na

¹⁶ No anexo A há uma discussão um pouco mais detalhada a respeito do funcionamento dessa técnica de desaceleração.

câmara de coleta, que são transferidos a cada um ou dois segundos para a segunda armadilha, com uma eficiência de aproximadamente 25%.

Outra interessante alternativa de carga, também inspirada no *LVIS*, é usar um ‘*Axicon MOT*’ (*AMOT*) ou um ‘*Pyramidal MOT*’ (*PMOT*) no lugar de um *MOT* convencional. Esse *approach* tem como principal vantagem simplificar o aparato experimental usado na configuração *duplo-MOT*, pois tanto o *AMOT* quanto o *PMOT* substituem uma armadilha convencional de seis feixes lasers, por uma que tem apenas um único feixe incidente. A idéia foi desenvolvida pelo grupo do prof. Wonho Jhe [55], na Coreia, e posteriormente usada com sucesso por um grupo de Oxford (Inglaterra) para produzir condensação em átomos de ^{87}Rb [56].

Durante meu estágio no grupo do prof. Cornell, no *JILA*, em 1998, eu tive a chance de construir um *AMOT* para átomos de ^{87}Rb , feito antes dos resultados do grupo de Oxford. Na época, nosso objetivo era investigar a viabilidade desse método de carga e os resultados que obtivemos, mesmo com um sistema simples, foi bastante encorajador – sobretudo pela simplicidade e robustez. Após retornar para ao Brasil, inspirei-me nessa idéia para projetar um sistema experimental que visa produzir condensados de duas espécies atômicas diferentes¹⁷. A grande vantagem desse sistema está justamente na simplificação experimental da produção simultânea de feixes frios, de espécies diferentes, sem usar métodos de desaceleração [57].

III.4 Processos de perda – colisões e outras limitações

O estudo experimental de gases quanticamente degenerados se defrontou, desde o início, com o problema das colisões inelásticas que ocorrem em baixas temperaturas (colisões frias). Antes das armadilhas magneto-ópticas com alcalinos – onde este tema evoluiu bastante – ou mesmo do desenvolvimento do resfriamento evaporativo, as colisões de três corpos nas paredes dos refrigeradores de diluição já causavam decaimento no hidrogênio *spin*-polarizado [27].

Posteriormente, com advento da evaporação forçada, houve uma grande demanda em compreender os diversos mecanismos de perda nesses sistemas: relaxação dipolar, recombinação via colisões de três corpos e *spin-exchange*. Mais recentemente, com o

¹⁷ Esse sistema é discutido brevemente no anexo A e deverá fazer parte a tese de doutorado de Kilvia Magalhães.

desenvolvimento das técnicas de *laser cooling* em alcalinos, o estudo de colisões frias tornou-se uma importante e ativa área de pesquisa [58].

De um modo geral, no estado estacionário, o número final de átomos aprisionados numa armadilha magneto-óptica é o resultado do equilíbrio entre as taxas de captura e perda. As perdas podem ter origem numa série de diferentes processos, mas em sistemas alcalinos os mais importantes são basicamente as colisões que ocorrem entre os átomos frios e átomos do vapor de fundo, ou as colisões inelásticas envolvendo átomos frios no estado excitado. De modo que geralmente a equação que governa a variação temporal do número de átomos é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma N - \beta \int_V n^2(r,t) d^3r, \quad (3.4)$$

nesta equação L representa a taxa de captura, γ a taxa de colisão dos átomos aprisionados com os átomos térmicos, do vapor de fundo, e β é taxa de colisão entre átomos frios.

Normalmente a variação espacial da densidade de átomos $n(r,t)$ requer uma integração sobre todo o volume V da armadilha, mas pode-se mostrar que no limite de altas densidades, o aprisionamento ocorre com densidade constante [59]. Isso permite reescrever a equação acima numa forma mais simples:

$$\frac{dN}{dt} = L - (\gamma + \beta n_c) N, \quad (3.5)$$

onde n_c é a densidade final constante obtida no *trap*.

O valor de n_c é uma característica das condições de aprisionamento, mas pode ser determinado experimentalmente. O fator $(\gamma + \beta n_c)$ representa a taxa total de perda nas armadilhas e para determiná-lo basta medir a evolução temporal do número de átomos quando o processo de carga é desligado, isto é fazendo $L \rightarrow 0$. Assim, o número de átomos deve variar segundo a expressão:

$$N(t) = N_o \exp(-(\gamma + \beta n_c)t) \quad . \quad (3.6)$$

Podendo-se determinar $(\gamma + \beta n_c)$ através de um ajuste (*fitting*) exponencial da curva de descarga.

Como já mencionamos, a perda relacionada ao termo γ pode ser bastante reduzida com o uso de técnicas de ultra-alto vácuo (*UHV*), mas existem ainda as perdas associadas ao termo β , que podem ter origem em vários diferentes processos: escape radiativo (*RE* – ‘*Radiative Escape*’), ionização fotoassociativa (*PAI* – ‘*Photo-Associative Ionization*’), mudança de estrutura fina (*FCC* – ‘*Fine-structure Changing Collision*’) e mudança de estrutura hiperfina (*HCC* – ‘*Hyperfine-structure Changing Collision*’). Nossos estudos na área de colisões mostraram que, dentre esses, o mais importante é o escape radiativo [60].

Não temos espaço aqui para discutir profundamente todos os processos colisionais que podem ocorrer nessas armadilhas¹⁸, por hora basta saber que os mecanismos de perda predominantes estão associados às colisões envolvendo átomos no estado excitado (interação dipolo, dipolo-induzido), e, principalmente, que esses processos impõem um limite superior na densidade de átomos do *MOT*, o qual é tipicamente da ordem de 10^{11} cm^{-3} .

Outro limitante para a densidade, que também está relacionado à absorção de fótons, é o espalhamento secundário ou ‘*radiation trapping*’. Esse efeito surge quando os átomos estão tão próximos uns dos outros que o fóton que é emitido por um átomo tem uma grande chance de ser absorvido por um átomo vizinho. Quando isso ocorre, esses átomos experimentam uma força de repulsão efetiva, que impede que eles se aproximem ainda mais. Tipicamente, esse efeito passa a ser importante quando as densidades excedem valores da ordem de $10^{10} \text{ átomos/cm}^3$.

III.4.1 A técnica *Dark-SPOT*

Existe, porém, uma maneira interessante de se evitar, ou pelo menos reduzir bastante, ambos os efeitos limitadores descritos acima. Essa técnica é chamada de *Dark-SPOT* (“*Dark-SPontaneous-force Optical Trap*”) e tira proveito do bombeamento óptico para aprisionar os átomos numa espécie de “estado escuro” (“*dark state*”), onde os átomos não interagem com os lasers de aprisionamento. Isso permite criar uma região de alta densidade no centro da armadilha, onde os átomos não espalham fótons – daí a origem do nome. Consegue-se com isso aumentar a densidade quase duas ordens de grandeza, quando comparada com um *MOT* comum.

Para conseguir isso, normalmente se faz uma sombra no centro dos feixes de rebombeio, de modo que na sua intersecção, no centro da armadilha, devido à ausência da luz de rebombeio, os átomos são bombeados opticamente para um estado escuro (no sódio, o

¹⁸ Maiores detalhes a respeito das colisões frias podem ser encontrados na ref. [60] e ref. inclusas.

estado $F=I$). Como estes átomos estão ainda envolvidos por uma nuvem de átomos frios, eles tendem a ficar aprisionados. De qualquer forma, tão logo eles se afastem da região central, onde existe a sombra, eles voltam a interagir com a luz de rebombeio e retornaram à transição cíclica, sendo novamente empurrados para a “região escura”. Devido à ausência de espalhamento secundário e colisões frias de estados excitados, é possível aumentar a densidade de pico, na região central, para valores maiores do que 10^{11} átomos/cm³.

Entretanto, existem ainda outros processos que podem limitar a densidade duma armadilha, seja ela do tipo *Dark-SPOT* ou mesmo magnética. Dentre esses processos, estão, por exemplo: as colisões frias envolvendo mudança de estrutura hiperfina e as colisões de três corpos. Mas, tipicamente, as perdas introduzidas por esses processos só passam a ser importantes em densidades bem maiores e podem, pelo menos em princípio, serem reduzidas com o uso da técnica de blindagem óptica, desenvolvidas pelo nosso grupo [60, 61]. De qualquer forma, é importante lembrar que são esses processos inelásticos (especialmente, as colisões de três corpos) que, em última instância, limitam o tempo de vida dos atuais condensados.

III.5 Aprisionamento Magnético de Átomos Neutros

III.5.1 Princípio de Funcionamento

Considere um átomo de momento de dipolo magnético $\vec{\mu}$ na presença de um campo magnético externo $\vec{B}(\vec{r})$. Nessas condições, a energia potencial associada à interação do dipolo magnético com o campo externo é expressa por:

$$U(\vec{r}) = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r}) . \quad (3.7)$$

Esse potencial dá origem a uma força magnética $\vec{F}_m(\vec{r}) = -\frac{dU(\vec{r})}{d\vec{r}}$, que pode permitir o aprisionamento de átomos numa região de mínimo local do campo magnético.

Os átomos alcalinos já possuem naturalmente um momento de dipolo magnético permanente, devido à existência de um elétron desemparelhado na camada de valência. Por simplicidade, podemos escrever esse momento de dipolo permanente como sendo devido somente ao elétron desemparelhado, de modo que:

$$\vec{\mu} = \frac{1}{\hbar} \mu_B g_e \vec{S}, \quad (3.8)$$

onde $\mu_B \equiv$ Magnéton de Bohr $= \hbar \cdot (1,4 \text{ MHz/gauss})$ e $g_e \approx 2$, se desprezarmos o momento de dipolo magnético nuclear.

O átomo de sódio possui *spin* nuclear $I=3/2$, que quando somado ao spin eletrônico $J=1/2$, forma um momento angular total $F=1$ ou $F=2$. Cada um desses estados de momento angular pode ter projeções, na direção do eixo de quantização, com valores $m_F = \{-F, \dots, F\}$. Devido a existência desse momento angular, a força magnética tende a fazer com que o momento magnético do átomo precesse ao redor do campo magnético com uma frequência angular ω_L . Essa frequência recebe o nome de frequência de *Larmor*, que é definida por $\omega_L = \mu |\vec{B}| / \hbar$.

Classicamente, podemos imaginar o átomo como estando preso a um pequeno momento de dipolo magnético (do elétron) que precessa ao redor do campo magnético $\vec{B}(\vec{r})$. Num campo inhomogêneo, tanto a direção quanto a magnitude do campo podem variar de ponto a ponto no espaço. E, à medida que o átomo se move, lhe parecerá no seu referencial de repouso, que tanto a magnitude quanto a direção do campo magnético estão variando no tempo. Se a direção do campo variar lentamente, o suficiente para que o momento de dipolo do átomo possa seguir adiabaticamente a direção do campo, teremos sempre uma projeção constante do spin $\vec{S}$ na direção de quantização, mas a frequência de precessão será diferente em cada ponto do espaço.

Por outro lado, se a variação da direção do campo magnético for mais rápida do que o momento de dipolo do átomo consegue seguir, existe a chance de que o átomo sofra uma transição para um outro estado $|F, m_F\rangle$, da estrutura hiperfina. Essa transição recebe o nome de transição Majorana, e pode resultar num mecanismo de perda de átomos da armadilha magnética, se esse outro estado pode não for magneticamente aprisionável. A taxa de variação da direção do campo pode ser expressa por $\vec{v} \cdot \nabla \hat{B}$, de modo que a condição para seguimento adiabático é dada por $\vec{v} \cdot \nabla \hat{B} \ll \omega_L$.

Tendo a direção do campo $\vec{B}(\vec{r})$ como a direção de quantização do sistema, podemos escrever o deslocamento *Zeeman* associado a um determinado estado $|F, m_F\rangle$, numa primeira aproximação, como sendo:

$$E_Z = \mu_B m_F g_F |\vec{B}| = \mu |\vec{B}| \quad (3.9)$$

onde g_F representa o fator de *Landé* para estado F , e pode ter os valores $g_1 = -1/2$ e $g_2 = 1/2$.

Assim, a presença do campo magnético remove a degenerescência dos estados de m_F , como ilustra a figura 10.

Figura 10: Diagrama da separação Zeeman dos níveis da estrutura hiperfina ($F=1$ e $F=2$) do estado fundamental do átomo de sódio, devido a aplicação de um campo magnético externo.

Como observamos na figura, o estado fundamental do átomo de sódio se desdobra em oito estado *Zeeman*, porém, desconsiderando os efeitos de segunda ordem, apenas três deles permitem o confinamento magnético ($dE/dB > 0$), que são os estados $|F=2, m_F=2\rangle$, $|F=2, m_F=1\rangle$ e $|F=1, m_F=-1\rangle$. Na prática costuma-se evitar estado $|F=2, m_F=1\rangle$, pois este apresenta uma taxa de perda por colisões muito alta [62, 63].

III.5.2 A Geometria dos Campos e as Transições Majorana

Até agora não mencionamos nada a respeito da geometria dos campos necessários ao aprisionamento magnético. Em princípio, tudo que precisamos é usar uma configuração de bobinas que crie um mínimo local do campo. Existem basicamente duas classes de armadilhas magnéticas que satisfazem a esse critério: aquelas cujo mínimo do campo tem valor absoluto nulo e aquelas cujo mínimo tem um valor não nulo. O primeiro tipo, geralmente produz gradientes de campos lineares em torno da origem, enquanto o segundo tipo proporciona gradientes quadráticos.

A questão relevante é qual dessas duas classes é mais adequada para o resfriamento evaporativo. A essa altura, estamos interessados em usar a configuração que permita aumentar, ao máximo, a densidade no espaço de fase, e da maneira mais eficiente possível. Isso significa reduzir a temperatura, e ao mesmo tempo aumentar a densidade da amostra, por exemplo, comprimindo espacialmente os átomos da armadilha. Portanto, é desejável ter a máxima força de confinamento para uma dada corrente nas bobinas. Nesse contexto, as armadilhas de gradientes lineares são claramente superiores e assim poderiam, a princípio, parecer a escolha mais natural.

Contudo, a existência de um ponto de zero no centro dessas armadilhas acaba por mudar essa situação; pois ao passar pela região de campo nulo, o momento magnético do átomo não tem uma direção preferencial para se orientar, e, além disso, em torno dessa região, a frequência de Larmor é pequena (sendo nula na origem), deixando de satisfazer a condição de seguimento adiabático discutida na seção anterior. Como consequência disso, o momento magnético (ou sua projeção) pode deixar de ser antiparalelo com o campo. Assim, ao passar pela região onde o campo é nulo, o átomo pode sofrer uma transição Majorana, para um estado não aprisionável magneticamente.

Pode-se mostrar que a taxa de transição Majorana depende da temperatura e podemos estimar essa dependência usando um modelo clássico simples. Para isso imaginemos que há uma certa região, próxima ao centro da armadilha, onde a condição de adiabaticidade deixa de ser satisfeita. Isso significa que nessa região a taxa de variação da direção do momento angular ($d\theta/dt$) é maior do que a frequência de Larmor (ω_L). Vimos que a taxa de variação do momento angular é diretamente proporcional à velocidade (v) e é maior próxima ao centro da armadilha. Portanto, sabemos que essa taxa deve ser inversamente proporcional à distância até o centro da armadilha e diretamente proporcional a velocidade: $d\theta/dt \sim v/b$. A velocidade média dos átomos na armadilha é proporcional a $T^{1/2}$ e a frequência de Larmor, numa armadilha quadrupolar, é diretamente proporcional à distância b . Desse modo, a condição de seguimento adiabático deixa de ser satisfeita numa região, definida por uma área A_{buraco} , que deve escalar segundo a relação: $A_{buraco} \sim b^2 \sim v \sim T^{1/2}$. Por outro lado, de acordo com o teorema do Virial, o tamanho de uma armadilha linear é proporcional à temperatura T , assim a área da armadilha irá depender da temperatura segundo a relação: $A_{armadilha} \sim T^2$. Portanto a área do buraco cai mais lentamente que a área da armadilha.

Isso significa que, embora o tamanho do “buraco” do potencial diminua com a temperatura, essa diminuição é muito menor do que a redução no tamanho da própria nuvem de átomos na armadilha. Assim, à medida que essa nuvem de átomos esfria, devido à evaporação, aumenta-se também muito as perdas devido às transições Majorana, eventualmente, impedindo a evolução do resfriamento evaporativo. Esse resultado foi

observado por todos os grupos que iniciaram sua busca pela condensação em armadilhas magnética do tipo quadrupolo.

Para evitar a perda de átomos durante o processo de evaporação é necessário usar uma configuração de campo que tenha um mínimo de campo com valor não nulo. Existem várias configurações de bobinas que satisfazem a esse critério [64], e que de um modo geral possuem um perfil de campo aproximadamente quadrático em torno da posição do mínimo. Sendo que o valor absoluto do mínimo de campo pode ser controlado experimentalmente. A escolha final irá depender dos vínculos impostos pelo sistema experimental escolhido, segundo as necessidades de vácuo, acesso óptico, objetivo final de estudo do projeto e etc.

III.6 Transferência do MOT para a Armadilha Magnética

Um passo fundamental para o sucesso da união das técnicas de aprisionamento magneto-óptico com o resfriamento evaporativo é a transferência dos átomos da armadilha magneto-óptica para a armadilha magnética. O principal objetivo é preservar a densidade no espaço de fase que já foi conseguida até esse ponto. Aqui devemos considerar alguns aspectos importantes na transferência.

- *Alinhamento*: Um importante parâmetro na transferência é o alinhamento entre as duas armadilhas, que não só está diretamente relacionado com a eficiência de transferência, mas também com o aquecimento dos átomos. Existem inúmeros parâmetros para ajustar o alinhamento dessas armadilhas, que não dependem apenas das posições geométricas dos feixes de aprisionamento e das bobinas de campo magnético. Também são importantes as intensidades relativas e a polarização de cada um dos feixes, assim como a presença de campos magnéticos espúrios, causados por fontes de campos externos como, por exemplo, o magneto desacelerador *Zeeman* ou bombas iônicas próximas da câmara de aprisionamento.
- *“Mode-Matching” das distribuições atômicas*: Quando transferimos uma nuvem de átomos de distribuição Gaussiana esférica, com raio quadrático médio (*rms*) de valor r_o e temperatura T , para uma armadilha harmônica, a densidade no espaço de fase será conservada se o potencial de aprisionamento $\frac{1}{2} \kappa r^2$ tiver uma constante de confinamento tal que $\kappa = \kappa_o = k_B T / r_o^2$. Isso garante que os átomos irão manter seu volume e temperatura. Se a armadilha for muito confinante, os átomos irão aquecer na transferência devido ao excesso de energia potencial, que é adicionada à energia cinética inicial da distribuição. Por outro lado, se a armadilha for muito pouco confinante, os átomos sofrerão uma expansão não

adiabática. Em ambos os casos, perde-se densidade no espaço de fase. A condição de transferência ótima, que mantém constante a densidade no espaço de fase, é aquela onde há o ‘*mode matching*’ da distribuição de átomos, antes e depois da transferência para a armadilha magnética.

Além disso, como o potencial magnetostático é conservativo, não se pode simplesmente “largar” os átomos nesse potencial, sem fornecer um mecanismo de amortecimento, senão os átomos simplesmente irão “rolar” para fora da armadilha. Então, ao invés de lançar os átomos no potencial de aprisionamento magnético, o que fazemos é ligar a armadilha ao redor dos átomos, tomando providências para provocar o mínimo aquecimento possível.

No próximo capítulo iremos discutir a configuração de campo magnético conhecida como *Ioffe-Pritchard*, que é usada neste trabalho para aprisionar os átomos durante o resfriamento evaporativo. Nesse tipo de armadilha magnética, a condição de ‘*mode matching*’ corresponde a altos valores de *bias* e gradientes de campo magnético. Para satisfazer essas condições é fundamental poder ligar rapidamente esse potencial de confinamento, o que implicará em algumas considerações importantes quanto ao circuito de chaveamento e controle desses campos.

- *Tempo de chaveamento:* O processo de transferência se dá basicamente pelo desligamento da armadilha magneto-óptica e o acionamento súbito da armadilha magnética. Esse chaveamento deve ser tão rápido quanto possível, para evitar a expansão livre dos átomos, que nesse período não estão mais sujeitos a nenhuma força de confinamento. O tempo de chaveamento é geralmente limitado pela indutância das bobinas e pela máxima tensão que a fonte de corrente pode fornecer, mas deve ser tipicamente menor que um milissegundo.

- *Eficiência de transferência:* A estocasticidade da emissão espontânea faz com que os átomos da armadilha magneto-óptica tenham uma projeção de momento angular praticamente aleatória. Isso faz com que, mesmo num *Dark-SPOT*, onde a maior parte da população está no estado $F = I$, haja cerca de $\frac{1}{3}$ dos átomos em cada estado de diferente m_F . Ao ligar o campo magnético apenas os átomos que se estiverem num estado de *spin* apropriado serão aprisionados. No caso de $F = I$, só o estado $|1, -1\rangle$ será aprisionado pela armadilha magnética. Assim, ocorre uma perda de aproximadamente $\frac{2}{3}$ dos átomos, e a máxima eficiência de transferência é de 33 %. Essa perda no número de átomos pode ser reduzida com o bombeamento óptico para estado $|1, -1\rangle$, antes da transferência para a armadilha magnética. Note, entretanto, que a perda no número não representa exatamente

uma perda na densidade do espaço de fase, pois o número de estados internos disponíveis também é reduzido pelo mesmo fator. Assim, o bombeamento óptico dos átomos pode ser usado para aumentar a densidade no espaço de fase.

- *Compressão adiabática:* Uma vez feita a transferência, deve-se aumentar ao máximo a taxa de colisão elástica dos átomos para garantir uma evaporação eficiente. Numa configuração *Ioffé-Pritchard* isso é obtido aumentando-se a corrente das bobinas de aprisionamento e, ao mesmo tempo, reduzindo o *bias* do campo para o menor valor possível.

Durante a compressão adiabática a densidade no espaço de fase é mantida constante, enquanto a densidade real e a temperatura da amostra aumentam, o que resulta num ganho da taxa de colisão elástica. Por isso a compressão adiabática da armadilha magnética desempenha um papel crucial nos experimentos de condensação, sendo fundamental para o sucesso do resfriamento evaporativo.

III.7 Resfriamento Evaporativo

A última etapa importante em direção a degenerescência quântica é o resfriamento evaporativo. A idéia por trás desse processo é remover seletivamente os átomos mais “quentes” da distribuição, de modo que os remanescentes, após um processo de retermalização, mediado por colisões elásticas, tenham uma temperatura menor. A figura 11 mostra qualitativamente como isso modifica a distribuição de velocidade (e conseqüentemente a temperatura) dos átomos do gás.

Figura 11: Princípio de funcionamento do resfriamento evaporativo. A curva (a) representa a distribuição de energia inicial. No processo de evaporação forçada, escolhemos um ponto de corte, onde a RF está em ressonância com os átomos. Todos os átomos com energias maiores do que a aquele valor são retirados (evaporados) da armadilha, via “spin-flip”. Os átomos remanescentes retermalizam, através das colisões elásticas, terminando com uma nova distribuição de energia (b), onde a energia média final é menor.

Na verdade, o resfriamento evaporativo é um processo bastante simples e extremamente comum na natureza. É ele o responsável, por exemplo, por esfriar a xícara de café do nosso dia-a-dia. No caso do café, as moléculas que tem energia suficiente para vencer as forças de tensão superficial do líquido, são capazes de escapar do sistema sob a forma de vapor. Essas moléculas levam consigo uma quantidade de energia que é maior que a energia média das partículas no líquido. As colisões entre as partículas que restaram no líquido repõem a fração da distribuição que evaporou. Dessa forma o processo de retermalização resulta numa nova distribuição de velocidades (e energia), que tem uma temperatura final menor. A evaporação continuará a ocorrer até que o líquido entre em equilíbrio térmico com o ambiente, onde a taxa de aquecimento (devido ao ambiente) se iguala à taxa de resfriamento causada pela evaporação.

Se pudéssemos de alguma maneira forçar a progressão da taxa de evaporação, poderíamos continuar resfriando a xícara de café até uma temperatura menor do que a temperatura ambiente. Para isso, por exemplo, poderíamos reduzir a pressão externa mantendo a xícara isolada de qualquer outra fonte de aquecimento. Essa é, na verdade, uma técnica bem conhecida em criogenia e é graças a ela que se consegue obter amostras de hélio líquido com temperaturas abaixo da temperatura da transição λ .

Num gás aprisionado em uma armadilha magnética a situação é diferente e não podemos contar com a mesma estratégia para forçar o processo de evaporação. A solução para esse caso foi sugerida por Hess [29] e implementada por Masuhara *et al* [30], no resfriamento de hidrogênio *spin*-polarizado, aprisionado magneticamente. Neste caso, a evaporação foi conseguida baixando-se a altura do potencial de confinamento magnético.

Posteriormente David Pritchard [65] sugeriu uma variação desse método, que tira proveito da natureza da interação magnética que confina os átomos e utiliza a radiofrequência para induzir transições de *spin* entre os estados que não são magneticamente aprisionáveis. A seletividade neste caso é conseguida através da frequência da RF, que é “sintonizada” nas regiões de alto campo magnético, onde apenas os átomos com maior energia conseguem chegar. A figura 12 mostra uma representação pictórica desse processo.

Figura 12 : Efeito da RF sobre os átomos aprisionados num potencial magnético, que induz transições de spin nos átomos mais energéticos, para estados que não são magneticamente aprisionáveis.

Note que neste caso o resfriamento fundamenta-se na remoção seletiva de átomos da armadilha e, a princípio, poder-se-ia pensar que a perda de átomos também reduziria a densidade da distribuição, comprometendo a densidade no espaço de fase. Mas, se o processo for feito de forma correta, pode-se, na verdade, aumentar a densidade no espaço de fase, mesmo com a perda de átomos da armadilha. Para que isso ocorra é necessário que a taxa de colisão elástica aumente a medida que a evaporação progride. Denominamos essa condição de evaporação auto-sustentada (*'runaway evaporation'*) e sua obtenção é fundamental para atingir a condição de transição de fase.

Sem ela, o resfriamento deixa de ocorrer em algum ponto da varredura de frequência, antes de atingir a temperatura crítica. Para alcançar a evaporação auto-sustentada é preciso que a densidade da amostra cresça mais rapidamente que $T^{1/2}$. Nesse aspecto é muito importante a inomogeneidade do potencial de confinamento, que atrela a distribuição espacial dos átomos com temperatura da amostra, o que não ocorre no caso do gás livre, por exemplo.

Além disso, também são importantes a taxa e a forma de varredura da frequência da RF, mas a figura de mérito mais relevante ainda é a taxa de colisões elástica, que em última análise, depende fundamentalmente dos parâmetros de compressão da armadilha magnética. Na referência [66] Davis e colaboradores apresentam um modelo semi-analítico para o processo de evaporação forçada por RF, em átomos de sódio numa armadilha magnética. Através desse modelo pode-se determinar quais as condições necessárias para se alcançar uma evaporação eficiente e atingir a densidade crítica, $\mathcal{D} \approx 2,612$. Além da referência [66], mais recentemente foram publicados outros artigos de revisão [67, 68] que discutem os detalhes dessa técnica de resfriamento.

O caso dos férmions

Após a observação da condensação de Bose-Einstein em gases alcalinos, vários grupos passaram a buscar degenerescência quântica em gases de férmions. Embora as técnicas sejam essencialmente as mesmas, o sistema de férmions tem uma característica muito peculiar que impede a implementação direta do resfriamento evaporativo. Isso porque, devido ao postulado de simetrização (que dá origem ao princípio de exclusão de Pauli), não pode haver colisões do tipo ondas-s entre férmions indistinguíveis. Mas, nas temperaturas

típicas das armadilhas magneto-ópticas ($\sim 10^{-4}$ K), praticamente apenas ondas-s participam das colisões, o que impede a retermalização dos átomos durante a evaporação forçada.

O grupo do Colorado, que foi o primeiro a produzir degenerescência num gás de Fermi de átomos de ^{40}K [69], contornou experimentalmente esse problema através do aprisionamento magnético de dois estados de spin diferentes (os estados $|F = 9/2, m_F = 9/2\rangle$ e $|9/2, 7/2\rangle$), seguido da evaporação simultânea das duas espécies. Nesse caso, consegue-se efetivamente resfriar os “dois gases” através da termalização “interespecies”, que é permitida por serem eles agora distinguíveis.

Outra alternativa de contornar experimentalmente o problema da ausência de colisões elásticas entre férmions indistinguíveis, é o chamado resfriamento simpatético. Este último foi primeiramente explorado pelo grupo de Randy Hulet, no Texas [70], usando isótopos diferentes do lítio. Para obter a primeira mistura bóson-férmion quanticamente degenerada. Recentemente vários outros [71, 72] grupos tiveram sucesso em implementar o resfriamento simpatético, como uma alternativa nos casos onde, por alguma razão, a implementação direta do resfriamento evaporativo não é viável.

III.8 Como detectar a condensação : sistema de imagem

Se todas as etapas anteriores funcionaram apropriadamente, devemos então atingir a transição de fase. Mas como podemos ter certeza que de fato a alcançamos? Afinal, nas temperaturas típicas desses sistemas não se pode usar um termômetro (pelo menos não um termômetro convencional) para medir a temperatura do gás. Além disso, como medir a densidade da amostra e determinar a densidade no espaço de fase?

Na verdade, como discutimos no capítulo anterior, é possível detectar a ocorrência da condensação por sua assinatura característica, que é a uma repentina e bem característica mudança no perfil da distribuição espacial da densidade de átomos na armadilha. Para isso é necessário utilizar técnicas ópticas de imagem.

Na figura 13 temos uma sequência de imagens, obtidas pelo grupo do *MIT*, mostrando a absorção de um feixe laser ressonante com átomos. Note que há uma variação repentina do perfil de densidade espacial dos átomos, quando esses passam pela transição de fase. O formato bimodal do pico e a dependência da fração condensada (N_o/N) com a temperatura podem ser comparados com a teoria discutida na seção II.2.2. Os primeiros grupos a produzirem a condensação em alcalinos fizeram um estudo extensivo dessas

imagens, comparando-as com a teoria associada, inclusive levando em conta o efeito das interações e sempre observaram uma boa concordância com os experimentos¹⁹.

Figura 13: *Imagens da distribuição espacial dos átomos para diferentes temperaturas, mostrando o surgimento de uma subta mudança no perfil da distribuição, que deixa de ser gaussiana e passa ter uma característica bimodal, quando se atinge a transição de fase, que dá origem a BEC*

Para fazer essas medidas é necessário utilizar um sistema de imagens adequado. Em geral utiliza-se imagens de absorção óptica, onde normalmente é necessário desligar rapidamente os campos magnéticos da armadilha, para evitar distorções na imagem, devido ao deslocamento *Zeeman* dos níveis. Após o desligamento do campo, os átomos expandem balisticamente e ao mesmo tempo caem devido à força da gravidade. Através dessas imagens pode-se determinar a temperatura da amostra e mediante uma prévia calibração pode-se também medir o número e a densidade dos átomos da armadilha. Uma única imagem pode fornecer todas as informações relevantes do sistema.

Além disso, como o tamanho típico dessas amostras é muito pequeno (de algumas dezenas a poucas centenas de μm), a expansão da nuvem de átomos, que se segue ao desligamento do campo, também é importante para aumentar a resolução óptica das medidas. Dependendo da temperatura, pode-se aguardar de uns poucos milissegundos até dezenas de milissegundos antes de fazer a exposição dos átomos ao feixe de prova.

Para conseguir isso, o sistema de imagem precisa ser cuidadosamente projetado e montado de acordo com o propósito do experimento. Em geral, utiliza-se uma câmera digital de alta resolução, controlada por computador, que tem a capacidade de ser disparada por um sinal de sincronização externo. Outra característica importante é o controle do tempo de exposição do sensor *CCD*.

Os dispositivos *CCD* são muito úteis, principalmente pela sua praticidade a um custo relativamente baixo. Mas um grande inconveniente deles, especialmente para aplicações que exigem imagens quantitativas é a geração de carga mesmo na ausência de luz incidente

¹⁹ Uma boa discussão a respeito das comparações entre teoria e experimentos pode ser encontrada na ref. [40].

(‘*dark current*’). Esse efeito depende da temperatura, e geralmente em aplicações que exigem “fotometria”, é comum encontrar câmeras que permitem baixar a temperatura do sensor *CCD*, o que reduz bastante a “corrente escura” e melhora a relação sinal ruído das imagens obtidas com esses dispositivos.

Um cuidado todo especial deve ser tomado com relação ao sistema óptico, responsável por projetar a imagem no sensor *CCD*. Pois, em última análise, é este quem determina a máxima resolução das imagens. Como as dimensões típicas são muito pequenas, há necessidade de um sistema com uma resolução óptica compatível.

Outra característica importante do sistema de aquisição de imagens é a sua capacidade de sincronização e a precisão no tempo de exposição dessas imagens, uma vez que isso afeta diretamente os resultados quantitativos obtidos. Geralmente, utiliza-se um tempo de prova bastante curto, podendo variar entre 100 - 500 μs , para evitar imagens “borradas” devido ao deslocamento dos átomos.

Nos próximos capítulos, e também no anexo C, discutiremos com mais detalhes o sistema de imagem e os métodos de análise usados nesse trabalho.

Capítulo 4

IV. Sistema Experimental I: armadilha *cloverleaf*

Neste capítulo são apresentados os detalhes e as principais características do sistema experimental que desenvolvemos e usamos na primeira, e maior, parte deste trabalho. Nessa primeira fase do projeto, optamos por usar a configuração de bobinas conhecida como *cloverleaf*, (“folha de trevo”). A grande vantagem dessa configuração é o excelente acesso óptico que ela permite, além do fácil controle sobre os principais parâmetros da armadilha magnética. O desenvolvimento desse sistema ocorreu em várias etapas que, na medida do possível, serão discutidas ao longo desse capítulo. Mas, para não estender demasiadamente o capítulo, iremos concentrar as discussões na versão final do sistema. Embora, em determinados pontos tenhamos feito questão de destacar alguns dos “pequenos detalhes”, que fazem a diferença na hora de por a “maquina” para funcionar.

IV.1 Sistema de desaceleração de átomos neutros

IV.1.1 Fonte de Átomos Frios (feixe atômico)

Um dos pré-requisitos para uma etapa de evaporação eficiente é ter uma taxa de colisões elásticas (responsáveis pela retermalização) muito maior do que a taxa de colisões com o gás de fundo. Como já discutimos na seção III.3, optamos por uma câmara de aprisionamento *UHV*, carregada a partir de um feixe atômico frio.

Basicamente o sistema de desaceleração, que utilizamos para carregar a armadilha magneto-óptica, é composto de uma fonte efusiva de átomos (forno) de sódio, uma câmara de desaceleração (que é basicamente um tubo de inox) e o sistema de bombeamento de vácuo. Outro componente importante é o magneto responsável por produzir o perfil²⁰ de campo magnético apropriado à técnica de ajuste *Zeeman*.

²⁰ Para maiores detalhes a respeito do perfil de campo magnético usado, ver o apêndice A

Figura 14: Esquema do sistema de desaceleração de átomos de sódio usado para carregar uma armadilha magneto-óptica. Na figura temos as partes principais do sistema que são: a fonte de átomos, a câmara de desaceleração, o magneto e parte do sistema de vácuo. Na extremidade direita do tubo, é conectada a câmara de vácuo onde é feito o aprisionamento e a evaporação.

IV.1.2 Sistema de vácuo

A figura 14 mostra um esquema simplificado do nosso sistema de desaceleração. Nela pode-se observar cada parte do sistema, bem como a ordem de grandeza das pressões medidas nessas regiões. A câmara onde fica o forno é mantida a uma pressão de cerca de 10^{-6} torr, por um sistema de bombas de vácuo que conjuga uma bomba mecânica ligada em série com uma bomba difusora. Uma bomba turbo-molecular associada a uma iônica de 300 litros/s, mantém a câmara de desaceleração a uma pressão menor que 10^{-9} torr.

Além disso, temos ainda duas outras bombas iônicas (40 l/s e 20 l/s) e uma bomba de sublimação de titânio na região da câmara de aprisionamento, o que nos permite alcançar ultra-alto-vácuo ($\sim 10^{-11}$ torr) na região onde os átomos são confinados.

A pressão é medida por medidores de vácuo instalados em praticamente em todas as partes do sistema. Na região do forno, usamos um medidor de baixo vácuo, do tipo "pirani", que freqüentemente opera em fundo de escala ($<10^{-4}$ torr), mesmo quando o forno está aquecido. Na entrada do tubo de desaceleração a própria bomba iônica fornece uma leitura da pressão, através da corrente iônica entre seus terminais. Enquanto na região da câmara de aprisionamento temos, além das bombas iônicas, um medidor de cátodo frio, que permite

medir pressões tão pequenas quanto 5×10^{-11} torr. Porém, mesmo este último, normalmente trabalha em fundo de escala.

IV.1.3 O Forno de Sódio

Os átomos do feixe são produzidos por um forno de cerca de 40 cm^3 , onde se coloca o elemento a ser vaporizado, no nosso caso o sódio (^{23}Na) na forma metálica. Após ser carregado, o forno é mantido sob vácuo, para que o livre caminho médio dos átomos seja suficientemente para eles alcançarem a câmara de desaceleração, sem serem espalhados do feixe. Na figura 15 temos uma fotografia da câmara de vácuo onde se encontra o forno de sódio. Note que há uma válvula isolando a câmara do forno do resto do sistema. Assim, quando é necessário abrir a câmara para reparos, ou mesmo para carregar o forno, não é preciso bombear o ar de todo o sistema novamente, evitando repetir o processo de ‘*baking*’ das regiões de alto vácuo, que normalmente é bastante demorada.

Válvula de isolamento

Figura 15: Fotografia da câmara de vácuo onde fica a fonte (forno) de sódio. A esquerda pode-se ver uma parte das mangueiras de água que fazem a refrigeração do magneto.

Na figura 16 vemos um esquema em corte do forno mostrando também o ‘*nozzle*’ por onde saem os átomos. Todas as peças do forno são feitas do mesmo material, para evitar problemas com a diferença de coeficientes de dilatação térmica.

O aquecimento é feito por duas resistências independentes, para o forno e o *nozzle*, e as temperaturas são monitoradas por termopares de cromel-alumel. Tipicamente as temperaturas de trabalho são de cerca de $400 \text{ }^{\circ}\text{C}$, para o forno e $500 \text{ }^{\circ}\text{C}$ para o *nozzle*, que é sempre mantido mais aquecido para evitar o acúmulo de sódio metálico no pequeno orifício

de saída, que tem cerca de 200 μm de diâmetro. Nessas temperaturas, o fluxo total do feixe é de $\sim 10^{11}$ átomos/ $\text{cm}^2\cdot\text{s}$.

Figura 16: Esquema em corte transversal do forno: os átomos saem pelo "nozzle", que tem um orifício de cerca de 200 μm . O aquecimento, tanto do forno como do "nozzle", é feito por resistências elétricas independentes e as temperaturas são medidas por termopares.

A montagem do forno conta ainda com um conjunto de estágios de translação (xyz), que permitem o alinhamento fino do feixe de átomos que sai do forno, com o tubo de desaceleração. A conexão entre a câmara do forno e a região de desaceleração é feita por um pequeno canal colimador, que tem cerca de 1 mm de diâmetro e 1 cm de comprimento. Este canal também é aquecido por uma resistência elétrica para evitar entupimentos e monitorado por um termopar.

IV.1.4 A Bobina Desaceleradora

Ao longo desse projeto usamos três diferentes bobinas desaceleradoras. A primeira delas foi também a bobina usada pelo grupo, ainda em 1987, para produzir a primeira desaceleração de feixe atômico em São Carlos. Essa bobina foi "aposentada" na primeira oportunidade que tivemos de "quebrar" o vácuo da câmara de aprisionamento (para a substituição da primeira antena de RF), devido a vazamentos e curto-circuito entre algumas camadas, resultado de seus mais de 10 anos de operação! Em substituição, reconstruímos uma segunda bobina muito parecida com a primeira. Porém, devido a um acidente ocorrido com o sistema de refrigeração (causado pelo entupimento dos tubos de cobre), houve um superaquecimento que resultou na perda de 7 das suas 20 camadas de enrolamento. Como a pronta substituição dessa segunda bobina por outra não era uma opção viável, pois implicava em abrir novamente a câmara UHV (o que significaria aproximadamente três meses *offline*), nós tentamos contornar o problema através da adição de camadas externas de enrolamento, para compensar aquelas perdidas. Para isso fizemos várias simulações numéricas do perfil de

campo e do próprio processo de desaceleração. Após essas análises, implementamos as modificações necessárias, mas, por garantia, já construímos também uma terceira bobina de desaceleração, usando uma tecnologia diferente, para evitar entupimentos e minimizar o risco de superaquecimento. Mais recentemente, com a última atualização do sistema experimental (sistema *QUIC*), aproveitamos para substituir a segunda bobina de desaceleração pela terceira. A seguir descrevemos rapidamente as duas primeiras bobinas, deixando para o capítulo 6 a descrição da última.

As primeiras bobinas foram construídas com tubos de cobre recozido, com 6,4 mm de diâmetro, usados para refrigeração. O enrolamento foi feito sobre um tubo de latão (material não magnético) isolado com verniz e fitas plásticas. Cada camada do enrolamento possuía um número variável de espiras, para produzir o perfil adequado do campo.

Além disso, cada camada possuía entradas e saídas independentes de água, para uma refrigeração mais eficiente. Isso é muito importante, pois, tipicamente, circulava uma corrente elétrica de cerca de 40A, com uma tensão da ordem de 100V, que corresponde a uma potência total dissipada de cerca de 4 kW. Na figura 17 temos uma fotografia do sistema, destacando a bobina de desaceleração.

Figura 17: Fotografia do sistema de desaceleração, onde em destaque temos a bobina responsável pelo perfil de campo parabólico. Ao fundo e a direita pode-se ver uma parte da câmara de aprisionamento, enquanto a esquerda vemos um pedaço do tubo que liga o compartimento de desaceleração a câmara de vácuo, onde se encontra o forno de sódio.

Na figura 18 temos o perfil de campo magnético medido ao longo do tubo de desaceleração. A medida foi feita²¹ com uma sonda *Hall* da *Haltron Hall Effects Probes*

²¹ Essa medida foi extraída da tese de doutorado de Carlos Alberto Faria Leite (apresentada ao IQFSC-1992) e correspondia ao perfil de campo do primeiro magneto que usamos.

(modelo HS5), como o magneto operando numa corrente de 36 A, que era a melhor condição experimental com o magneto acima.

Figura 18: Medida do perfil de campo magnético ao longo do eixo de desaceleração, para a corrente de 36A.

A segunda bobina foi construída nos mesmos moldes da primeira, mudando apenas o comprimento total, que passou a ser de 100 cm. A figura 19 mostra o perfil de campo magnético, calculado numericamente, a partir das dimensões físicas do novo magneto. Como o projeto e o método de fabricação não diferiam apreciavelmente do primeiro magneto, esperávamos que o campo gerado não fosse muito diferente daquele produzido pelo magneto antigo. Após a substituição dos magnetos, confirmamos que o fluxo de átomos desacelerados era bastante semelhante àquele produzido pelo primeiro magneto.

Figura 19: Resultado do cálculo do perfil de campo magnético produzido pelo segundo magneto desacelerado.

Porém, após o acidente que resultou na perda de sete camadas da segunda bobina, o perfil de campo magnético ficou bastante prejudicado, causando uma significativa redução no fluxo de átomos desacelerados. Isso foi logo percebido pela queda na fluorescência do feixe de átomos frios. Notamos, inicialmente, que era possível recuperar parte da fluorescência aumentando a intensidade do laser de desaceleração e usando um modulador eletro-óptico para gerar a frequência de rebombeio, que antes não era necessário. Ainda assim, não foi possível obter o mesmo número de átomos aprisionados no *MOT*.

Resultados posteriores, obtidos com as medidas da velocidade de captura, mostraram que o sistema de desaceleração havia sido profundamente afetado, e embora produzíssemos átomos frios, estes, em sua maioria, tinham velocidades finais maiores do que a velocidade de captura do *MOT*. Simulações numéricas do processo de desaceleração, baseadas no perfil calculado para o magneto danificado, confirmavam os resultados que tínhamos no laboratório. Os átomos deixavam de seguir adiabaticamente o campo ainda no início do processo de desaceleração. Isso explicava porque era necessário aumentar tanto a potência do laser desacelerador, para compensar, em parte, esse efeito via alargamento de potência. Mas, por sua vez, isso fazia o processo ser instável e muito mais sensível a flutuações do número de fótons absorvidos. Como resultado final, o número de átomos com velocidade menor ou igual a velocidade de captura da armadilha magneto-óptica era muito menor do que em condições normais.

Para evitar a substituição do magneto (que, como já comentamos, significaria um atraso de vários meses), tentamos ainda usar as simulações numéricas no computador para encontrar um conjunto de parâmetros experimentais que nos permitissem, se não corrigir completamente, pelo menos amenizar o problema. Isso só foi possível graças à habilidade de calcular precisamente o campo magnético a partir de distribuições arbitrárias de correntes, que foi desenvolvida na fase de projeto das bobinas *cloverleaf*.

De fato essa estratégia rendeu algum lucro, pelo menos um fator de cinco foi recuperado, mas ainda era pouco. Chegamos até a tentar o método de desaceleração por '*frequency chirping*', varrendo a frequência do laser desacelerador, o que aliás, para nossa surpresa, funcionou muito facilmente, porém com um rendimento muito pequeno – bem menor que o próprio magneto danificado. Atribuímos isso ao fato de que os lasers de corante que utilizamos, por sua própria estrutura interna, não permitem varreduras de frequência muito rápidas (especialmente, mantendo a estabilização de frequência). O máximo que conseguimos obter foi uma taxa de varredura de cerca de 100Hz – que corresponde a uma, ou no máximo duas, varreduras durante o tempo de voo dos átomos no percurso de desaceleração. Além disso, para carregar uma armadilha, o mecanismo de resfriamento por

chirping é bem menos eficiente do que o método *Zeeman*, que produz um fluxo contínuo e intenso, devido ao ‘*velocity bunching*’ da distribuição.

Partimos então para um último recurso, que era corrigir o perfil de campo, sem substituir o magneto, apenas adicionando bobinas externas, em pontos apropriados, para corrigir o campo. A princípio, isso até pode parecer uma decisão natural (pelo menos parece lógica). Mas, na prática, é difícil de ser implementada, pois se a construção dessas enormes bobinas já não é trivial, quando podemos contar com toda a liberdade de montá-la sobre um eixo e girá-la livremente para fazer o enrolamento das camadas, imagine então fazer isso com o sistema todo montado e conectado, sem a mínima possibilidade de movê-lo; tendo que fazer cada nova camada, volta a volta, manualmente, sem mencionar a necessidade de planejar, com precisão, o formato e também os pontos de inserção de cada nova secção de enrolamento adicional. Além disso, como o raio das novas camadas é maior do que o das originais, foi necessário usar um número maior de camadas.

A figura 20 mostra uma comparação entre os perfis de campo do magneto antigo (ideal), do magneto danificado e de como ele seria após a reconstrução. Também é mostrado um gráfico dos gradientes de campo, comparando-os com as curvas que definem a condição de seguimento adiabático para os casos ideal, reconstruído e do campo danificado.

Figura 20: Comparação dos perfis do campo desacelerador, mostrando como ficou o campo após a perda de 7 das 20 camadas que formam o magneto. A esquerda temos uma comparação dos gradientes do campo em cada uma dessas situações; enquanto à direita vemos as curvas (tracejada) que definem a condição de seguimento adiabático do campo, para vários ‘detunings’.

A reconstrução foi suficiente para restaurar o perfil de campo antigo, principalmente na região final do magneto, que é justamente a parte mais crítica no processo de desaceleração, e também a região que estava mais prejudicada. No gráfico à direita, o mais importante é que o gradiente do campo, de um modo geral, mantenha as características do gradiente ideal: sempre abaixo da curva de seguimento adiabático. Observe que isso deixava

de ocorrer, já no início do magneto danificado. Conseqüentemente, apenas uma pequena fração da distribuição de velocidades era desacelerada no processo.

Para fazer a correção no perfil de campo foi necessário adicionar 16 novas secções de bobinas, num total de aproximadamente 150 metros de tubo, perfazendo cerca de 160 voltas, enroladas em 5 diferentes regiões do magneto, mas o resultado final foi um sucesso.

IV.1.5 A Bobina Extratora

Uma das primeiras dificuldades experimentais que encontramos para carregar o *MOT* com os átomos do feixe desacelerado, é que os átomos normalmente tendem a parar dentro do magneto de desaceleração, podendo eventualmente, serem empurrados de volta, em direção ao forno. Para aprisionar estes átomos numa armadilha magneto-óptica é necessário que o maior número possível deles consiga alcançar o centro da câmara de aprisionamento, onde há a intersecção dos lasers de aprisionamento. Porém, existe uma distância de cerca de 50 cm que separa o fim do magneto ao centro da armadilha, e se considerarmos que os átomos seguem em movimento uniforme a partir do momento que deixam de ser desacelerados, veremos que a divergência do feixe, na posição de cruzamento dos feixes, será muito grande, maior até que o diâmetro do tubo que dá acesso à câmara de aprisionamento. Dessa forma, apenas uma fração dos átomos desacelerados será efetivamente capturada pela armadilha magneto-óptica.

A solução desse problema pode ser facilmente conseguida com o uso de uma bobina adicional no final do magneto, a qual denominamos de bobina extratora. A figura 21 mostra o esquema que utilizamos, com a respectiva alteração no perfil de campo.

Figura 21: Esquema do sistema de desaceleração com inclusão da bobina extratora. Como pode-se notar o novo perfil de campo anula-se num ponto fora do tubo de desaceleração o que evita que o feixe atômico tenha uma divergência muito grande na região de aprisionamento.

A bobina extratora foi construída com dez camadas de enrolamento (com 11 espiras cada), feitas com o mesmo tubo de cobre e também refrigeradas com água. A corrente elétrica provinha da mesma fonte de corrente do magneto principal. A função dessa bobina é deslocar o ponto onde o campo magnético se anula, para uma distância mais próxima do centro da câmara de confinamento. Dessa forma o processo de desaceleração ocorre em duas etapas, possibilitando o bombeamento óptico dos átomos para $F = 1$. No canto inferior direito da figura 6 temos uma ilustração do efeito dessa bobina no perfil de campo inicial. A experiência nos mostrou um resultado extremamente eficiente, saindo de uma situação onde quase não se observa átomos aprisionados, para outra onde havia um grande número de átomos na armadilha.

IV.1.6 Aprisionamento a partir do feixe atômico

O nosso objetivo em estudar a desaceleração de feixes atômicos era utilizar esta técnica para carregar a armadilha magneto-óptica. Assim, a primeira tentativa foi simplesmente colocar a câmara de aprisionamento logo após o tubo de desaceleração, de modo que os átomos que saíssem do tubo e fossem imediatamente expostos aos lasers de aprisionamento. Porém, como já discutimos, os átomos frios não conseguiam chegar até a câmara de aprisionamento de maneira eficiente e esse problema foi contornado com o uso da bobina extratora. Surgiu, então, uma outra dificuldade relacionada à própria geometria linear do sistema, que faz com que tanto os átomos “mais quentes”, capazes de atravessar todo o tubo sem sofrer desaceleração (veja a figura A.1 do anexo A), quanto o próprio laser desacelerador (sintonizado próximo da ressonância) provoquem perdas na armadilha. Essas perdas ocorrem porque todo o sistema está alinhado ao longo do tubo de desaceleração, de modo que tanto o feixe de átomos como o laser de desaceleração, estão “em linha” (*in-line*) com a armadilha magneto-óptica e, eventualmente, com a armadilha magnética. Assim os átomos rápidos do feixe térmico podem colidir com átomos aprisionados e removê-los da armadilha. Da mesma forma, a pressão de radiação do feixe desacelerador, que opera tipicamente com potências da ordem de 500 mW e próximo da ressonância com os átomos, provoca uma grande queda na performance do *MOT*, sendo este último efeito, tipicamente, o maior limitante.

Portanto, para viabilizar a implementação dessa técnica de carga, nós tivemos que desenvolver mecanismos que inibissem ou, pelo menos que reduzissem bastante, essas perdas na armadilha magneto-óptica. No próximo capítulo discutiremos a técnica ‘*dark-spot Zeeman Slowing*’, que nós desenvolvemos para solucionar o efeito do laser de desaceleração. Quanto às perdas causadas pelos átomos não desacelerados do feixe térmico, essa foi

solucionada com a adição de um dispositivo que bloqueia fisicamente o feixe, após a carga da armadilha magneto-óptica e antes da transferência para a armadilha magnética. Esse dispositivo foi projetado e construído por nós mesmos e seu esquema pode ser encontrado no apêndice II.

IV.2 Descrição do *MOT* e câmara de aprisionamento

A escolha da câmara de vácuo e da configuração de bobinas para o aprisionamento magnético depende muito dos objetivos do projeto. Por isso, devido à nossa experiência com o estudo de colisões frias, sobretudo de espécies mistas, uma das grandes motivações deste trabalho, era inicialmente explorar como a degenerescência quântica do sistema poderia alterar a interação entre as partículas e vice-versa. Tínhamos ainda a perspectiva de estudar colisões frias num regime de temperatura e densidade que jamais havia sido explorado, mesmo antes de observar a degenerescência quântica em nossa montagem.

Uma técnica extremamente poderosa no estudo de colisões frias é a espectroscopia de fotoionização associativa. Essa técnica é muito mais sensível que a técnica de *traploss*, mas requer o uso um detector de íons dentro da câmara de vácuo. O grupo de São Carlos é um dos pioneiros no uso dessa técnica e já tínhamos, no início desse projeto, uma grande experiência com esse tipo de medida [60]. Para isso, desenvolvemos, como poucos grupos, a fabricação de câmaras *UHV* de aço inoxidável, onde é possível inserir várias janelas de acesso óptico. Essa flexibilidade quanto ao número de janelas de acesso é fundamental para a inserção do detector de íon na câmara de aprisionamento.

Assim, devido a essa motivação, quando projetamos o sistema de aprisionamento, optamos por uma câmara de aço inox com várias janelas de acesso óptico. Essa escolha praticamente definia também o modelo de aprisionamento magnético, pois, dada à geometria do sistema, a configuração de bobinas que melhor atendia aos requisitos de acesso óptico, proximidade física dos átomos e controle de campo era a configuração *cloverleaf*.

IV.2.1 Câmara de aprisionamento

A figura 22 mostra um esquema da câmara de aprisionamento com as bobinas de aprisionamento. Mais adiante discutiremos o projeto das bobinas, por hora vamos nos concentrar na câmara de vácuo. Note que há um grande número de janelas laterais, que permitem um bom acesso óptico para os feixes de aprisionamento, desaceleração, sistema de vácuo, detectores e, também, para o sistema de imagem. No total, são dezoito janelas, sendo

dezesseis delas no plano e duas ortogonais às primeiras. Na figura ainda pode-se observar a direção de incidência do feixe atômico e dos feixes laser de desaceleração e aprisionamento.

Figura 22: Esquema da câmara de aprisionamento com as bobinas e os feixes de aprisionamento.

Na figura 23 temos uma fotografia com uma visão geral do sistema, onde em primeiro plano temos a câmara de aprisionamento, toda a montagem óptica e o sistema de detecção a sua volta. Ao fundo, podemos ver ainda parte do sistema de desaceleração.

Figura 23: Fotografia mostrando uma visão geral do sistema experimental cloverleaf.

Observe na figura 23 que a câmara foi montada de modo a ter o seu eixo maior (diâmetro) orientado na direção vertical. A razão disso é que na configuração *cloverleaf*, o maior confinamento ocorre na direção radial e é necessário ter a direção de maior confinamento da armadilha magnética orientada de forma a compensar a força da gravidade. Isso é muito importante para evitar a perda de eficiência na etapa de evaporação, devido ao deslocamento (*sagging*) do potencial de aprisionamento causado pela gravidade. Por isso foi necessário montar toda a óptica de aprisionamento e detecção sobre uma mesa vertical que também pode ser vista na figura.

Outra característica dessa câmara de aprisionamento, que não pode ser observada nas figuras acima, mas é muito importante para permitir a máxima aproximação das bobinas *cloverleaf*, é que ela possui uma reentrância na região central, que faz com que a altura da câmara nessa região seja mais baixa do que na lateral externa, onde são colocadas as janelas ópticas. Isso foi fundamental para obter a máxima compressão na armadilha magnética, sem comprometer muito o acesso óptico.

IV.2.2 A montagem óptica e lasers

Naturalmente a complexidade do sistema foi aumentando gradualmente à medida que era necessário fazer modificações, visando melhorar o desempenho do sistema. Inicialmente, por exemplo, a armadilha magneto-óptica foi construída com seis feixes retrorefletidos e usando apenas um laser de corante (Coherent 699-21), de onde a luz de rebombeio era produzida por um modulador acusto-óptico. Logo percebemos que em armadilhas com um grande número de átomos, a absorção de luz na primeira passagem dos feixes pelos átomos já era bastante significativa e resultava num desbalanço apreciável entre as forças de pressão de radiação dos dois feixes contraprogantes. Como resultado disso, a posição do *MOT* ficava deslocada com relação ao centro da câmara, onde as bobinas de aprisionamento magnético estavam alinhadas, o que comprometia a transferência dos átomos de uma armadilha para outra.

Embora seja possível compensar esse desbalanço focalizando levemente os feixes de aprisionamento, ou movimentando as bobinas de quadrupolo do *MOT*, isso normalmente resulta numa expansão de *molasses* assimétrica e ineficiente, o que também não é desejável. Para otimizar a transferência dos átomos do *MOT* para a armadilha magnética, sem perder a eficiência do resfriamento sub-Doppler (*molasses*), foi necessário usar uma configuração de seis feixes independentes para a armadilha magneto-óptica. Nessa configuração é possível controlar a intensidade de cada feixe de forma contínua e independente dos demais, por meio

de lâmina de meia onda e cubos divisores de polarização. Isso se mostrou bastante importante na otimização do resfriamento sub-Doppler e da subsequente transferência dos átomos para a armadilha magnética.

Porém, a intensidade total de luz de aprisionamento na configuração de seis feixes é a metade daquela obtida com de três feixes retrorefletidos e para não comprometer a eficiência de aprisionamento, foi necessário usar um segundo laser de corante, apenas para o aprisionamento magneto-óptico. Como também é necessário mais um laser para a desaceleração do feixe atômico, a montagem final passou a depender de três lasers de corante, exigindo a conversão de um laser de titânio-safira (Coherent 899) num ‘*dye*’ laser. Após essas modificações, a montagem óptica ficou conforme ilustra a figura 24.

Figura 24: Esquemas da montagem óptica usada na desaceleração e aprisionamento magneto-óptico.

IV.3 Aprisionamento magnético

A construção das bobinas de aprisionamento magnético envolveu várias questões interessantes de engenharia (algumas não triviais), com as quais tivemos que lidar desde o início do projeto. Entre elas está o cálculo realístico do campo produzido por distribuições arbitrárias de correntes e, principalmente, a otimização dos parâmetros geométricos da configuração de bobinas, visando minimizar a corrente elétrica necessária, sem restringir o acesso óptico dos lasers de aprisionamento e desaceleração. Devido às dimensões físicas da câmara de vácuo, apesar da otimização, as correntes envolvidas ainda são muito altas, o que nos leva a uma outra questão relevante: a dissipação térmica nas bobinas. Isso sem mencionar o chaveamento rápido dessas altas correntes nas bobinas, que são essencialmente sistemas indutivos.

Cada um desses “detalhes técnicos” envolveu um considerável tempo de pesquisa e trabalho, sendo que pelo menos um deles, resultou numa dissertação de mestrado [75] de um dos alunos envolvido no projeto.

IV.3.1 A configuração *IP* e as bobinas “*Cloverleaf*”

A configuração de bobinas *cloverleaf* foi concebida pelo grupo do MIT [41] e trata-se basicamente de uma variação da configuração sugerida por David Pritchard para o aprisionamento de gases frios [76]. A sugestão de Pritchard foi inicialmente utilizada no aprisionamento de hidrogênio [28] e, posteriormente, de sódio [77]. Uma geometria de campo similar, porém numa escala bem maior, tinha sido sugerida anteriormente por Ioffe [78] para o confinamento de plasmas e, por essa razão, costuma-se referir a ela como configuração Ioffe-Pritchard (*IP*).

A configuração *cloverleaf* utiliza um conjunto de dez bobinas, que produzem praticamente o mesmo efeito de confinamento da configuração *IP* original, com a vantagem de permitir um acesso óptico lateral maior. Além disso, não é necessário utilizar as barras supercondutoras (e todos os inconvenientes associados a refrigeração de sistemas criogênicos) que fazem parte da armadilha Ioffe-Pritchard usual. Na figura 25 temos uma ilustração comprando ambas as configurações:

Figura 25: Esquema das bobinas de aprisionamento magnético cloverleaf. A esquerda temos uma representação da configuração Ioffe-Pritchard, onde se utiliza quatro “barras de corrente” (feitas de metal supercondutor) para gerar o confinamento radial, e um par de bobinas (“pinch coils”) que é responsável pelo confinamento axial. À direita temos a configuração “cloverleaf” que produz o mesmo efeito com um acesso óptico lateral bem maior. Existe, ainda, um par de bobinas extra (“bias coils”), para controlar o valor absoluto do campo no centro da armadilha.

O campo magnético resultante dessas configurações, quando expandidos em torno da origem, tem a seguinte forma:

$$B(z,r) = B_0 + (B'^2/2B_0)r^2 + (B''^2/2)z^2 \quad (2.9)$$

onde B_0 é o valor de *bias* no ponto de mínimo local do campo; $B' = \partial B_r / \partial r$ é o gradiente radial da componente radial do campo e $B'' = \partial^2 B_z / \partial z^2$ é a curvatura da componente axial.

Uma das grandes vantagens da configuração *cloverleaf* é que se pode ajustar os parâmetros B' e B'' de maneira independente, mudando apenas a corrente que passa pelas oito bobinas, responsáveis pelo gradiente radial, e pelo par de Helmholtz, responsável pela curvatura do campo. Além disso, adicionando-se uma par extra de bobinas, representadas pelas bobinas de ‘*Bias*’ na figura acima, pode-se também controlar o valor de B_0 , garantindo um completo controle sobre todos os parâmetros importantes da armadilha.

IV.3.2 O projeto das bobinas

Como já mencionamos, o desenho dessas bobinas envolve várias considerações importantes, que vão desde de questões relativas à dissipação térmica até detalhes do circuito de chaveamento de corrente. De um modo geral, o objetivo é ter os menores valores possíveis de resistência elétrica e indutância, mas preservando certos valores mínimos de gradiente e curvatura de campo magnético. Para conseguir isso, fizemos uso intensivo de simulações numéricas do campo produzido pelas bobinas, buscando otimizar as dimensões e a disposição espacial das mesmas.

Nesse contexto, o cálculo numérico torna-se imprescindível, uma vez que a configuração de bobinas *cloverleaf* não tem uma geometria que permite o cálculo analítico. E, embora seja possível fazer aproximações, essas não se mostraram suficientemente precisos para os nossos propósitos.

Na figura 26 temos uma vista superior do eixo axial mostrando como estão dispostas as bobinas em forma de trevo. Esta figura foi construída a partir de medidas feitas no sistema real. Usamos essas medidas para modelar, de forma realística, o caminho das correntes elétricas nas rotinas de integração numérica da lei de *Biot-Savart*.

Figura 26: Vista superior das bobinas *cloverleaf* mostrando a disposição das bobinas que formam o conjunto *cloverleaf*. As dimensões mostradas na figura são as mesmas do sistema real.

A figura 27 mostra uma representação esquemática, em corte transversal, do posicionamento das bobinas com relação à câmara de aprisionamento. Na tabela 1 temos ainda um resumo das principais características físicas dessas bobinas.

Figura 27: Representação em corte vertical da câmara de aprisionamento mostrando (aproximadamente em escala) a disposições de todas as bobinas do sistema. Também é indicado na figura a direção de circulação das correntes em cada bobina.

Tabela 1: Parâmetros Físicos das bobinas cloverleaf.

Bobinas:	<i>Cloverleaf</i>	<i>Curvatura</i>	<i>Anti-Bias</i>	<i>MOT</i>
Deslocamento Radial (cm)	4,75	-	-	-
Deslocamento Axial (cm)	2	4	4	7,5
Raio Médio (cm)	3	2	8	7,7
Número de Voltas	2x2	6x2	4x5	16x3
Resistência ($m\Omega$)	4,3	6,2	45	100
Indutância (μH)	2,2	4,4	85	250

A partir dos dados acima montamos um programa para calcular numericamente o campo magnético gerado pelas bobinas. A figura 28 mostra alguns dos resultados obtidos com o programa, enquanto a figura 29 mostra como varia a forma das linhas (e o contorno) do campo em função da corrente das bobinas de *anti-bias* (que alteram a compressão da armadilha). A seguir, a tabela 2 apresenta um resumo dos parâmetros mais importantes da armadilha magnética, onde destacamos três situações distintas de compressão, permitindo avaliar a melhor condição de transferência de átomos do *MOT* para a armadilha magnética.

Figura 28: Alguns dos resultados obtidos com as simulações do campo, obtidas por integração numérica da lei de Biot-Savart, tendo como entrada os parâmetros físicos descritos na tabela 1.

“Pancake trap” **“Isotropic trap”** **“Compressed trap”**

“Over-Compensated trap”

Figura 29: Simulações do campo magnético, mostrando os contornos (curvas de níveis) do módulo do campo total e os vetores de campo das bobinas cloverleaf (azul), e a resultante das bobinas pinch e anti-bias (vermelho), para diferentes condições de compressão.

Tabela 2: Resultados dos cálculos numéricos da armadilha magnética cloverleaf.

Compressão: →	Mínima ($I_{\text{anti}} = 0\text{A}$)	Isotrópica ($I_{\text{anti}} = 53,5\text{A}$)	Máxima ($I_{\text{anti}} = 96,7\text{A}$)
Grad. Radial das Cloverleaf (G/cm)	125	125	125
Curvatura Radial (G/cm^2)	106	106	106
Curvatura Axial (G/cm^2)	-53	-53	-53
Offset das bob. Curvatura (G)	218,4	218,4	218,4
Offset das bob. Anti-Bias (G)	0	-120	-217
Offset do Potencial (RF) (MHz)	156	70	1
Frequência Secular Radial (Hz)	7,5	18	179
Frequência Secular Axial (Hz)	18	18	18

Após o projeto e a construção das bobinas, montamos um protótipo com o objetivo de medir diretamente o campo produzido e comparar com os resultados numéricos. Na figura 30 temos uma fotografia desse protótipo, onde as bobinas estão montadas nas mesmas distâncias que elas ocupariam no sistema real.

Figura 30: Na fotografia acima podemos observar as bobinas “Cloverleaf” e as bobinas de anti-bias montadas num suporte que simula as distancias reais do sistema.

Os resultados dessas medidas são mostrados nos gráficos da figura 31, para uma corrente de 1A passando pelas bobinas. Esses gráficos mostram que com uma corrente de 300 A o gradiente de campo radial será de 120 G/cm, com uma curvatura de campo de até 156 G/cm².

Figura 31: Medidas do gradiente radial gerado pelas bobinas "Cloverleaf" e da curvatura de campo produzido pela bobina de Curvatura. Os valores acima correspondem a uma corrente elétrica de 1 A.

IV.3.3 Sistema de Refrigeração das Bobinas

Durante a fase de aprisionamento magnético e evaporação forçada, é necessário passar uma corrente de cerca de 300A através das bobinas. Para isso, a fonte de corrente precisa manter uma tensão de aproximadamente 40V sobre as mesmas, o que equivale a uma

dissipação de 12 kW de potência! Para evitar o superaquecimento do sistema é fundamental contar com um bom sistema de dissipação térmica, do contrário as bobinas simplesmente derretem (em pouco segundos)!

Por essa razão todas as bobinas de aprisionamento foram construídas com tubos de cobre, do tipo usado em sistemas de refrigeração. Esses tubos permitem a passagem de um fluxo de água pelo seu interior. Porém, devido às restrições de espaço, esses tubos não podem ter um diâmetro muito grande, pois não seria possível obter os necessários gradientes e curvatura de campo da armadilha magnética, pelo menos, não sem também aumentar a corrente elétrica. Na construção dessas bobinas nós usamos tubos de diâmetro externo de aproximadamente 4mm, com um diâmetro interno de cerca de 2mm.

O pequeno diâmetro interno do tubo faz com que a queda de pressão hidrostática, por unidade de comprimento do tubo, seja grande. Como consequência, para permitir passagem de um fluxo suficiente de água através das bobinas, é necessário usar uma bomba d'água de alta pressão. Usamos uma bomba capaz de produzir pressões de até 500 *psi*, dos quais aplicamos cerca de 300 *psi* no sistema. A distribuição de água nas bobinas é feita em paralelo, de modo que cada bobina fica submetida à mesma pressão. O volume de água fornecido pela bomba (vazão) deve ser suficiente para manter o fluxo total.

Uma análise completa da dissipação térmica das bobinas de aprisionamento magnético é bem mais complicada do que estamos mostrando aqui. Nós deparamos com essa questão pela primeira vez ainda no início deste trabalho. Naquela ocasião fizemos uma análise bastante cuidadosa desse problema, levando em conta a eficiência de transferência de calor, a queda de pressão hidrostática ao longo do tubo, o fluxo mínimo de água necessário e coisas do tipo. Essa análise mostrou que teríamos uma melhor transferência de calor para um fluxo não laminar, e que para atingir esse regime deveríamos ter uma pressão de bombeamento mínima de 200 *psi*. Mas, para limitar a variação de temperatura da água de saída a 40 °C, é necessária uma vazão mínima de aproximadamente 500 ml/min, que, dada a seção de área do tubo, só é obtida com pressões maiores do que 250 *psi*.

O sistema de refrigeração atual nos permite trabalhar em corrente máxima sem aquecer significativamente as bobinas. É interessante mencionar que esse é mais um daqueles “detalhes” importantes que tem uma grande tendência de ser ignorado numa primeira análise do sistema e que, assim como o sistema de chaveamento de alta corrente (descrito a seguir) não é discutido na literatura.

IV.3.4 Sistema de Chaveamento de Alta Corrente

A necessidade de chaveamento rápido das bobinas de campo magnético surge do fato de que para fazer a transferência dos átomos do *MOT* para a armadilha magnética, não se pode demorar muito para desligar as bobinas do *MOT* e ligar as bobinas do *trap* magnético, senão os átomos simplesmente escapam da região de captura, devido à expansão livre e a força da gravidade. Tipicamente, é necessário fazer a transferência em poucos milissegundos. Além disso, ainda tem a questão das imagens de tempo de voo, onde se assume ser possível desligar subitamente o campo magnético antes de “fotografar” os átomos com o laser de prova.

O tempo para ligar o campo magnético de uma bobina é dado basicamente pelo tempo necessário para a corrente elétrica (através dela) atingir seu estado estacionário. Isso irá depender do valor final da corrente, da máxima tensão que a fonte de corrente pode fornecer e da indutância da bobina. De modo geral, podemos estimar esse tempo a partir da relação: $\Delta t = |LI_f / V_{fonte}|$; onde L é a indutância da bobina, I_f é a corrente elétrica no estado estacionário e V_{fonte} é a tensão aplicada pela fonte. Dada a máxima tensão fornecida pela fonte e o valor da corrente I_f , deve-se procurar minimizar o valor de L para garantir o menor tempo de acionamento possível. Essa é uma das razões pela qual se deve pensar na questão do chaveamento ainda na fase de projeto das bobinas.

No nosso caso temos uma fonte que fornecer uma corrente máxima de 300 A, com uma *ddp* de 40V. Isso significa que para ligar todos os 300 A, num intervalo de tempo de 1ms, é necessário que a indutância total máxima das bobinas não seja maior que 130 μH . Nossas bobinas de aprisionamento magnético, dependendo da maneira que são associadas, podem ter uma indutância total entre 50 e 120 μH , isso se desconsiderarmos qualquer indutância parasita.

Porém, o tempo de transferência do *MOT* para a armadilha magnética depende ainda de quão rapidamente podemos desligar o campo das bobinas de quadrupolo do *MOT*. O tempo de “desligamento” do campo segue uma relação parecida com a expressão anterior, com a diferença de que agora não temos a tensão da fonte, mas sim uma força eletromotriz induzida pela bobina quando esta é desligada. A questão então é saber qual a máxima tensão reversa que as fontes de corrente podem suportar.

Como a corrente que circula nas bobinas do *MOT* é pelo menos uma ordem de grandeza menor do que aquela necessária ao confinamento magnético, e como essa fonte

pode ser exposta a tensões reversas de até 50V, sem maiores problemas, temos condições de desligar as bobinas do MOT num tempo bem menor²² do que 1ms.

Mas, para fazer uma boa imagem dos átomos da armadilha, e constatar se eles atingiram a transição de fase, é necessário desligar rapidamente as bobinas de aprisionamento magnético. Pois bem, é justamente aí onde ocorre o maior o problema. Se o campo for desligado muito lentamente, teremos uma descompressão adiabática dos átomos, o que resulta numa medida errada da temperatura. Quem define o que é rápido ou lento neste caso é a o tempo de oscilação dos átomos no potencial magnético. Como a frequência de oscilação pode ser da ordem de 100 Hz, é importante ser capaz de desligar a armadilha magnética num tempo bem menor do que $1/\omega$; isto é, num tempo pelo menos menor do 1 ms.

Além disso, é importante também ter um bom controle do sistema durante o desligamento das bobinas. Não se pode permitir, por exemplo, que as bobinas de curvatura sejam desligadas mais rapidamente do que as bobinas de *anti-bias*. Pois se isso acontecer o campo magnético gerado pela bobina de *anti-bias* será, por alguns instantes, maior do que o campo das bobinas de curvatura, o que dá origem a dois efeitos indesejados. Primeiro, a passagem de B_o por zero faz com que a frequência de oscilação radial dos átomos da armadilha (que é proporcional a $1/(B_o)^{-1/2}$) aumente drasticamente, que resulta num impulso aplicado aos átomos, o que se traduz novamente numa medida errada da temperatura da armadilha. O segundo efeito indesejado é que ao passar pelo zero do campo, os átomos podem sofrer transições Majoranas, e o que era inicialmente uma amostra *spin-polarizada* se torna uma amostra espalhada sobre os vários estados de $|F, m_F\rangle$. Como cada um desses estados tem um momento magnético diferente ($\mu = g_F m_F \mu_B$), o impulso provocado pelo campo irá causar um efeito do tipo *Stern-Gerlach*, que complica consideravelmente a análise quantitativa da amostra.

Assim, o circuito de chaveamento das bobinas tem que atender dois requisitos básicos. O primeiro é obviamente permitir o menor tempo de chaveamento possível. Mas, sobretudo, fazer com que todas as bobinas sejam desligadas ao mesmo tempo, ou senão pelo menos garantir que não haja passagem por “zeros” de campo durante o processo de desligamento. Temos ainda um outro requisito ditado pela nossa fonte de corrente, que não pode se desligada abruptamente, sob pena de danificar o banco de transistores de controle.

A solução que encontramos para satisfazer todos esses critérios baseia-se na transferência de carga das bobinas para uma resistência de carga, usando um tipo especial de transistor, desenvolvido especialmente para aplicações de potência. Esse transistor é

²² Mas isso nem sempre foi verdade, pois quando começamos as primeiras tentativas de transferência dos átomos do MOT para a armadilha magnética, estávamos usando uma bobina cuja indutância era muito grande. Sendo impossível desligá-la em menos de 100 ms. Isso nos obrigou a redesenhá-las, de modo que agora se pode desligá-las em tempos muito menores, $\sim 100 \mu s$.

conhecido como *IGBT* (*Insulated Gate Bipolar Transistor*) e trata-se, basicamente, da união entre as tecnologias dos *MOSFETs* (*Metal-Oxide-Silicon Field Effect Transistor*) e dos transistores bipolares de potência. Sua característica principal é unir o que há de vantagem em cada uma das tecnologias, sem seus respectivos problemas. Mas, neste momento, iremos defini-lo apenas como um tipo especial de transistor bipolar que é controlado por tensão, ao invés de corrente e que tem características que lhe permitem chavear todos os 300 A, num tempo suficientemente curto para os nossos propósitos. A figura 32 mostra um esquema simplificado do circuito de controle de corrente que desenvolvemos para atingir esses propósitos.

Figura 32: Representação esquemática dos circuitos de controle e chaveamento do campo. A idéia é desviar a corrente das bobinas para uma resistência de carga de modo que a fonte de corrente não “sofra” grandes variações de corrente. O chaveamento de alta corrente é feito por IGBTs. Um microcomputador é o responsável por produzir todos os sinais de controle do processo de chaveamento e ajuste de ‘anti-bias’, estando, porém, sempre isolado eletricamente dos elementos de potência.

A seguir temos uma sequência de medidas que mostram o tempo de chaveamento da corrente no sistema de bobinas. Note que quando um dos ramos é fechado o outro é aberto, de maneira que a fonte não percebe variação apreciável na carga. Na figura 33 vemos a variação de tensão entre o coletor e o emissor dos dois IGBTs nos instantes de chaveamento, quando se liga ou desliga as bobinas de aprisionamento magnético. Como se pode ver o

tempo de chaveamento conseguido é bem menor do que um milissegundo, sendo tipicamente da ordem de 100 – 200 μ s!

Figura 33: Variação da tensão entre coletor e emissor dos IGBTs durante o chaveamento. Note que quando o transistor está fechado (conduzindo) a tensão V_{DS} é igual a tensão de saturação do transistor, que é de aprox. 1,5 V. Assim, pode-se pensar nas curvas acima como sendo uma medida do tempo de chaveamento em cada um dos ramos do circuito.

Além de ligar e desligar a corrente das bobinas na configuração *cloverleaf*, o circuito de controle também é responsável por ajustar e estabilizar a corrente das bobinas de *anti-bias*. Esse ajuste, além de permitir-nos reduzir o *offset* do potencial de aprisionamento, também tem a função de produzir uma compressão da armadilha magnética e aumentar a densidade e a taxa de colisão elástica dos átomos antes da evaporação.

Fig. 34: Curva de calibração da corrente que circula em cada uma das bobinas de Anti-Bias como função da tensão de controle, fornecida por um canal analógico no microcomputador de controle. Como pode-se notar, a resposta é bem linear, de modo que é possível fazer a compressão adiabática da armadilha com simples sinal do tipo 'rampa' de tensão.

Por questões de estabilidade do *bias* do campo, é melhor usar uma única fonte de corrente para todas as bobinas – especialmente o conjunto de bobinas de curvatura e *anti-bias*. Isso significa conectá-las em série, já que a fonte é limitada a 300 A. Para controlar a corrente das *anti-bias*, sem mudar a corrente das outras bobinas do conjunto, usamos um *MOSFET* em paralelo com as bobinas *anti-bias*, e conectamos esse conjunto em série com as demais bobinas. Devido à limitação de tensão da fonte, as próprias bobinas de *anti-bias* foram conectadas em paralelo, para reduzir a resistência total do conjunto que devia ser menor que 133 mΩ. Na figura 34 temos uma curva de calibração da corrente em cada uma das *anti-bias* como função da tensão de controle, aplicada ao *gate* do *MOSFET*.

IV.4 Resfriamento sub-Doppler

IV.4.1 Implementação do ciclo de 'Molasses Cooling'

Nossas primeiras tentativas de transferir os átomos do MOT para a armadilha magnética não foram bem sucedidas. Não demorou muito para entender que a razão disso era que os átomos, após o desligamento do MOT ainda estavam muito quentes. Para conseguir uma transferência eficiente é importante garantir o melhor resfriamento possível. Dessa forma, resolvemos implementar um passo extra de resfriamento sub-Doppler, fazendo um

estágio de *molasses* logo após o desligamento do MOT e antes da transferência para a armadilha magnética.

Durante o estágio de *molasses* desligamos o campo magnético do MOT e os átomos interagem apenas com a luz, que é devidamente dessintonizada e, eventualmente, atenuada. Fizemos diversas medidas para encontrar os parâmetros que minimizavam a temperatura, mantendo o número e a maior densidade possível de átomos.

Figura 35: Medidas da temperatura dos átomos após um estágio de molasses de 5 ms para diferentes detunings e atenuações do laser. Note que os valores mostrados tanto para o número quanto a densidade de átomos são inteiramente arbitrários e não representam os nossos valores típicos de trabalho. Servindo apenas para demonstrar uma tendência.

Os resultados são mostrados nos gráficos da figura 35, e a partir deles concluímos que o melhor *detuning* é em torno de 30 MHz para o vermelho da transição e com uma atenuação de cerca de -6 dB. Com esses parâmetros conseguimos obter amostras com cerca de 10^9 átomos em temperaturas da ordem de 100 μ K.

Um último comentário importante a respeito da implementação do resfriamento sub-Doppler é quanto ao fato de que se existir algum campo magnético, na região onde os átomos estão expandindo, o resfriamento causado pelo *molasses* resulta numa velocidade não nula [78]. Conseqüentemente, para cancelar qualquer campo na região dos átomos, é importante adicionar bobinas de compensação externas. No nosso caso, o ajuste dessas bobinas é feito pela observação da expansão da nuvem, e após um alinhamento cuidadoso é possível cancelar o campo local e observar uma bela expansão isotrópica da nuvem de átomos.

IV.5 Sistema de Radiofrequência

O acoplamento da *RF* com os átomos se dá através de uma antena, que produz um campo magnético *AC* na região próxima aos átomos aprisionados. Dependendo da frequência, esse campo de *RF* induzirá transições de *spin* nos átomos com energia suficiente para alcançar uma certa amplitude de oscilação no potencial magnético de confinamento. A condição de ressonância é definida por $h\nu_{RF} = |\vec{\mu} \cdot \vec{B}(\vec{r})|$, o que define uma superfície de interação em torno do centro da armadilha magnética. A evaporação forçada é obtida com a varredura da frequência ν_{RF} dentro de uma certa faixa, que dependerá tanto do *bias* do campo, B_o , quanto da energia inicial dos átomos aprisionados. Em nosso sistema temos, tipicamente, $B_o \sim 1$ G, de modo que normalmente a varredura se dá na região de 0.5 – 30 MHz. Para isso usamos um sintetizador de frequências SRS DS345 (*Stanford Research System*), cuja frequência de saída é controlada externamente por um computador, via interface GPIB. Dessa forma podemos também controlar a intensidade e o perfil de varredura.

O sinal produzido pelo sintetizador segue para um amplificador AR 25A250A (*Amplifier Research*), que tem um ganho controlável de até 44 dB, com potência máxima de saída de 25W. Esse amplificador opera em classe A, e é projetado para manter a constante potência de saída, independente da carga acoplada a ele. Mesmo assim, o casamento de impedância entre o amplificador e a antena é importante para evitar interferência de *RF* nos equipamentos, devido à reflexão na antena, que ao criar ondas estacionárias na linha de

transmissão, induz circulação de corrente (“*ground loops*”) em diferentes partes do sistema. Mais adiante discutiremos as consequências dessa interferência, assim como as medidas que tomamos para minimizá-la.

IV.5.1 Antena de RF

Uma característica importante do nosso sistema, que usa uma câmara de aprisionamento de aço inox, é que devido à blindagem produzida pela câmara, a antena deve ser, necessariamente, colocada dentro da câmara de vácuo. Isso é inconveniente, pois se houver a necessidade de trocar a antena, será necessário quebrar o vácuo dessa região. Além disso, deve-se tomar um cuidado especial para não obstruir os feixes de aprisionamento. Ainda assim, é preciso colocar a antena o mais próximo possível dos átomos para que a intensidade do campo seja suficiente para induzir as transições de *spin*. Um último cuidado a ser tomado é com relação à direção do campo, que deve ser perpendicular à direção de quantização da armadilha magnética.

Para satisfazer os critérios acima, desenhamos a antena que é mostrada na figura 36. Essa antena foi montada num suporte preso a uma flange de vácuo, que depois de ser montada numa das janelas laterais, posiciona a antena numa situação simétrica, com relação ao centro da câmara de aprisionamento, tendo os átomos da armadilha no centro, conforme mostra a figura.

A antena foi construída com três voltas de fio de cobre bem fino, coberto com filme de *Kapton*, que é um isolante compatível com ambientes de ultra-alto vácuo. A figura 36 mostra as dimensões físicas da antena e como ela está montada na flange de vácuo. Também é mostrada, no canto inferior da figura, a definição do sistema de coordenadas que usamos para calcular numericamente o campo magnético. Observe que, nestas condições, a antena produz essencialmente um campo transversal à direção axial da armadilha.

Figura 36: Desenho, digitalizado do meu caderno de laboratório, mostrando como foi montada a nova antena de RF., com as dimensões físicas reais e a definição dos eixos e região (plano) onde o campo foi calculado numericamente.

Pode-se mostrar que na frequência considerada, estamos na região de campo próximo, de modo que o campo pode ser facilmente calculado por integração direta de *Biot-Savart*. Os resultados desse cálculo são mostrados na figura 37, onde assumimos uma potência de 5 W, acoplada a uma carga resistiva de 50 Ω . Neste caso, o campo produzido em torno da posição (0,0,0) tem um valor máximo de aproximadamente 100 mG que, de acordo com nossas estimativas, baseadas no método de *Landau-Zener*, é suficiente para produzir uma probabilidade de transição de 50 %, em cada passagem do átomo pela posição de ressonância.

Figura 37: Cálculo numérico do campo magnético produzido, na região central da armadilha, pela antena de RF mostrada na figura 36. Note que, em torno da origem, o módulo do campo é 100 mG.

Para garantir isso é desejável que a antena de RF tenha uma resposta uniforme em toda a faixa de frequência usada na evaporação. Isso exige alguns cuidados, pois geralmente é fácil projetar uma antena que seja bastante eficiente numa frequência específica, mas já não é tão simples construir uma antena eficiente numa faixa larga de frequências. Um fato que facilita um pouco as coisas é que estamos interessados no valor do campo magnético AC , e não na sua capacidade de irradiar ondas eletromagnéticas. Portanto, o nosso projeto se concentrou em garantir que teríamos uma corrente elétrica mínima passando pela antena durante todo o processo de evaporação. Nesse sentido, é importante considerar como varia a impedância da antena durante a varredura. Para estudar esse comportamento, construímos um primeiro protótipo da antena, que foi testada num impedancímetro de RF, onde se pode medir o módulo da impedância e a fase em função da frequência. O resultado das medidas na faixa de 1 – 30 MHz é mostrado na figura 38. Para essas medidas adicionamos um resistor de 50Ω em série com a antena, para ter o acoplamento em baixas frequências, mas note que a medida que a frequência aumenta a impedância do sistema deixa de estar “casada” com os usuais 50Ω da linha de transmissão.

Figura 38: Medida da impedância e ângulo de fase de um protótipo da antena de RF. O gráfico A partir destas medidas podemos determinar qual é indutância da antena, mediante um modelo de impedância que assume uma capacitância distribuída em paralelo.

Como podemos observar na figura acima, a antena tem um comportamento, basicamente indutivo, e com uma indutância de cerca de $0,3\mu H$. Mas para poder ajustar simultaneamente as medidas do ângulo de fase foi necessário considerar uma capacitância distribuída ao longo do enrolamento, em paralelo. De acordo com os resultados acima essa capacitância é muito pequena, de modo que não há auto-ressonância da antena dentro da faixa de varredura.

IV.5.1 Caracterização da antena e o circuito de acoplamento

A antena final foi construída com uma volta a mais que o protótipo e, para determinar suas características físicas locais (depois de montada na câmara de vácuo), fizemos também medidas do coeficiente de reflexão, em função da frequência. Para isso, intercalamos um acoplador direcional, entre o amplificador de RF e a antena, e medimos o espectro de potência da onda refletida. Determinamos, assim, o comportamento do coeficiente de reflexão da antena, em várias situações de acoplamento. Esses resultados são mostrados na figura 39

Figura 39: Medidas do coeficiente de reflexão como função da freqüência, para diversas situações de acoplamento. Pode-se notar que a medida que a freqüência aumenta o acoplamento entre a antena (+ caixa de acoplamento resistivo) piora, provocando a reflexão da RF de volta para o amplificador. Note que isso já não ocorre quando a linha de transmissão é terminada com uma carga resistiva pura de 50Ω (terminador).

Pode-se facilmente observar que piora o acoplamento do amplificador com a antena à medida que a freqüência aumenta. Nota-se, também, que o circuito de acoplamento resistivo acrescentado ao sistema cumpre, de fato, o seu papel na região de baixas freqüências, mas não é suficiente para manter o acoplamento nas freqüências altas. Isso resulta numa maior reflexão da onda nessa região de freqüência. A situação ideal é aquela onde não há componente reativa na impedância e a resistência é igual a 50Ω .

Usando um modelo teórico da antena é possível escrever uma expressão para o coeficiente de reflexão, que quando ajustado aos dados da figura 39, permite determinar a indutância e a capacitância do sistema antena + caixa de acoplamento. O resultados desse ajuste são mostrados na figura 40, onde vemos que, novamente, a capacitância do sistema é desprezível, mas a indutância total é de aproximadamente $0.6\mu H$. Portanto, numa freqüência de 30MHz, a reatância da bobina já é maior que 100Ω .

Figura 40: Modelamento do coeficiente de reflexão, através de um ajuste, para determinar os parâmetros relevantes do sistema. Vemos duas curvas de ajuste, com parâmetros levemente diferentes, para testar a sensibilidade do modelo. Nesses ajustes, a indutância L tem unidades de μH e a capacitância é dada em μF .

Posteriormente, ao iniciarmos as primeiras tentativas de resfriamento evaporativo, observamos sérios problemas de interferência, da radiofrequência, com alguns equipamentos de controle do sistema. Além disso, as situações onde essas interferências eram maiores, coincidiam com aquelas onde o coeficiente de reflexão era alto, sendo praticamente inexistente quando a linha de transmissão era terminada numa carga puramente resistiva de 50Ω . Esses resultados indicam uma forte correlação entre a ausência de casamento de impedância e as interferências. A partir desses resultados, buscamos desenvolver de um circuito de acoplamento que permitisse manter o casamento de impedâncias, na faixa de frequências mais larga possível. No próximo capítulo apresento maiores detalhes a esse respeito.

IV.6 Sistema de Imagem

IV.6.1 Descrição geral

Finalmente, uma outra área onde fizemos bastante progresso foi com relação ao sistema de imagem. Anteriormente, as imagens da armadilha magneto-óptica, eram feitas pela captura de parte da fluorescência dos átomos, expostos aos lasers de aprisionamento, usando, para isso, uma câmera *CCD* simples (do tipo usado em sistemas de segurança). Essas câmeras geram um sinal de vídeo padrão (RS-170), que pode ser mostrado num

monitor de TV comum, ou gravadas numa fita de vídeo. Uma posterior análise destas imagens gravadas, permitia medir o tamanho da armadilha, mediante uma prévia calibração do sistema óptico.

Contudo, para determinar a densidade, era ainda preciso conhecer o número de átomos da armadilha, o que, normalmente, exigia usar uma fotomultiplicadora para medir a fluorescência. Tudo isso, porque as imagens feitas dessa maneira, não permitiam quantificar, de uma forma absoluta, a luz emitida pelos átomos da armadilha, durante a “aquisição” da imagem com a câmera. Uma das razões disso é o fato de que essas câmeras normalmente têm um recurso de autocontrole do tempo de exposição, para evitar saturação do sensor *CCD*. Para ter uma imagem quantitativa da quantidade de luz emitida pelo sistema, é preciso ser capaz de controlar (ou pelo menos conhecer) o tempo de exposição do sensor *CCD*.

Conseguimos isso com uma câmera especial, que possui uma interface externa que permite controlar tanto o momento do “disparo”, quanto o tempo de exposição através de um programa de computador, que nós escrevemos especialmente para esse fim.

Além disso, uma outra vantagem dessa câmera é que as imagens obtidas pelo *CCD* podem ser digitalizadas, e diretamente adquiridas pelo computador, permitindo um pronto processamento das imagens. Fornecendo diretamente tanto o número como o perfil de densidade dos átomos da armadilha. A figura 41 mostra uma imagem de fluorescência, com o respectivo perfil de intensidade – que é proporcional à densidade.

Essa imagem foi obtida com a armadilha magneto-óptica ligada, mas se desligarmos a armadilha (deixando a nuvem expandir) e medirmos novamente a distribuição espacial após um certo tempo de voo, é possível, ainda, calcular a temperatura desses átomos, a partir da velocidade de expansão da nuvem. Portanto, pode-se extrair das imagens todas as informações relevantes do sistema e assim monitorar a densidade de fase, $\mathcal{D}$, durante qualquer fase do experimento.

Figura 41: Imagem de fluorescência dos átomos numa armadilha magneto-óptica ligada. A esquerda temos um gráfico 3D mostrando a intensidade luz em cada ponto (pixel) do sensor CCD. Essa imagem é diretamente proporcional à distribuição de densidade dos átomos na armadilha. À direita temos a mesma imagem bidimensional, que usa um mapa de cores para representar a intensidade de luz. Essas imagens fornecem uma medida direta da distribuição espacial dos átomos na armadilha, assim como do número de átomos, que é obtido pela integração do número de fótons.

Contudo, apesar de funcionar muito bem para o caso de uma armadilha magneto-óptica, a imagem de fluorescência não é a melhor maneira de medir a evolução do processo de resfriamento evaporativo. Pois, tipicamente, o ângulo sólido de coleta do sistema óptico é muito pequeno, e, quando o número de átomos é reduzido, a relação sinal ruído das imagens piora bastante. Nestes casos as imagens de absorção são, geralmente, uma melhor opção.

Nas imagens de absorção, ao invés de observar a luz emitida pelos átomos (que não existe na armadilha magnética, a menos que se use um laser de prova), o que se faz é medir a quantidade de luz absorvida num feixe que passa pela amostra. A figura 42 mostra uma representação esquemática simplificada dessa idéia, juntamente uma ilustração de como se parece a imagem observada no *CCD*.

Figura 42: Esquema de funcionamento das imagens de absorção óptica. À esquerda temos uma representação simplificada dos principais elementos do sistema de imagem, usado para medir a distribuição espacial dos átomos, via imagens de absorção. Na direita temos uma ilustração da imagem obtida por esse método.

Note que a imagem observada na câmera é o resultado da absorção do feixe, integrada ao longo da direção de propagação. Isto é, o que vemos é, na verdade, a “soma” da absorção de cada pequena porção da nuvem atômica, ao longo do caminho do feixe. Naturalmente, isso irá depender da densidade e da seção de choque de absorção dos átomos, em cada ponto da distribuição espacial. Assim, detalhes como *detuning*, polarização e efeitos de dispersão podem ser bastante importantes no momento da análise quantitativa dessas imagens.

Por exemplo, um cuidado que deve ser tomado, é desligar completamente o campo magnético antes de fazer imagem; pois, senão, teremos uma absorção diferenciada do laser de prova para diferentes posições, devido ao efeito Zeeman e a variação da direção de quantização local (polarização). Embora isso não impeça completamente uma análise quantitativa da imagem, esse efeito, certamente, a complica bastante.

Além disso, como a intensidade do feixe varia exponencialmente com a densidade óptica, é importante que a densidade óptica seja da ordem da unidade. Densidades menores resultam numa absorção muito pequena, o que é difícil de detectar; enquanto densidades ópticas muito altas provocam uma absorção muito grande, impedindo o discernimento do perfil de densidade (“absorção saturada”). Isso é particularmente crítico para amostras próximas da transição de fase, onde a densidade óptica pode ser da ordem de 300. Nestes casos, imagens *in situ* ainda podem ser obtidas usando luz não ressonante, mas tais imagens devem ser interpretadas com cuidado, devido à refração do feixe na nuvem ao passar pela amostra (“efeito lente”). Nestas situações, uma melhor opção para fazer imagens *in situ*, é usar a técnica de imagem por dispersão.

Neste trabalho, a maioria das imagens analisadas foi feita usando a técnica de tempo de voo em imagens de fluorescência, pois ainda estávamos no limite onde essas imagens são mais úteis. Além disso, essas imagens são mais fáceis de obter e mais simples de analisar.

IV.6.2 Detalhes do sistema

Nas imagens de fluorescência usamos, geralmente, os mesmos feixes de aprisionamento magneto-óptico, com a adição de um outro feixe denominado *Plug*. Este último tem a função de iluminar a região escura do *dark-SPOT* com a frequência de rebombeio. Assim, durante a exposição, como a intensidade dos feixes é normalmente bem acima da saturação, temos uma máxima taxa de transição, e cada átomo espalha $\Gamma/2$ (5×10^6) fótons por segundo. O número total de átomo pode ser, então, facilmente calculado a partir da eficiência quântica do detector, do ângulo sólido de coleta e do tempo de exposição.

Toda a sequência temporal dos eventos é controlada por um computador, que através de um programa de controle coordena e sincroniza todos os dispositivos necessários, como: *shutters*, moduladores acusto-óptico, geradores de pulso, bobinas de campo magnético e câmera *CCD*. Na verdade, usamos dois computadores para controlar todo o experimento. Um é responsável por todos os eventos de controle e monitoramento remoto enquanto o outro é responsável pela aquisição e processamento das imagens. Esses computadores são sincronizados por *softwares* especificamente desenvolvidos para essas tarefas.

Nos anexos B, C e apêndice I, são apresentados maiores detalhes a respeito dos programas de controle e das rotinas de imagem, que foram todos desenvolvidos por nós, usando normalmente as linguagens *LabView* e *C++* (compiladas em *DLLs* externas).

A seguir apresentamos um exemplo de duas sequências temporais de controle, usadas para fazer as imagens de tempo de voo dos átomos, após o *molasses*, e o aprisionamento na *cloverleaf*. A notação usada nas figuras é a seguinte:

- TTL0...TTL7: Saídas Digitais da placa de aquisição AT-MIO16E10 (*National Instruments*)
- DAC (0,1) : Saídas Analógicas
- Pulse (0,1) : Saídas (A, B) do Gerador de Pulso SRS-DG 535 (*Stanford Research Sytens*)
- Linhas azuis : *Bright-MOT*
- Linhas pontilhadas: Imagens de absorção

Figura 43: Sequências temporais com padrão de pulsos típico, usados nas rotinas de controle do experimento. Nas figuras temos duas sequencias de imagem de tempo voo, a primeira após o molasses, e a segunda após o aprisionamento magnético no cloverleaf.

O sistema óptico é composto por dois conjuntos *doublet* de lentes acromáticas, com distâncias focais que variam de acordo com a magnificação e/ou resolução desejada. Tipicamente, para imagens dos átomos do *MOT* e, na fase inicial de resfriamento evaporativo, usamos uma primeira lente com $f = 300$ mm ($f/\# = 7.8$), e uma segunda lente com $f = 60$ mm ($f/\# = 2$), de modo que temos uma redução de 5X. A resolução óptica de cada conjunto *doublet* é limitada apenas por difração e a do sistema óptico é, basicamente, limitada pela primeira lente à aproximadamente 6 μ m.

IV.6.3 Imagens por TOF - Simulações e Análises

Imagens de tempo de voo, ou simplesmente *TOF* (*Time Of Flight*), que podem ser obtidas tanto por fluorescência quanto por absorção, constituem a base de informações que temos para caracterizar o sistema. Todas as informações que tiramos provêm delas. Por essa razão, a sua perfeita compreensão é extremamente importante. Embora os detalhes do processamento das imagens sejam discutidos no anexo C, faremos aqui uma breve descrição de como podemos analisar os dados coletados da imagem, para calcular a temperatura dos átomos. O método descrito abaixo é apenas uma das várias possibilidades de se determinar a temperatura da amostra.

Na figura 44 temos uma imagem capturada da tela do computador, após a aquisição de uma imagem de *TOF*, da expansão de *molasses* dos átomos do *DMOT*. Observe na figura que os parâmetros mais relevantes da distribuição espacial são processados pelo programa de aquisição e fornecidos na tela. Note que podemos selecionar as linhas ao longo das quais desejamos levantar o perfil de densidade. Neste caso, assumindo uma distribuição gaussiana, o programa faz um ajuste dos dados obtidos e fornece a largura radial da gaussiana, nas direções escolhidas. Mediante uma calibração prévia, podemos determinar ainda o número de átomos e a densidade de pico da amostra, que também são mostrados na figura. Na parte inferior da figura 44 reproduzimos, apenas para ilustração, uma sequência de diferentes imagens, capturadas para diferentes tempos de voo.

Embora o princípio básico por trás dessas imagens seja bastante simples, a sua correta interpretação exige alguns cuidados. Particularmente quando se quer determinar a temperatura dos átomos. Nesse caso o tempo de voo (*TOF*) deve ser suficientemente longo para extrair apenas as informações relativas a distribuição de velocidade e não da distribuição espacial dos átomos. É fácil entender que para *TOF* curtos o que aparece na imagem é essencialmente a distribuição espacial inicial, e não a distribuição de velocidades. Dependendo do tamanho inicial da armadilha, e da temperatura dos átomos, é preciso esperar

tempos de expansão diferentes, para que a taxa de variação do tamanho da amostra, passe a expressar a distribuição de velocidades dos átomos.

Figura 44: Acima temos a tela do programa que desenvolvemos para capturar e analisar as imagens do experimento, mostrando uma típica imagem de TOF de fluorescência. Abaixo temos uma a sequência de expansão da imagem mostrada acima, para diferentes tempos de voo.

Um bom exemplo do comportamento mencionado acima é mostrado na figura 45, onde temos uma sequência de medidas da largura gaussiana da distribuição espacial dos átomos, para diferentes tempos de expansão. Nela pode-se notar que inicialmente a variação do tamanho é pequena. Só à medida que o tempo passa é que a taxa de variação do tamanho passa a expressar a velocidade de expansão dos átomos, e a partir daí a variação do raio é aproximadamente linear com o tempo de voo. Assim, ignorando os pontos iniciais e fazendo um ajuste linear dos pontos com tempo de voo longo, pode-se determinar a velocidade (*rms*) de expansão da nuvem, e a partir disso calcular a temperatura.

Figura 45: Medidas da largura gaussiana da distribuição, após TOF dos átomos do DMOT. Esses dados correspondem a sequência mostrada na figura 44, após expansão.

Porém, neste caso deve-se tomar outro cuidado, que é quanto à extrapolação do tamanho inicial, a partir do ajuste feito para longos tempos de voo. Como se pode notar na figura acima o valor extrapolado é sempre menor (às vezes bem menor) do que o tamanho real. Uma estimativa da densidade, baseada nessa extrapolação revela uma densidade significativamente maior do que a verdadeira.

Devido a algumas limitações técnicas do sistema de aquisição de imagens, relacionadas à sincronização dos dois computadores que controlam o experimento, temos um limitante inferior no menor tempo de voo que podemos fazer. Atualmente o mínimo tempo de voo é aproximadamente 2ms. Por isso, dependendo da temperatura inicial dos átomos, fica difícil determinar precisamente o tamanho inicial da amostra, o que tem sua consequência no cálculo da densidade.

Para medir a temperatura, o procedimento usual é tomar várias medidas de *TOF*, cobrindo uma larga faixa de interesse, para cada situação experimental estudada. Como essas imagens são destrutivas, é necessário repetir todo o experimento para cada ponto aquisicionado. Se levarmos em conta que existem flutuações inerentes ao sistema (especialmente, quanto aos lasers de corante, usados para na desaceleração e aprisionamento dos átomos), que fazem ser necessária a coleta de vários pontos para cada tempo *TOF*, é fácil perceber que o tempo total necessário para cada medida de temperatura e densidade torna-se bastante longo.

Para mapear a evolução desses parâmetros durante todo o processo de evaporação, freqüentemente temos uma quantidade enorme de dados (imagens) para serem processados e um longo tempo de rodada para cada sequência de evaporação realizada.

Numa tentativa de desenvolver métodos mais eficientes de análise dos dados, fizemos um modelo no computador que simula o processo de expansão livre dos átomos. Essa simulação, baseada no método Monte-Carlo, calcula a posição de cada átomo como função do tempo. Tendo como entrada um certo número de átomos com posições iniciais aleatoriamente distribuídas de acordo com uma distribuição gaussiana (que é uma boa aproximação p/ a distribuição de densidades no *MOT*, no regime em que trabalhamos) e uma distribuição de velocidade do tipo Maxwell-Boltzmann, com uma dada temperatura T . A hipótese a respeito do formato da distribuição inicial dos átomos pode ser verificada facilmente no laboratório, mas não é especialmente importante na determinação da temperatura. Pois, enquanto estivermos no limites clássicos, independentemente do formato inicial, terão sempre uma distribuição gaussiana e isotrópica, para longos tempos de expansão – o que reflete apenas a distribuição de velocidades.

O programa permite-nos não só mostrar uma animação da própria expansão dos átomos (mais para fins ilustrativos), como também as larguras gaussianas da nuvem para cada conjunto de tempos de voo escolhido. A figura 46 ilustra alguns desses resultados.

Figura 46: Resultados da simulação numérica da expansão dos átomos de sódio. Note que temos o mesmo comportamento observado nas medidas reais, onde é necessário esperar um certo tempo de TOF mínimo, antes de poder calcular a velocidade de expansão diretamente dos dados. A direita podemos ver que o tempo de espera irá depender tanto do tamanho inicial quanto da temperatura.

Quando comparados com as medidas experimentais, os resultados numéricos reproduzem bem o que observamos no laboratório. A partir dessas simulações percebemos que há uma outra maneira, bastante simples, de analisar os dados obtidos no laboratório, e determinar rapidamente tanto a temperatura quanto a densidade de pico inicial da amostra. Assim, assumindo uma distribuição de densidade gaussiana, com raio (*rms*) w , podemos extrair a velocidade quadrática média unidimensional da relação: $w^2 = w_o^2 + (v_{rms} \cdot t)^2$, onde

w_o é o raio inicial da nuvem. A temperatura da amostra pode, então, ser calculada facilmente, usando a relação entre T e v_{rms} , em uma dimensão: $T = mv_{rms}^2 / k_B$.

Figura 47: Determinação da temperatura dos átomos, a partir dos dados da figura 45.

Portanto, fazendo um gráfico de $w^2 \times t^2$ observa-se uma reta, cujo coeficiente angular é a velocidade $(v_{rms})^2$ e o coeficiente linear $(w_o)^2$, de onde se pode calcular facilmente a temperatura e a densidade. A figura 47 ilustra o uso desse método de cálculo, para os dados mostrados na figura 45, note que nesta última análise tanto a temperatura quanto o tamanho inicial são maiores do que os obtidos na figura 45. Isso mostra que ainda há um erro razoável na determinação dessas grandezas, mesmo para $TOF \sim 10 \text{ ms}$, devido ao tamanho da distribuição inicial (que neste caso é relativamente grande).

Capítulo 5

V. Resultados obtidos com o sistema *cloverleaf*

V.1 Transferência *MOT* - *Cloverleaf*

As primeiras tentativas de aprisionamento magnético foram feitas no quadrupolo, simplesmente desligando os feixes laser do *MOT* e mantendo os átomos no campo das bobinas anti-Helmholtz. Embora a transferência neste caso pareça ser trivial – pois a princípio basta desligar a luz de aprisionamento – na prática vários fatores podem contribuir para uma baixa taxa de transferência. O primeiro deles é o desalinhamento entre a posição dos átomos do *MOT* e a posição do mínimo do campo magnético, que ocorre quando há desbalanço de intensidade na força de pressão de radiação ou presença de campos magnéticos espúrios.

Outro problema das bobinas do *MOT* com relação ao aprisionamento magnético é a pequena profundidade da armadilha magnética produzida, já que tipicamente os gradientes de campo usados na armadilha magneto-óptica são bem menores. A consequência disso é que apenas uma fração dos átomos transferidos é efetivamente aprisionada pelo potencial. Apesar disso, a simplicidade associada ao uso dessas bobinas faz com que muitas vezes seja conveniente testar primeiro as rotinas de transferências no quadrupolo e depois comparar os resultados com àqueles obtidos com outras bobinas, como a *cloverleaf*.

Na prática, uma das grandes dificuldades encontradas na transferência *MOT*→*cloverleaf* está no número de graus de liberdade disponíveis para alinhar as posições das duas armadilhas. São cerca de 15 parâmetros apenas para a posição do *MOT* e a expansão de *molasses* – sem mencionar, as posições relativas de cada uma das bobinas do conjunto *cloverleaf* e quadrupolo. Desse modo, para evitar “ficar andando em círculos”, foi importante estabelecer um protocolo de alinhamento para otimizar a carga do *MOT* e a *molasses*.

Mas, mesmo seguindo uma cuidadosa sequência de alinhamento e otimização, ainda se observava uma taxa de transferências muito baixa, tipicamente menor que 5%, na maioria dos casos. Além disso, as imagens de tempo de voo (*TOF*) obtidas logo após desligar o

aprisionamento magnético, mostravam átomos muito quentes – embora fosse difícil realmente fazer uma medida precisa da temperatura, já que o número de átomos era pequeno e havia grandes flutuações de número entre as medidas – e à medida que se reduzia o tempo de voo os átomos pareciam vir de uma posição que não era o centro da armadilha magnética, deslocados numa direção diagonal.

Começamos então a investigar a possibilidade de haver problemas com a configuração das linhas de campo do conjunto *cloverleaf*, pois poderia haver um curto-circuito entre as bobinas, ou mesmo entre as camadas de uma delas. Isso seria o suficiente para provocar um desbalanço no potencial de aprisionamento. Após desmontar todo o conjunto de bobinas e testar cada uma delas independentemente, não encontramos nada errado. Insatisfeitos com esses resultados, nós tentamos ainda medir o campo magnético externo à câmara de vácuo, usando uma sonda *Hall*. A intenção era comparar os resultados medidos com as simulações numéricas do campo, mas devido à complexidade da geometria do campo produzido por essa configuração não foi possível chegar a uma conclusão decisiva.

Então tivemos a idéia de literalmente fotografar as linhas de campo, desenvolvendo uma técnica que batizamos de ‘*Tomografia de Campos Magnéticos*’. Nesta técnica utilizamos uma fina “folha de luz” (*light sheet*) para fazer imagens de cortes (tomos) dos contornos das linhas de campo magnético, através do deslocamento *Zeeman* dos átomos. O princípio é parecido com o que usado nas imagens médicas, só que no nosso caso a visualização é direta, pois já vemos nas imagens os contornos do campo sem ter que fazer nenhuma transformação nos dados coletados. Com essa técnica foi possível mapear tridimensionalmente as linhas de campo, e compará-las com o cálculo numérico do mesmo.

A análise desses resultados mostrou que o perfil de campo estava correto e que não havia nada errado com as bobinas. Fizemos, apenas, pequenas calibrações no programa que calcula o campo, a partir dos resultados medidos. O formato das linhas estava correto e não explicava a baixa eficiência na transferência dos átomos. Porém, nas medidas tomográficas observa-se apenas o perfil de campo estacionário; podendo ainda existir problemas durante o transiente de transferência, causado pelo chaveamento do campo. Por isso, voltamos a analisar os transientes de corrente, como já havíamos feito no início do projeto – quando montamos o circuito de controle e chaveamento de corrente.

Após uma análise extensiva desses transientes, das quais apresentaremos aqui apenas os resultados principais, concluímos que havia problemas durante a transferência dos átomos, causados por oscilações do campo e atrasos de acionamento, que dependiam das condições experimentais. Na figura 48 temos algumas medidas mostrando a evolução temporal da corrente nas bobinas de *anti-bias*, no momento em que a fonte era ligada pelo

circuito de controle. Na figura fazemos uma comparação do que ocorria com a corrente nas situações onde o circuito de controle estava ou não com o laço de realimentação habilitado. As medidas mostram a queda de tensão num dos cabos que conecta as bobinas de *anti-bias* ao resto do circuito e representam uma medida direta da corrente nas bobinas.

Para reproduzir as mesmas condições de controle, quando desabilitávamos o laço de realimentação, colocamos uma fonte de tensão fixa, no *gate* dos transistores MOSFETs (curvas pontilhadas). Cada conjunto de curva corresponde a uma tensão de controle diferente, aplicada entre o *source* e o *gate* do MOSFET (V_{GS}). Note que quando a realimentação esta ligada há um atraso entre o sinal de controle e o estabelecimento da corrente nas bobina, que não ocorre na situação onde não a realimentação está desligada.

Figura 48: Comparação do comportamento transiente da corrente das bobinas de anti-bias, para diversas situações de controle. Nas curvas acima, cada cor corresponde a uma tensão de controle diferente no gate dos MOSFETs. As curvas sólidas correspondem a situação onde o circuito de realimentação (*feedback*) está ligado, enquanto nas pontilhadas, a tensão aplicada nos MOSFETs é fixada por uma fonte externa.

Além do atraso, pode-se notar ainda o surgimento de algumas oscilações na corrente, que se refletem no campo magnético resultante. Tais efeitos dependem da tensão de controle e, em última análise, da corrente final a ser estabelecida. Naturalmente, esse comportamento é inadequado e para corrigi-lo adicionamos uma chave analógica, em paralelo com o capacitor do controlador PI (Proporcional-Integral) (ver o esquema do Apêndice II). Desse modo, durante o chaveamento, a tensão de controle dos MOSFETs é mantida fixa, num valor correspondente à condição de compressão que otimizava a transferência. Após alguns milissegundos depois da transferência (*delay* ajustável), nós acionamos eletronicamente o laço de realimentação do circuito de estabilização, mudando o *status* de controle da chave analógica. Restabelecendo a ação do controlador PI após a corrente atingir o estado

estacionário. Com isso foi possível resolver o problema e eliminar oscilações na corrente das bobinas, mantendo a estabilização e a resposta linear do controlador.

Graças a essas medidas foi possível obter boas taxas de transferências para a armadilha magnética e observar cerca de 30% de eficiência de transferência, valor que é muito próximo dos máximos 33% possíveis sem o bombeamento óptico.

V.2 Alguns Resultados de compressão

Na figura 49 temos uma comparação entre as imagens de TOF obtidas para diferentes condições de compressão da armadilha magnética. Em cada imagem está indicado a corrente elétrica que passava por cada bobina de *anti-bias* e uma simulação numérica do campo no plano zx (contornos), juntamente com o perfil axial do mesmo. Note que à medida que aumentamos a corrente nas bobinas, aumentando o campo de compensação do *bias* produzido pelas bobinas de curvatura, temos uma armadilha cada vez mais comprimida no plano radial, até que, a partir de um determinado ponto, esse campo passa a ser maior do que o próprio campo de *bias*, o que resulta na mudança de direção do mesmo e no surgimento de dois pontos de zero de campo. Isso dá origem a uma conformação bimodal do campo de aprisionamento, passando a existir dois mínimos locais de campo.

Figura 49: Sequência de imagens dos átomos da armadilha magnética, logo após o desligamento do campo, para diferentes valores da corrente de anti-bias. Isso mostra o efeito de compressão da armadilha, até o limite onde as bobinas passam a 'supercompensar' o bias das bobinas de curvatura, o que dá origem a uma conformação bimodal.

V.3 Tempo de Vida

V.3.1 Medidas iniciais no quadrupolo

Antes de iniciar a evaporação forçada é importante ter uma relação favorável entre colisões elásticas e inelásticas, o que implica num longo tempo de vida dos átomos na armadilha magnética, do contrário não é possível atingir um processo de evaporação auto-sustentada. Tipicamente, nas armadilhas de sódio, é necessário ter um tempo de vida maior que 30 s, que corresponde a uma pressão de fundo de cerca de 5×10^{-11} torr, conforme mostra a relação:

$$\tau \approx \frac{2k_B T}{p\sigma\bar{v}} \left(\frac{760}{1 \times 10^5} \right), \quad (5.1)$$

onde τ é expresso em segundos, para uma pressão p dada em torr e as demais grandezas em unidades do (S.I.). Nesta estimativa, a seção de choque elástica pode ser aproximada por $\sigma \approx 1,2 \times 10^{-16} \text{ m}^2$; e a velocidade média $\bar{v} \approx 330 \text{ m/s}$, na temperatura ambiente. A figura 50 mostra uma medida do tempo de vida dos átomos, no quadrupolo do MOT, que concorda bem com essa estimativa. Mas, como veremos a seguir, as medidas na *cloverleaf*, para condições de pressão parecidas, apresentavam um comportamento bem diferente.

Figura 50: Tempo de vida dos átomos aprisionados numa armadilha magnética quadrupolar, formada pelas próprias bobinas do MOT ($I_{\text{MOT}} = 30\text{A}$). O tempo de vida é obtido a partir de um ajuste de decaimento exponencial de segunda ordem, onde a primeira constante de tempo representa o tempo de acomodação dos átomos na armadilha e a segunda está relacionada à pressão de fundo da câmara.

V.3.2 Decaimento rápido dos átomos na *cloverleaf*:

Um dos principais problemas que enfrentamos na armadilha *cloverleaf* foi justamente o rápido decaimento dos átomos aprisionados magneticamente. A figura 51 mostra uma medida característica do tempo de vida medido nessa armadilha, onde se pode observar um decaimento exponencial duplo; sendo o primeiro bem rápido e o segundo (supostamente associado às colisões com o vapor de fundo) mais lento. Ainda assim, o tempo lento não é compatível com a pressão medida na câmara de aprisionamento. Entender esse comportamento passou a ser crucial para nós e dentre as hipóteses estavam: o desalinhamento *MOT-cloverleaf*, o bombeamento óptico, a relaxação dipolar e as colisões inelásticas devido ao aprisionamento magnético em outros estados $|F, m_F\rangle$.

Figura 51: Medida de tempo de vida na armadilha *cloverleaf*. Note que há um comportamento de decaimento exponencial duplo, um bem rápido e um segundo lento, mas que, ainda, não é compatível com a pressão de fundo da câmara de aprisionamento.

A hipótese de desalinhamento entre as posições do *MOT* e do *cloverleaf* foi excluída após um longo período de testes, onde constatamos que mesmo com um perfeito casamento entre as posições das duas armadilhas, mostrado na figura 52, ainda existia o decaimento rápido. Além disso, a eficiência de transferência era muito próxima do valor máximo esperado nessas condições, o que novamente não concordava com a hipótese de desalinhamento.

Na figura 52 temos um gráfico que mostra a sobreposição de duas imagens de TOF (tempo de voo), medidas antes e depois de transferir os átomos para a armadilha magnética. Como podemos perceber, pelos contornos, ambas armadilhas se sobrepõem perfeitamente.

Figura 52: Superposição das imagens de tempo de voo dos átomos, antes e depois de transferi-los para a armadilha magnética cloverleaf. Como pode-se notar pelas curvas de contorno, as imagens praticamente se sobrepõem, indicando que não há um desalinhamento apreciável entre as posições do MOT e cloverleaf.

A outra possibilidade, de termos um número muito grande de átomos sendo aprisionados no estado $|2,1\rangle$, que é sabido ter uma alta taxa de colisões inelásticas [62, 63], também foi afastada. Pois, além do *dark-MOT* ter a população predominantemente no estado $F=1$, também fazíamos, antes da transferência para a armadilha magnética, um passo de pré-bombeamento óptico para o estado fundamental $F=1$, mantendo ligado o laser sintonizado na transição $2 \rightarrow 3'$, por um tempo maior ($\sim 500\mu\text{s}$). A eficiência de bombeio para $F=1$ foi constatada por medidas experimentais da evolução temporal da população dos estados $F=1$ e $F=2$, feitas independentemente. Assim restava apenas a hipótese de bombeamento óptico para um estado não aprisionável magneticamente, discutida a seguir.

V.4 Bombeamento óptico

Para entender melhor os argumentos que se seguem, é conveniente fazer uma breve revisão de alguns aspectos do processo de bombeamento óptico. Faremos isso, primeiro considerando um modelo simples, mas que é capaz explicar alguns dos processos de perdas que observamos na armadilha magnética. Mostraremos que mesmo a luz de fundo do laboratório, espalhada pelos lasers de aprisionamento e desaceleração, já é suficiente para impor uma perda apreciável nos átomos da armadilha magnética. Além disso, usaremos uma

extensão do modelo para planejar um esquema de bombeamento óptico dos átomos do *MOT* para o estado $|1, -1\rangle$, antes de transferi-los para a armadilha *cloverleaf*. Os resultados obtidos pelo modelo numérico serão mais bem entendidos após essa breve digressão.

V.4.1 Um modelo simples: o sistema de três níveis

Nosso modelo de bombeamento óptico se baseia num sistema de equações de taxa, que descreve os processos de absorção e emissão de fótons entre os vários níveis envolvidos. Iremos inicialmente tratar de um sistema de apenas três níveis, pois esse é, provavelmente, o sistema mais simples a apresentar os processos que estamos interessados em destacar. Nesse modelo assumiremos a existência de dois níveis fundamentais: que chamaremos de $|1\rangle$ e $|2\rangle$, que tanto podem ser estados da estrutura hiperfina ($F = 1, F = 2$) ou sub-níveis *Zeeman* desses estados ($m_F = -1, m_F = 0$, etc...); e um estado excitado $|3\rangle$. A figura 53 nos mostra um diagrama desses níveis, onde destacamos que o estado $|2\rangle$ tem uma energia maior do que o estado $|1\rangle$ e que existe uma separação de energia Δ_{12} entre eles.

Figura 53: Diagrama de níveis de energia do modelo simplificado de 3 níveis. Também está esquematizado na figura quais processos de absorção e emissão estão presentes nesse modelo.

Vamos também assumir inicialmente que a população esteja igualmente dividida entre os dois estados fundamentais, e por alguma razão queremos transferir toda a população para o estado de menor energia, $|1\rangle$. Iremos ainda assumir que a diferença de energia desses estados, Δ_{12} , é relativamente pequena, de modo embora a excitação ocorra predominantemente entre os estados $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, há uma probabilidade finita de ocorrer a transição de $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$. Assim, o sistema de equações que descreve a evolução temporal da população de cada estado pode ser escrito como:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= A_{31}N_3(t) - B_{13}N_1(t) \\ \frac{dN_2}{dt} &= A_{32}N_3(t) - B_{23}N_2(t) \\ \frac{dN_3}{dt} &= B_{13}N_1(t) + B_{23}N_2(t) - (A_{31} + A_{32})N_3(t)\end{aligned}$$

tendo $N_1(0) = N_2(0) = \frac{1}{2} \cdot N_0$ como condição inicial.

Podemos tirar algumas conclusões interessantes, mesmo sem resolver o sistema de equações acima. Uma das mais importantes é que se o termo B_{13} fosse nulo (isto é, se não houvesse a possibilidade de excitação fora de ressonância) seria possível transferir toda a população do estado $|2\rangle$ para o estado $|1\rangle$. Na verdade, pode-se verificar que, no equilíbrio, a razão $N_1/N_2 = (B_{23}/B_{13})$. Mas, além disso, a presença desse termo também faz com que enquanto a luz de bombeio estiver ligada também haja uma população de equilíbrio no estado $|3\rangle$. Essa população do estado excitado irá decair para os estados mais estáveis tão logo o bombeio seja retirado.

A fim de fazer essa discussão um pouco mais quantitativa, vamos assumir alguns valores para as constantes de acoplamento e resolver o sistema de equações acima. Para isso assumamos os seguintes parâmetros:

$$\begin{aligned}A_{31} &= A_{32} = A = \frac{1}{2} \\ B_{13} &= \alpha B_{23}; \quad (\text{sendo } \alpha = 1/10) \\ B_{23} &= 1 \\ N_1 + N_2 + N_3 &= N_0 = 130\end{aligned}$$

Onde, no equilíbrio, teremos a seguinte solução:

$$\begin{cases} N_1 = \frac{1}{\alpha} N_2 \\ N_3 = \frac{B}{A} N_2 \\ N_1 + N_2 + N_3 = N_0 = 130 \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} N_1 = (N_0 / (1/\alpha + 1 + B/A)) \cdot \alpha = 100 \\ N_2 = N_0 / (1/\alpha + 1 + B/A) = 10 \\ N_3 = 2 \cdot (N_0 / (1/\alpha + 1 + B/A)) = 20 \end{cases}$$

Porém, após desligar-se a luz de bombeio, teremos o decaimento da população N_3 , de modo que o resultado final será:

$$\begin{cases} N'_1 = N_1 + A \cdot N_3 = 110 \\ N'_2 = N_2 + A \cdot N_3 = 20 \\ N'_3 = 0 \end{cases}$$

Note que só foi possível transferir 72% da população total para o estado $|1\rangle$. Esse valor corresponde a uma eficiência de bombeamento percentualmente menor do que na situação de equilíbrio, com o campo ligado.

Na prática o termo α é proporcional a um fator que vai com $(1/\Delta_{12})^2$ e pode, geralmente, ser feito muito menor do que o valor assumido no exemplo anterior, bastando para isso, ajustar apropriadamente o *detuning* da luz de bombeio. Contudo, numa situação real, teremos também um número bem maior de níveis envolvidos, sendo geralmente necessário levar em conta ainda o estado de polarização da luz e as transições entre os vários subníveis *Zeeman*, se houver campo magnético. Conseqüentemente, é comum fazer uso de uma abordagem numérica para resolver problemas mais complicados. Foi o que fizemos para calcular a melhor estratégia de bombeamento óptico para o estado $|1,-1\rangle$. Mais adiante descreveremos melhor esse modelo e seus resultados.

Embora o modelo acima seja bastante simplificado, podemos usá-lo ainda para discutir, e até mesmo estimar, uma outra situação prática de bastante interesse; que é a possibilidade de perder átomos aprisionados na armadilha magnética, devido ao bombeamento óptico para um estado não aprisionável magneticamente. Esse efeito pode ocorrer devido à presença da luz espelhada pelos lasers de aprisionamento.

Neste caso, o estado $|2\rangle$ representará um estado em que o átomo está aprisionado, enquanto $|1\rangle$ representará um estado não aprisionável magneticamente. Como geralmente nesta situação a intensidade da luz de bombeio é muito pequena, teremos um termo de rebombeio, B_{13} , praticamente desprezível, de modo que iremos assumi-lo como sendo nulo.

Como mencionado, se não houver a possibilidade de rebombeio, teremos um completo bombeamento da população para o estado $|1\rangle$, num intervalo de tempo τ que desejamos estimar. Para fazer isso basta reescrever o sistema de equações de taxa anterior fazendo $B_{13}=0$:

$$\begin{aligned}\frac{dN_1}{dt} &= A \cdot N_3(t) \\ \frac{dN_2}{dt} &= A \cdot N_3(t) - B \cdot N_2(t) \\ \frac{dN_3}{dt} &= B \cdot N_2(t) - 2A \cdot N_3(t)\end{aligned}$$

Neste caso, como estamos interessados em efetivamente determinar o tempo de bombeio, será necessário considerar constantes de acoplamento realísticas, de forma a obter uma escala de tempo real. Para isso, basta lembrar que o termo A representa o decaimento espontâneo e está associado ao tempo de vida do estado excitado, enquanto o termo B representa a probabilidade de transição e está ligada a taxa de transição. Fazendo-se algumas

hipóteses a respeito desses processos, as quais essencialmente consideram uma probabilidade média de transição, partindo do estado fundamental $F = I$, e assumindo uma intensidade de bombeio de 10 nW/cm^2 , teremos finalmente a seguinte situação:

Figura 54: Estimativa do tempo de bombeamento óptico causado pela luz de fundo, espalhada pelos lasers de aprisionamento. Partindo-se de um estado magneticamente aprisionável, $|1,-1\rangle$, para um estado qualquer não aprisionável e assumindo uma intensidade de bombeio $\sim 10 \text{ nW/cm}^2$.

O resultado mostrado na figura 54 não deixa de ser surpreendente, pois, mesmo para uma intensidade de bombeio tão pequena, há uma perda significativa de átomos por bombeamento óptico para um estado não aprisionável magneticamente. É Claro que o cálculo exato do tempo de bombeamento óptico é bem mais complicado, pois devemos lembrar que, entre outras coisas, os átomos aprisionados na armadilha magnética sentem um deslocamento *Zeeman* das transições que, devido ao campo, não é isotrópico. Além disso, as regras de transição também variam espacialmente de acordo com a direção do campo e a polarização da luz. Embora, em princípio, seja possível refinar algumas das estimativas que fizemos no cálculo acima, o mais importante para nós era determinar a ordem de grandeza desses efeitos, para compara-los às perdas observadas no laboratório. Nesse sentido, acreditamos que a estimativa acima seja bastante razoável e compatível com o que de fato observamos.

Na verdade, graças a essas estimativas, constatamos que a luz difusa do laboratório, espalhada principalmente pelo laser de rebombeio, era um dos grandes limitantes do tempo de vida observado na armadilha *cloverleaf*. Havendo uma notável melhora no tempo de vida quando, percebendo o papel fundamental dos processos de bombeamento óptico nas perdas,

procuramos bloquear, ao máximo, a quantidade de luz espalhada que chegava até a câmara de aprisionamento. A comparação entre as duas situações pode ser observada na figura 55:

Figura 55: Comparação entre os tempos de vida medido na armadilha cloverleaf para diferentes condições de luz espalhada.

É interessante notar que embora o tempo de vida total, mostrado na figura, ainda seja relativamente pequeno, o resultado acima mostra que entendíamos bem o que estava ocorrendo. Motivados por esse resultado, remodelamos completamente a disposição dos elementos ópticos e procuramos maneiras mais eficientes de isolar a câmara de aprisionamento de praticamente toda e qualquer luz espalhada. Deve-se lembrar, porém, que isso nem sempre é uma tarefa trivial, pois conforme mostra os resultados do nosso modelo, intensidades tão pequenas quanto alguns poucos nW/cm^2 já podem ser suficiente para limitar o tempo de vida a alguns poucos segundos.

Eventualmente, após bloquear a luz espalhada, conseguimos obter o resultado da figura 56, onde há uma queda muito rápida e bastante acentuada do número de átomos na primeira centena de milissegundos de aprisionamento, mas o decaimento lento, que advém das colisões com o vapor de fundo, é compatível com a pressão medida na câmara.

Figura 56: Medidas do tempo de vida na armadilha cloverleaf. Embora haja uma queda acentuada nos primeiros instantes de aprisionamento, o tempo de decaimento da parte lenta, que corresponde as colisões com o vapor de fundo, são compatíveis com a pressão medida na câmara .

V.4.2 Estratégia de bombeamento óptico para $|1,-1\rangle$

Como já foi mencionado, no capítulo anterior, tivemos um problema com o magneto desacelerador que resultou numa condição quase que marginal, no que diz respeito ao número de átomos aprisionados. Dessa forma, houve a necessidade de implementarmos um esquema de bombeamento óptico para o estado $|1,-1\rangle$ antes da transferência para a armadilha magnética, para evitar perder os 2/3 dos átomos dos outros estados não aprisionáveis de $F=1$.

Assim, para definir qual o melhor esquema de bombeamento estudamos várias opções possíveis, levando em conta, especialmente, as forças de oscilador de cada transição. Optamos por usar um esquema baseado numa transição $1 \rightarrow 1'$, com polarização σ . Essa escolha foi motivada pela simplicidade que se consegue com esse esquema. Porém, era necessário determinar com precisão qual o tempo do pulso de bombeamento; do contrário os átomos poderiam acabar sendo espalhados nos estados de $F=2$, aumentando as perdas.

Com esse objetivo desenvolvemos um modelo numérico para resolver o sistema de equações de taxa dos dezesseis subníveis *Zeeman* dos estados fundamentais e excitados de $F'=1'$ e $F'=2'$. Como já discutimos os principais pontos desse processo, numa seção anterior, limitar-me-ei, aqui, a apresentar o resultado final do calculo numérico, mostrando na figura 57 apenas os estados mais relevantes.

Figura 57: Solução numérica do sistema de equações de taxa mostrando a evolução da população entre os diversos sub-níveis Zeeman dos estados $F=1$, $F=2$, $F'=1'$ e $F'=2'$. Note que se o tempo de bombeamento for demasiadamente longo, a transferência para o estado $|1,-1\rangle$ não é eficiente.

Na figura 58 é mostrada a distribuição final da população quando a luz de bombeio é desligada após um pulso de aproximadamente $40\mu\text{s}$. Segundo nosso modelo, isso permitiria transferir cerca de 70% dos átomos do MOT para a armadilha magnética, o que já representa um ganho de eficiência de duas vezes, com relação ao máximo que teríamos sem nenhum bombeamento.

Figura 58: Evolução da população durante e após o desligamento da luz de bombeio. Com esse esquema é possível transferir cerca de 70% da população para o estado $|1,-1\rangle$, que é magneticamente aprisionável.

O esquema proposto acima foi implementado e produziu o resultado esperado, permitindo-nos, após o pulso de bombeamento óptico, transferir cerca de 5×10^8 átomos do *MOT* para a armadilha *cloverleaf*.

V.5 Resfriamento Evaporativo

V.5.1 Primeiras tentativas na *cloverleaf*

Desde de quando começamos a observar átomos aprisionados magneticamente nós já procuramos testar a antena de RF. Naquele momento estávamos interessados apenas em medidas relativas e não absolutas. Assim, teríamos mais tempo para resolver eventuais problemas, antes de realmente dependermos do sistema de radiofrequência. Optamos inicialmente por demonstrar a capacidade de remover átomos da armadilha magnética, ao ligar a RF numa frequência específica. Foram feitas, então, medidas do número de átomos após alguns segundos de aprisionamento magnético, mantendo a frequência fixa em 25 MHz, a amplitude em +30dBm, e variando apenas a tensão de controle do campo de *anti-bias*. O resultado disso é mostrado na figura 59.

Figura 59: Primeira tentativa de se observar efeitos da RF nos átomos da armadilha *cloverleaf*. No gráfico acima, cada ponto corresponde a média de várias medidas do número de átomos recapturados no MOT, após um período de aprisionamento magnético. Tanto a frequência quanto a potência da RF foram mantidas constantes em todas as medidas. As barras de erro advêm do desvio estatístico obtido entre as várias medidas.

Essas primeiras medidas foram feitas através da recaptura, no *MOT*, dos átomos liberados logo após o desligamento da armadilha magnética. Na sequência de recaptura os obturadores (*'shutters'*), tanto do laser de desaceleração quanto do próprio feixe atômico estão fechados, de modo que os átomos recapturados são apenas aqueles que estavam na armadilha magnética.

Inicialmente, o resultado mostrado na figura 59 parece ser bom, pois quando a RF está ligada na fase de aprisionamento magnético o número de átomos recapturados é muito pequeno. Mas, infelizmente, logo descobrimos que não se tratava de um verdadeiro efeito da RF sobre os átomos, mas sim dessa sobre os circuitos eletrônicos que controlam o *bias* do campo magnético. Vimos que para determinadas frequências, tínhamos interferências nesses circuitos que alteravam as condições de transferência, e até mesmo destruíam a armadilha.

A figura 60 mostra uma medida do espectro de interferência da radiofrequência, sobre o circuito de controle das bobinas de *anti-bias*, nas circunstâncias das medidas mostradas na figura 59. Nessa nova medida, a tensão de controle do campo e a intensidade da RF foram mantidas constantes e variou-se apenas a frequência da RF. No gráfico temos o valor da tensão lida num *shunt* de referência do circuito de controle. Esse *shunt* é aquele que pertence ao laço de realimentação do controlador PI e, portanto, deveria manter-se num valor constante de tensão, independentemente da frequência da RF.

A corrente total que circula pelos MOSFETs, e que portanto é desviada das bobinas de *anti-bias*, é diretamente proporcional a *ddp* lida no *shunt* (sendo a calibração: 5 A/mV). Note que temos um grande ponto de interferência justamente na frequência de 25 MHz, onde foram feitas as medidas anteriores.

Figura 60: Espectro de interferência de RF no circuito de controle de corrente das bobinas *anti-bias*. A tensão lida no *shunt* é diretamente proporcional a corrente desviada das bobinas. Note que há uma grande interferência justamente na frequência de 25 MHz, onde as medidas da figura 59 foram feitas.

V.5.2 Resultados no quadrupolo

Devido às interferências no circuito de controle de *anti-bias*, decidimos então testar a RF nos átomos aprisionados na armadilha magnética formada pelo próprio quadrupolo do MOT. Pois, a fonte de corrente dessas bobinas mostrou-se insensível às perturbações provocadas pela radiofrequência. Assim, após o aprisionamento magneto-óptico e resfriamento por *molasses*, desligávamos toda a luz e religávamos a corrente das bobinas de quadrupolo, Alguns desses resultados são mostrados na figura 61.

Figura 61: Efeito da radiofrequência sobre os átomos da armadilha magnética. Em (a) temos uma medida do número de átomos recapturado no MOT após 2s de aprisionamento magnético no quadrupolo, como função da frequência da RF. Em (b) mostramos que a fração de átomos expelidos varia exponencialmente com a frequência.

Nesses resultados, pode-se notar claramente o efeito da RF sobre os átomos da armadilha magnética. Pois, como no quadrupolo não há nenhum *offset* de energia até o fundo do potencial de aprisionamento, espera-se que quanto menor a frequência, maior seja o número de átomos expelidos da armadilha. Além disso, se assumirmos uma distribuição de energia do tipo Maxwell-Boltzmann, $N_o \cdot e^{(-h\nu / k_B T)}$, podemos estimar uma temperatura para os átomos que é compatível com as medidas de temperatura observada por tempo de voo, após o resfriamento *sub-Doppler*. Também a extensão espectral dessa distribuição, que é cerca de 6MHz, corresponde a uma dimensão radial para a armadilha magnética que é compatível com o tamanho da câmara de aprisionamento e com o gradiente de campo utilizado.

V.5.3 Nova tentativa na armadilha *cloverleaf*

Após verificar o funcionamento da antena no quadrupolo, voltamos a investigar os efeitos da RF nos átomos da armadilha *cloverleaf* e, depois de blindar o circuito de controle de *anti-bias*, observamos os resultados mostrados na figura 62, que mostra o número de átomos na armadilha após 2 segundos de aprisionamento na presença da radiofrequência.

Ao contrário das primeiras medidas, que foram feitas por recaptura, essas últimas foram obtidas através de imagens de fluorescência. Dessa vez pudemos observar um efeito parecido com o que seria esperado: a presença de uma frequência de corte (devido ao *bias* do campo), abaixo da qual não há efeito da RF. As estruturas observadas na figura 62 podem ser explicadas pelos espectros de interferência medidos no circuito de controle de *anti-bias* e também mostrado na figura. Note que os pontos onde há uma queda do efeito de ‘evaporação’ correspondem exatamente aos picos de interferência.

Figura 62: Medidas do número de átomos remanescentes no cloverleaf, após 2s de aprisionamento, como função da frequência da RF. Pode-se notar claramente que a radiofrequência só passa a atuar após um certo valor de frequência, que é proporcional ao *bias* do campo magnético. Também são mostrados os espectros de interferência da RF no circuito de controle das bobinas de *anti-bias*. Onde fica evidente a correlação dessas interferências com a estrutura observada nas curvas de número.

V.5.4 O Problema das interferências de RF

Os resultados obtidos na seção IV.5.1, do capítulo anterior, mostraram que, mesmo usando um acoplamento resistivo de 50Ω , em série com a antena, ainda havia uma grande reflexão de RF, na região de altas frequências. Motivados pelos resultados mostrados na

figura 62, procuramos desenvolver um circuito de acoplamento de banda larga (*'broadband'*), na expectativa de que isso desse fim às interferências no circuito de controle das bobinas *cloverleaf*.

V.5.5 Circuito de acoplamento

A figura 63 mostra uma comparação dos resultados de reflexão de onda, obtido com um acoplador direcional, na antena de RF, para um novo circuito de acoplamento, que foi desenvolvido a partir dos resultados mostrados na seção IV.5.1, do capítulo anterior. O circuito é composto de componentes passivos, que constituem uma rede de indutores e capacitores numa configuração Pi, com a agregação da indutância da antena. Com essa configuração pudemos construir um circuito de acoplamento ressonante, de baixo fator de qualidade, Q , que garante uma característica de banda larga ao acoplador. Note, porém, que embora seja possível varrer cerca de duas décadas de frequência com esse novo acoplador, mantendo um coeficiente de reflexão baixo, ele torna-se pior que o acoplamento resistivo simples, para frequências acima de 16 MHz. Portanto, deve-se considerar, empiricamente, a melhor estratégia de varredura, de acordo com a temperatura inicial dos átomos.

Figura 63: Comparação entre os resultados obtidos com o novo circuito de acoplamento e as situações onde só temos a caixa de acoplamento resistiva ou, no caso extremo, apenas a antena. No detalhe (*'inset'*), vemos como a previsão teórica do projeto se compara aos resultados medidos.

Testes posteriores nos mostraram que o efeito de interferência era bem mais complicado do que imaginávamos a princípio. Aparentemente, as reflexões contribuíam apenas com uma parte do problema. Constatamos que as circulações de corrente induzida, devido às malhas de terra (*'ground-loops'*), também faziam parte do complexo mecanismo

de interferência. A impressão é que a potência refletida pela antena fazia piorar bastante o problema. Pois, como sabemos, a reflexão provoca ondas estacionárias ao longo da linha de transmissão, que implica em pontos de máximos e mínimos de campo elétrico, distribuídos ao longo de toda a linha. Como a câmara de vácuo, a mesa óptica, assim como boa parte dos componentes metálicos próximos à linha de transmissão, é feita com materiais que não são bons condutores em altas frequências, há uma maior possibilidade de surgir diferenças de potenciais ao longo do sistema, que dá origem aos ‘*loops* de terra’. Existe ainda a possibilidade de acoplamento indutivo, entre a antena e as bobinas de aprisionamento, por estarem elas tão próximas. Acreditamos que todos esses efeitos contribuem para que, mesmo que numa escala mais reduzida, ainda observávamos interferências no controle de campo, usando o novo acoplador.

A solução foi então procurar eliminar as malhas de terra e desacoplar, ao máximo, as diferentes partes do sistema, usando capacitores de passagem. Também usamos um filtro passa baixa, com frequência de corte $f_c = 100$ kHz, na entrada de realimentação do circuito de controle, para minimizar o acoplamento indutivo. Ao final do conjunto dessas providências, e após um bom tempo dedicado ao problema, conseguimos finalmente observar uma sensível melhora na questão da interferência. Apenas a título de ilustração, a figura 64 mostra uma comparação dos espectros de interferência observados em cada uma dessas fases.

Figura 64: Quadro de evolução das amplitudes de interferências da RF no circuito de controle de corrente das bobinas de anti-bias. Graça ao desenvolvimento do novo circuito de acoplamento, aliado a medidas de blindagem e desacoplamento entre diferentes partes do sistema, foi possível reduzir a amplitude de interferência a níveis mínimos, na maior parte da faixa de frequências.

Como se pode ver houve uma melhora significativa, especialmente dentro da faixa de cobertura do novo circuito de acoplamento, onde se observa um fator maior de que 100, em alguns pontos. Embora essa melhora seja bastante grande, sendo suficiente para eliminar

aquelas estruturas observadas na figura 62, ainda podem ocorrer interferências se a potência da radiofrequência for muito alta. Por essa razão, temos trabalhado com uma potência de RF que é, tipicamente, menor que 1 Watt (30dBm).

V.5.6 Tempo de Evaporação

Dada essa última restrição, surge então, uma questão importante: saber se a intensidade de campo magnético, produzido pela antena na região dos átomos, é suficiente para induzir as transições de *spin*, numa taxa adequada à velocidade de varredura da RF, durante a evaporação. Nas medidas anteriores, tudo que podemos dizer é que existe um efeito, mas é difícil extrapolar o resultado para uma situação dinâmica. Pois, nas situações anteriores, a RF estava atuando por um longo tempo sobre os átomos, enquanto esses oscilavam no potencial da armadilha, passando várias vezes pelo ponto de ressonância. Assim, mesmo usando uma potência baixa, é possível expelir todos os átomos da armadilha.

Para avaliar o efeito do tempo de interação fizemos, também, as medidas mostradas na figura 65, onde mantemos a frequência fixa e variamos, tanto a amplitude da RF, quanto o tempo de aprisionamento na armadilha *cloverleaf*. Como já era esperado, quando o tempo de aprisionamento era pequeno (100ms) foi preciso aumentar bastante a intensidade da RF para se ter efeitos parecidos com aqueles obtidos com tempos de aprisionamento maiores, em amplitudes menores. Mesmo assim, esses resultados mostram que, usando cerca de 25dBm (~ 300 mW), ainda temos intensidade suficiente de RF para seguir com a varredura de frequência a um passo de 1MHz/s.

Figura 65: Efeito do tempo de interação da RF sobre os átomos e como função da amplitude. Pode-se notar que, apesar de ser necessário uma potência maior, próximo da intensidade máxima começa a haver um efeito de saturação, indicando que, mesmo para um tempo de interação de 0.1s, temos uma suficiente taxa de transição de *spin*.

V.5.7 Tentativas de resfriamento evaporativo

Mesmo antes de obtermos as máximas taxas de transferência para a armadilha magnética, vínhamos sempre efetuando tentativas de observar qualquer efeito de resfriamento induzido pela radiofrequência. Infelizmente, no que diz respeito ao ‘cooling’, nunca obtivemos sucesso. O que conseguimos constatar foi apenas o efeito da radiofrequência sobre os átomos, provocando transições de *spin* que removia átomos da armadilha, mas sem nenhum resfriamento.

Acreditamos que a principal razão disso era a baixa densidade na armadilha magnética, mesmo na condição de compressão máxima. Na figura 66 temos uma comparação entre os perfis de distribuição espacial de átomos liberados do *MOT* e da armadilha magnética, após um curto tempo de voo. Nela pode-se perceber que o “tamanho” da armadilha magnética é bem maior do que o *MOT*, embora tenhamos procurado fazer o ‘mode matching’ durante a transferência. Isso pode indicar que os átomos estavam sendo aquecidos, bem mais do que o esperado, durante a transferência, ou mesmo durante o tempo de aprisionamento magnético.

Figura 66: Comparação das larguras da distribuição espacial dos átomos, após tempo de voo, a partir das armadilha magneto-óptica e magnética.

Fizemos inúmeros testes e experiências com esse sistema, tentando encontrar algum erro nas rotinas de transferência ou compreensão – imaginando que talvez estivesse passando alguma coisa despercebida. Acreditávamos que este era o último problema a ser solucionado e que uma vez resolvido teríamos um rápido progresso na fase de evaporação. Eventualmente, porém, descobrimos algumas outras limitações estruturais do aparato experimental que nos levaram finalmente a repensar o projeto. Essas conclusões são apresentadas a seguir.

V.6 Conclusões finais sobre o sistema *Cloverleaf*

Mesmo após o sucesso obtido com o bombeamento óptico do átomos do *MOT* para o estado $|1, -1\rangle$ e com a minimização dos efeitos de interferência da RF nos circuitos de controle, jamais conseguimos observar qualquer efeito de resfriamento evaporativo dos átomos no sistema *cloverleaf*. Após vários testes e inúmeras tentativas, concluímos que a montagem anterior tinha limitações intrínsecas e que requeriam mudanças estruturais importantes. As duas principais consequências dessas limitações, e que, em última análise, impediam que avançássemos para fase de evaporação, eram: o decaimento rápido dos átomos aprisionados na armadilha magnética (onde, em $\sim 300\text{ms}$, perdíamos cerca de 50% dos átomos) e as baixas densidades observadas nessa armadilha. Pois, mesmo após a compressão, a taxa de colisão elástica era menor que 1Hz, tornando inviável a fase de evaporação, especialmente, porque o tempo de vida nessa ocasião não passava dos 10 segundos.

A explicação disso deve-se, em grande parte, à luz espalhada dentro da câmara de vácuo pelo laser de rebombeio, que comprometia muito o funcionamento do *dark-SPOT* (*DMOT*). Como resultado disso, o *DMOT* operava praticamente no limite de ‘*radiation trapping*’, onde o aumento do número de átomos se dá às custas dum aumento de volume, mantendo a densidade praticamente constante.

Após o estágio de *molasses* e a transferência, a densidade na *cloverleaf* ficava da ordem de $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Além disso, o tamanho do *DMOT* ($\sim 1\text{cm}$), implicava também num excessivo aquecimento dos átomos durante a transferência para o *cloverleaf*, impedindo-nos de alcançar a condição de ‘*mode matching*’. Mesmo eliminando o passo de *molasses*, para minimizar a expansão, não conseguimos reverter essa situação.

As razões do espalhamento de luz eram também duas: obstrução parcial dos feixes de aprisionamento pela bordas da antena de RF e, talvez a principal delas, reflexão nas janelas ópticas da câmara de aprisionamento. Como a incidência dos feixes nas janelas é praticamente normal, a luz refletida na janela retornava na direção dos átomos, e qualquer pequeno desalinhamento dos feixes, com relação à normal (às vezes necessária para otimizar o *DMOT*), fazia com que a região não bloqueada do feixe de rebombeio atingisse os átomos do *DMOT*, ou ainda, as abas da antena de RF; o que por fim resultava no mesmo efeito. A figura 67 mostra algumas fotos que ilustram bem os fatos relativos à antena.

Figura 67: Fotografias da antena de RF dentro da câmara UHV, feitas nas várias direções de incidência dos feixes de aprisionamento. Note que a vista dos feixes é ligeiramente bloqueada, praticamente em todas elas, por alguma porção da antena ou seu suporte. Outra característica notável é a grande refletividade das paredes internas da câmara de vácuo (feita de aço inox). Pode-se facilmente observar as várias reflexões internas nas paredes.

Nas fotografias, podemos ver claramente várias reflexões nas paredes internas da câmara de aprisionamento. Isso contribuía para o problema, na medida que fazia com a luz espalhada pela antena, ou pelas janelas, tivessem uma chance maior de incidir sobre os átomos da armadilha. Como consequência, os átomos da região central do *DMOT*, que supostamente deveriam estar num estado escuro ($F = 1$), recebiam luz de rebombeio por todos os lados, comprometendo a performance do *Dark-MOT*. Podemos ver esse efeito na figura abaixo, onde mostramos uma comparação do espectro de absorção dos átomos num *Bright-MOT* (*B-MOT*) e no *Dark-MOT*. Podemos ver que há um perceptível aumento da densidade óptica (devido a saturação da absorção e ao alargamento dos picos), mas embora essa densidade seja cerca de dez vezes maior do que a densidade do *B-MOT*, ela ainda é cerca de 15 a 20 vezes menor que os resultados apresentados pelo grupo do *MIT* [79], que desenvolveu essa técnica, num sistema bem parecido com o nosso.

Figura 68: Espectro de absorção de um *MOT* normal e um *Dark-MOT*. No detalhe é mostrado um corte vertical da imagem feita da armadilha, pela câmera CCD. Através do ajuste gaussiano desse corte pode-se determinar o tamanho (volume) da armadilha. Ajustando a curva de absorção pode-se, então, determinar a densidade de pico.

Infelizmente, todas as alternativas para solucionar o problema implicavam em abrir o sistema de vácuo, o que nos tomaria vários meses. Portanto, já que seria necessário fazer isso, decidimos aproveitar o momento para repensar o projeto, e baseado na experiência acumulada neste projeto, concluímos ser melhor substituir a câmara de aprisionamento de aço inox por uma pequena célula de vidro. As principais vantagens da célula de vidro seriam o melhor acesso óptico, o menor volume e, principalmente, a maior flexibilidade para ‘re-projetar’ as bobinas de aprisionamento magnético e o sistema de radiofrequência.

Como já discutimos antes, a principal razão para escolher a câmara de aço era a nossa opção por estudar colisões, através de foto-ionização, que implicava na necessidade de inserir um detector de íons. Pois bem, depois de todo o trabalho que tivemos para adaptar o sistema de aprisionamento magnético às restritivas dimensões da câmara, tivemos como resultado um detector de íons danificado pelo vapor de Ti, da bomba de sublimação. Isso pela terceira vez consecutiva, mesmo adotando várias medidas para evitar que isso ocorresse. Diante disso, decidimos adiar (temporariamente), nossos planos de estudar colisões nessas amostras, e partimos então para um novo sistema bem mais compacto, onde buscamos aproveitar a experiência adquirida com o sistema anterior.

Em vista dessa nova perspectiva, nos pareceu pouco interessante reconstruir um novo conjunto de bobinas de aprisionamento magnético baseado na configuração *cloverleaf*. A melhor opção pareceu-nos ser a configuração *QUIC*, que também é uma armadilha do tipo *Ioffe-Pritchard*, mas de construção bem mais simples. Além disso, a idéia era aproveitar as próprias bobinas de quadrupolo do *QUIC* para fazer o aprisionamento magneto-óptico, o que simplificaria o alinhamento do *MOT* com a armadilha magnética. No próximo capítulo apresentamos os detalhes desse novo sistema e os resultados que obtivemos até o presente momento.

Capítulo 6

VI. Sistema Experimental II: armadilha *QUIC*

Vimos no capítulo anterior que o aparato experimental desenvolvido no capítulo 4 tinha limitações que o impediam de atingir as condições necessárias para iniciar o resfriamento evaporativo dos átomos na armadilha *cloverleaf*. Já mencionamos, também, que pra resolver o problema seria necessário fazer mudanças estruturais importantes no sistema. E que essas mudanças tomariam um tempo bastante grande, pois seria preciso a câmara de aprisionamento (“quebrar o vácuo”). Diante disso, aproveitamos então para repensar o projeto, avaliando os pontos críticos do sistema *cloverleaf* e como poderíamos superá-los numa nova montagem.

A essa altura estávamos trabalhando paralelamente com o sistema experimental *PMOT*, descrito no apêndice A, para produzir condensados de duas espécies atômicas diferentes. Esse sistema é composto de dois estágios: o primeiro usa um *PMOT*, carregado do vapor, para produzir uma armadilha magneto-óptica mista, que produziria um feixe frio, de duas espécies atômicas simultaneamente; no segundo estágio, onde a câmara de aprisionamento é uma pequena célula de vidro, esse feixe misto é aprisionado por uma segunda armadilha magneto-óptica, operando num ambiente de ultra-alto vácuo. Posteriormente, os átomos desse segundo *MOT* seriam transferidos para uma armadilha magnética, onde seriam resfriados por evaporação forçada. Para eliminar a maioria das complicações técnicas do sistema de controle e chaveamento de campo, e também permitir aumentar a taxa de compressão da armadilha magnética, decidimos aproveitar a geometria (reduzida) da célula de vidro para usar uma configuração de bobinas de aprisionamento magnético diferente. Essa configuração, que também uma variação da *Ioffe-Pritchard*, foi sugerida por Theodore Hänsch [80] e baseia-se numa armadilha de quadrupolo, com duas bobinas anti-Helmholtz; usando uma terceira bobina, que aqui chamaremos de *Ioffe*, para produzir um campo magnético total com um valor de mínimo local não nulo – para evitar as transições Majorana. Por essa razão, Hänsch e colaboradores batizaram essa configuração de *Quadrupole Ioffe Configuration*, ou simplesmente *QUIC*.

Decidimos então aproveitar algumas idéias do projeto de condensação mista – onde já havíamos incorporado várias melhorias técnicas com relação ao *cloverleaf* – para montar o novo sistema experimental de sódio. A principal diferença, porém, foi que resolvemos manter o sistema de desaceleração Zeeman como fonte de átomos frios, o que resultou numa nova montagem. Sendo esse aparato híbrido em vários aspectos bastante diferente do anterior. Dessa forma o objetivo principal desse capítulo é apresentar esse novo sistema, assim como os resultados alcançados com ele, até o momento de redação dessa tese.

VI.1 Magneto desacelerador

Antes de discutir os detalhes do sistema *QUIC* devemos mencionar uma outra importante parte do sistema que foi substituída na fase do projeto: o magneto desacelerador *Zeeman*. Devido aos problemas que tivemos com os primeiros magnetos, dessa vez foi utilizada uma “tecnologia” diferente, para evitar o entupimento dos dutos de refrigeração. Nesse novo magneto os tubos de cobre foram substituídos por fios sólidos, imersos numa câmara com água corrente, que circula num circuito fechado de refrigeração. As camadas do enrolamento são isoladas por uma tela plástica que produz espaços vazios suficientes para permitir uma circulação eficiente da água. Além disso, o fio sólido também é recoberto com uma camada isolante especial, que evita tanto o contato elétrico quanto a oxidação pela água.

VI.1.1 Esquema e montagem

Na figura 69 temos um esquema do novo magneto, indicando seus componentes principais; enquanto na figura 70 vemos uma seqüência de fotografias de sua montagem. Graças ao bom isolamento elétrico e ao espaçamento entre os fios do enrolamento, não houve a necessidade de usar o verniz isolante com as fitas plásticas e nem o termo-compressível. Em consequência disso o tempo de fabricação desse novo magneto foi bastante reduzido. Um pequeno inconveniente desse novo enrolamento, porém, é que normalmente é preciso uma corrente elétrica maior passando pelo fio, para compensar a menor densidade de corrente.

Figura 69: Diagrama esquemático do novo magneto desacelerador. O enrolamento é feito com fio sólido isolado, tendo entre cada camada de enrolamento uma grossa camada de tela plástica, que além do isolamento elétrico, provê também espaços vazios que permitem uma fácil circulação de água. O magneto fica no interior de uma câmara de aço inox, por onde a água circula para refrigeração do fio.

Figura 70: Fotografias mostrando várias etapas da construção do novo magneto

VI.1.2 Caracterização da desaceleração e a taxa de carga do MOT

Para medir a distribuição de velocidade dos átomos que saem do magneto desacelerador, usamos um feixe de prova incidindo num ângulo de 45° com a direção de propagação do feixe atômico. Ao varrer a frequência do laser de prova pudemos, primeiro, constatar que a maioria dos átomos desacelerados sai no estado fundamental $F = 1$, devido ao processo de bombeamento óptico que ocorre no final do magneto desacelerador. Além disso, medimos também o espectro de fluorescência do feixe de prova como função do

detuning do laser de desaceleração, para diferentes correntes do magneto desacelerador. Na figura 71, abaixo, temos um resultado típico.

Figura 71: Medidas da distribuição de velocidades dos átomos que saem do magneto desacelerador, em função do *detuning*. O resultado à direita mostra a velocidade de pico dessa distribuições, como função do *detuning*, com uma comparação das medidas com a previsão teórica.

Comparando esses resultados com simulações numéricas do processo de desaceleração, baseadas em medidas reais do perfil de campo, podemos concluir que o novo magneto está funcionando conforme foi projetado. Ainda na figura 71, temos a direita um resumo das medidas da velocidade final dos átomos após a desaceleração, mostrando uma comparação com o que é previsto teoricamente. Como resultado disso, na sua condição ótima, a fração de átomos do feixe frio que é efetivamente aprisionada pelo *MOT*, corresponde a uma taxa de carga de cerca de 10^{10} átomos/s.

VI.2 A configuração *QUIC*

Nosso sistema atual usa como câmara de aprisionamento uma célula de vidro em ultra-alto-vácuo, com um sistema de aprisionamento magnético baseado na configuração *QUIC*. Para simplificar o alinhamento entre o *MOT* e a armadilha magnética, decidimos usar as mesmas bobinas anti-Helmholtz em ambas as armadilhas. Como a direção axial é a de maior confinamento, escolhemos deixá-la na direção vertical (opondo-se à gravidade). Dessa forma os componentes ópticos puderam ser montados sobre uma plataforma horizontal, simplificando a montagem óptica.

Aproveitando-se da maior proximidade com átomos, as novas bobinas de aprisionamento foram projetadas para terem maiores gradientes e curvaturas de campo, com a mesma corrente elétrica de circulação. Entretanto, como a célula de vidro é bastante frágil,

não se pode permitir nenhum movimento dessas bobinas sobre a célula, o que poderia causar sua implosão. Assim é importante ter um cuidado especial na hora de projetar o suporte das bobinas, que tem que suportar a forte força de repulsão magnética, sem provocar vibrações ou movimentos indesejados.

Conforme mostra a figura 72, as bobinas de quadrupolo foram projetadas para produzirem gradientes $B_x' = B_y' \cong 350 \text{ G/cm}$ e $B_z' \cong 730 \text{ G/cm}$, na condição de máxima corrente: $I = 300 \text{ A}$. Esses gradientes são bem maiores que os do *cloverleaf*, permitindo alcançar uma frequência média de oscilação $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \cdot \omega_y \cdot \omega_z}$, ~ 3 vezes maior do que a do sistema anterior. Isso significa uma taxa de compressão também maior pela mesma quantia, o que é importante para garantir uma boa taxa de colisões elásticas durante o processo de evaporação. Com isso, em princípio, poderemos fazer uma evaporação cerca de 3 vezes mais rápida do que no *cloverleaf*.

Figura 72: Resultados de simulações numéricas do campo magnético produzido pelas novas bobinas de quadrupolo, mostrando o valor absoluto do campo ao longo dos eixos x e z . As mesmas bobinas são usadas tanto para o MOT quanto para o QUIC, com diferentes correntes.

Na figura 73 temos uma representação do modelo feito em computador para a disposição das três bobinas (*quadrupolo + Ioffe*) com relação à célula de vidro. Nesta figura as dimensões e distâncias das bobinas e da célula estão apresentadas em escala. As linhas destacadas na figura à esquerda indicam a direção de incidência dos feixes laser de aprisionamento. Graças ao modelo computacional, foi possível economizar bastante tempo na etapa de construção e montagem, pois foi possível prever com antecedência várias restrições impostas pela geometria do conjunto. Outra vantagem foi poder definir com bastante precisão as dimensões que otimizavam os gradientes de campo, através de simulação.

Figura 73: Modelo CAD utilizado no projeto do novo conjunto de bobinas. Graças ao modelo feito no computado, foi possível prever e otimizar antecipadamente todos os detalhes da disposição e geometria das bobinas. Note que a bobina Ioffe tem um formato que permite sua máxima aproximação sem obstruir os feixes de aprisionamento

O suporte de sustentação não está representado na figura, mas foi construído de modo a permitir um firme posicionamento das bobinas, mantendo a flexibilidade necessária quanto ao ajuste das posições que são mais críticas: como o alinhamento dos eixos das bobinas e as distâncias entre o sistema *quadrupolo* e *Ioffe*.

Quando a bobina *Ioffe* é ligada, há 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, temos o surgimento de um campo resultante que deixa de ter um mínimo nulo, tendo um valor B_o de *bias*. Nestas condições, pode-se mostrar que uma expansão da expressão do campo, em torno do mínimo, resulta num perfil semelhante àquele das bobinas *cloverleaf*, pois ambas são representantes da configuração *Ioffe-Pritchard*.

Na figura 74, temos uma sequência de simulações do perfil longitudinal do campo magnético resultante, para diferentes condições de corrente da bobina *Ioffe*, enquanto a corrente das bobinas de quadrupolo é mantida fixa em $I = 300 \text{ A}$.

Figura 74: Perfil longitudinal do campo magnético produzido pelas três bobinas do QUIC, com diferentes condições de corrente circulando pela bobina Ioffe. A corrente do quadrupolo foi mantida fixa em 300 A. Observe que à medida que se aumenta a corrente, forma-se um campo cujo mínimo deixa de ser nulo e cuja posição é deslocada, com relação ao centro do quadrupolo.

Na figura 75 temos uma representação esquemática, em escala, da nova montagem. Esse esquema também foi usado para definir as dimensões e a melhor maneira de dispor as diferentes partes, dadas às restrições impostas por algumas dessas partes.

Figura 75: Representação esquemática das partes de vácuo montadas na região próxima à célula. O desenho mantém a escala real dos objetos e foi usado no planejamento do sistema para minimizar o tempo de montagem. À esquerda temos uma vista lateral do magneto desacelerador e do sistema de vácuo, e à direita temos uma vista superior, mostrando inclusive a posição relativa da célula.

A seguir, na figura 76, temos uma sequência de fotografias mostrando a desmontagem do *cloverleaf* e montagem do novo sistema.

Desmontando o sistema *cloverleaf*...

Montagem do Novo Sistema...

Figura 76: A seqüência de fotografias acima mostra diferentes etapas do “desmanche” do sistema antigo e da montagem do novo sistema. Na última fotografia, abaixo e a direita, temos um ‘close’ da célula, onde se pode observar uma armadilha magneto-óptica de átomos sódio (ponto laranja brilhante), em pleno funcionamento.

Na figura 77, temos uma fotografia da nova armadilha magneto-óptica de sódio em pleno funcionamento. Graças ao maior acesso óptico do novo sistema é bem mais fácil fazer imagens com essa. Isso permite também aumentar significativamente a resolução óptica das imagens de fluorescência e absorção, pois é possível usar lentes de $f/\#$ (f -number) menores. Isso é extremamente importante para estudos que requeiram imagens *in situ* de alta resolução espacial. No sistema *cloverleaf*, a resolução óptica do sistema de imagem era de $\sim 50\mu\text{m}$, mas na nova montagem poderemos potencialmente atingir resoluções da ordem de $\sim 1 - 5\mu\text{m}$, limitadas apenas por difração.

Figura 77: Funcionamento de uma armadilha magneto-óptica de sódio vista em detalhes. Note a disposição das bobinas, bem próximas dos átomos e antena de RF (espira quadrada), logo à frente da célula.

VI.3 Funcionamento e caracterização do novo sistema

Em alguns aspectos o funcionamento do novo sistema é bem parecido com o anterior, mas há pontos merecem destaque, como, por exemplo, o uso das mesmas bobinas de quadrupolo para fazer o aprisionamento no *MOT* e no *QUIC* (simplificando a transferência). Outro ponto importante é quanto aos sistemas de controle do campo, que foram em sua maioria aproveitados da montagem antiga, mas foi necessário reescrever boa parte dos programas de controles e adicionar alguns novos circuitos de controle para adequar ambos os sistemas. A principal mudança é que a fonte de alta corrente agora também é responsável pelo campo do *MOT*, isso significa que temos que controlar o seu nível de corrente por computador, de acordo com cada fase do processo. Além disso, foi necessário recalibrar e ajustar todos os circuitos de chaveamento do campo, para as impedâncias das novas bobinas. Também modificamos a antena de *RF* e ajustando os melhores parâmetros para evitar os efeitos de interferência.

VI.3.1 Medidas do tempo de vida

Um dos grandes problemas que tínhamos no sistema *cloverleaf* era o tempo de vida dos átomos na armadilha magnética, que restringia qualquer tentativa de resfriamento

evaporativo. Nesse novo sistema, inicialmente operando numa configuração de quadrupolo simples, medimos um primeiro tempo de vida de apenas alguns segundos (~ 4 s). Mas como já discutimos no capítulo 5, a luz espalhada pelos lasers de aprisionamento tem grande consequência sobre os átomos magneticamente aprisionados. Isso é pior para uma célula transparente, como a do QUIC. Porém, após isolar toda a região da célula com uma grossa camada de papelão e cartolina preta, bloquear praticamente toda a luz espalhada próximo aos lasers, com outros anteparos e cortinas, foi possível, praticamente, eliminar toda a luz que chega na câmara de aprisionamento. Graças a isso o tempo de vida passou a cerca de 10 segundos.

Embora seja uma melhora substancial, ainda não era compatível com a pressão indicada no medidor de vácuo instalado nessa região, que freqüentemente indicava fundo de escala, que é de 5×10^{-12} torr. Após certificar que, de fato, a limitação não era devido a mais nenhuma luz espalhada, constatamos que o problema era causado por um filme de sódio que havia se depositado nas paredes da célula, onde não incidia nenhum laser. A figura 78 mostra uma fotografia da célula, destacando a região de formação do filme.

Figura 78: Fotografia da célula mostrando (em destaque) um filme de sódio depositado na parede inferior, onde não incidência de luz laser.

Esse depósito de sódio na célula, por estar em equilíbrio térmico com a sala, equivale a uma fonte de vapor, muito próxima à região de aprisionamento, que limita o tempo de vida na armadilha magnética, devido às colisões com os átomos “quentes”. Como o medidor de vácuo fica bem afastado da região onde efetivamente os átomos são aprisionados, estando, na verdade, bem mais próximo do sistema de bombeamento, do que dos átomos, há um efeito de bombeamento diferencial entre as duas regiões e as medidas daquele deixam de ser muito confiáveis.

Para remover o filme de sódio foi necessário fazer um novo ‘*baking*’ do sistema, aquecendo a região da célula por alguns dias a temperaturas de ~ 100 °C. Aqui vale mencionar que para isso utilizamos uma nova técnica, que só é possível num sistema como o

atual; na qual envolvemos a célula de vidro com folhas de papel-alumínio e utilizamos uma lâmpada de infravermelho de 250 W para aquecer apenas essa região da célula, sem aquecer as bobinas ou mesmo os elementos ópticos montados ao redor. Com isso reduzimos substancialmente o tempo total de *baking*, que pode ser feito numa noite. No sistema antigo, um procedimento como esse significaria desmontar, toda a parte óptica ao redor, e enrolar fitas de aquecimento e isolamento térmico (amianto) em torno de toda a câmara de vácuo, o que seguramente, implicaria num tempo de aproximadamente uma semana!

Após o '*baking*' tomamos também algumas providências extras para minimizar o efeito de deposição na célula. Essas medidas envolveram a refrigeração de todo o tubo de desaceleração, para temperaturas em torno de zero grau Celsius, usando um sistema de refrigeração, de circuito fechado, com uma mistura de água e etileno-glicol para evitar o congelamento. Também a câmara do filamento de Ti (bomba de sublimação) foi resfriada a essa temperatura. Esperávamos, com isso, melhorar ainda mais o vácuo na região da célula, devido à presença dessas superfícies frias próximas, que deveriam limitar a pressão local a níveis menores. Como consequência de todas essas medidas, o tempo de aprisionamento passou a ser de ~ 20 segundos, conforme mostra a figura 79. Apesar de ter melhorado 100%, esse tempo de vida ainda estava abaixo de nossas expectativas e, de certa forma, também abaixo de nossas necessidades!

Além disso, percebemos que em pouco tempo o resultado voltava a piorar, devido a um novo acúmulo de sódio, na célula. A formação desse novo depósito de sódio foi muito mais rápida do que no outro sistema, onde usávamos a câmara de inox. Verificamos que, além do menor volume, uma outra razão para isso era que havia um excessivo fluxo de átomos quentes, proveniente da região do forno. Além disso, a pressão na região intermediária (onde temos a bomba iônica de 300 l/s) havia aumentado bastante. A razão disso era a re-emissão de átomo pelo canal que isola as câmaras do forno e de desaceleração.

Figura 79: Medida do tempo de vida, feita após desligar o aquecimento do canal.

Embora haja um dispositivo para bloquear o feixe atômico, durante o aprisionamento magnético, ele não dá conta da re-emissão de átomos quentes pelo canal. O problema é que devido às dimensões reduzida do canal e, sobretudo, a sua proximidade do *nozzle*, tínhamos que mantê-lo bastante aquecido ($\sim 300^\circ\text{C}$) para evitar o seu entupimento, causado pela deposição de sódio proveniente do forno. Como consequência disso, o canal passava a funcionar como uma nova fonte de vapor, que acaba por aumentar a pressão da região intermediária e consequentemente da própria região de aprisionamento.

Assim, tivemos que substituir o canal antigo, que tinha 1 mm de diâmetro e 10 mm de comprimento, por um novo que tem um diâmetro de 3 mm e comprimento de 10 centímetros. Adicionamos também um conjunto de *baffles* na frente do canal para reduzir, ainda mais, a possibilidade de entupimento. Esse novo canal permite um fator de bombeamento diferencial de cerca de 10^3 , com a vantagem de que não precisa ser mais aquecido, durante a operação do sistema. Eventualmente, quando não estamos operando o sistema, voltamos a aquecer o canal, porém com a válvula de isolamento fechada, para remover o excesso de sódio depositado nos *baffles* e no próprio duto do canal.

Finalmente, após estas últimas mudanças, viemos observar um tempo de vida de aproximadamente 60 segundos, na armadilha magnética. O resultado dessa medida é mostrado na figura 80.

Figura 80: Melhor medida de tempo de vida na armadilha QUIC, conseguida logo após 'baking' da célula e a substituição do canal de ligação entre a câmara do forno e o tubo de desaceleração.

Infelizmente, porém, após algumas horas de operação do experimento, o tempo de vida volta a cair para cerca de 15 – 20 segundos. Mostrando que o acúmulo de vapor na região da câmara ainda é um problema importante. Estamos, no momento de elaboração dessa tese, fazendo novas modificações no sistema, tentando resolver esse problema.

VI.4 Resultados de resfriamento por evaporação

Recentemente conseguimos atingir um resultado muito importante, que representa o último passo em nosso esforço experimental pela produção da degenerescência quântica, que é a observação do resfriamento evaporativo dos átomos da armadilha magnética. Nesta seção iremos apresentar esses primeiros resultados obtidos em nosso atual sistema e discutiremos as perspectivas para atingir a condensação de Bose-Einstein em átomos de sódio.

Esses resultados são a maior recompensa por todos os esforços empreendidos nos últimos meses, onde tivemos que reprojetar, construir, montar e por em funcionamento praticamente todo o sistema, num prazo de apenas dois meses e meio. Além disso, o rápido avanço até essa última fase, deixa claro que o aparato anterior estava, de alguma forma, limitado; pois todas as tentativas feitas nos últimos dois anos não deram resultado.

A rotina usada em todos os experimentos que seguem é bastante parecida: átomos, previamente desacelerados, são carregados numa armadilha magneto-óptica do tipo *DMOT* ou *self-dark-SPOT* (descrita no próximo capítulo) e posteriormente transferidos para uma armadilha magnética do tipo quadrupolo. Essa transferência foi explorada sob vários

aspectos, que serão oportunamente descritos. Na armadilha magnética, os átomos foram submetidos a um campo de RF externo, produzido de modo a provocar a remoção seletiva dos átomos mais “quentes”. Após essa fase de ‘evaporação’ a distribuição de átomos era observada através de imagens de absorção ou fluorescência, das quais determinávamos a temperatura e a densidade inicial.

A taxa de variação do tamanho da distribuição de átomos, após um certo TOF , é uma medida da temperatura dos átomos, de modo que o resfriamento da amostra pode ser, facilmente, determinado pela observação de uma redução do tamanho da distribuição de átomos, à medida que introduzimos a RF e variamos sua frequência. Inúmeras medidas anteriores, especialmente no sistema *cloverleaf*, já haviam nos mostrado que mesmo sendo capazes de remover átomos com a radiofrequência, a largura da distribuição após o TOF não diminuía, sendo que às vezes até aumentava, devido a aquecimentos. Nunca havíamos observado nenhuma redução de tamanho, até que, ainda nas primeiras tentativas no sistema atual, pudemos observar uma clara redução no tamanho da nuvem, após introdução da radiofrequência.

VI.4.1 Os primeiros resultados

Partindo de um número inicial de átomos de $\sim 1 \times 10^9$ num $DMOT$, a uma temperatura de $230 \mu K$. Transferimos para uma armadilha magnética, do tipo quadrupolo esférico, inicialmente num campo com gradiente radial $dB/dx \sim 36 G/cm$. Nessas condições observamos uma transferência de aproximadamente 30% dos átomos, ainda sem o bombeamento óptico. Esses átomos foram então submetidos a uma rampa de compressão do campo, para aumentar a densidade e taxa de colisões elásticas da amostra. Após a compressão o gradiente radial passou a ser de $dB/dx \sim 290 G/cm$.

Medidas feitas por TOF de fluorescência mostraram uma amostra com cerca de $340 \mu K$ e densidade de $\sim 1.3 \times 10^{10}$ átomos/cm³. Nessas condições a taxa de colisão elástica é de aproximadamente 6Hz. Fizemos, então, medidas do tamanho da nuvem para um tempo de voo fixo de 8ms, mudando apenas as condições de aplicação do campo de RF .

Num primeiro momento mantivemos a RF fixa em 30MHz, mas após observar os primeiros efeitos de resfriamento, demos início à varredura da frequência, sempre iniciando em 30MHz e terminando em diferentes frequências. O tempo de varredura e o tempo total de aprisionamento foram mantidos fixos, respectivamente em 3 e 6 segundos. Esses tempos são relativamente curtos para essas condições, mas sua escolha ficou limitada pelo tempo de vida

da armadilha, que nesse dia ainda era de apenas cerca de 4 segundos. Os primeiros resultados obtidos nessa série de medias estão resumidos na figura 81, logo abaixo:

Figura 81: Primeiros resultados de resfriamento evaporativo induzido por RF.

Pode-se notar um visível efeito de resfriamento da amostra no momento que inserimos a RF , ainda que mantendo a frequência fixa em 30 MHz. Depois, à medida que varremos a frequência ainda há um efeito de resfriamento até cerca de 20 MHz, porém com uma eficiência menor. A partir daí o resfriamento para de avançar e, se continuarmos varrendo para frequências ainda menores, parece ocorrer um “aquecimento” da amostra.

Na verdade o que está acontecendo é que a partir de um certo ponto a evaporação deixa de ser eficiente, porque os passos da rampa de RF começam a ser muito grandes, pois para não aumentar o tempo de varredura entre as medidas (o que de qualquer forma era inviável, dado o tempo de vida da amostra), mantivemos uma rampa de varredura linear com um número fixo de 100 pontos de parada. Assim, quando o intervalo de varredura é maior, os passos dados pelo sintetizador de frequência também serão e pode deixar de haver a termalização do gás. Como resultado disso podemos ter uma distribuição de velocidades truncada, onde há uma tendência a remover os átomos que estão mais fundo no potencial, que são justamente os átomos mais frios. Conseqüentemente, há uma aparência de que a nuvem esquentou, mas nestas condições o termo temperatura deixa de ter o significado que usamos no cálculo da mesma, a partir das imagens de tempo de voo. De qualquer forma, essa certamente não é a condição em que desejamos trabalhar.

Para solucionar esse problema tentamos que fazer uma varredura mais lenta da frequência, o que, infelizmente, também não levou a nenhuma melhora devido ao curto tempo de vida dessas amostras. Dada essa limitação, passamos então a explorar outros

aspectos do processo de evaporação, para aproveitar as condições experimentais presentes naquele momento. Uma primeira tentativa foi estudar o efeito de resfriamento para diferentes intensidades do campo de RF . Inicialmente mantivemos a frequência fixa em 30MHz e variamos a amplitude da radiofrequência na saída do gerador. Os resultados são mostrados na figura 82.

Figura 82: Dependência da temperatura dos átomos com intensidade da radiofrequência, mantendo a frequência fixa em 30MHz.

Para amplitudes maiores que +10dBm, começamos a observar interferência da RF no circuitos de estabilização de frequência do laser, causando grandes flutuação das condições iniciais e impedindo uma boa análise dos resultado obtidos. Porém, ainda assim podemos ver claramente uma melhora do efeito de resfriamento com o aumento da intensidade, sem que haja nenhuma saturação, ou inversão dessa situação. O que nos leva a crer que, talvez, estivéssemos também limitados pela amplitude do campo de RF . É importante mencionar que essa limitação não é instrumental, mas sim apenas temporária, pois em princípio temos condições de injetar até 25W (44dBm) de RF na antena. Porém, de acordo com nossas estimativas, baseadas em cálculo da probabilidade de transição, acreditamos que $\sim 20 - 25$ dBm será suficiente. Ainda assim estamos trabalhando para resolver os problema da interferência, nesse novo sistema. O que sem dúvida nenhuma é apenas uma pequena questão de tempo.

VI.4.2 Estudando a compressão

Aproveitando as mesmas condições experimentais, fizemos um estudo do aquecimento causado na amostra durante a compressão. Esse aquecimento já era esperado, e de fato até desejado, pois também aumenta a taxa de colisão elástica, que é diretamente proporcional a velocidade dos átomos.

Mas para ser eficiente, a compressão deve feita de forma adiabática, para conservar a densidade no espaço de fase. Dessa forma, fizemos algumas medidas de temperaturas para diferentes condições de compressão. Em todas as medidas fizemos a transferência do *DMOT* para quadrupolo nas mesmas condições descritas acima e variamos o gradiente final do campo. Os resultados obtidos estão nos gráficos da figura 83.

Figura 83: Variação da temperatura e densidade dos átomos da armadilha magnética após a aplicação de diferentes rampas de compressão.

Esses resultados mostram que aumentamos tanto a temperatura quanto à densidade a medida que fazemos a compressão. Uma análise mais detalhada, porém, mostra que a densidade no espaço de fase foi reduzida de aproximadamente 50%, com relação a situação sem compressão. O que significa que a compressão não foi adiabática. O que não deixa de ser uma boa notícia, pois significa que podemos melhorar ainda mais a eficiência do resfriamento evaporativo, aumentando o tempo de vida e/ou a taxa de colisão elástica.

(*) Até o momento em que esta tese foi escrita, não tivemos oportunidade de testar a evaporação numa armadilha com longo tempo de vida. Acreditamos, porém, que o resultado será marcante e que a evolução até a degenerescência quântica será rápida.

Capítulo 7

VII. Nossas contribuições

Neste capítulo apresentamos, de forma sucinta, as principais contribuições que nós fizemos para a área de resfriamento e manipulação de átomos frios, com um foco, obviamente, nas técnicas de produção de gases quânticos, discutidas nessa tese. Essas contribuições surgiram do esforço e necessidade de resolver os problemas experimentais que enfrentamos ao longo do projeto. Por serem contribuições originais e de interesse geral elas resultaram em publicações em algumas revistas internacionais importantes, a quais estão anexadas no apêndice III. A única exceção a esta regra é trabalho referente ao *self-dark-SPOT*, que só foi observado mais recentemente e ainda está sendo investigado com mais detalhe. Mas o resultado desse estudo deverá também ser submetido à publicação, tão logo seja concluído.

Além dessas técnicas experimentais diretamente ligadas à física básica de átomos frios, desenvolvemos também alguns métodos computacionais e de instrumentação que podem ser de interesse. Dentre eles citamos, por exemplo, o sistema de controle e chaveamento de altas correntes, que até onde sabemos não figura na literatura. Existem também alguns aspectos do acoplamento de RF com átomos aprisionados, em ambientes como aquele encontrado em nosso primeiro aparato, que podem ser de uso geral. Finalmente, as rotinas de controle e aquisição, e especialmente a sincronização, por software (num sistema operacional não projetado para operação em tempo real), dos computadores responsáveis pela imagem e pelo controle dos processos; bem como as rotinas de cálculo e otimização de campos magnéticos podem certamente ser de utilidade para grupos que estão começando, e quiserem construir sistemas parecidos.

VII.1 A técnica do “*dark-spot Zeeman slowing*”

Os primeiros resultados de desaceleração de átomos neutros, usando lasers, data do início da década de 80 [81], posteriormente esses átomos desacelerados foram carregados

nas primeiras armadilhas atômicas [82]. Nessa época, as pesquisas visando otimizar a desaceleração e a carga dessas armadilhas era o grande foco de interesse, mas com o advento do *VC MOT*, onde as armadilhas são carregadas a partir de uma célula de vapor, houve uma mudança de ênfase nas pesquisas com átomos frios, e o interesse em feixes atômico frios ficou um tanto obscurecido. Essa situação mudou com o avanço das pesquisas buscando a condensação em átomos alcalinos aprisionados.

Como já discutimos no capítulo 3, devido às necessárias condições de ultra-alto vácuo nas câmaras de aprisionamento magnético, a carga do vapor de fundo não é conveniente. Assim, houve um renovado interesse em desenvolver e otimizar técnicas de carga eficientes, para armadilhas magneto-ópticas e magnéticas. Tendo sido vários esquemas sugeridos e usados para carregar os átomos nessas armadilhas.

Em algumas dessas técnicas a posição do *MOT* é deslocada com relação à direção do feixe de desaceleração, para evitar o forte efeito unidirecional da pressão de radiação proveniente desse laser, e que causa uma grande queda na *performance* do *MOT*. Esse deslocamento, porém, reduz também enormemente a eficiência de carga da armadilha magneto-óptica, devido ao pequeno ângulo sólido de coleta. Por outro lado, tendo o *MOT* alinhado com a direção do feixe desaceleração aumentaria bastante o acoplamento dos átomos desacelerados com a armadilha, permitindo a carga de um número muito maior de átomos.

Uma estratégia que pode ser usada para operar a armadilha magneto-óptica em linha com o feixe atômico é usar um magneto que produza um perfil de campo invertido [83]. Neste caso, a frequência do laser desacelerador estará suficientemente fora de ressonância com os átomos do *MOT*, o que evita qualquer influencia desse feixe na operação da armadilha. Contudo, essa estratégia também tem seus inconvenientes. O principal deles é que, nesta configuração, o campo magnético próximo à saída do magneto é alto, o que, normalmente, implica em afastar a posição do *MOT*, com relação ao final do magneto. Isso, por sua vez, também reduz a eficiência de carga, pois ao sair do magneto os átomos, que têm ainda uma certa velocidade transversal, tendem a divergir rapidamente, diminuindo muito o ângulo sólido de coleta da armadilha magneto-óptica. Existe uma variação desse método que usa uma combinação dos magnetos *Zeeman* convencional e invertido [84], mas esta última também tem de problemas de bombeamento óptico dos átomos, na região de campo nulo, e requer o uso de um outro laser de rebombeio.

Assim, logo no início deste projeto, nos vimos numa situação de impasse. Decidimos usar a técnica de desaceleração *Zeeman* convencional, com a qual já tínhamos bastante experiência, e para não perder eficiência de carga, buscamos desenvolver algum método para contornar o problema da operação *in-line* do *MOT* com feixe desacelerador.

A alternativa que encontramos é surpreendentemente simples, porém, extremamente efetiva. Nossa idéia foi fazer uma sombra no feixe de desaceleração, de modo que a armadilha magneto-óptica não seja afetada pelo laser desacelerador. Fizemos um estudo detalhado do efeito dessa sombra no processo de desaceleração e na eficiência de carga da armadilha. Os resultados desse estudo são apresentados num artigo publicado no *Physical Review A*, cuja cópia está anexada a essa tese, no apêndice B. Além desse artigo, mais detalhes do sistema experimental podem também ser encontrados na tese de Sérgio G. Miranda [85], que resultou desse trabalho.

Na figura 84 mostramos como varia o número de átomos do MOT, em função da frequência do laser desacelerador, para diferentes tamanhos da sombra (*dark-spot*). Os gráficos também mostram uma medida indireta da densidade na armadilha magneto-óptica, através de medidas do número de íons formados por fotoionização associativa.

Figura 84: A sequência de gráficos acima mostra como varia o número e a taxa de formação de íons na armadilha magneto-óptica para diferentes tamanhos de "dark-spot". O número de átomos foi medido através da fluorescência da amostra enquanto o número de íons formados é proporcional a variação de densidade na armadilha.

Como se pode observar, há uma sensível melhora logo após a introdução do *dark-spot*, que tem um tamanho ótimo no diâmetro de 3mm. Na verdade, o comportamento acima é bastante simples de entender: no início a eficiência da captura aumenta, de forma bastante acentuada, pois deixamos de ter a interferência do laser desacelerador na região da armadilha; contudo, quando o tamanho da sobra é muito grande, perdemos muita potência do feixe desacelerador, e começamos a interferir no processo de desaceleração, diminuindo a captura de átomos pela armadilha.

Recentemente, temos discutido a possibilidade de usar um elemento de óptica difrativa, no lugar do *dark-spot*. Talvez isso possa aumentar ainda mais a potencialidade desse método e estender sua aplicabilidade à situações onde a potência do laser desacelerador é crítica, com por exemplo, no caso da desaceleração de feixes atômicos de elementos terrosos, como o cálcio e o estrôncio.

VII.2 O estudo da velocidade de captura

Um parâmetro extremamente importante para caracterizar o processo de carga de uma armadilha magneto-óptica é a velocidade de captura. Ela é definida como a máxima velocidade que um átomo, que atravessa a armadilha, pode ter para ser capturado. Já mencionamos brevemente, no capítulo 4, a importância que esse parâmetro tem nas armadilhas carregadas do vapor, mas esse parâmetro também está relacionado à eficiência de captura de uma armadilha carregada por um feixe atômico. Outra importância da velocidade de captura é a sua relação com a velocidade de escape da armadilha, que por sua vez é essencial na interpretação dos processos de perda das armadilhas magneto-ópticas. Nesse sentido, a sua compreensão é fundamental para entender o papel que tem o escape radiativo nessas armadilhas. Sendo, particularmente, de grande interesse o conhecimento da dependência da velocidade de escape com a intensidade dos lasers de aprisionamento.

Apesar de sua importância, uma medida direta dessa velocidade é, geralmente, bastante difícil. Sendo comum usar simulações numéricas, baseadas em modelos simplificados, para extrair o comportamento desse parâmetro, nas diferentes condições de operação da armadilha. Mas essas simulações têm, normalmente, várias limitações, como a dificuldade de levar em conta efeitos da polarização imperfeita dos lasers, ou mesmo devido a efeitos locais, além de flutuação de intensidade e a natureza multiníveis dos átomos.

Assim, usando a técnica de *dark-spot slowing*, nós apresentamos a primeira medida direta da velocidade de captura de uma armadilha magneto-óptica, como função da intensidade do laser de aprisionamento. Na época, nossa motivação devia-se a duas razões

principais. Primeiro, o interesse em otimizar o processo de carga da armadilha magneto-óptica; e segundo a estreita relação que a velocidade de captura tem com a velocidade de escape, de onde buscávamos minimizar as perdas da armadilha. Porém, na ocasião em que fizemos esse primeiro estudo, nosso sistema experimental ainda estava em seus primórdios (quase na “idade da pedra”), e havia uma limitação técnica quanto às máximas intensidades possíveis.

Eventualmente, viemos a ter problemas com nosso magneto de desaceleração, devido a perda de várias camadas do enrolamento, que resultou num funcionamento deficiente do processo de desaceleração. A essa altura, a técnica que havíamos desenvolvido para estudar a velocidade de captura, tornou-se fundamental para caracterizar o magneto defeituoso e orientar-nos na reconstrução do perfil de campo, usando simulações numéricas do processo de desaceleração e a adição de bobinas externas. Também, devido à evolução do sistema experimental, que permitia uma maior liberdade e controle da armadilha magneto-óptica, aproveitamos para revisitar o estudo da dependência da velocidade de escape com a intensidade do laser de aprisionamento. Pois havia uma expectativa, baseada num modelo teórico de um dos membros do nosso grupo (LGM), de que, ao invés de saturar num valor máximo, a velocidade de escape poderia voltar a cair, em intensidades maiores. Isso poderia ser uma alternativa de explicar alguns resultados, até então, inexplicáveis de *traploss* [86].

Nosso estudo resultou num segundo artigo, que foi fundamental para confirmar a expectativa mencionada acima. Graças a isso, o grupo de colisões frias publicou um artigo teórico, no *Physical Review Letters* [87], discutindo a possibilidade de ser o escape radiativo o maior responsável pela perda de átomos em armadilhas magneto-ópticas, inclusive na região de baixas intensidades, onde há um aumento das perdas, que é normalmente associado às colisões de mudança de estrutura hiperfina.

Como resultado, fomos convidados a publicar um artigo de revisão num volume especial da *Laser Physics*, dedicado à condensação de Bose-Einstein, onde apresentamos a técnica de *dark-spot slowing*, os resultados da medida velocidade captura, numa larga faixa de intensidades, e as consequências disso para as perdas nas armadilhas magneto-ópticas, devido às colisões frias, que são de grande interesse nos experimentos de condensação.

Os três artigos que resultaram desses estudos da velocidade de captura, também podem ser encontrados no apêndice III, de modo que não irei repetir aqui seus resultados.

VII.3 *Análise in situ* da armadilha magnética: a técnica de tomografia do campo

A necessidade de otimizar a carga, o aprisionamento e a compressão da armadilha magnética, impõe restritivas condições no projeto e construção das bobinas de campo, e nos circuitos de controle da corrente. É importante calibrar as frequências seculares, que essencialmente governam a forma da nuvem atômica, como função dos parâmetros de controle externos. Portanto, é frequentemente necessário o uso de uma técnica para medir e monitorar o perfil de campo, preferencialmente de uma forma rápida e precisa. Porém, geralmente, não podemos contar com sensores *Hall* para esse fim, pois a região de interesse está dentro de uma câmara *UHV*, sendo inacessível a sensores massivos.

Como mencionamos no capítulo 5, quando estávamos otimizando a transferência dos átomos da armadilha magneto-óptica para armadilha magnética, nós desenvolvemos uma técnica cuja idéia é fazer imagens de fluorescência das linhas de campo magnético, devido a ressonância dos átomos com uma fina ‘fatia de luz’, que corta a região de campo magnético inhomogêneo. Assim, podemos mapear instantaneamente os contornos do campo, que satisfazem a condição de ressonância com os átomos, determinada pelo *detuning* da luz, com relação à transição atômica. Fazendo isso para diferentes planos de cortes, e usando técnicas de processamento dessas imagens, podemos posteriormente reconstruir tridimensionalmente o campo magnético da região estudada, de uma forma análoga àquela usada nas imagens médicas.

A figura 85 mostra esquematicamente essa idéia, representando o plano de corte, cuja posição é ajustável pelo *detuning*, interseccionando o campo magnético da armadilha *cloverleaf*. A curva de contorno que resulta dessa intersecção é vista nas imagens de fluorescência, mostradas na região superior direita da figura. A partir das imagens de diferentes cortes (tomos) podemos reconstruir o perfil tridimensional do campo e do potencial de aprisionamento da armadilha.

Figura 85: Princípio de funcionamento e resultados da técnica de tomografi de campos magnéticos. A esquerda temos uma representação de como podemos observar as linhas de contorno do campo magnético, que é representado na figura em duas diferentes condições de compressão. As imagens de fluorescência, resultante da intersecção do plano de corte com o campo magnético, são mostradas no canto superior direito, enquanto abaixo dessas temos as curvas de níveis, que podem ser usadas para reconstruir tridimensionalmente o valor do campo e do potencial de aprisionamento. Maiores detalhes dessas figuras podem ser encontrados em nosso artigo, anexado ao apêndice III.

Essa técnica mostrou ser extremamente prática e útil na caracterização e no alinhamento das armadilhas magnética e magneto-óptica. Uma análise detalhada desse método foi publicada no *European Physical Journal D*, cuja cópia também está anexada no apêndice III.

VII.4 O Self-Induced Dark-SPOT

O aprisionamento magneto-óptico de átomos neutros, originalmente proposto por D. Pritchard e colaboradores, foi uma das maiores contribuições para o avanço da área de átomos frios. Através deste avanço é que se tornou possível a primeira realização da condensação de Bose-Einstein em átomos alcalinos, antes mesmo dos tradicionais experimentos envolvendo hidrogênio polarizado, que na época estavam muito próximos de observar a transição de fase.

Como já discutimos, uma das grandes vantagens do *MOT* é que já de início tem-se uma amostra bastante fria e relativamente densa. Mas, vimos também que num *MOT* convencional a densidade no espaço de fase é várias ordens de grandeza aquém da necessária para se observar efeitos quânticos macroscópicos. Além disso, processos colisionais e de espalhamento de secundário de fótons limitam tanto a densidade quanto a temperatura. Por

isso que o desenvolvimento da armadilha *dark-SPOT* (*DMOT*), foi fundamental para a evolução das pesquisas com gases quânticos em alcalinos.

Mas, ao invés de bloquear fisicamente o feixe de rebombeio, poderíamos tentar produzir uma sombra na região central da armadilha através da própria absorção do feixe pelos átomos. Assim teríamos também um tipo de *DMOT*, talvez até com características melhores que o original. Neste caso poderíamos chamá-lo de *self-dark-SPOT*, pois é devida à sua própria absorção que se criaria o *DMOT*. Como iremos mostrar mais adiante, isso de fato é possível de ser feito, e nós acreditamos tê-lo demonstrado pela primeira vez em nosso laboratório, graças à montagem descrita no capítulo 6. Embora uma completa caracterização desse efeito ainda esteja sendo feita, creio ser interessante apresentar os resultados obtidos até o momento.

VII.4.1 Princípio de funcionamento

Para conseguir produzir um sistema como o descrito acima, é preciso contar, antes de tudo, com um bom fluxo de átomos desacelerados para carregar uma armadilha magneto óptica convencional. No nosso caso, isso é feito pelo sistema de desaceleração de átomos, via ajuste *Zeeman*, operando no modo *dark-spot slowing*. Assim, temos um fluxo com cerca de 10^{10} átomos/s emergindo do magneto já no estado $F = 1$, devido ao bombeamento óptico que ocorre nas regiões de baixo campo. Na região da armadilha, temos o início do processo de captura, e os feixes de aprisionamento são absorvidos nesse processo.

Como o número de átomos é grande, à medida que os átomos vão acumulando na armadilha, estabelecem um perfil de absorção nos feixes de aprisionamento e rebombeio. Porém se fizermos o feixe de rebombeio ter uma intensidade menor que o feixe de aprisionamento, pode-se produzir uma situação onde os átomos, no centro da armadilha, são bombeados opticamente para o estado $F = 1$, devido à baixa intensidade do feixe de rebombeio. O que, por sua vez, faz aumentar ainda mais a absorção do feixe de rebombeio nessa região.

Por fim, ajustando apropriadamente a intensidade e *detuning* do laser de rebombeio é possível atingir uma situação onde não haverá praticamente nenhuma luz para devolver os átomos, da região central da armadilha, à transição cíclica $2 \rightarrow 3$. Isso é exatamente análogo à situação que ocorre num *dark-SPOT* convencional. Surgirá, então, um caroço bastante denso de átomos aprisionados no estado ‘escuro’ $F = 1$.

Dessa forma, a absorção numa amostra opticamente densa é capaz de criar uma configuração equivalente a uma armadilha *dark-SPOT* convencional. Para distinguir entre

ambos, na discussão que se segue, iremos denominá-los simplesmente de *DMOT* (convencional) e de *SDS* (auto-induzido).

VII.4.2 Demonstração experimental do *self-dark-SPOT*

Nosso sistema experimental consiste basicamente de um *MOT* convencional, operando com um gradiente de 20 G/cm, e tendo as seguintes especificações de intensidade: laser de aprisionamento $I \sim 80 \text{ mW/cm}^2$, nos seis braços da armadilha; e um laser de rebombeio com $I \sim 30 \text{ mW/cm}^2$, incidindo apenas nas quatro direções do plano de simetria do quadrupolo. Nessas condições, o rebombeio só atua no plano, enquanto o laser de aprisionamento, além de ser bem mais intenso, atua nas seis direções ortogonais. As frequências dos lasers são as seguintes: $\Delta_{\text{trap}} \cong -7\text{MHz}$ e $\Delta_{\text{repump}} \cong -30\text{MHz}$ da transição $S_{1/2}(F=1) \rightarrow P_{3/2}(F'=0)$.

Começamos realizando uma análise da fluorescência do *trap*, onde observamos um perfil que indica uma leve diminuição da fluorescência na região central da armadilha. Isso está em discordância com o perfil gaussiano usualmente observado nessas condições. Como se pode observar na figura 86, há uma depressão de $\sim 10\%$, exatamente na região central da armadilha, mostrando que o núcleo da nuvem atômica está emitindo menos luz do que o restante da amostra.

Figura 86: Imagem de fluorescência do *SDMOT*, mostrando uma depressão no centro da armadilha. O que indica uma região da amostra que está emitindo menos luz que as demais

Mas, para que essa armadilha seja de fato um tipo de *DMOT*, deve também existir uma região central (menor que armadilha) onde haja uma grande população de átomos em $F = 1$. Para observar isso, usamos um feixe de prova de absorção, bem fraco, para não perturbar o funcionamento da armadilha. Fizemos uma imagem de absorção desse feixe de prova,

sintonizado em $F = I$, com a câmara CCD. O resultado é mostrado na figura 87, onde a região azul indica uma absorção $> 95\%$.

Figura 87: Imagem de absorção de $F=1$, feita dos átomos do SDSM. A área azul indica regiões onde absorção é maior do que 95%.

A primeira constatação marcante foi a observação que, mesmo a olho nu, há uma grande absorção do feixe de prova (praticamente absorção total) numa certa região, que é menor do que o tamanho da armadilha ($\sim 1/3$), quando a frequência do feixe de prova está em torno da transição $F = I$. Há também uma absorção, cerca de 10 vezes menor, na transição $F=2$. Sendo que esta última sempre tem uma distribuição espacial maior do que a primeira, e aproximadamente do mesmo tamanho da nuvem de átomos.

Além disso, outra interessante característica desse sistema (e que ainda está sendo estudada), é a temperatura dos átomos do *SDMOT*, que parece ser menor do que a temperatura do *DMOT*. Talvez, isso possa ser explicado em termos de uma redução gradual (adiabática?!) da força de aprisionamento. O que, devido a menor taxa de emissão de fótons, poderia implicar numa temperatura *Doppler* menor, no centro da armadilha.

De qualquer forma, embora ainda estejamos investigando esse novo sistema, todas as suas características parecem ser bastante promissoras, e estamos entusiasmados com isso, pois talvez, esse sistema possa eventualmente substituir, com vantagens, o *DMOT* usual.

Capítulo 8

VIII. Conclusão

Ao longo dos últimos anos desenvolvemos um intenso trabalho visando a produção de gases quânticos, em particular a condensação de Bose-Einstein em átomos de ^{23}Na . Para isso projetamos e construímos um complexo sistema experimental que reúne a maioria das técnicas desenvolvidas na área de átomos frios nas últimas décadas: desaceleração de feixes atômicos, aprisionamento magnético e magneto-óptico de átomos neutros, resfriamento sub-Doppler, resfriamento evaporativo induzido por radiofrequência, manipulação de altos campos magnéticos e o processamento de imagens de amostras próximas do zero absoluto.

Embora a construção e a operação independente de cada um desses elementos já represente um considerável esforço, o verdadeiro desafio dos experimentos envolvendo átomos quanticamente degenerados esta em colocar todos eles operando conjuntamente de uma forma confiável, bem controlada e flexível.

Acreditamos que este trabalho cumpriu a parte mais difícil e demorada do nosso programa de estudo de gases quânticos, que foi todo o desenvolvimento e a operacionalização do sistema experimental, incluindo aí a solução de diversas dificuldades técnicas específicas do nosso sistema. Frequentemente tínhamos como ponto de partida apenas os conceitos fundamentais dos processos envolvidos e um objetivo a ser alcançado. Por conta disso este trabalho permitiu um intenso aprendizado para o autor e todos os envolvidos e a satisfação pelos desafios vencidos sempre superou as eventuais frustrações encontradas!

Entretanto, é importante destacar que este trabalho não se resume apenas ao desenvolvimento de instrumentação, pois ao longo do caminho também fizemos contribuições científicas importantes para a área de átomos frios. É bom lembrar que às vezes por trás de um detalhe “técnico” existe muita ciência a ser aprendida, não sendo incomum encontrar nessas situações interessantes oportunidades científicas e tecnológicas. Por conta disso, muitas das soluções que encontramos para os problemas enfrentados resultaram em publicações em revista importantes e contribuíram para o desenvolvimento da

área de átomos frios, como um todo. Estas contribuições estão resumidas no capítulo sete e as publicações resultantes estão anexadas no apêndice III.

Do ponto de vista experimental, nossa busca pela degenerescência quântica começa com um gás de sódio aquecido num forno efusivo até temperaturas da ordem de 500°C. Isso produz um feixe atômico com uma distribuição de velocidade centrada em torno de 900 m/s. Os átomos do feixe são desacelerados pela técnica ‘*dark-spot Zeeman Slowing*’, que desenvolvemos para otimizar o acoplamento dos átomos do feixe frio com uma armadilha magneto-óptica (que opera em linha com o feixe de desaceleração). Neste processo cerca de 10^9 átomos são aprisionados na armadilha magneto-óptica, onde para superar o problema do espalhamento secundário de fótons ressonantes (‘*radiation trapping*’) e as excessivas perdas por colisões frias, nós usamos a armadilha *dark-SPOT (DMOT)* tendo, nas melhores condições experimentais, cerca de 5×10^9 átomos nessa armadilha. O tempo de carga do *DMOT* é tipicamente de 100 milissegundos, o que representa um taxa de carga efetiva da ordem de 10^{10} átomos/s.

Para compreender melhor o processo de carga dessa armadilha e otimizá-lo ao máximo, nós desenvolvemos também uma maneira de medir a velocidade captura dos átomos do *MOT* como função da intensidade dos lasers de aprisionamento. Isso nos permitiu constatar que existe uma saturação da velocidade de captura para altas intensidades da luz de aprisionamento. Essa constatação foi fundamental para a elaboração de um modelo de escape radiativo que depende da velocidade de escape da armadilha – a qual se espera ser diretamente relacionada à velocidade de captura medida. A compreensão desse comportamento pode ser importante para explicar alguns efeitos de *traploss* que não podem ser entendidos de outra forma. De fato, usando nossos resultados como subsídio, o grupo de colisões frias do IFSC-USP publicou recentemente um trabalho (*Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4496 (2001)) propondo uma interpretação alternativa para explicar as perdas nestas condições.

Após carregar a armadilha magneto-óptica, o feixe atômico e o laser desacelerador são desligados e os átomos permanecem numa câmara *UHV*, com pressão de fundo da ordem de 10^{-11} torr. Os átomos aprisionados magneto-ópticamente são então submetidos a um processo de resfriamento sub-Doppler, após se desligar o campo magnético de quadrupolo do *DMOT* e deixando a nuvem de átomos expandir sob ação de um gradiente de polarização produzido pelos feixes de aprisionamento. O tempo de expansão é ajustado em torno de 5 ms, após o qual os átomos têm uma temperatura ~ 100 μ K. O passo seguinte é transferir esses átomos frios para uma armadilha magnética, onde é feita a compressão adiabática e o resfriamento evaporativo.

Ao longo do desenvolvimento desse projeto, nós construímos dois tipos de armadilhas magnéticas, ambas baseadas na configuração *Ioffe-Pritchard*. Essas armadilhas

têm um perfil de campo aproximadamente quadrático em torno da posição de mínimo, que para evitar as perdas por transições Majorana, possuem um valor não nulo de ‘*bias*’, B_o . O valor de B_o , assim como os gradientes e curvatura do campo podem ser controlados externamente, de acordo com o interesse do experimento a ser realizado.

Na primeira geração dessas armadilhas magnéticas nós usamos uma configuração de bobinas chamada ‘*cloverleaf*’. Essa escolha foi motivada pelas características da câmara de aprisionamento de aço inox, que foi escolhida visando o estudo de colisões frias, pela técnica de fotoionização – que requer o uso de um contador de íons dentro da câmara de vácuo. Devido às dimensões da câmara de inox, foi necessário usar correntes elétricas da ordem de 300 A nas bobinas de aprisionamento magnético, o que exigiu o desenvolvimento de todo um sistema de controle e chaveamento (lig./deslig.) para essas altas correntes. Além, é claro, de um eficiente sistema de dissipação de calor, para dissipar os cerca de 12kW envolvidos!

Após resolver a questão do chaveamento, partimos para a transferência dos átomos da armadilha magneto-óptica para a armadilha magnética, onde enfrentamos também várias dificuldades técnicas. A solução dessas dificuldades implicou numa completa reestruturação da parte óptica do sistema, que passou a ser constituído por seis feixes de aprisionamento, cujas intensidades podem ser ajustadas de uma forma contínua e independente. Isso, aliado ao uso de bobinas de compensação externa (para cancelar o campo residual da região de aprisionamento), nos permitiu observar uma ótima expansão de *molasses* e taxas de transferência muito próximas das máximas permitidas sem o bombeamento óptico. Eventualmente, implementamos também um esquema de bombeamento óptico para o estado $|F = 1, m_F = -1\rangle$, visando aumentar o número de átomos transferidos para a armadilha magnética. Conseguindo, assim, observar uma eficiência de transferência de cerca de 60 % dos átomos do *DMOT*.

Ainda durante a fase de otimização da transferência *DMOT* $\rightarrow$ *cloverleaf*, nós desenvolvemos uma técnica de mapeamento *in situ* de campo magnético, que batizamos de *tomografia de campos magnéticos*. Essa técnica é extremamente prática nas situações onde é necessário caracterizar regiões de campo magnético que não são prontamente acessíveis às sondas massivas, como as sondas de efeito *Hall*. No nosso caso, estávamos interessados em verificar o perfil de campo produzido pelas bobinas *cloverleaf*, na região de aprisionamento magnético, dentro de câmara de vácuo. Nossa técnica utiliza as imagens de fluorescência dos átomos naquela região e permite observar os contornos (curvas de nível) do valor absoluto do campo. Essas informações podem ainda ser usadas para reconstruir tridimensionalmente o potencial de confinamento dos átomos, por métodos bem parecidos aos de tomografia médica.

As primeiras tentativas de resfriamento evaporativo na armadilha *cloverleaf* mostraram a importância de um bom acoplamento da radiofrequência com os átomos. Inúmeros problemas de interferência de RF foram observados nessa fase e motivaram o desenvolvimento de um sistema de acoplamento de banda larga, o que resultou em mais um grande aprendizado para o autor. Porém, mesmo resolvendo a maior parte dos problemas de interferência de RF, não foi possível detectar nenhum efeito de resfriamento evaporativo na armadilha magnética *cloverleaf*.

Atribuímos isso ao excessivo espalhamento de luz na antena de RF, interna a câmara de vácuo de aço inox, e também às próprias janelas ópticas da câmara, cujo *coating* anti-refletor estava danificado. Essa luz espalhada comprometia seriamente o funcionamento do DMOT e impedia que atingíssemos densidades atômicas suficientes para observar uma boa taxa de colisão elástica na armadilha magnética.

Como, naquela altura, todas as modificações necessárias para corrigir o problema envolviam mudanças estruturais importantes, nós decidimos então substituir todo o sistema experimental por um novo aparato, cujo projeto já incorporava as lições aprendidas no sistema anterior. Nessa segunda versão da armadilha magnética optamos por uma outra configuração de bobinas, bem mais simples, conhecida como QUIC (*‘Quadrupole Ioffe Configuration’*). Essa nova configuração tira proveito de uma nova câmara de aprisionamento, baseada numa pequena célula de vidro, cujo pequeno volume interno facilita não só o bombeamento e produção de ultra-alto vácuo, mas também simplifica a construção e operação dos sistemas eletrônicos de controle de altas correntes.

Com o novo aparato experimental nós conseguimos então observar o resfriamento evaporativo dos átomos de sódio, mesmo em condições bastante desfavoráveis. Graças a isso foi possível reduzir a temperatura dos átomos da armadilha magnética em aproximadamente 50%. Naquelas circunstâncias estávamos ainda limitados quanto ao tempo de vida dos átomos nessa armadilha, o que comprometia a compressão adiabática e o tempo de evaporação. Eventualmente, algumas medidas tomadas mais recentemente permitiram um grande aumento no tempo de vida dessa armadilha, alcançando entre 60 – 90 segundos.

No momento da última redação deste trabalho, ainda estamos tentando solucionar o problema do acúmulo de átomos nas paredes da célula, que degrada rapidamente o vácuo dessa região e impede uma operação contínua do experimento. Com isso esperamos ter a chance testar a evaporação dos átomos em condições de vácuo bem melhores que antes, onde acreditamos que iremos observar um rápido avanço em direção a transição de fase.

Figura 88: *Evolução de alguns parâmetros relevantes da armadilha magnético ao longo do projeto.*

Para concluir esse trabalho, nada melhor do que mostrar os progressos que fizemos em nossa busca, ao longo dos últimos anos. Assim, apresentamos na figura 88 um gráfico que mostra a evolução de alguns parâmetros experimentais do nosso sistema, como função do tempo. Neste gráfico pode-se observar, claramente, uma contínua e acentuada evolução (derivada positiva) dos parâmetros mais relevantes.

Embora ainda seja cedo para dizer quando iremos observar a condensação em nosso laboratório, é certo que estamos próximos de obtê-la. Uma vez que toda as técnicas envolvidas estão dominadas e sob controle, restando apenas atingir condições suficientes para uma evaporação auto-sustentada, na fase de resfriamento evaporativo, que no momento só depende do tempo de vida na armadilha magnética.

Anexo A

Funcionamento de alguns possíveis métodos de carga

Desaceleração de átomos neutros pela técnica de ajuste *Zeeman*

A teoria sobre a força de pressão de radiação, exercida por feixe laser sobre átomos neutros, pode ser encontrada com bastante detalhe na referência [88], de modo que aqui apenas faremos uso desse resultado. Assim, se considerarmos um feixe gaussiano propagando-se na direção $\vec{z}$ a força de radiação será dada por:

$$\vec{F}_z = \frac{A\Omega^2\hbar\vec{k}}{4[\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v}_z]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (\text{A.1})$$

onde:

$A = 1/\tau$, corresponde ao coeficiente A de Einstein, sendo τ o tempo de vida do estado excitado da transição atômica em questão;

$\Omega = \mu E(r,t)/\hbar$, é a frequência de Rabi, sendo μ o momento de dipolo elétrico, $\hbar$ a constante de Planck dividida por 2π , E é a amplitude do campo elétrico;

$|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$, é o modulo do vetor de onda (número de onda);

v_z é a velocidade longitudinal do átomo;

$\Delta = \omega_L - \omega_0$, é o “*detuning*”, isto é a diferença entre a frequência do laser e a frequência da transição atômica.

Durante o processo de desaceleração, um feixe laser é direcionado de forma contrapropagante ao feixe atômico. Se a frequência do laser estiver fixa, veremos que à medida que o átomo é freado, ele passa a observar uma luz cuja frequência esta cada vez mais para o vermelho, devido ao efeito Doppler. Dessa forma, a frequência ω'_L que o átomo observa fica deslocada da frequência real do laser, em primeira ordem, por uma quantidade $\delta\omega_L = \omega_L (v/c)$. De modo que após a absorção de alguns fótons, os átomos deixam de estar em ressonância com o laser e escapam do processo de desaceleração.

Na verdade, enquanto a variação na frequência, $\delta\omega_L$, for da ordem da largura da linha da transição, o átomo estará próximo de ressonância com o laser e continuará espalhando fótons numa taxa razoável. Neste caso a largura de linha é da ordem de 60 MHz,

o que corresponde a uma variação na velocidade de cerca de 5,8 m/s. Isso significa que após absorver apenas cerca de 200 fótons, um átomo que estava inicialmente em ressonância, deixará de interagir com o laser sem sofrer uma variação de velocidade apreciável, se comparamos com a velocidade média dos átomos que saem o forno ($\approx 900\text{m/s}$).

Portanto, para promover uma desaceleração eficiente é preciso manter válida, durante todo o processo, a relação:

$$\omega_o = \omega_l \left(1 + \frac{v}{c} \right) \quad (\text{A.2})$$

Para satisfazer a condição de ressonância acima, podemos utilizar duas técnicas diferentes. A primeira é ajustar a frequência do laser, de modo a satisfazer a Eq. (A.2) durante todo o processo. Essa técnica recebe o nome de “*frequency chirping*”, ou seja, varredura de frequência. Mas, isso traz o inconveniente de produzir apenas pequenos grupos de átomos frios na forma ‘pulsada’, já que apenas uma determinada classe de velocidades se mantém em ressonância com o laser durante a varredura.

Outra possibilidade é a técnica de sintonia Zeeman, onde a energia da transição atômica é ajustada de forma a manter-se em ressonância com o laser desacelerador. Como o próprio nome sugere, a idéia neste caso é tirar proveito do efeito Zeeman para compensar o deslocamento Doppler.

O Perfil de Campo Magnético para Desaceleração

A questão então é determinar como deve ser o perfil de campo magnético responsável pelo ajuste Zeeman. Para isso voltaremos a analisar a expressão da força de radiação, só que agora incluindo o termo devido ao efeito Zeeman.

Devido ao campo $B_z(z)$, a frequência da transição ω_o passa a variar espacialmente, de acordo com a expressão (A.3), onde supõe-se uma abertura Zeeman linear.

$$\omega_o(z) = \omega_o + \gamma B_z(z) \quad (\text{A.3})$$

Dessa forma, a expressão da força de radiação dada na Eq. (A.1) torna-se:

$$\vec{F}_z = \frac{A\Omega^2 \hbar \vec{k}}{4 \left[\Delta - \gamma B_z(z) + \vec{k} \cdot \vec{v}_z \right]^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (\text{A.4})$$

Para ter máxima eficiência devemos escolher uma condição de ressonância na qual a força seja a maior possível. Isso equivale a fazer:

$$[\Delta - \gamma B_z(z) + \vec{k} \cdot \vec{v}_z] = 0 \quad (\text{A.5})$$

Assim, teremos então uma força constante e, portanto, uma aceleração também constante. Neste caso podemos usar a fórmula de Torriceli,

$$\vec{v}_z(z) = (\vec{v}_o^2 - 2\vec{a} \cdot \delta\vec{z})^{1/2} \quad (\text{A.6})$$

e $B_z(z)$ pode ser escrito como

$$B_z(z) = B_b + B_o \sqrt{1 - \beta \delta z} \quad (\text{A.7})$$

onde B_b é um *bias* constante, cujo papel é manter a separação Zeeman. $B_o = kv_o/\gamma$ e $\beta = 2a/v_o$ são constantes, definidas pela aceleração, $\vec{a}$, a velocidade inicial, $\vec{v}_o$, e o caminho percorrido pelo átomo dentro da região em que existe o campo magnético, $\delta\vec{z}$.

Figura A.1: Simulação numérica mostrando o comportamento de átomos que começam o processo de desaceleração com diferentes velocidades. Pode-se notar, que para velocidades menores que um certo valor, todos os átomos seguem adiabaticamente o campo até o fim do processo.

A figura A.1 ilustra a principal vantagem desta técnica, que é a de que átomos com diferentes velocidades, após entrar em ressonância em posições diferentes, irão seguir o perfil do campo até o final do processo. Além disso, em cada ponto ao longo do caminho de desaceleração, aqueles átomos que já entraram em ressonância com o laser, estarão todos com a mesma velocidade. Como resultado temos um fluxo intenso de átomos no final do magneto, estando todos praticamente com a mesma velocidade (*'velocity bunching'*).

Seguimento Adiabático

É possível, ainda, usar outros perfis de campo para desacelerar átomos pela técnica de sintonia Zeeman. Mas neste caso, além de abrir mão da máxima eficiência do processo, deve-se ainda considerar que a existência de um valor máximo para a força sobre os átomos, implica também num valor num máximo gradiente para o campo. Desta forma, para manter a ressonância é preciso garantir que os átomos sigam adiabaticamente a variação do campo magnético. A seguir veremos qual a condição a ser satisfeita para que isso ocorra.

Como vimos a força de radiação dada pela Eq. (A1) tem seu valor máximo quando $[\Delta - \gamma B_z(z) + \vec{k} \cdot \vec{v}_z] = 0$ e podemos então escrever

$$|F_z| \leq \frac{A\Omega^2 \hbar k}{4\Delta^2 + A^2 + 2\Omega^2} \quad (\text{A.8})$$

que pode ser reescrita na forma

$$|F_z| \leq \frac{A\hbar k}{2} \frac{S}{1+S} \quad (\text{A.9})$$

em termos do parâmetro de saturação $S/(1+S)$, definido por

$$S = \frac{2\Omega^2}{4\Delta^2 + A^2} \quad (\text{A.10})$$

O parâmetro de saturação depende essencialmente das características do laser. Sendo que de um modo geral, para as intensidades que nós trabalhamos ($\approx 10^2 \text{ mW/cm}^2$), temos $S/(S+1) \rightarrow 1$.

Por outro lado, sabemos que a pressão de radiação só é apreciável dentro de uma faixa de valores restrita, na qual se minimiza o denominador da Eq. (A.4). Podemos então escrever que $[\Delta - \gamma B_z(z) + \vec{k} \cdot \vec{v}_z] = \delta$, onde o parâmetro δ representa a largura dessa região onde a força de radiação é significativa. Porém, independentemente do valor de δ , podemos sempre escrever:

$$\left| \frac{dB_z}{dz} \right| = \frac{k}{\gamma} \left| \frac{d\vec{v}_z}{dz} \right| \quad (\text{A.11})$$

e usando a segunda lei de Newton, temos: $F_z = m \frac{dv_z}{dz} v_z$; onde m representa a massa do átomo. Se substituirmos esse resultado, juntamente com a Eq. (A.9) na equação (A.11) obtemos então a seguinte condição

$$\left| \frac{dB_z}{dz} \right| = \frac{A \hbar k^2}{2 \gamma m v_z} \frac{S}{(1 + S)} \quad (\text{A.12})$$

Quando a expressão (A.12) é satisfeita, diz-se que o átomo segue o campo adiabaticamente [89,90].

Portanto, para velocidades muito altas, os átomos jamais conseguiram seguir o perfil de campo, pois o gradiente atinge seu valor de saturação correspondente. Observe ainda que os átomos de menor velocidade têm uma tolerância maior a grandes gradientes de campo.

Outras alternativas de carga: *LVIS, double-MOT e PMOT*

A seguir descrevemos outras duas interessantes opções de carga da região de ultra-alto vácuo. A primeira delas é a transferência dos átomos entre duas armadilhas magneto-ópticas (*double-MOT*), e a segunda é a produção de um feixe frio a partir de uma armadilha PMOT (*Pyramidal-MOT*). Será também brevemente descrito um sistema baseado na segunda alternativa que nós começamos a construir ainda durante este doutorado.

Basicamente, ambas as alternativas mencionadas acima são inspirada no LVIS (*‘Low-Velocity Intense Source’*), desenvolvido pelo grupo do JILA [54] para produzir um feixe átomos frios a partir de um VCMOT (*‘Vapor Cell Magneto-Optical Trap’*) convencional. Essas técnicas podem eventualmente vir a substituir o nosso atual método de carga, baseado na técnica Zeeman, em futuros experimentos do nosso grupo.

Transferência entre duas armadilhas: *double-MOT*

O sistema *double-MOT* também foi desenvolvido pelo grupo do JILA [91] e é uma versão aprimorada do *LVIS* original, que funciona de forma pulsada e utiliza duas armadilhas magneto-ópticas mantidas em condições de vácuo diferentes. Essas armadilhas são conectadas por um tubo de diâmetro pequeno, para garantir o bombeamento diferencial entre as duas câmaras de aprisionamento, que naturalmente têm acoplado a elas um sistema de bombas de vácuo de diferentes capacidades. A Figura A.2: mostra um esquema simplificado da configuração *double-MOT*.

Figura A.2: Esquema típico da montagem experimental utilizada na técnica de transferência de átomos frios entre duas armadilhas magneto-ópticas (*double-MOT*)

A primeira armadilha é basicamente um VCMOT convencional, operando numa pressão $\sim 10^{-9}$ torr. A função desta armadilha é coletar o maior número de átomos possível, sendo por isso às vezes denominada de *Collection MOT*. Os átomos aprisionados nesta primeira armadilha são posteriormente transferidos para a segunda armadilha, que é mantida em ultra-alto vácuo (UHV) ($\sim 10^{-11}$ torr). A segunda armadilha, normalmente denominada de *Science MOT*, é onde ocorre o aprisionamento magnético e o resfriamento evaporativo.

A transferência de uma armadilha para outra se dá através de um pequeno “empurrão” produzido por um feixe laser extra (*push-beam*), que é alinhado ao longo do tubo que liga as duas câmaras de aprisionamento. A frequência (detuning), a duração e a intensidade desse feixe devem ser escolhidas apropriadamente, para garantir a máxima transferência dos átomos, sem provocar aquecimentos desnecessários.

Embora esse método de carga pareça ser mais complicado, ele na verdade é bastante simples e robusto. Um inconveniente é a necessidade de se trabalhar um número bem maior de componentes ópticos, para criar as duas armadilhas.

O *PMOT* como fonte de átomos frios

O *PMOT* ('Pyramidal Magneto-Optical Trap') permite substituir todos os seis feixes lasers de uma armadilha convencional por um sistema que tem apenas um único feixe incidente [55]. A idéia foi desenvolvida pela primeira vez, pelo grupo do Prof. Wonho Jhe, na Coreia. O Prof. Jhe baseando-se nos trabalhos do JILA, sobre o *LVIS*, fez uma sugestão inovadora, que tira proveito do fato que a cada reflexão de 90° o sentido de rotação da luz circularmente polarizada alterna-se de σ^+ para σ^- , ou vice-versa. Com isso, criou uma configuração que dispensa o uso de uma lâmina de $\lambda/4$ para o feixe retrorefletido ao mesmo tempo em que usa apenas um único feixe incidente.

Na figura A.3(b) temos o esquema de um *PMOT*, mostrando o efeito das reflexões nas polarizações circulares dos feixes incidentes. Apenas a título de comparação, a figura A.3(a) mostra também uma montagem convencional de seis feixes. Como se pode notar na figura A.3(b), as bobinas anti-Helmoltz são colocadas de modo que seu eixo está na mesma direção da luz incidente. Dessa forma, feita a escolha apropriada da polarização circular incidente, teremos efetivamente o mesmo efeito de um *MOT* de seis feixes.

Acrescentando-se um orifício no vértice do espelho, cria-se uma pequena região de sombra na luz refletida, causando um desbalanço na força de confinamento dos átomos nessa região. Graças a isso, uma parte dos átomos da armadilha (aqueles que se encontrarem na região próxima ao eixo axial da armadilha) será empurrada em direção ao furo, produzindo uma espécie de funil para os átomos frios. Desse modo pode-se produzir um feixe frio, que eventualmente pode ser recapturado numa segunda armadilha situada noutra câmara. Nesse ponto, a idéia é bem parecida com o *LVIS*, porém com um aparato bem mais simples.

Figura A.3: Princípio de funcionamento de um PMOT e comparação com um MOT convencional. Em (a) temos uma representação esquemática de uma armadilha convencional de seis feixes, enquanto (b) mostra a representação de um PMOT. Pode-se notar que a cada reflexão a polarização circular da luz incidente sofre uma inversão, de modo que com um único feixe incidente cria-se a mesma condição de uma armadilha de seis feixes.

Durante o estágio que realizei no grupo do Prof. Eric Cornell, em Boulder, eu tive a oportunidade de construir um sistema *Axicon MOT* (AMOT) para átomos de ^{87}Rb . O *Axicon* é muito parecido com o PMOT e nosso sistema, no JILA, mostrou-se muito robusto e bastante simples de construir e operar.

Devido a essa experiência, ao retornar para São Carlos, eu propus que construíssemos um sistema baseado num PMOT de espécies mistas para produzir simultaneamente um feixe frio de duas espécies atômicas, para ser usado como método de carga de uma segunda armadilha UHV acoplada. O objetivo disto era produzir condensado de espécies atômicas diferentes, o que até bem recentemente ainda não havia sido obtido experimentalmente. Além disso, tínhamos a intenção de também fazer algo que, quando iniciamos o projeto, era original por si só: a produção simultânea de feixes frios de espécie diferentes.

Na verdade acreditamos que o sistema *PMOT* pode vir a ser uma boa solução para o futuro, simplificando bastante a produção de condensados bosônicos mistos. A idéias principais desse novo aparato experimental estão contidas na figura A.4.

Figura A.4: Esquema mostrando as partes básicas do sistema para produção de BEC de duas espécies, já construído em São Carlos.

Conforme vemos na figura, basicamente temos dois estágios de aprisionamento. O primeiro é uma armadilha *PMOT* mista (duas espécies atômicas), que produzirá um feixe atômico frio a partir das duas espécies aprisionadas. Esse feixe funciona como mecanismo de carga de uma segunda armadilha mista (convencional), que fica na região de ultra-alto vácuo. É nessa região que será feito o aprisionamento magnético dos átomos, usando uma armadilha *QUIC*. Daí por diante o procedimento é basicamente o mesmo descrito ao longo deste trabalho.

Anexo B

Sistemas de Controle e Aquisição de Dados.

Para poder controlar as diferentes etapas do experimento de condensação e também para coletar, analisar e armazenar os dados adquiridos durante as medidas, foi necessário desenvolver todo um sistema eletrônico e computacional que é encarregado dessas tarefas.

O sistema conta com vários dispositivos que são controlados por computador, através de *softwares* especificamente desenvolvidos para esse fim. Esse sistema foi projetado e construído de modo a permitir uma grande flexibilidade do aparato experimental e viabilizar a rápida implementação de novas idéias. Esse é um requisito fundamental nesse tipo de experimento, especialmente durante sua construção e desenvolvimento.

Tipicamente, após criar condições estáveis de operação, o que frequentemente significa várias horas alinhando e ajustando os lasers de corantes e elementos ópticos para produzir uma boa armadilha magneto-óptica e um eficiente resfriamento sub-Doppler²³, cada rodada experimental, muitas vezes, desenvolve-se focada em preparar, testar e corrigir novos métodos e estratégias experimentais, visando a otimização dos parâmetros relevantes para obter uma evaporação eficiente. Por essa razão é importante ter um aparato experimental capaz de permitir uma rápida reconfiguração, tanto da óptica como da eletrônica de controle.

Também nesse espírito, os programas (*softwares*) de controle seguem um paradigma de funcionamento paralelo, baseado em sub-rotinas independentes e executadas dentro de uma estrutura principal padronizada. Dessa forma, as sub-rotinas podem ser reaproveitadas e facilmente modificadas durante uma rodada experimental, sem a necessidade de reescrever totalmente o código do programa.

De um modo geral todo o sistema é controlado por dois microcomputadores PCs, sendo um deles encarregado de realizar todas as tarefas de controle e sincronização das diferentes seqüências temporais, relativas a cada sub-programa. O segundo computador é responsável pela aquisição, processamento e análise das imagens obtidas durante os

²³ O que significa normalmente fazer repetidas iterações do alinhamento e balanceamento dos feixes de confinamento, conjuntamente com o ajuste fino do campo magnético para o cancelamento de campos espúrios.

experimentos, que é de onde são extraídas todas as informações relevantes dos átomos. A figura B1 mostra um esquema geral do sistema de controle e aquisição de dados.

Figura B1: Esquema geral dos sistemas de controle e aquisição de dados usados para realizar as diferentes etapas do experimento. Todo o sistema é automatizado e controlado por dois computadores através de softwares especificamente desenvolvidos para esse fim.

Assim, durante as rodadas experimentais, à medida que os problemas são identificados, ou novas idéias e necessidades vão surgindo, as sub-rotinas de controle são modificadas ou acrescentadas, sem mudar a estrutura principal do programa. Cada sub-rotina envolve uma seqüência temporal própria que pode ser virtualmente toda reprogramada em *software*. Os diferentes dispositivos de controle são acionados através de várias entradas/saídas digitais e analógicas das placas de controle e aquisição mostradas no diagrama acima. Da mesma forma, diferentes esquemas de varredura de frequência podem ser facilmente implementados, praticamente em tempo de execução, através de uma simples reprogramação da interface GPIB, que controla o sintetizador de frequência SRS-DS345.

Os *softwares* de controle foram escritos numa linguagem de programação que segue o paradigma *dataflow*, de estrutura paralela e dirigida ao fluxo de dados. Essa linguagem, chamada *LabView*, permite uma fácil implementação de estruturas de execução paralelizadas

e também, por ser desenvolvida pela *National Instruments*, que é o mesmo fabricante das placas de aquisição e controle que usamos, permite uma rápida e transparente implementação dos procedimentos de acesso ao *hardware* propriamente dito. Isso, mais uma vez, facilita bastante a codificação de novas rotinas de controle e permite alcançar a flexibilidade necessária ao experimento.

Um outro aspecto técnico que vale a pena ser mencionado aqui é a questão da sincronização e temporização precisa da sequência temporal de controle da câmera CCD. Isso é fundamental para a obtenção das imagens dos átomos frios.

Normalmente sistemas operacionais multitarefa, como o MS-Win9x, não permitem a implementação confiável de processos com execução em tempo real. Como o procedimento de aquisição de imagens envolve sequências temporais que se estendem desde uma fração de até várias dezenas de milissegundo, sendo que a precisão e a reprodutibilidade da sequência de pulsos é crítica, foi necessário desenvolver meios alternativos de programa tal sequência, fora do ambiente *LabView*.

Isso foi feito através de uma biblioteca DLL (*Dynamic Link Library*) externa, que exporta uma série de funções usadas na fase de transferência dos átomos para a armadilha magnética (onde também a precisão temporal é crítica) e nas sequências de imagens. Embora não seja conveniente discutir aqui todos os detalhes técnicos envolvidos, o código da DLL, que nós desenvolvemos, poderá ser encontrado no apêndice I. Maiores detalhes e informações podem ser obtidos diretamente com o autor.

Anexo C

Processamento e análise quantitativa das Imagens

Para perceber a importância do processamento e análise das imagens obtidas nos experimentos de condensação, basta dizer que praticamente²⁴ tudo que aprendemos até hoje, sobre os condensados de Bose-Einstein em gases, foi obtido através de técnicas ópticas de diagnóstico. Naturalmente nesse regime de temperatura não podemos esperar usar sondas materiais, como um termômetro, por exemplo! Por isso a luz passa a ser uma ferramenta fundamental de diagnóstico.

Para tirar proveito dessa ferramenta, porém, é necessário ter uma boa compreensão de como ocorre a interação da luz com a matéria. Uma discussão detalhada desse assunto está, infelizmente, fora do escopo deste anexo, mas pode ser facilmente encontrada na literatura em diversos textos sobre o assunto. Um bom exemplo é a referência [45].

Limitar-nos-emos aqui a apresentar apenas alguns aspectos práticos de como é feito o processamento das imagens de absorção e fluorescência obtidas nos nossos experimentos. Para maiores detalhes de como são efetivamente realizados os cálculos, sugerimos consultar diretamente o código do programa de aquisição e análise de imagens (programa *Read_CCD*), disponível no apêndice I, ou mesmo contatar diretamente o autor.

De um modo geral o propósito do processamento das imagens é obter uma distribuição de densidade espacial confiável dos átomos, tanto na condição de aprisionamento (eventualmente mesmo com a armadilha ligada), quanto durante a expansão livre da nuvem (*TOF*). Isso normalmente é feito sob condições ambientais não ideais, com a presença de luz de fundo, luz espalhada pelos feixes de prova, componentes ópticos imperfeitos e etc. Isso tudo obscurece o sinal desejado, que muitas vezes pode ser bastante melhorado com pré-processamento adequado.

²⁴ Talvez única exceção seja o condensado de He* metaestável.

Processamento das Imagens de Fluorescência

Nas imagens de fluorescência a idéia é extrair as informações de número e perfil de densidade a partir da captura de parte dos fótons espalhados pela nuvem de átomos, quando esta é exposta aos feixes de aprisionamento sintonizados próximos da ressonância atômica. Os fótons espalhados pelos átomos são coletados por um sistema óptico que faz a imagem da distribuição atômica numa câmera CCD. Esse sistema óptico é composto por lentes de boa qualidade óptica, normalmente lentes acromáticas, cuja magnificação é escolhida de acordo com o tipo de amostra em estudo.

Neste caso, o perfil de densidade atômica pode ser obtido diretamente das imagens, mediante calibração prévia do sistema óptico e da eficiência quântica do sensor CCD. O número de átomos é proporcional a quantidade de luz espalhada e pode ser facilmente calculado a partir dessa calibração e da integração do número total de fótons coletados. Também é necessário levar em conta o ângulo sólido de coleta e a transmitância do sistema óptico. Eventualmente os parâmetros geométricos e de transmissão podem ser englobados numa única constante, G , por exemplo.

Basicamente, o raciocínio simples é: sabendo a eficiência de conversão entre o número de fótons que atingem o sensor CCD e o número de *counts* gerados, após digitalização, pode-se determinar a potência total de luz espalhada pelos átomos durante o tempo de prova da imagem, através do ângulo sólido e da transmitância do sistema óptico. Com isso determinamos o número total de fótons espalhados durante o tempo de prova. Finalmente, conhecendo a taxa de fótons espalhados por cada átomo, por unidade de tempo, pode-se então facilmente determinar o número de átomos, segundo a relação apresentada abaixo:

$$N_{\text{átomos}} = \frac{\text{Número total de fótons espalhados}}{\text{Taxa de transição atômica}} = G \times \frac{P_{\text{luz espalhada}}}{\Delta T_{\text{prova}} \cdot \left(\frac{1}{2}\gamma\right)},$$

onde $\gamma = 2\pi \cdot \Gamma$, sendo Γ a largura de linha da transição, que no caso do sódio é de aproximadamente 10MHz.

Na prática, fazemos uma calibração do número total de *counts* gerados no CCD, após digitalização da carga acumulada em cada *pixel*, para uma potência conhecida de luz incidente sobre o sensor. Esse fator de conversão, que chamamos de η_{CCD} , já inclui tanto a eficiência quântica do sensor como a conversão *elétron-counts* do sistema de digitalização.

É importante lembrar que o somatório dos *counts* gerados em cada *pixel* irá depender do número de *bits* usados pelo conversor Analógico-Digital (AD). Se o número de *bits* do conversor AD for sempre o mesmo, a calibração acima já será suficiente para determinar

univocamente a potência de luz incidente sobre o sensor, mas se o sistema de digitalização oferecer mais de uma opção de faixa dinâmica, será importante levar isso em conta na hora de fazer os cálculos.

Em nosso caso, por exemplo, tínhamos a opção de fazer a digitalização tanto em 16 ou 12 *bits*. Assim, dependendo das condições experimentais e do nosso interesse, podemos realizar a digitalização com diferentes resoluções. A digitalização em 12 *bits* é bem mais rápida, mas em situações extremas pode ser necessário utilizar um maior número de níveis de digitalização, usando todos os 16 *bits* do conversor AD. Por isso, uma vez estabelecida a relação (*número de fótons*)/*counts*, será necessário levar em conta o número de níveis de digitalização usado pelo conversor AD, quando se calcula o número final de átomos. No nosso caso isso só é possível, porque verificamos que a resposta do sensor CCD é bastante linear com intensidade de luz e que, para os tempos e relações (*signal/ruído*) envolvidos, não há muita diferença quando aplicamos o mesmo fator de conversão aos diferentes ADs.

Seguindo o raciocínio acima, o número de átomos da amostra provada por imagens de fluorescência pode ser obtido pela seguinte relação:

$$N_{\text{átomos}} = \frac{\sum_{\text{pixels}} N_{\text{counts}} \cdot \left(\frac{2^{12}}{2^{n_{\text{bits}}}} \right)}{\eta_{\text{CCD}} \cdot \Delta T_{\text{prova}} \cdot \left(\frac{\gamma}{2} \right) \cdot \left(\frac{\Omega}{4\pi} \right) \cdot T_{\text{sist_óptico}}},$$

sendo N_{counts} a contagem gerada em cada *pixel* após a digitalização, o fator $(\Omega/4\pi)$ representa a fração de coleta de ângulo sólido do sistema de lentes e o fator $\left(\frac{2^{12}}{2^{n_{\text{bits}}}} \right)$ é a razão entre a faixa dinâmica utilizada na digitalização da imagem, (n_{bits}), e aquela usada durante a calibração (12-bits), $\left(\frac{\gamma}{2} \right)$ corresponde a máxima taxa de transição (na ressonância e bem acima da saturação), ΔT_{prova} é o tempo de prova dos átomos e $T_{\text{sist_óptico}}$ é a transmitância total do sistema óptico.

Como podemos perceber na equação anterior, ao fazer a integração do número de fótons do sensor, é muito importante garantir que todos os fótons em consideração são provenientes dos átomos e não de outra fonte espúria. Por isso, antes da análise, as imagens de fluorescência passam por um pré-processamento para remover a luz de fundo e a luz espalhada pelos lasers durante a aquisição da imagem. Isso é feito quando não há átomos presentes na armadilha.

Para isso subtraímos digitalmente das imagens fluorescência uma imagem feita sem a presença dos átomos. Esta segunda imagem contém apenas os fótons espalhados pelos lasers nas paredes da câmara de vidro e nos componentes ópticos utilizados para o

aprisionamento. Por essa razão, essa segunda é chamada de ‘*Dark Image*’, sendo representada pela matriz I_{dark} . Além da luz espalhada, essa imagem contém ainda as flutuações térmicas do sensor CCD (‘*dark-current*’), que normalmente são muito pequenas, devido ao resfriamento do sensor CCD até $-30\text{ }^{\circ}\text{C}$, por um dispositivo termo-elétrico, de efeito *Peltier*. Geralmente, após coletar essa imagem, procedemos subtração digital de todas as demais imagens de fluorescência obtidas nas mesmas condições, de modo que

$$I_{fluo_final} = (I_{fluo} - I_{dark}) .$$

Finalmente, um outro recurso que ainda utilizamos para melhorar a relação (*signal/ruído*) é selecionar, entre toda a área ativa do CCD, apenas a região de interesse da imagem, desprezando os demais *pixels* do sensor. Isso agiliza bastante o processamento das imagens e permite uma melhor visualização da nuvem atômica, que fica ampliada apenas nessa região que foi recortada. Dessa forma, o somatório $\sum_{pixels} (N_{counts})$ só é então efetuado sobre a imagem de fluorescência final, já recortada e ampliada na área de interesse do CCD.

Processamento das Imagens de Absorção

Embora as imagens de fluorescência sejam bastante simples de se obter e processar, à medida que o resfriamento evaporativo evolui e a densidade óptica da amostra aumenta, as imagens de absorção passam a ser bem mais eficientes que as imagens de fluorescência. Isso ocorre especialmente devido a maior eficiência de coleta desse tipo de imagem, o que é muito importante à medida que o número de átomos diminui.

Ainda assim, é interessante lembrar que nas imagens de absorção observa-se essencialmente o mesmo efeito de espelhamento ressonante de fótons visto na imagem de fluorescência, só que agora numa outra perspectiva. Neste caso o que se observa é a ausência dos fótons que foram espalhados pelos átomos ao longo do caminho do feixe de prova. O resultado é uma sombra produzida no feixe de prova, correspondendo à posição dos átomos.

Dessa forma, nas imagens de absorção, o observável é o perfil de densidade óptica da nuvem atômica, integrada ao longo do caminho percorrido pelo feixe de prova. A partir da densidade óptica pode-se recuperar a distribuição de densidade da amostra e determinar qualquer outra grandeza de interesse, usando um modelo apropriado para o regime de temperatura do gás [40, 45].

Assim, para um feixe de intensidade I_o , muito menor que a intensidade de saturação, I_s , a intensidade $I(\vec{r})$ transmitida através da nuvem é dada pela conhecida lei de Beer [92]:

$$I(\vec{r}) = I_o \cdot e^{-OD(\vec{r})}$$

onde $OD(\vec{r}) = \int n(\vec{r}) \cdot \sigma_o \cdot dz$, sendo $n(\vec{r})$ a distribuição de densidade da amostra e σ_o a secção de choque ressonante em baixa intensidades.

Detectando a transmissão normalizada do feixe de prova, podemos deduzir o perfil espacial da densidade óptica da nuvem:

$$OD(\vec{r}) = \ln\left(\frac{I_o}{I(\vec{r})}\right).$$

Na prática, para eliminar os problemas e imperfeições mencionadas antes, nós tomamos três imagens para fazer o pré-processamento das imagens de absorção. O resultado final será:

$$OD(\vec{r}) = \ln\left(\frac{I_{bias} - I_{dark}}{I(\vec{r}) - I_{dark}}\right).$$

É importante lembrar que se a intensidade de luz do feixe de prova for muito maior que cerca de 10% da intensidade de saturação, a transmissão óptica começa a saturar e a fração de absorção não é mais diretamente proporcional à densidade óptica OD . Neste caso, a nuvem parecerá mais alargada e o número de átomos determinado pelas análises acima será sistematicamente menor que o número real.

Para uma dada intensidade do feixe de prova, é possível corrigir o efeito de saturação no valor calculado da densidade óptica, usando a generalização da lei de Beer, na forma diferencial:

$$\frac{dI}{dz} = -n(\vec{r}) \cdot \sigma_o \cdot \left(\frac{I / I_{sat}}{1 + I / I_{sat}}\right).$$

A densidade óptica corrigida (não saturada) pode ser obtida da densidade óptica saturada medida, através da expressão $OD_{\tilde{n}sat} = OD_{sat} + (1 - e^{-OD_{sat}}) \cdot (I / I_{sat})$. Além disso, a forma diferencial da lei de Beer permite ainda incluir outros efeitos como, por exemplo, a dependência com o *detuning* do laser de prova. Bastaria substituir a secção de choque ressonante, σ_o , por uma expressão $\sigma(\delta, I)$ apropriada [45].

Vale ainda lembrar que quando $\delta \neq 0$, passamos a ter também efeitos de refração na amostra, devido a dispersão do índice de refração. Dependendo da situação, isso pode causar

um acentuado efeito de focalização (ou defocalização) da luz que passa pela amostra, provocando várias indeterminações nos valores calculados. Portanto, embora sejam extremamente úteis, as imagens de absorção requerem um cuidado de análise muito maior do que as imagens de fluorescência. Devendo-se sempre estar bastante atento para todos os fatores mencionados acima.

Obtenção da Temperatura e outras grandezas

Como vimos acima, a determinação do número e do perfil de densidade dos átomos é feita diretamente a partir das imagens. Já outras grandezas, como a temperatura e o potencial químico, são obtidas através da comparação do perfil de densidade medido com algum modelo atômico para o gás.

De um modo geral, os modelos descrevem três regimes bem distintos de temperatura e densidade. Em altas temperaturas ($T \geq T_c$) ou em temperaturas muito baixas (condensado puro) as distribuições de densidades são muito bem entendidas, experimentalmente verificáveis e já bastante confiáveis. Estão nessa categoria os modelos semiclássicos de um gás térmico e os estudos envolvendo apenas o estado fundamental de um gás condensado, que pode ser estudado tanto no caso de um gás ideal, no limite de Thomas-Fermi, onde as interações predominam, ou ainda num caso mais geral através a equação de Gross-Pitaevskii [13, 40], que descreve bem o comportamento condensado interagente.

Contudo, no regime intermediário de temperatura, onde coexistem ambas as distribuições, condensada e não condensada, a situação é bem menos clara; sendo esta ainda objeto de estudo e comparações entre as diversas teorias e os resultados experimentais. Nessa região, o que existem são aproximações [93] e soluções numéricas [94] de modelos conhecidos. É interessante lembrar que, neste caso, a distribuição espacial dos átomos apresenta uma característica marcante, que é o seu formato bimodal, devido ao diferente comportamento estatístico do condensado e a nuvem térmica. Da mesma forma que nos casos anteriores, todas as informações relevantes do sistema podem ser obtidas através da análise dessa distribuição com os modelos teóricos apropriados, através de ajustes numéricos do perfil medido com o comportamento previsto pelos diferentes modelos.

Infelizmente, não teremos tempo aqui para discutir nenhum desses modelos, mas os interessados podem consultar as referências citadas acima e a seguir: as ref. [47, 95], no caso de gases térmicos no limite semiclássico; também as referências [96, 97], no caso de condensados em baixas temperaturas. Uma boa revisão sobre o assunto poder ser encontrado na referência [40], que discute os diferentes limites mencionados acima.

Referências

- [1] S.N. Bose, “Plancks Gesetz und Lichtquantenhypothese”, *Zeitschrift für Physik* **26**, 178 (1924).
- [2] A. Einstein, “Quantentheorie des einatomigen edealen Gases”, *Sitzungsberichte der Preussischen Akadeie der Wissenschaften* 261 (1924).
- [3] A. Einstein, “Quantentheorie des einatomigen edealen Gases II”, *Sitzungsberichte der Preussischen Akadeie der Wissenschaften* 3 (1925).
- [4] B. Kahn and G.E. Uhlenbeck, *Physica*, **5**, 399 (1938).
- [5] H. Kammelingh Onnes – *Proc. Roy. Acad. Amsterdam* **13**, 1903 (1911).
- [6] Ver epilogo da biografia de F. London, escrita por Kostas Gavroglu: “Fritz London: A Scientific Biography”, *Cambrigde University Press*, Cambridge, 1995.
- [7] L. Tisza, *Nature* **141**, 913 (1938); *Compt. Rend.* **207**, 1035 (1938); *Phys. Rev.* **72**, 828 (1947).
- [8] Ver discussão apresentada em: “A brief history of our understanding of BEC: from Bose to Beliaev”, A. Griffin, em *Bose-Einstein condensation in atomic gases, Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXL*, editado por M. Inguscio, S. Stringari e C.E. Wieman, *IOP Press*, Amsterdam, 1999.
- [9] L.D. Landau, *J. Phys. Moscow* **5**, 71 (1941).
- [10] P. Kapitza, *J. Phys. U.U.S.R.* **5**, 60 (1941); *Phys. Rev.* **60**, 354 (1941).
- [11] J.P. Pellam and R.B. Scott, “Second sound velocity of paramagnetically cooled liquid helium-II”, *Phys. Rev. Lett.* **2**, 869 (1949).
- [12] R.P. Feynman, *Progress in Low Temperature Physics; Vol. I, p. 17* (1955).
- [13] E.P. Gross, *Nuovo Cimento* **20**, 454 (1961), L.P. Pitaevski, *Sov. Phys. JETP* **12**, 155 (1961).
- [14] Fritz London – *Superfluids*, Vol. **2**, John Wiley and Sons (1954).
- [15] N. Bogoliubov, *J. Phys. USSR* **5**, 23 (1947).
- [16] P. sokol, em “*Bose-Einstein Condensation*”, editado por A. Griffin, D.W. Snoko and S. Stringari (Cambridge University Press, Cambridge) *Cap. 4, pp. 51-85*.
- [17] D.M. Ceperley, and E. L. Pollock – *Phys. Rev. Lett.* **56**, 351 (1986) & Kalos, M.H., Lee, M.A., Whitlock, P.A and Chester, G.V. – *Phys. Rev. B* **24**, 115 (1981).
- [18] D. M. Ceperley, *Rev. Mod. Phys.* **67**, 279 (1995)
- [19] B.C. Crooker *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 666 (1983).
- [20] J.D. Reppy, *Physica B*, **126**, 335 (1984).
- [21] M. Rasolt, M.H. Stephen, M.E. Fisher, and P.B. Weichman, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 798 (1984).

- [22] J.L. Lin, and J.P. Wolfe, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 1222 (1993)
- [23] C.E. Hecht, *Physica* **25**, 1159 (1959).
- [24] W.C. Stwalley and L.H. Nasanow, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 910 (1976).
- [25] I.F. Silvera and J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **44**, 164 (1980).
- [26] R.W. Cline, D.A. Smith, T.J. Greytak and D. Kleppner, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 2117 (1980).
- [27] H.F. Hess, D.A. Bell, G.P. Kochanski, R.W. Cline, D. Kleppner and T.J. Greytak, *phys. Rev. Lett.*, **51**, 483 (1983); H.F. Hess, D.A. Bell, G.P. Kochanski, D. Kleppner and T.J. Greytak, *phys. Rev. Lett.*, **52**, 1520 (1984).
- [28] H. Hess, G.P. Kochanski, J.M. Doyle et al, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 672 (1987); R. van Roijen, J.J. Berkhout, S. Jaakkola, and J.T.M. Walraven, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 931 (1988).
(*) Essas realizações com o hidrogênio seguiram a sugestão apresentada por: D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983); a qual foi realizada, inicialmente, para o sódio: V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, A.G. Martin, et al, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- [29] H.F. Hess, *Phys. Rev. B.* **34**, 3476 (1986).
- [30] N. Masuhara, J.M. Doyle, J.C. Sandberg, D. Kleppner, T.J. Greytak, H.F. Hess and G.P. Kochanski, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 935 (1988).
- [31] consultar os artigos de revisão dos dois principais grupos nesse campo: T.J. Greytak and D. Kleppner, pp. 1127-1158, de *New Trends in Atomic Physics*, editado por G. Grynberg and R. Stora (North-Holland, Amsterdam, 1984); e I.F. Silvera and J.T.M. Walraven, Vol. 10, pp. 139-173, de *Progress in Low Temperature Physics D.* (North-Holland, Amsterdam, 1986); e também as pp. 131-159 da coletânea *Bose-Einstein Condensation*, editado por A. Griffin, D.W. Snoke, A. Stringari (Cambridge Univ. Press., Cambridge, 1995)
- [32] D. G. Fried, T. C. Killian, L. Willmann, D. Landhuis, S. C. Moss, D. Kleppner, and J. Greytak – *Phys. Rev. Lett.* **81**, 3811 (1998).
- [33] C.E. Wieman, D.E. Pritchard, and D.J. Wineland – *Rev. Mod. Phys.* **71**, S253 (1999).
- [34] M. H. Anderson, J.R. Ensher, M.R. Matthews, C.E. Wieman and E.A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995).
- [35] C. Bradley, C. Sackett and R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995).
- [36] K.B. Davis, M.-O. Mewes, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3969 (1995).
- [37] Kerson Huang, ‘*Statistical Mechanics*’, 2nd ed., *John Wiley & Sons*, New York (1987).
- [38] M. Bijlsma and H.T.C. Stoof, *Phys. Rev. A.* **54**, 5085 (1996).
- [39] N.J. van Druten and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 549 (1997).
- [40] F. Dalfono, S. Giorgini, L.P. Pitaevskii, S. Stringari, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 463 (1999).
- [41] M. Kozuma, et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 871 (1999).

- [42] M.-O. Mewees, M.R. Andrews, N.J. van Druten, D.S. Durfee, D.M. Kurn, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 416 (1996).
- [43] Ph.W. Courteille, V.S. Bagnato, and V.I. Yukalov, *Laser Phys.*, **11**, 659 (2001).
- [44] J.R. Anglin, and W. Ketterle, *Nature*, **416**, 211 (2002).
- [45] W. Ketterle, D.S. Durfee and D.M. Stamper-Kurn, pp. 67-176, em *Bosei-Einstein condensation in atomic gases, Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi", Course CXL*, editado por M. Inguscio, S. Stringari, and C.E. Wieman, IOS Press, Amsterdam (1999).
- [46] J.L. Roberts, N.R. Claussen, S.L. Cornish, E.A. Donley, E.A. Cornell, and C.E. Wieman, *Phys. Rev. Lett.*, **86**, 4211 (2001).
- [47] V.S. Bagnato, D.E. Pritchard, and D. Kleppner, *Phys. Rev. A*, **35**, 4354 (1987).
- [48] H.M.J.M. Boesten, A.J. Moerdijk, and B.J. Verhaar, *preprint* (1996).
- [49] S. Stenholm, *Rev. Mod. Phys.* **58**, 699 (1986).
- [50] A. Ashkin, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 729 (1978).
- [51] D. Pritchard, E. Raab, V. Bagnato, C. Wieman, R. Watts, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 310 (1986).
- [52] E. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2631 (1987).
- [53] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1571 (1990).
- [54] Z. T. Lu, K. L. Corwin, M. J. Renn, M. H. Anderson, E. A. Cornell and C. E. Wieman; *Phys. Rev. Lett.* **77**, **16**, 3331 (1996).
- [55] K. I. Lee, J. A. Kim, H. R. Noh and W. Jhe; *Opt. Lett.* **21**, 1177 (1996)
J. A. Kim, K. I. Lee, H. R. Noh, W. Jhe, M. Ohtsu; *Opt. Lett.* **22**, 117 (1997)
K. I. Lee, K.H. Kim, J.A. Kim, H. R. Noh, W. Jhe; *J. Korean Phys. Soc.* **33**, 365 (1998)
- [56] J. Arlt, O.M. Maragò, E. Hodby, S.A. Hopkins, and C.J. Foot, *Opt. Comm.*, **157**, 303 (1998).
- [57] S.R. Muniz, K.M.F. Magalhães, T.A.E. Ferreira, L.G. Marcassa, V.S. Bagnato, “*Proposta de um novo método para produção simultânea de feixes frios multiespécies, visando a criação de condensados de Bose-Einstein Múltiplos*”, XXIV Encontro Nacional de Física da Matéria Condensada, São Lourenço (2001).
- [58] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zílio, and P.S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.*, **71**, 1 (1999).
- [59] T. Walker, D. Sesko and C. Wieman, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 408 (1990).
- [60] Sérgio R. Muniz, *Tese de Mestrado IFSC-USP* (1998)
- [61] S.R. Muniz, L.G. Marcassa, R. Napolitano, G.D. Telles, J. Weiner, S.C. Zílio, and V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A*, **55**, 4407 (1997).
- [62] Teisinga, Kuppens, Verhaar, et al, *Phys. Rev. A*, **43**, 5188 (1991).
- [63] E. Teisinga, A. J. Moerdijk, B. J. Verhaar, et al, *Phys. Rev. A*, **46**, R1167 (1992).
- [64] T. Bergeman, G. Erez and H. Metcalf, *Phys. Rev. A*, **35**, 1535 (1987).

- [65] D. Pritchard *et al.*, *Proceedings of the 11th International Conference on Atomic Physics*, editado por S. Haroche, J.C. Gay, and G. Grynberg, World Scientific, *Singapura*, (1989).
- [66] K.B. Davis, M.-O. Mewes and W. Ketterle, *App. Phys. B.* **60**, 155 (1995).
- [67] W. Ketterle, and N.J van Druten, *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, **37**, 181 (1996).
- [68] J.T.M. Walraven, *Proc. Scott. Univ. Summer Sch. Phys.* **44** (1996).
- [69] B. DeMarco and D.S. Jin – *Science* **285**, 1703 (1999).
- [70] A.G. Truscott, K. E. Strecker, W.I. McAlexander, G.B. Partridge, and R.G. Hulet – *Science* **291**, 2507 (2001).
- [71] F. Schreck, L. Khaykovich, K.L. Corwin, G. Ferrari, T. Bourdel, J. Cubizolles, and C. Salomon, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 080403 (2001).
- [72] Z. Hadzibabic, C.A. Stan, K. Dieckmann, S. Gupta, M.W. Zwierlein, A. Görlitz, and W. Ketterle, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 160401 (2002).
- [73] *Bose-Einstein Condensation in Atomic Gases*, Proceedings of International School of Physics “Enrico Fermi” Course CXL, Ed. by M. Inguscio, S. Stringari and C. Wieman, IOP Press, Amsterdam (1999)
- [74] V.S. Bagnato, D.E Pritchard, and D. Kleppner, *Phys. Rev. A*, **35**, 4354 (1987).
- [75] Edson Mosman Jr., *Tese de Mestrado IFSC-USP* (2000).
- [76] D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1336 (1983).
- [77] V.S. Bagnato, G.P. Lafyatis, A.G. Martin, et al, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2194 (1987).
- [48] S-Q. Shang, B. Sheehy, P. van der Straten, and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.*, **65**, 699 (1986).
- [79] W. Ketterle, K.B. Davis, M.A. Joffe, A. Martin, and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 2253 (1993).
- [80] Tilman Esslinger, Immanuel Bloch and Theodor W. Hänsch; *Phys. Rev. A* **58** (4) R2664 (1998).
- [81] W.D. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.*, **48**, 596 (1982).
- [82] V.S. Bagnato, G. Lafyatis, A. Martin, E. Raab, R. Ahmad-Bitar, and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.*, **58**, 2194 (1987);
E.L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 2631 (1987).
- [83] T. Barrett, S. Daport-Schwartz, M. Ray, and G. Lafyaatis, *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 3483 (1991).
- [84] A. Witte, T. Kisters, F. Riehle, and J. Helmcke, *J. Opt. Soc. Am. B* **9**, 1030 (1992).
- [85] Sérgio G. Miranda, *Tese de Mestrado IFSC-USP* (1999).

- [86] R. C. Nesnidal and T. G. Walker, Phys. Rev. A **62**, 030701(R) (2000);
S. D. Gensmer *et al.*, Phys. Rev. A **62**, 030702(R) (2000).
- [87] G.D. Telles, V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4496 (2001).
- [88] R. J.Cook, Phys. Rev. A **20**, 224 (1979); R. J. Cook, Phys. Rev. A **22**, 1078 (1980).
- [89] R. J Napolitano, S. C. Zílio, V. S. Bagnato, Optics Comm. **80**, 110 (1990).
- [90] V. S. Bagnato, *Tese de Livre docência IFSC-USP* (1990)
- [91] C. J. Myatt, N. R. Newbury, R.W. Ghrist, S. Loutzenhiser, C. E. Wieman, Optics Lett., **21**, 290 (1996).
- [92] A. Siegman, Lasers, Univ. Science Book, Millvalley, California (1986).
- [93] V. V. Goldman, I. F. Silvera, A. J. Leggett, Phys. Rev. B **24**, 2870 (1981).
- [94] M. J. Holland, D. S. Jin, M. L. Chiofalo and J. Cooper, Phys. Rev. Lett. **78**, 3801 (1997).
- [94] M. J. Holland, D. S. Jin, M. L. Chiofalo and J. Cooper, Phys. Rev. Lett. **78**, 3801 (1997).
- [95] V. V. Goldman, I. F. Silvera, A. J. Leggett, Phys. Rev. B **24**, 2870 (1981).
- [96] G. Baym and C. J. Pethick, Phys. Rev. Lett. **76**, 6 (1996).
- [97] A. L. Fetter and J. D. Walecka, *Quantum Theory of Many-Particle Systems*, McGraw-Hill, New York (1971).

Apêndice I

Listagem dos *softwares* desenvolvidos neste trabalho

- Programas de Controle e Aquisição de Dados
- Programas de Cálculo Numérico e Simulações

Programas de Controle e Aquisição:

- **Make_BEC.vi : Controle de todo Experimento**
- **Read_CCD.vi : Aquisição e Análise de Imagens**
- **Timming.DLL : Implementa a DLL de sincronização e controle temporal do experimento e aquisição das imagens**

Programa Make_BEC (QUIC4_Final_BEC.vi)

Autor: Sérgio R. Muniz/2002

Front Panel

Block Diagram

Sub-rotinas de Inicialização e passagem de mensagem...

Molasses & Cloverleaf

Molasses & Cloverleaf

Molasses & Cloverleaf

Molasses & Cloverleaf

Sequência de Transferência...

Programa ReadCCD_SRM.vi

Autores: Philippe Courteille (primeiras versões - até Dez/2000)
& Sérgio R. Muniz (versões atuais)

Front Panel

Block Diagram

Sequência de inicialização

Sub-Rotinas (selecionadas pelo bloco MENU)

Constants

Connector Pane

Block Diagram

EvalAbsorp

Connector Pane

Block Diagram

Connector Pane

Block Diagram

EvalFit

Connector Pane

Block Diagram

EvalFluor

Connector Pane

Block Diagram

EvalImage

Connector Pane

Block Diagram

EvalMoments

Connector Pane

Block Diagram

HelpAboutReadCCD

Connector Pane

Front Panel

Written by Philippe Courteille
July 2000

Modified and Maintained by
Sérgio R. Muniz (2001)

OK

Block Diagram

```
1:
2:
3: //-----
4: //  IMPORTANT NOTES:
5: //-----
6: // This DLL contains all the critical timing for the transferring sequence
7: // of atoms from the MOT to the magnetic trap. It also contains the imaging
8: // sequence for probing the atoms using absorption or fluorescence methods...
9: //
10: // Created: 06/1999      By  Sérgio R. Muniz
11: // Last Time Updated: 07/03/2002      by: SRM
12: //-----
13:
14:
15: #include <vcl\vcl.h>
16: #include <stdio.h>
17: #include <stdlib.h>
18: #include <string.h>
19: #include <winbase.h>
20: #include <iostream.h>
21: #include <conio.h>
22: #include <math.h>
23: #include "nidaq.h"
24: #pragma hdrstop
25:
26:
27:
28: USELIB("../..\\Program Files\\National Instruments\\NI - DAQ\\Lib\\nidaq32b.lib");
29: //-----
30: void esperar(double tempo)                // "Tempo" em unidades de (ms)
31: {
32:     LARGE_INTEGER  tp1, tp2;
33:
34:     QueryPerformanceCounter(&tp1);
35:     do
36:         QueryPerformanceCounter(&tp2);
37:     while ( (tp2.QuadPart-tp1.QuadPart) < floor(tempo*1200)); //Calib. p/ o AMX
38: }                                           // Noutro micro será necessário recalibrar...
39: //-----
40:
41:
42:
43:
44: ///////////////////////////////////
45: // Inicio da DLL: //
46: ///////////////////////////////////
47: int WINAPI DllEntryPoint(HINSTANCE hinst, unsigned long reason, void*)
48: {
49:     return 1;
50: }
51:
52:
53: // Page Break for printing....
```

```
54: //////////////////////////////////////
55: //                               Rotinas de Probing                               //
56: //////////////////////////////////////
57: extern "C"
58: void WINAPI _export
59: Molasses_TOF (int ProbingScheme, double MolassesTime, double Intensity)
60: {
61:     double temp;    // Variável Temporária utilizada nas rotinas que envolvem
62:                     // Molasses. Sua função é descontar o tempo de atraso dos
63:                     // shutters...
64:
65:     DIG_Out_Prt (1,0,167);    // Molasses: mot+rep+plg+clv+ccd+molasaom (desliga grad. MOT)
66:     AO_VWrite (1,1,Intensity);    // 1 + 2 + 4 + 32 + 128 + DAC1=Intensity
67:
68:     temp = MolassesTime-1.4;    // Compensate the shutter delay in MolassesTime
69:     if ( temp > 0 ) esperar(temp);    // Waits MolassesTime (Min. of aprox. 1.5 ms - due to shutter delay)
70:
71:
72:     AO_VWrite (1,1,0.0);    // Molasaom: DAC1=0 (DG535 (Pulse1) provides the Pulse for Imaging)
73:                             // Falling edge of Cloverleaf will trigger the Pulse Generator (Pulse1)
74:
75:     if (ProbingScheme == 0)
76:         DIG_Out_Prt (1,0,1);    // Fluorescence Imaging: (keeps only the MOT shutter Open)
77:     else
78:         DIG_Out_Prt (1,0,8);    // Absorption Imaging: (close all other shutters and OPEN the Probe)
79: }
80:
81:
82: extern "C"
83: void WINAPI _export
84: No_Molasses_TOF (int ProbingScheme, double MolassesTime, double Intensity)
85: {
86:     // DIG_Out_Prt (1,0,161);    // Set: CCD Armed + Clov. Trig (keeps MOT Shutter open)
87:     // AO_VWrite (1,1,0.0);    // Molasaom: DAC1=0.0
88:     // esperar (0.1);    // Waits for 'settling down'
89:
90:     AO_VWrite (1,1,5.0);
91:     DIG_Out_Prt (1,0,233);
92:     esperar (0.7);    // Waits for shutters 'settling down'
93:     DIG_Out_Prt (1,0,232);
94:     esperar (1.0);    // Waits for shutters 'settling down'
95:     DIG_Out_Prt (1,0,168);
96:     AO_VWrite (1,1,0.0);
97:
98:     if (ProbingScheme == 0)    // Falling edge of Cloverleaf will trigger the Pulse Generator (Pulse1)
99:         DIG_Out_Prt (1,0,1);    // Fluorescence Imaging: (keeps only the MOT shutter Open)
100:    else
101:        DIG_Out_Prt (1,0,8);    // Absorption Imaging: (close all other shutters and OPEN the Probe)
102: }
103:
104:
105:
106: // Page Break for printing....
```

```
107: extern "C"
108: void WINAPI _export
109: QUIC_TOF (int ProbingScheme, int CCD_delay)
110: {
111:     DIG_Out_Prt (1,0,160);           // Cloverleaf & Arm_CCD Trigger: 32+128
112:     esperar (CCD_delay);             // CCD_Delay
113:
114:     if (ProbingScheme == 0)          // Falling edge of Cloverleaf will trigger the Pulse Generator (Pulse1)
115:         DIG_Out_Prt (1,0,129);       // Fluorescence Imaging: (keeps MOT shutter Open + CCD_Armed)
116:     else
117:         DIG_Out_Prt (1,0,136);       // Absorption Imaging: (all other shutters closed and OPEN the Probe)
118: }
119:
120:
121: extern "C"
122: void WINAPI _export
123: QUIC_TOF_New (int ProbingScheme, int CCD_delay) // implementacao p/ novas rotinas de imagem (SRM @ 26/04/02)
124: {
125:     AO_VWrite (1,0,0.0);             // Turn OFF Power Supply - (p/ Nao carregar MOT!!)
126:     DIG_Out_Prt (1,0,160);           // Cloverleaf & Arm_CCD Trigger: 32+128
127:     esperar (CCD_delay);             // CCD_Delay
128:
129:     if (ProbingScheme == 0)          // Falling edge of Cloverleaf will trigger the Pulse Generator (Pulse1)
130:         DIG_Out_Prt (1,0,129);       // Fluorescence Imaging: (keeps MOT shutter Open + CCD_Armed)
131:     else
132:         DIG_Out_Prt (1,0,136);       // Absorption Imaging: (all other shutters closed and OPEN the Probe)
133: }
134:
135:
136:
137:
138: //////////////////////////////////////
139: //                               Rotinas de Transferência                               //
140: //////////////////////////////////////
141: extern "C"
142: void WINAPI _export
143: Molasses_to_QUIC (double MolassesTime, double Intensity)
144: // Transferência COM Molasses: Mínimo tempo de transf. (p/ MolassesTime=0)...
145: // ... corresponde a um delay mínimo de aprox. 4.0 ms !!
146: {
147:     double temp; // Variável Temporária utilizada nas rotinas que envolvem
148:                 // Molasses. Sua função é descontar o tempo de atraso dos
149:                 // shutters...
150:
151:     DIG_Out_Prt (1,0,7);             // Starts Molasses: Turn OFF Gradient Coils (Fast: ~100us)
152:                                     // This allow a short period (~1.5ms) of dark-Molasses (reducing the density)
153:
154:     AO_VWrite (1,1,Intensity);       // Allow to change the intensity during Molasses
155:
156:     temp = MolassesTime-1.4;         // Compensate the shutter delay in MolassesTime
157:     if ( temp > 0 ) esperar(temp);    // Waits MolassesTime (Min. of aprox. 1.5 ms - due to shutter delay)
158:
159: // Page Break for printing....
```

```

160:
161:     DIG_Out_Prt (1,0,1);           // Set the HFS Pumping: Only the MOT (2->3) light
162:     esperar(0.5);                 // Waits some time to compansate Shutter Delay (~1.5ms)
163:                                   // ... Resulting in aprox. 500us Optical Pumping (to F=1)
164:
165:     DIG_Out_Prt (1,0,0);           // Already Sends Close ALL Shutters OFF Command
166:     AO_VWrite (1,1,5.0);           // Increases MOT AOM Intensity (2->3 Light) (HF_Pumping)
167:     esperar (2);                  // Delays: 2ms (1.5ms due to Shutter Delay)... +
168:                                   // ... + a 500us Window to allow Optical Pump to  $|F=1,mF=-1\rangle$ 
169:                                   // ...(External Pulse must be Provided by Stanford Pulse Gen. (DG535 - Pulse1)
170:     DIG_Out_Prt (1,0,32);          // Turn ON QUIC coils
171: }
172:
173:
174: extern "C"
175: void WINAPI _export
176: No_Molasses_to_QUIC (double Iquic)
177: // Transferencia SEM Molasses: Tempo de Expansão máximo ~ 1.0 ms, até se ligar as bobinas do QUIC
178: // ... This delay is considering de Optical Pumping process to  $|1,-1\rangle$  state!!
179: // (Modificado em 07-03-2002)
180: {
181:     DIG_Out_Prt (1,0,65);           // Setup for HF Pumping to F=1 (close Repump shutter & Slower)
182:     esperar(0.1);                 // Waits 100us ...
183:     DIG_Out_Prt (1,0,64);           // ... and already Sends Close Shutter Command
184:                                   // ... This allows ~200us to Optical Pump to F=1
185:
186:     esperar (1.3);                // Waits the complementary time for shutters delay (specially MOT Shutter)
187:
188:     //DIG_Out_Prt (1,0,0);          // Turn OFF Grad. Coils ... (Expansion Starts here)
189:
190:     //esperar (0);                 // Delays 300us to allow ~500us window to implement  $|F=1,mF=-1\rangle$  Pumping
191:                                   // ...(External Pulse must be Provided by Stanford Pulse Gen. (DG535 - Pulse1)
192:
193:     DIG_Out_Prt (1,0,32);           // Turn ON QUIC Coils
194:     AO_VWrite (1,0,Iquic);          // Change the current to QUIC Settings
195:
196: }
197:
198: extern "C"
199: void WINAPI _export
200: No_Molass_e_No_Pump_to_QUIC (void)
201: // Transferencia SEM Molasses e SEM Optical Pumping para o Quadrupolo
202: // ... (escrito em: 8-11-2001 // Modificado em 07-03-2002 )
203: {
204:     DIG_Out_Prt (1,0,65);           // Setup for HF Pumping to F=1 (close Repump shutter & Slower)
205:     esperar(0.1);                 // Waits 100us ...
206:     DIG_Out_Prt (1,0,32);           // ... and already Sends Close Shutter Command
207:                                   // ... This allows ~200us to Optical Pump to F=1
208:                                   // ... then it turn OFF everybody except TTL5
209:
210:     AO_VWrite (1,0,0.0);           // Decreases MOT AOM Intensity (Shut lights down)
211:     // AO_VWrite (1,1,Iq);          // Change the current to QUIC Settings
212: }

```


Programas de Cálculo Numérico:

- **Cálculo do Campo Magnético (projeto das bobinas *cloverleaf* e *QUIC*)**
- **Simulações de Desaceleração de Átomos (pela técnicas Zeeman e *Frequency Chirping*)**

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓
%
% Realistic Cloverleaf Trap in Cartesian Coordinates,
% the cloverleaf field is calculated by numerically integrating the Biot-Savart law for ✓
just
% one winding but with the real shape of the coils,
% the other fields of the cylindrically symmetric coils are calculated using the analytic
% formulae with the real spatial extension of the windings of the coils.
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓

clear;                constant;                alkalis;
figure(1);            clf;
figure(2);            clf;
figure(3);            clf;
figure(4);            clf;
figure(6);            clf;

global x_ y_ z_

t=[-1:.1:1]*1e-2;    [x_,z_]=meshgrid(t,t);
y_=0;
gF=1/2;              %g-Factor
dw=.45e-2;           %Wire Thickness
Ic=285*4;            %Cloverleaf Coil Current
Ip=285;              %Pinch Coil Current
Ia= 70;              %Antibias Coil Current

% Cloverleaf

Bxc=zeros(size(x_));    Byc=Bxc;                Bzc=Bxc;
phi=[0:1:36]*2*pi/36;
s0=[37 38 37 36 33 30 28 26 25 25 26 28 30 33 36 37 38 37 35 34 33 32 31 29 28 28 28 2 ✓
8 28 29 31 32 33 34 35 37]*1e-3;
Ax=4.75e-2;          Az=2e-2;
s=[s0.*cos(phi)
   s0.*sin(phi)+Ax
   zeros(size(phi)) ];
for k=1:4
    al=(k-1)*pi/2;
    sa=[ cos(al)*s(1,:)+sin(al)*s(2,:)
         -sin(al)*s(1,:)+cos(al)*s(2,:)
         s(3,:) ];
    [Bx,By,Bz]=BiotSavartLoop( (-1)^k*Ic,sa+[0;0;Az]*ones(size(phi)));
    Bxc=Bxc+Bx;        Byc=Byc+By;        Bzc=Bzc+Bz;
end
for k=1:4
    al=(k-1)*pi/2+pi/8;
    sa=[ cos(al)*s(1,:)+sin(al)*s(2,:)
         -sin(al)*s(1,:)+cos(al)*s(2,:)
         s(3,:) ];
    [Bx,By,Bz]=BiotSavartLoop( -(-1)^k*Ic,sa-[0;0;Az]*ones(size(phi)));
    Bxc=Bxc+Bx;        Byc=Byc+By;        Bzc=Bzc+Bz;
    eval(['s',num2str(k),'=sa;']);
end
Bclov=sqrt(Bxc.^2+Byc.^2+Bzc.^2);

% Pinch

```

```

Bxp=zeros(size(x_)); Byp=Bxp; Bzp=Bxp;
for Az=4e-2+[-2.5:2.5]*dw
    for R=2e-2+[-.5:.5]*dw
        [Bx,By,Bz]=TrapLoopCart(Ip,0,0, Az,R);
        Bxp=Bxp+Bx; Byp=Byp+By; Bzp=Bzp+Bz;
        [Bx,By,Bz]=traploopcart(Ip,0,0,-Az,R);
        Bxp=Bxp+Bx; Byp=Byp+By; Bzp=Bzp+Bz;
    end
end
Bpnch=sqrt(Bxp.^2+Byp.^2+Bzp.^2);

% Antibias

Bxa=zeros(size(x_)); Bya=Bxa; Bza=Bxa;
for Az=4.6e-2+[-1.5:1.5]*dw
    for R=4.75e-2+[-2:2]*dw
        [Bx,By,Bz]=traploopcart(-Ia,0,0, Az,R);
        Bxa=Bxa+Bx; Bya=Bya+By; Bza=Bza+Bz;
        [Bx,By,Bz]=traploopcart(-Ia,0,0,-Az,R);
        Bxa=Bxa+Bx; Bya=Bya+By; Bza=Bza+Bz;
    end
end
Banti=sqrt(Bxa.^2+Bya.^2+Bza.^2);

% Gravity

Uq=mA23*gG*y_; Uq=0;
B=sqrt((Bxc+Bxp+Bxa).^2+(Byc+Byp+Bya).^2+(Bzc+Bzp+Bza).^2);
U=uB*gF*B+Uq;

T=1e2*t; dt=t(2)-t(1);
clf;
figure(1);
subplot(321),surf(1e2*x_,1e2*z_,1e4*Bclouv)
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\itz (cm)');
zlabel('\itB_{Clover} (G)');
subplot(322),surf(1e2*x_,1e2*z_,1e4*Bpnch)
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\itz (cm)');
zlabel('\itB_{Pinch} (G)');
subplot(323),surf(1e2*x_,1e2*z_,1e4*Banti)
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\itz (cm)');
zlabel('\itB_{Antibias} (G)');
subplot(324),surf(1e2*x_,1e2*z_,1e4*B)
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\itz (cm)');
zlabel('\itB (G)');
subplot(325),plot(T,1e-6*U(11,:)/(2*pi*hP))
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\itU (MHz)');
subplot(326),plot(T,1e-6*U(:,11)/(2*pi*hP))
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itz (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\itU (MHz)');

figure(2);
b1=1e4*Bclouv(11,:);

```

```

b2=1e4*Bpnch(11,:);
b3=1e4*Banti(11,:);
b4=1e4*      B(11,:);
subplot(231),plot(T,b1,'b',T,b2,'g',T,b3,'r',T,b4,'oc')
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itB (G)');
b1=1e2*gradient(Bclov(11,:))/dt;
b2=1e2*gradient(Bpnch(11,:))/dt;
b3=1e2*gradient(Banti(11,:))/dt;
b4=1e2*gradient(      B(11,:))/dt;
subplot(232),plot(T,b1,'b',T,b2,'g',T,b3,'r',T,b4,'oc')
title('blue : Cloverleaf      green : Pinch      red : Antibias      cyan : Total');
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\it\delta_x (G/cm)');
b1=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(Bclov(11,:)))/dt^2)/2/pi);
b2=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(Bpnch(11,:)))/dt^2)/2/pi);
b3=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(Banti(11,:)))/dt^2)/2/pi);
b4=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(      B(11,:)))/dt^2)/2/pi);
subplot(233),plot(T,b1,'b',T,b2,'g',T,b3,'r',T,b4,'oc')
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\it\nu_{x} (Hz)');
b1=1e4*Bclov(:,11);
b2=1e4*Bpnch(:,11);
b3=1e4*Banti(:,11);
b4=1e4*      B(:,11);
subplot(234),plot(T,b1,'b',T,b2,'g',T,b3,'r',T,b4,'oc')
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itz (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itB (G)');
b1=1e2*gradient(Bclov(:,11))/dt;
b2=1e2*gradient(Bpnch(:,11))/dt;
b3=1e2*gradient(Banti(:,11))/dt;
b4=1e2*gradient(      B(:,11))/dt;
subplot(235),plot(T,b1,'b',T,b2,'g',T,b3,'r',T,b4,'oc')
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itz (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\it\delta_zB (G/cm)');
b1=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(Bclov(:,11)))/dt^2)/2/pi);
b2=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(Bpnch(:,11)))/dt^2)/2/pi);
b3=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(Banti(:,11)))/dt^2)/2/pi);
b4=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(      B(:,11)))/dt^2)/2/pi);
subplot(236),plot(t,b1,'b',t,b2,'g',t,b3,'r',t,b4,'oc')
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itz (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\it\nu_{z} (Hz)');

figure(3),hold on, contour(z_,x_,B),quiver(z_,x_,Bzc,Byc,'b'),quiver(z_,x_,Bzp,Bxp,'r'),h
old off
title('blue: Cloverleaf (By should point into the plane)      red : Pinch');
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
xlabel('\fontsize{12}\itz (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itx (cm)');

% first order approximation

B0pnch=Bpnch(11,11);
B0anti=Banti(11,11);
dB0clov=gradient(Bclov(11,:))/dt;          dB0clov=dB0clov(13);
ddB0pnch=gradient(gradient(Bpnch(:,11)))/dt^2;          ddB0pnch=ddB0pnch(11);
ddB1pnch=gradient(gradient(Bpnch(11,:)))/dt^2;          ddB1pnch=ddB1pnch(11);
U0      =uB*gF*(B0pnch-B0anti)/(2*pi*hP);
w0Xclov=sqrt(uB*gF* dB0clov^2/ma23/(B0pnch-B0anti));

```

```
w0Zclov=sqrt(uB*gF*ddB0pnch /mA23);
```

```
% fully numerically
```

```
w1Xclov=sqrt(max(0,uB*gF/mA23*gradient(gradient(B(11,:)))/dt^2);
w1Xclov=w1Xclov(11);
w1Zclov=sqrt(max(0,uB*gF/mA23*gradient(gradient(B(:,11)))/dt^2);
w1Zclov=w1Zclov(11);
```

```
figure(4);
text(.1,.9,['Cloverleaf Field Radial Gradient = ',num2str( dB0clov*1e2),'G/cm ']);
text(.1,.8,['Pinch Field Radial Curvature = ',num2str(ddB1pnch ),'G/cm^2']);
text(.1,.7,['Pinch Field Axial Curvature = ',num2str(ddB0pnch ),'G/cm^2']);
text(.1,.6,['Pinch Field Offset = ',num2str( B0pnch*1e4),'G ']);
text(.1,.5,['Antibias Field Offset = ',num2str( B0anti*1e4),'G ']);
text(.1,.4,['Potential Offset = ',num2str( U0 *1e-6),'MHz ']);
text(.1,.3,['Radial Secular Frequency = ',num2str(w1Xclov/2/pi),'Hz ']);
text(.1,.2,['Axial Secular Frequency = ',num2str(w1Zclov/2/pi),'Hz ']);
text(.1,.1,['Radial Secular Frequency (approx) = ',num2str(w0Xclov/2/pi),'Hz ']);
text(.1,.0,['Axial Secular Frequency (approx) = ',num2str(w0Zclov/2/pi),'Hz ']);
axis off
```

```
figure(6);
plot(s1(1,:),s1(2,:),s2(1,:),s2(2,:),s3(1,:),s3(2,:),s4(1,:),s4(2,:))
set(gca,'TickLength',[.03 .05],'FontSize',14,'LineWidth',1.2);
title('Cloverleaf Coils, realistic shape');
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)'); ylabel('\fontsize{12}\ity (cm)');
axis('equal');
```

```

%*****
% Simulacao do campo magnetico das bobinas QUIC montadas no laboratorio
%
%                               MODELO REAL!!
%
% Autor: Sergio R. Muniz      -   Ultima atualizacao: 14/3/2002
%*****

clear;
global x_ y_ z_

constant;
alkalis;
gF=1/2;                                %g-Factor

tx=[-1:.05:3]*1e-2; ty=[-1:.05:1]*1e-2; [x_,y_]=meshgrid(tx,ty);
z_=0;
dw=.45e-2;                             %Wire Thickness
Lquad = 0;
Lioffe = 0;

% Quadrupole Field
Iquad = input(' Qual o valor Iquad (A) ? : ');
Bxq=zeros(size(x_)); Byq=Bxq;          Bzq=Bxq;
for Az=2.23e-2+[0:10]*dw
    for R=1.6e-2+[0:4]*dw
        [Bx,By,Bz]=TrapLoopCart(Iquad,0,0, Az,R);
        Bxq=Bxq+Bx;    Byq=Byq+By;    Bzq=Bzq+Bz;
        [Bx,By,Bz]=TrapLoopCart(-Iquad,0,0,-Az,R);
        Bxq=Bxq+Bx;    Byq=Byq+By;    Bzq=Bzq+Bz;
        Lquad = Lquad + 2*pi*R;
    end
end
Bquad=sqrt(Bxq.^2+Byq.^2+Bzq.^2);
Lquad = Lquad

% QUIC Field

Lioffe = input(' Qual o valor Lioffe (A) ? : ');
Bxi=zeros(size(x_)); Byi=Bxi;          Bzi=Bxi;

%Camadas 1-5
for Ax=4.1e-2+[0:5]*dw
    for R=1.22e-2+[0:4]*dw
        [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Lioffe,Ax,0,0,R);
        Bxi=Bxi+Bx;    Byi=Byi+By;    Bzi=Bzi+Bz;
        Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
    end
end

%Camada 6
for Ax=4.55e-2+[0:4]*dw
    R = 3.02e-2;

```

```

    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

%Camada 7
for Ax=5.0e-2+[0:2]*dw
    R = 3.42e-2;
    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

%Camada 8
for Ax=5.45e-2+[0:1]*dw
    R = 3.87e-2;
    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

%Camada 9
for Ax=5.9e-2+[0:0]*dw
    R = 4.32e-2;
    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

BIOffe=sqrt(Bxq.^2+Byq.^2+Bzq.^2);
Lioffe = Lioffe

B=sqrt((Bxq+Bxi).^2+(Byq+Byi).^2+(Bzq+Bzi).^2);

% Gradientes e Freq. de Oscilacao

dtx =tx(2)-tx(1);
dty =ty(2)-ty(1);
wlx=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(B(21,:)))/dtx^2);
[Bo,i]=min(B(21,:));
Bo=1e4*Bo
Xmin=1e2*x_(21,i) % Posicao em (cm)
wx=max(wlx)/(2*pi)

wly=sqrt(max(0,uB*gF/ma23*gradient(gradient(B(:,i)))/dty^2);
wy=max(wly)/(2*pi)

% OS VALORES FINAIS DOS VETORES ESTÃO EM: (gauss) e (cm)
B = B*1e4; % <-- Campo em Total em gauss
x_ = x_*100; % (cm)
y_ = y_*100;
z_ = z_*100;

figure(1),

```

```
clf,
plot (x_(21,:),B(21,:), 'r');
title('QUIC Trap', 'FontSize',14),
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itB (G)');

figure(2),
clf,
axis square,
[C,h]=contour(x_,y_,B,[ 10 20 30 40 50 75 100 150 200 250 300 350 400 450 500]);
clabel(C,h)
title('QUIC Trap', 'FontSize',14),
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\ity (cm)');

figure(3),
surf(x_,y_,B);
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\ity (cm)');
zlabel('\itB_{QUIC} (G)');
view (9,6);

figure(4),
plot(y_(:,i),B(:,i))
title('QUIC Trap', 'FontSize',14),
xlabel('\fontsize{12}\ity (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itB (G)');
```



```

%*****
% Simulacao do campo magnetico das bobinas QUIC montadas no laboratorio
%
%                               MODELO REAL!!
%
% Autor: Sergio R. Muniz      -   Ultima atualizacao: 14/3/2002
%*****

clear;
global x_ y_ z_

constant;
alkalis;
gF=1/2;                                %g-Factor

tx=[-1:.05:3]*1e-2; tz=[-1:.05:1]*1e-2; [x_,z_]=meshgrid(tx,tz);
y_=0;
dw=.45e-2;                             %Wire Thickness
Lquad = 0;
Lioffe = 0;

% Quadrupole Field
Iquad = input(' Qual o valor Iquad (A) ? : ');
Bxq=zeros(size(x_)); Byq=Bxq; Bzq=Bxq;
for Az=2.23e-2+[0:10]*dw
    for R=1.6e-2+[0:4]*dw
        [Bx,By,Bz]=TrapLoopCart(Iquad,0,0, Az,R);
        Bxq=Bxq+Bx; Byq=Byq+By; Bzq=Bzq+Bz;
        [Bx,By,Bz]=TrapLoopCart(-Iquad,0,0,-Az,R);
        Bxq=Bxq+Bx; Byq=Byq+By; Bzq=Bzq+Bz;
        Lquad = Lquad + 2*pi*R;
    end
end
Bquad=sqrt(Bxq.^2+Byq.^2+Bzq.^2);
Lquad = Lquad

% QUIC Field

Lioffe = input(' Qual o valor Lioffe (A) ? : ');
Bxi=zeros(size(x_)); Byi=Bxi; Bzi=Bxi;

%Camadas 1-5
for Ax=4.1e-2+[0:5]*dw
    for R=1.22e-2+[0:4]*dw
        [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Lioffe,Ax,0,0,R);
        Bxi=Bxi+Bx; Byi=Byi+By; Bzi=Bzi+Bz;
        Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
    end
end

%Camada 6
for Ax=4.55e-2+[0:4]*dw
    R = 3.02e-2;

```

```

    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

%Camada 7
for Ax=5.0e-2+[0:2]*dw
    R = 3.42e-2;
    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

%Camada 8
for Ax=5.45e-2+[0:1]*dw
    R = 3.87e-2;
    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

%Camada 9
for Ax=5.9e-2+[0:0]*dw
    R = 4.32e-2;
    [Bx,Bz,By]=TrapLoopCart_transv(Iioffe,Ax,0,0,R);
    Bxi=Bxi+Bx;      Byi=Byi+By;      Bzi=Bzi+Bz;
    Lioffe = Lioffe +2*pi*R;
end

BIOffe=sqrt(Bxq.^2+Byq.^2+Bzq.^2);
Lioffe = Lioffe

B=sqrt((Bxq+Bxi).^2+(Byq+Byi).^2+(Bzq+Bzi).^2);

% Gradientes e Freq. de Oscilacao

dtx =tx(2)-tx(1);
dtz =tz(2)-tz(1);
wlx=sqrt(max(0,uB*gF/mA23*gradient(gradient(B(21,:)))/dtx^2);
[Bo,i]=min(B(21,:));
Bo=1e4*Bo
Xmin=1e2*x_(21,i) % Posicao em (cm)
wx=max(wlx)/(2*pi)

wlz=sqrt(max(0,uB*gF/mA23*gradient(gradient(B(:,i)))/dtz^2);
wz=max(wlz)/(2*pi)

% OS VALORES FINAIS DOS VETORES ESTÃO EM: (gauss) e (cm)
B = B*1e4; % <-- Campo em Total em gauss
x_ = x_*100; % (cm)
y_ = y_*100;
z_ = z_*100;

figure(1),

```

```
clf,
plot (x_(21,:),B(21,:), 'r');
title('QUIC Trap', 'FontSize',14),
xlabel('\fontsize{12}\itx (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itB (G)');

figure(2),
clf,
axis square,
[C,h]=contour(x_,z_,B,[ 10 20 30 40 50 75 100 150 200 250 300 350 400 450 500]);
clabel(C,h)
title('QUIC Trap', 'FontSize',14),
xlabel('\fontsize{12}\ity (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itz (cm)');

figure(3),
surf(x_,z_,B);
xlabel('\fontsize{12}\ity (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itz (cm)');
zlabel('\itB_{QUIC} (G)');
view (9,6);

figure(4),
plot(z_(:,i),B(:,i))
title('QUIC Trap', 'FontSize',14),
xlabel('\fontsize{12}\itz (cm)');          ylabel('\fontsize{12}\itB (G)');
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Physical Constants.
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

c0 =299792458;           %Speed of Light
u0 =4*pi*1e-7;           %Permeability
E0 =1/(c0^2*u0);         %Permittivity
hP =6.6260755e-34/2/pi;  %Plancks Constant (h-bar : "h cortador")
kB =1.3806e-23;          %Boltzmanns Constant
aB =.529e-10;            %Bohrs Radius
uB =9.2741e-24;          %Bohrs Magneton
uK =5.0501e-27;          %Kern Magneton
gG =9.81;                %Gravitational Acceleration (modificado by SRM - valor anter ✓
ior era 9.8e-1 ??!)
uA =1.6605e-27;          %Atomic Mass
e0 =1.60217733e-19;      %Electron Charge
mE =9.1e-31;             %Electron Mass
aFS=1/137;               %Fine Structure Constant
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Magnetic field produced by a Single Loop.
%
%OBS.: Esta rotina calcula o campo produzido por uma espira circular, ASSUMINDO que esta ✓
espira
%      está contida no plano xy.  A posição do centro da bobina é: (Ax,Ay,Az) e o raio é ✓
R.
%      I representa a corrente que circula na espira... todas a unidades estão no SI (MKS)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

function [Bx,By,Bz]=traploopcart(I,Ax,Ay,Az,R)
global x_ y_ z_ delta_l

u0=4*pi*1e-7;                eps=1e-6;

r_=sqrt((x_-Ax).^2+(y_-Ay).^2);  W=sqrt((r_+R).^2+(z_-Az).^2);
k2=4*R*r_./W.^2;                [K,E]=ellipke(k2);

Nz=(R^2-r_.^2-(z_-Az).^2)./( (R-r_).^2+(z_-Az).^2);
Nr=(R^2+r_.^2+(z_-Az).^2)./( (R-r_).^2+(z_-Az).^2);

Bz=u0*I/2/pi                  ./W .*( K+Nz.*E);
Br=u0*I/2/pi*(z_-Az)./(r_+eps)./W .*( -K+Nr.*E);
Bx=Br.*(x_-Ax)./(r_+eps);
By=Br.*(y_-Ay)./(r_+eps);

delta_l = 2*pi*R;    % Comprimento do fio  (loop)

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓
%
% Magnetic field produced by a Single Loop.
%
%OBS.: Esta rotina calcula o campo produzido por uma espira circular, ASSUMINDO que esta ✓
%espira
%      está contida no plano yz.  A posição do centro da bobina é: (Ax,Ay,Az) e o raio é ✓
%R.
%      I representa a corrente que circula na espira... todas a unidades estão no SI (MKS)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓

function [Bx,By,Bz]=traploopcart(I,Ax,Ay,Az,R)
global x_ y_ z_ delta_l

u0=4*pi*1e-7;                eps=1e-6;

r_=sqrt((y_-Ay).^2+(z_-Az).^2);  W=sqrt((r_+R).^2+(x_-Ax).^2);
k2=4*R*r_./W.^2;                [K,E]=ellipke(k2);

Nx=(R^2-r_.^2-(x_-Ax).^2)./( (R-r_).^2+(x_-Ax).^2);
Nr=(R^2+r_.^2+(x_-Ax).^2)./( (R-r_).^2+(x_-Ax).^2);

Bx=u0*I/2/pi                  ./W .*( K+Nx.*E);
Br=u0*I/2/pi*(x_-Ax)./(r_+eps)./W .*( -K+Nr.*E);
By=Br.*(y_-Ay)./(r_+eps);
Bz=Br.*(z_-Az)./(r_+eps);

delta_l = 2*pi*R;    % Comprimento do fio  (loop)

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Subroutine to Calculate the Magnetic field of an arbitrary curve s
% of current I, passed as parameter to this Subroutine
%
%   Author: Philippe Courteile           Modified by Sérgio R. Muniz
%                                           Date: 29/9/1999
%
% Parâmetros:
%
%   Bx,By,Bz    : Componentes do campo Magnético (nos pontos do grid x_, y_, z_)
%   s           : Curva que parametriza o caminho da corrente geradora do campo
%   I           : Valor da corrente elétrica que passa pelo circuito s
%   x,y,z       : Define a região onde B é calculado (grid de pontos)
%   dx,dy,dz    : Componentes do vetor ds, que define a posicao do elem. corrente
%   Rx_,Ry_,Rz_ : componentes do vetor [[r2]-[r1]] que vai do elem. de corrente ao
%                 ponto onde está se calculando o campo
%   R           : Modulo de [R]=(Rx_,Ry_,Rz_)=[[r2]-[r1]]
%
%   OBS.: Todas as unidades estão no SI (mks)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```
function [Bx,By,Bz]=BiotSavart (I,s,x,y,z)
```

```
u0=4*pi*1e-7;
```

```

Bx=zeros(size(x)); By=zeros(size(y)); Bz=zeros(size(z));
for k=2:length(s)
    dx=s(1,k)-s(1,k-1); dy=s(2,k)-s(2,k-1); dz=s(3,k)-s(3,k-1);
    Rx=x-s(1,k); Ry=y-s(2,k); Rz=z-s(3,k);
    R=sqrt(Rx.^2+Ry.^2+Rz.^2);
    bx=(dy*Rz-dz*Ry)./R.^3; Bx=Bx+bx;
    by=(dz*Rx-dx*Rz)./R.^3; By=By+by;
    bz=(dx*Ry-dy*Rx)./R.^3; Bz=Bz+bz;
end;
Bx=(I*u0/(4*pi))*Bx;
By=(I*u0/(4*pi))*By;
Bz=(I*u0/(4*pi))*Bz;

```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓

% Calculates the Magnetic Field for any given configuration of currents
%
% You need specify the points where you want to have the field evaluated and
% the path of the currents: s (in the future to be loaded from a file)
%
% Author : Sérgio R. Muniz
%
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%% ✓

global x_ y_ z_
t=[-1:.02:1]*1e-2; % Gera um grid de -10 .. 10 cm (10e-2 m)

%[y_,z_]=meshgrid(t,t); % Define o plano xy como regioao de calculo p/ B
%x_=0; % Define o plano de z=0

x_=0; y_=0; z_=0; % Ponto onde calcula-se B

I = 1; % Electric Current em Amperes

% Field Calculation

Bx=zeros(size(x_)); By=Bx; Bz=Bx;

% Necessário parametrizar a curva s (abaixo temos exemplo da 'cloverleaf' em coord. ✓
polares)
%
% (??) phi=[0:1:36]*2*pi/36;
% (??) s0=[37 38 37 36 33 30 28 26 25 25 25 26 28 30 33 36 37 38 37 35 34 33 32 31 29 28 ✓
28 28 28 28 29 31 32 33 34 35 37]*1e-3;
% (??) s =[s0.*cos(phi)
% s0.*sin(phi)
% zeros(size(phi)) ];

s1=[ -1.6e-2*ones(size(t))
3.5*t
1.5e-2*ones(size(t))];

s2=[ -1.6e-2*ones(size(t))
3.5e-2*ones(size(t))
-1.5*t];

s3=[ -1.6e-2*ones(size(t))
-3.5*t
-1.5e-2*ones(size(t))];

s4=[ -1.6e-2*ones(size(t))
-3.5e-2*ones(size(t))

```



```
1.5*t];

s = [ s1 s2 s3 s4 ];

clf;
plot3 (s(1,:),s(2,:),s(3,:), 'or');
hold;

A1 = [-1.5; -3.5; 1.5]*1e-2;
B1 = [-1.5; 3.5; 1.5]*1e-2;
C1 = [-1.5; 3.5; -1.5]*1e-2;
D1 = [-1.5; -3.5; -1.5]*1e-2;

A2 = [1.5; -3.5; 1.5]*1e-2;
B2 = [1.5; 3.5; 1.5]*1e-2;
C2 = [1.5; 3.5; -1.5]*1e-2;
D2 = [1.5; -3.5; -1.5]*1e-2;

Cell1 = [A1 B1 C1 D1 A1 A2 B2 C2 D2 A2 D2 D1 C1 C2 B2 B1 C1 ];

plot3 (Cell1(1,:),Cell1(2,:),Cell1(3,:), '-b');

Atomos = randn( 3,100)*1e-3;
plot3 (Atomos(1,:),Atomos(2,:),Atomos(3,:), 'o', 'MarkerFaceColor',[.49 1 .63], 'MarkerSize' ↵
,5)

axis equal

[Bx,By,Bz]=BiotSavart_srm(I,s,x_,y_,z_);
B = [Bx; By; Bz]
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Programa TrajZeeman (Depende do arquivo DVDZ3.m (definição da força de rad.) %
% ===== %
% %
% Calcula a trajetória de um átomo de sódio ao ser desacelerado pela técnica %
% Zeeman, onde o campo magnético e' entrado como um arquivo de dados %
% %
% (*) Baseado no progr. TRAJREAL, originalmente desenvolvido por Reginaldo %
% Napolitano em sua tese de mestrado para o IFSC-USP (~1992) %
% %
% => Porém essa versão do código guarda apenas algumas semelhanças (como %
% nomes de var. e algumas metodologias) com o prog. original. Este código %
% foi otimizado para execução no MATLAB, usando os recursos de manipula- %
% ção de vetores apresentados por esse pacote. Assim, nesse aspecto, o %
% código apresentado é bem diferente do código original. Uma versão ainda %
% pro MATLAB, porém mais próxima do código original pode ser encontrado %
% nas versões anteriores desse programa: FIRST_TRAJZEEMAN e em %
% OLD_TRAJZEEMAN Também nesse diretório... %
% O ganho de performance chega a superar um fator de 30X em tempo de %
% execução com os prog. anteriores!! %
% %
% OBS.: Por questões de praticidade, nesse código, a execução do prog. é %
% suspensa se o átomo atingir o repouso e/ou inversão de velocidade Vz %
% Caso seja de interesse demonstrar a reaceleração na direção contrária %
% do feixe de átomos pode-se usar o programa FIRST_TRAJZEEMAN, que %
% contempla essa possibilidade. Nesse prog. será dada uma mensagem de %
% advertência para o usuário indicando que essa situação ocorreu. Devido %
% a esse fato, o número final de elementos (vetor) salvo no arquivo de %
% dados pode variar de um conj. de parametros iniciais para outro!! %
% %
% Criado: 12-02-2001 by Sérgio R. Muniz %
% Atualizado: 07-06-2001 (code vectorized!!) * Esta e' a Versão mais atual!! %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

clear;
global delta mu K gamma omega B

K = 0.017; % (MHz . s /cm) ("Vetor de Onda" = 1/(lambda) )
mu = 1.4; % (MHz/gauss) (Magneton de Bohr - Mom. Dipolo Mag. das Trans. envolvida ✓
s)
gamma = 10; % (MHz) (Taxa de transição: 1/(Tempo de vida))
omega = 25; % (MHz) (Freq. Rabi: associado ao alargamento por potência)

arq_name = input('Nome do Arquivo de dados com o Campo (completo e entre aspas simples): ✓
');
campo_temp = load(arq_name); % Lê arq. de dados contendo o calculo numérico do campo
delta = input('Digite o valor de Delta (MHz) : ');
[v0] = input('Digite a velocidade inicial (m/s): ');
v = v0.*100; % A velocidade é usada no programa com sendo em (cm/s)
tic
h = 5e-2; % Passo de integração [em unid. de (cm)]
s = size(campo_temp); % Determina as dimensões da matriz que contém a coluna Z ✓
e B(Z)
Zmax = campo_temp(s(1,1),1); % Posição Final (Zmax)
Zmin = campo_temp(1,1); % Posição Inicial (Zmin)

```

```

% Gera os vetores posição Z (no inter.: [Zmin..Zmax] c. passo h) e
% Interpola o valor do campo Magnético nesses pontos, a partir dos
% valores calculados no arquivo...
Z = Zmin:h:Zmax;
B = interp1(campo_temp(:,1),campo_temp(:,2),Z,'*linear');
[1,sB]=size(B);

zed = Zmin:2*h:Zmax;          % Predefine vetor posição Final (salvo no Arquivo .DAT)
szed= size(zed);
magres = zeros(szed); % Prealoca a memória p/ os vetores,
                        % para otimizar a execução do laço...

[lv,sv] = size(v);          % Permite entrar um vetor coluna com varias veloc. iniciais !! ✓

vetor = zeros(lv,szed(1,2));
if lv > 1
    for t=1:lv          % Inicializa os vetores velocidade (se houve + de 1 veloc. inicial)
        vetor(t,1) = v(t);
    end
end

i = 1; q = 1; flagtxt = 0; % Inicialização das var. de índice e flags!!

% Implementação do Método de Runge-Kutta de 4º ordem
while i < sB

    if (i+2 >= sB) % Da conta de resolver problem do último passo
        i = sB-2; % Por conta disso o último ponto do vetor terá de ser descartado...
    end;

    a = dVdZ3(i,v);
    k0 = (2*h)*a;
    a = dVdZ3(i+1,v+(k0/2));
    k1 = (2*h)*a;
    a = dVdZ3(i+1,v+(k1/2));
    k2 = (2*h)*a;
    a = dVdZ3(i+2,v+k2);
    k3 = (2*h)*a;
    v = v + (k0 + 2*(k1+k2) + k3)/6;

    if (v <= 0) %Verifica condição de parada do programa!!
        Msg1 = 'SIMULAÇÃO INTERROMPIDA: ';
        Msg2 = 'Átomo atingiu repouso e possível Reversão de Velocidade!!!';
        ErrMsg = strcat(Msg1,Msg2);
        disp(ErrMsg);
        flagtxt = 1;
        break;
    end

    if lv == 1
        vetor(q) = K*v;
    else
        for t = 1:lv
            vetor(t,q) = K*v(t);
        end
    end
end

```

```
magres(q) = mu*B(i) - delta;
i = i + 2;
q = q + 1;
end

zed      = zed(1:q-1);      %Retira o último ponto (que é calculado errado) do vetor final
vetor    = vetor(1:q-1);
magres    = magres(1:q-1);

t1 = zed';                  % Transpõe o result. na forma de vetor coluna p/ gravar no arq.
t2 = vetor';
t3 = magres';
temp = [t1 t2 t3];
save out.dat temp -ascii;   % Salva num arquivo de dados os resultados...
                             % Necessário mudar o nome dos arq. manualmente a cada
                             % rodada...

%figure; clf;
plot(zed,magres/(K*100), 'b-',zed,vetor/(K*100), 'r-')
xlabel ('Posição Z (cm)'); ylabel ('Velocidade Vz (m/s)');
esc = axis;
naxis = esc + [0 0 0 50];
axis(naxis);
if flagtxt
    text (esc(1)+20,esc(4)+100,Msg1);
    text (esc(1)+10,esc(4),Msg2);
end
toc % Mostra o tempo de execução do programa
```

```
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Função que define a Força de Pressão de Radiação no processo de desaceleração /
% Zeeman. Esta rotina (function) é usada pelo programa TRAJZEEMAN, devendo estar /
% disponível no mesmo diretório que este último /
% /
% Sérgio R. Muniz /
% Criado em: 06-06-2001 /
% Última Modificação: 07-06-2001 /
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
function az = dVdZ3(i,v)
global delta mu omega K gamma B % Parametros passado através de var. globais
num = -3e6*(2*pi*gamma*(omega^2)); % Numerador da Exp. da Força
den = (4*(delta-mu*B(i)+K*v).^2+gamma^2+2*(omega^2)); % Denominador...
az = (num./den)./v; % az = dV/dZ 'aceleração z'
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Programa TRAJEAL
%
% Calcula a trajetoria de um átomo de sódio ao ser desacelerado pela técnica
% Zeeman, onde os dados campo magnético é entrado como um arquivo de dados
%
% Criado: 12-02-2001 by Sérgio R. Muniz
% Atualizado: 12-02-2001
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

clear;
global delta mu K gamma omega campo Zmin Zmax offset

```

```

K      = 0.017; % (MHz . s /cm)      (Vetor de Onda)
mu     = 1.4;  % (MHz/gauss)        (Magneton de Bohr)
gamma  = 10;   % (MHz)              (Taxa de transição: 1/(Tempo de vida))
omega  = 20;   % (MHz)              (Freq. Rabi: associado ao alargamento por potência)

```

```

arq_name = input ('Nome do Arquivo de dados com o Campo (completo e entre aspas simples): ');

```

```

campo_temp = load(arq_name); % Lê arq. de dados contendo o calculo numérico do campo
delta = input('Digite o valor de Delta: ');
v0 = input('Digite a velocidade inicial (m/s): ');
v = v0*100; % A velocidade é usada no programa com sendo em (cm/s)

```

```

N = 1500; % Número de Passos...
s = size(campo_temp); % Determina as dimensões da matriz que contém a coluna Z e B(Z)
Zmax = campo_temp(s(1,1),1); % Posição Final (Zmax)
Zmin = campo_temp(1,1); % Posição Inicial (Zmin)
z = Zmin;
dz = (Zmax-Zmin)/N; % Define o passo de integração

```

```

if Zmin >= 0 % No Matlab os indices dos vetores nao podem ser
    offset = (Zmin +1); % nulos; por isso fiz i -> (i+offset) só nos indices
else % do vetor campo na rotina B(z)...
    offset = ((-Zmin) + 1);
end

```

```

campo = campo_temp(:,2)'; % Matém o formato do vetor campo compativel com os prog. antigos...

```

```

for i=1:(N-1),
    aux = dVdZ(z,v); % Implementação do Método de Runge-Kutta de 4º o
rdem
    k0 = dz*aux;
    aux = dVdZ(z+(dz/2),v+(k0/2));
    k1 = dz*aux;
    aux = dVdZ(z+(dz/2),v+(k1/2));
    k2 = dz*aux;
    aux = dVdZ(z+dz,v+k2);

```

```
k3 = dz*aux;
v = v + (k0 + 2*(k1+k2) + k3)/6;
if ( (v <= 0) & (dz > 0) )
    dz= dz*(-1);
end
z      = z + dz;
zed(i) = z;                                % Vetor Posição (cm)
vetor(i) = K*v;                            % Vetor Velocidade (MHz)
magnes(i) = mu*B(z)-delta;                 % Função que delimita a cond. de seguimento do  ✓
campo

end
t1 = zed';
t2 = vetor';
t3 = magnes';
temp = [t1 t2 t3];

save out.dat temp -ascii;                  % Salva num arquivo de dados os resultados...
                                           % Necessário mudar o nome dos arq. manualmente  ✓
a cada                                     % rodada...

%figure(4); clf;

plot(zed,magnes/(K*100), 'b-',zed,vetor/(K*100), 'r-')
```

```

%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Programa Chirping
%
%   Calcula a trajetoria de um átomo de sódio ao ser desacelerado pela técnica
%   "Freq. chirping"
%
%   Criado: 17-02-2001           by   Sérgio R. Muniz
%   Atualizado: 18-02-2001
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

```

```

clear;
global delta_i delta_f Rampa K gamma Power z

K      = 0.017;  % (MHz . s /cm)   (Vetor de onda da Luz K = 2*Pi/Lambda)
gamma  = 10;    % (MHz)           (Taxa de transição: 1/(Tempo de vida))
Power  = 300;   % (mW)            (Potencia entrada do laser)
N = 10000;     % Número de Passos de Integração
delta_i = input('Digite o valor de Delta Inicial: ');
delta_f = input('Digite o valor de Delta Final: ');
Rampa   = input('Tempo de Varredura: ');

v = 100*(100:100:1000);

t0 = clock;
for k = 1:length(v)
    t = 0;
    dt = 10e-3/N;
    z = 0.0; % Posição Inicial
    for i=1:N,

        aux = dVdt(t,v(k)); % Implementação do Método de Runge-Kutta de 4º ordem
        k0 = dt*aux;
        aux = dVdt(t+(dt/2),v(k)+(k0/2));
        k1 = dt*aux;
        aux = dVdt(t+(dt/2),v(k)+(k1/2));
        k2 = dt*aux;
        aux = dVdt(t+dt,v(k)+k2);
        k3 = dt*aux;
        dv = (k0 + 2*(k1+k2) + k3)/6;
        v(k) = v(k) + dv;

        if (dv > 1e-4)
            z = z + ((v(k))^2-(v(k-1))^2)/(2*(dv/dt));
        else
            z = z + v(k)*dt;
        end

        t = t + dt;
        ted(k,i) = t;
        zed(k,i) = z; % Vetor Posição (cm)
        vetor(k,i)= v(k)/100; % Vetor Velocidade (MHz)
    end
end
end

```

```
% Gráficos
```

```
figure(1); clf;
plot(zed(1,:),vetor(1,:), 'r-');
hold;
for k = 2: length(v)
    plot(zed(k,:),vetor(k,:), 'r-')
end
etime(clock,t0)
```

```

function [dVdT] = dVdT(t,v)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Rotina que faz parte do programa Chirping.m                                %
%                                                                                   %
%   Define a variacao de velocidade em funcao do tempo, levando em conta a      %
%   a variacao a freq. Rabi como funcao da posicao (omega(z))...                %
%                                                                                   %
%   Criado: 17-02-2001           by   Sérgio R. Muniz                           %
%   Atualizado: 18-02-2001                                              %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

global K gamma z

dVdT = -3e6*(2*pi*gamma*((omega(z))^2))/((4*(delta(t)+K*v)^2+gamma^2+2*((omega(z))^2));

function [omega] = omega(z)
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%
% Rotina que faz parte do programa Chirping.m                                %
%                                                                                   %
%   Define a variacao de intensidade de interacao (freq. Rabi) como funcao da  %
%   da posicao (omega(z))...   este valor e usado na rotina dVdT .....          %
%                                                                                   %
%   Criado: 17-02-2001           by   Sérgio R. Muniz                           %
%   Atualizado: 18-02-2001                                              %
%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%%

global Power gamma

L = 250;
h = 1.5;
r = z*(h/L)+1e-4;
omega = gamma*sqrt((Power/(pi*r^2))/12);

```

```

%*****
% Programa que calcula o Bombeamento Óptico para Átomos de I=3/2 (Na23 - Rb(87))
%
% Dependendo do prog. 'Ndot.m' que define o sistema de Equações de taxa entre os
% níveis F=1 , F=2 (fund.) e os estados excitados: F'=1' e F'=2' (excitados)
% incluindo todos os sub-níveis Zeeman no problema.
%
% Autor: Sérgio R. Muniz (27-05-2001)
% Modificado: **/**/****
%*****/

clear;

%Parâmetros do Sistema
%=====/
Tf = 100; % Tempo Final de Integração (u.a)
N = 100; % Número de Átomos
I = 10; % Intensidade Total do Laser
Is = 1; % Intens. de Saturação (médio) da Transição principal
so = I/Is; % Parâmetro de Sat.
gamma = 10e6; % 1/(tempo vida Estado Excitado)
delta = 5e6; % Detuning [ trans. principal: 1->1' ]
R = (so*gamma/2)/(1+so+(2*delta/gamma)^2); % Taxa de Transição

% Condição Inicial ( População Inicial (t=0) )
% =====/
%[ (F,mf) ..... (F',mf') ...]
%[ (1,-1) (1,0) (1,1) ... ] (*Ver melhor descrição no Arquivo: 'Ndot.m' )
No = [N/3, N/3, N/3, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0, 0]; %Pop. Inicial

[t, N] = ode15s('Ndot',[0 Tf],No);

figure(3)
clf
plot(t/R,N)
sc = axis;
axis( [0 Tf/R 0 sc(1,4)])
xlabel('t (s)');
ylabel('População (%)')
title('Bombeamento Óptico [F=1 -> F'=1' Sigma(-)]')

```

```

function dN = Ndot(t,N)
%*****
% Define o sistema de Equações de taxa envolvendo os níveis F=1 , F=2 (fund.)
% e os estados excitados: F'=1' e F'=2' (excitados)
% incluindo todos os sub-níveis Zeeman no problema.
%
% Basta escrever o sist. de equações que descreve os níveis que estão sendo
% excitados pelo laser (levando em conta a polarização, detuning e etc...
%
%
% Autor: Sérgio R. Muniz (27-05-2001)
% Modificado: **/**/****
%*****/
d = 5; % Detuning (MHz)
f = ((1+d)^2/(1+d+30)^2); % Fator de Prob. de Trans. fora de Ressonância: 1->2'
dN = zeros(16,1); % Define e aloca memória para o vetor que contém o sist. EDO

% |F,mf>
dN(1) = 25/120*N(9) + 25/120*N(10) + 30/60*N(12) - f*N(1); % |1,-1>
dN(2) = 25/120*N(9) + 25/120*N(11) - 25*N(2); % |1, 0>
dN(3) = 25/120*N(10) + 25/120*N(11)- 25*N(3); % |1, 1>
dN(4) = 6/120*N(9)+ 20/60*N(12); % |2,-2>
dN(5) = 3/120*N(9) + 2/120*N(10) + 10/60*N(12); % |2,-1>
dN(6) = 1/120*N(9) + 4/120*N(10) + 1/120*N(11); % |2, 0>
dN(7) = 3/120*N(10) + 3/120*N(11); % |2, 1>
dN(8) = 6/120*N(11); % |2, 2>
dN(9) = 25*N(2) - 60/120*N(9); % |1',-1>
dN(10) = 25*N(3) - 60/120*N(10); % |1', 0>
dN(11) = 0; % |1', 1>
dN(12) = (f*N(1) - 1*N(12)); % |2',-2>
dN(13) = 0; % |2',-1>
dN(14) = 0; % |2', 0>
dN(15) = 0; % |2', 1>
dN(16) = 0; % |2', 2>

```

Apêndice II

Esquemas Eletrônicos e Mecânicos

- Esquemáticos dos Circuitos Controle de Corrente: configuração de bobinas *cloverleaf* e *QUIC*
- Esquema eletrônico e mecânico do *shutter* do feixe atômico
- Circuito de Estabilização de Frequência do *dye* Laser

Title			
Sistema de Chaveamento bobinas cloverleaf - Esquema Geral			
Size	Document Number	Design by Sérgio R. Muniz	Rev
Date:	Sheet	1	of 1

Title		
Sistema de Chaveamento bobinas QUIC - Esquema Geral		
Size	Document Number	Rev
Design by Sérgio R. Muniz		
Date:	Sheet	1 of 1

Title			
Circuito de 'Delay' (Delay Box) dos IGBTs			
Size A4	Document Number		Rev
Date:		Drawn by : Sergio R. Muniz	
		Sheet	1 of 1

Title			
Circuito de Acionamento dos IGBTs (Driver IGBTs)			
Size	Document Number		Rev
A	Drawn by: Sergio R. Mun iz		
Date:	Sheet 1 of 1

D.V.Magalhães		
Title Atomic Beam Shutter Drive		
Size A4	Document Number ato_shut	Rev 2
Date:	Sheet 1	of 1

Title		
Circuito de Estabilização Frequência - Dye Laser		
Size	Document Number	Rev
A4	Drawn by: Daniel Varela Magalhaes	
Date:	Sheet	1 of 1

PCB da Chave Analógica

- circuito de controle corrente – PI do MOSFET
- circuito de estabilização freq. do Laser de Corante

PCB do Controlador PI – Laser Corante (circuito de estabilização frequência)

ATOMIC BEAM SHUTTER

Scale: 1:1
Ph. Courteille
30.10.99

Apêndice III

Cópia das publicações relacionadas a este projeto

- ***Dark-SPOT Slower:***
 - “ ‘Dark-spot’ atomic-beam slowing for on-axis loading of traps” – S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmerson, V.S. Bagnato **Phys. Rev. A** **59** (1), 882 (1999)

- ***Estudos sobre velocidade de captura:***
 - “Measuring the capture velocity of atoms in a magneto-optical trap as function of laser intensity” – V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, S.G. Miranda, S.R. Muniz and A.L. Oliveira – **Phys. Rev. A** **62**, 013404 (2000)
 - “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 e V.S. Bagnato – **Phys. Rev. A** **65**, 015402 (2002)
 - “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 – **Laser Phys.** **12** (1), 1 (2002)

- ***Análise in situ de campos magnéticos (Tomografia de campos):***
 - “Magnetic field tomography” – Ph.W. Courteille, S.R. Muniz, K. Magalhães, R. Kaiser, L.G. Marcassa and V.S. Bagnato – **Eur. Phys. J. D** **15**, 173 (2001)

“Dark-spot” atomic-beam slowing for on-axis loading of traps

S. G. Miranda, S. R. Muniz, G. D. Telles, L. G. Marcassa, K. Helmerson,* and V. S. Bagnato
Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 369, São Carlos, São Paulo 13560-970, Brazil
 (Received 14 November 1997)

We have performed continuous slowing of an atomic beam to load a magneto-optical trap (MOT) on axis. To avoid the undesirable effects of the strong slowing laser on the performance of the MOT, a dark spot in the center of the slowing laser beam is used. We varied the spot size and the slowing-laser frequency and intensity to optimize the number of trapped atoms. Our “dark-spot” slowing increased the number of trapped atoms by a factor of 30, allowing us to trap $\sim 10^9$ atoms in the MOT. [S1050-2947(99)00401-1]

PACS number(s): 32.80.Pj, 03.75.Fi, 05.30.Jp

Slowing of atomic beams was among the first experimental demonstrations that radiation pressure could be used to bring atoms to almost zero velocity [1–5]. At first, neutral atom traps were loaded from slow beams, and optimization of the slowing and loading process was an active area of research. With the advent of the vapor cell magneto-optical trap (MOT), where trapped atoms were directly loaded from a vapor cell [6], research on the slowing of atomic beams was deemphasized. The success of Bose-Einstein Condensation in Rb [7], Na [8], and Li [9] has demanded better ways to load more atoms into MOTs. Hence there is renewed interest in optimizing the slowing of atomic beams and the coupling of the slow atoms into traps.

Early research on slowing of atomic beams produced two techniques: Zeeman tuning and frequency chirping [1,2,4,5]. Some time later, slowing was also achieved using a diffuser of light [10], Stark tuning [11], a multimode laser [12], white light [13], and an intense standing wave [14]. Each of these techniques were developed to solve the problem of the atoms Doppler shifting out of resonance, with the counterpropagating slowing laser, as they decelerate. The Zeeman tuning technique has been studied by our group, with the goal of understanding the importance of optical pumping and optimizing the slowing process, in order to obtain the largest possible flux of slow atoms exiting the slowing region [15–18]. Although the slowing process has been investigated extensively, techniques to couple the slow atoms efficiently into traps has not.

Several strategies have been employed to load MOTs from beams of atoms that have been slowed using either the Zeeman tuning or 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 [19]. In this case, the slowing

laser was sufficiently detuned from zero-field resonance to prevent 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 [20], 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 present 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 numbers of trapped atoms and densities, we measure both the fluorescence from the atoms and also the ions produced by photoassociative ionization Na_2^+ , which is a well known process very sensitive to the number of atoms and density [21]. Under optimized conditions, we have loaded up to 7.3×10^8 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 keep the decelerating atoms in resonance with the slowing laser. 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 focused at the nozzle of the oven (located about 250 cm down stream). Once the atoms are decelerated, a single coil is used for extraction of the slow atom flux [15]. The slowing magnet's field lines join continuously with the field lines of the MOT magnets, so that the slow atomic beam does not pass through a zero-field region before the MOT. The trapping laser, from a second ring dye laser, is locked to a saturated absorption signal of Na and shifted ~ -20 MHz from the $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ transition by an acousto-optic modulator. (This detuning was determined empirically for optimum

*Permanent address: National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD 20899.

FIG. 1. (Top) Experimental setup. The beam, from an effusive 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 coils. 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.

MOT operation.) 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. The MOT vacuum chamber allows for fluorescence collection (to determine the number of trapped atoms) with a calibrated photomultiplier tube, imaging with a CCD camera, and ion counting with a channeltron ion multiplier.

In the Zeeman tuning technique, the changing Doppler shift as the atoms decelerate is continuously compensated for by the changing magnetic field from a tapered solenoid, through the Zeeman shift of the atomic transition frequency. In our case, the frequency of the slowing transition in Na [$3S_{1/2}(F=2, m_F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3, m_F=3)$] has a variation of $\gamma/2\pi \approx 14$ MHz/mT, and is maintained using circularly polarized light to prevent undesirable transitions to other Zeeman sublevels (for details, see Refs. [1] and [2]). In this scheme, if the laser is detuned Δ from the atomic transition, the longitudinal velocity v of the atom tracks the magnetic field B , with a velocity given by $kv(z) = -\Delta + \gamma B(z)$, where $k = 2\pi/\lambda$ is the wave vector of the light and z is the spatial location along the axis defined by the slowing laser. Near the exit end of the tapered solenoid, where the field has considerably decreased, the output velocity (for $\Delta < 0$) is $v_{\text{out}} \sim -\Delta/k$. As the atoms slow down, due to the random direction of the spontaneously emitted photons, they acquire additional transverse velocity kicks which produce a diffusion of the beam in the transverse direction.

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 extra "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 Ref. [15].

Immediately before the vacuum chamber entrance window, the slowing laser passes through a glass slab that is mounted on an x - y translator. 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 x - y translator. This procedure is observed to be important in maximizing the trap loading.

With $\phi_{\text{ds}} = 0$ and the trapping laser on, the slow atoms produced can be captured in the MOT. The number of captured atoms is strongly dependent on the slowing laser frequency and intensity. 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 [16–18]. 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. In the extreme case, the force due to the slowing laser is stronger than the force due to the MOT beams and no trapping occurs.

Figure 2 shows the observed fluorescence of the trapped atoms as a function of the slowing-laser frequency in the case where a dark spot was not used [Fig. 2(a)], and where a 4-mm-diameter dark spot was used [Fig. 2(b)]. We observe that the MOT fluorescences as functions of slowing laser frequency, in each case, are very different from each other, and that there is a strong frequency dependence in the presence of the dark spot. With no dark spot present, we observe

FIG. 2. Fluorescence of trapped atoms as a function of slowing-laser detuning. (a) No dark spot is present. (b) A dark spot with a diameter $\phi_{ds} = 4$ mm is placed in the slowing beam.

that at about 200 MHz red of the atomic resonance, atoms already start to accumulate in the MOT. The increase in the capture of atoms as the laser moves towards smaller red detuning is a result of the production of slower atoms ($v_{out} \sim -\Delta/k$). In the frequency range where the loading of atoms is appreciable, the velocity of the outgoing atomic beam ranges from 117 to about 70 m/s, still too high for efficient capture in the MOT. (The capture velocity for MOTs, like the one presented here, ranges from 0 to 50 m/s, which corresponds to a 0 to -80 MHz detuning of the slowing laser.) At a detuning of about 120 MHz red of resonance, the capture of atoms in the MOT drops down to zero. At this point, the radiation force of the slowing laser, with an intensity of ~ 250 mW/cm², overwhelms the forces due to the MOT, destabilizing the trapping. Tuning the slowing laser to the blue side of the atomic transition causes atoms to decelerate to zero velocity upstream from the MOT position; hence no slow atoms reach the MOT.

On the other hand, when a dark spot is present in the slowing laser, creating a shadow at the location of the MOT, no effect of unbalanced light pressure is present, and the situation is observed to be very different. Referring to the curve of Fig. 2(b), where a spot of diameter 4 mm was used (the shadow at the trap position was about 3.5 mm in diameter), we observe that atoms start to accumulate at about the same detuning as before, but instead of dropping off at about -120 MHz, the number of trapped atoms continues to increase, reaching a maximum at about -70 MHz. At this detuning, a large flux of slow atoms is produced with a velocity of about 40 m/s, which is within the capture velocity of our MOT, as measured in trap loss experiments [22]. As the laser frequency increases, the maximum number of trapped atoms starts to decrease, because the transverse velocity of the slow atomic beam results in a greater transverse spread for smaller longitudinal velocities. In this case, the capture volume of the MOT subtends a smaller solid angle of the beam of slow atoms. We should point out that although the shadow covers the trap center, the majority of the capture volume, which is close to a sphere of diameter 1.2 cm (the diameter of the trapping beam), is still interacting with the atoms. Increasing the laser frequency further results in a con-

FIG. 3. 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 line drawn through the points serves only to guide the eye.

siderable decrease in the number of trapped atoms. Again, the slowing laser stops the atoms upstream, and prevents the majority of them from reaching the trap region. Only those atoms with trajectories along the dark channel of the slowing laser beam are likely to reach the MOT. For all detunings, the maximum number of trapped atoms is higher (and in some cases considerably higher) with the dark spot than without. With the dark spot present, even small blue slowing laser detunings allow a considerable capture of 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 3 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 the slowing process, and the amount of captured atoms decreases again. For a large ϕ_{ds} , atoms are slowed only near the edges of the capture volume, which does not correspond to very efficient loading.

Under the optimum operating conditions we were able to trap about 7.3×10^8 atoms. This is ~ 30 times more than with no dark spot present, and corresponds to over 300 times the number obtained when the same trap configuration (laser beam diameter, intensity, magnetic field, etc.) is used in a vapor cell MOT.

We observe that the range of frequencies over which there is efficient capture by the trap increases with the size of the dark-spot diameter. Figure 4 shows this effect, and also the fact that with increasing spot diameter the overall shape of the curve changes. The shift and the broadening is a clear indication of the influence of slowing laser on the capture process. We also observe that the dip in the number of trapped atoms when the slowing-laser detuning is near zero (evident in the scan of Fig. 4, for $\phi_{ds} = 4$ mm) decreases with increasing spot size. We suspect that this is due to diffraction

FIG. 4. Fluorescence of trapped atoms as a function of the slower laser detuning for (a) $\phi_{ds}=6$ cm, and (b) $\phi_{ds}=4$ cm.

of the slowing-laser light around the dark spot influencing the stability of the MOT. This detuning, however, is sufficiently far from the peak in the curve where we obtained optimal loading of the trap.

Together with fluorescence, which provides the number of atoms, we have recorded the ion production in the trap due to photoassociative ionization (PAI), forming N_2^+ [21]. Under the optimum loading conditions, the density is estimated

from the PAI rate to be on the order of $10^{10}/\text{cm}^3$. We have verified that the density of the trap is limited, most likely, by photon rescattering effects [23]. This result is inferred by our observation that the rate of Na_2^+ production increases linearly with the number of trapped atoms. Thus the measured Na_2^+ formation, as a function of slowing-laser frequency, is completely equivalent to the curve obtained from fluorescence.

In conclusion, we have demonstrated that by using a dark spot in the slowing laser a considerable increase of the number of trapped atoms in a MOT can be achieved. The process is very dependent on the size of the dark spot and slowing-laser frequency. Under optimum conditions, we have obtained up to a factor of 30 increase in the number of trapped atoms. Dark-spot slowing simplifies the slowing-trapping procedure because it can be done on line without additional alignment and magnetic-field problems. This technique can be applied in experiments involving magnetic trapping of atoms for Bose-Einstein condensation, or to investigate processes where the presence of the slowing laser is undesirable but the loading process has to be continuous and large. Finally, we believe that a combination of dark-spot slowing with a dark-spot MOT [24] can further increase the number and density of trapped atoms. This will be the next stage of this investigation.

This work was supported by FAPESP (Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo) and by the program PRONEX.

-
- [1] W. D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
 - [2] J. V. Prodan, W. D. Phillips, and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. **49**, 1149 (1982).
 - [3] J. Prodan, A. Migdall, W. D. Phillips, I. So, H. Metcalf, and J. Dalibard, Phys. Rev. Lett. **54**, 992 (1985).
 - [4] V. Balykin, V. Letokhov, and V. Minogin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **80**, 1779 (1981) [Sov. Phys. JETP **53**, 919 (1981)].
 - [5] W. Ertmer, R. Blatt, J. L. Hall, and Z. Zhu, Phys. Rev. Lett. **54**, 996 (1985).
 - [6] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
 - [7] M. Anderson, J. R. Ensher, M. Mathews, C. Wieman, and E. Cornell, Science **269**, 198 (1995).
 - [8] K. Davis, M. Mewes, M. Andrews, N. J. Van Druten, D. S. Durfee, D. Kurn, and W. Ketterle, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
 - [9] C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. Tollett, and R. Hulet, Phys. Rev. Lett. **75**, 1687 (1995).
 - [10] W. Ketterle, A. Martin, M. A. Joffe, and D. E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **69**, 2483 (1992).
 - [11] R. Gaggl, L. Windholz, C. Umfer, and C. Neureiter, Phys. Rev. A **49**, 1119 (1994).
 - [12] L. Moi, Opt. Commun. **50**, 349 (1984).
 - [13] J. Hoffnagle, Opt. Lett. **13**, 102 (1988).
 - [14] M. Prentiss and A. Cable, Phys. Rev. Lett. **62**, 1354 (1989).
 - [15] M. E. Firmino, C. A. Faria Leite, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, Phys. Rev. A **41**, 4070 (1990).
 - [16] R. J. Napolitano, S. C. Zílio, and V. S. Bagnato, Opt. Commun. **80**, 110 (1990).
 - [17] V. S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega, and S. C. Zílio, J. Opt. Soc. Am. B **8**, 497 (1991).
 - [18] R. J. Napolitano and V. S. Bagnato, J. Mod. Opt. **40**, 329 (1993).
 - [19] T. Barrett, S. Daport-Schwartz, M. Ray, and G. Lafyatis, Phys. Rev. Lett. **67**, 3483 (1991).
 - [20] A. Witte, T. Kisters, F. Riehle, and J. Helmcke, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1030 (1992).
 - [21] V. Bagnato, L. Marcassa, Y. Wang, J. Weiner, P. Julienne, and Y. Band, Phys. Rev. A **48**, R2523 (1993).
 - [22] L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. Band, and P. Julienne, Phys. Rev. A **47**, R4563 (1993).
 - [23] T. Walker, D. Sesko, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **64**, 408 (1990).
 - [24] W. Ketterle, K. B. Davis, M. A. Joffe, A. Martin, and D. Pritchard, Phys. Rev. Lett. **70**, 2253 (1993).

Measuring the capture velocity of atoms in a magneto-optical trap as a function of laser intensity

V. S. Bagnato, L. G. Marcassa, S. G. Miranda, S. R. Muniz, and A. L. de Oliveira*

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

(Received 2 September 1999; published 9 June 2000)

Using the dark-spot Zeeman-tuned slowing technique, we have measured the capture velocity of a magneto-optical trap as a function of the trap laser intensity. The values obtained are in reasonable agreement with calculations based on a simple model. Nevertheless, the dependence of capture velocity in the low-intensity regime seems to be slightly different from the predictions. The measurement of this type of trap parameter is of interest in the analysis of exoergic cold collisions, where the knowledge of such values is important for the interpretation of experimental results.

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

I. INTRODUCTION

Studies of collisional trap loss continue to produce important insights into various inelastic processes occurring between trapped atoms. In obtaining theoretical predictions for trap loss rates, one has to make use of the escape velocity. This velocity is normally defined as the maximum velocity an atom has to acquire in order 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 estimates of the escape velocity, it has several limitations due to polarization imperfections, fluctuations, multilevel aspects of the atoms, etc. To our knowledge the only attempt to measure (indirectly) the escape velocity was reported by Hoffmann, Bali, and Walker [5], where they employed a method of exciting to repulsive molecular states using repulsive states excitation. Direct measurement of the escape velocity is technically difficult. In this paper, we present a measurement of the capture velocity (v_c) in a magneto-optical trap (MOT). The capture velocity is defined as the maximum velocity that an atom can come across the trap volume with and still be captured. The capture velocity is closely related to the escape velocity and it has also been an inaccessible trap parameter. The capture velocity can be considered as an upper limit for the escape velocity.

We employ a magneto-optical trap loaded from a dark-spot Zeeman-tuned slower [6], where the outgoing velocity is varied and the ability of the trap to capture atoms is easily verified. Our technique consists of measuring the variation of the capture efficiency as a function of the slow beam output velocity, determining the value of v_c .

II. THE “DARK-SPOT” ZEEMAN-TUNED SLOWING OF AN ATOMIC BEAM

In the Zeeman-tuned slowing technique [7], the changing Doppler shift as the atoms slow down is compensated by a

changing magnetic field, sustaining the resonance condition for the laser. Because only two of the several hyperfine levels and sublevels are involved, optical pumping to another ground state can take the atom far from resonance, causing the slowing process to terminate. This effect is prevented by the use of a convenient polarization in the slowing laser light. Using circularly polarized light, the atoms are forced to cycle between a well-defined set of levels, thus avoiding the optical pumping effects. The presence of a large bias magnetic field also helps to avoid optical pumping because unwanted transitions are Zeeman shifted far from resonance. Furthermore, the high magnetic field removes the coupling between nuclear and electronic spins, avoiding transitions that involve changes in nuclear spin [7].

Due to the fact that the Zeeman-tuning technique produces a continuous flux of slow atoms [8], it is a convenient source for loading a magneto-optical trap. In particular, this technique is recommended when one wants to avoid the limitations imposed by the MOT obtained in a vapor cell, where the cold trapped atomic cloud coexists together with a hot background gas.

Several strategies have been employed to load MOTs from beams. In most cases, 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 an efficient coupling between the flux of slow atoms and the capture ability of the MOT. The MOT is only loaded with atoms that diffuse far from the center of the slowing region into the MOT capture volume. Having the MOT on axis with the slowed atomic beam would greatly enhance the loading of atoms. In this case, the MOT would subtend a large fraction of the solid angle of the slow atomic beam. One strategy for on-axis loading employed an inverted Zeeman slowing field [9], which however, creates a strong magnetic field near the exit of the slowing magnet, requiring that the MOT be placed further away, again reducing the solid angle of the slow beam subtended by the MOT.

Recently, we have developed another alternative [6]. A dark spot placed at the center of the slowing beam produces a shadow on the position of the trap, resulting in a large capture of atoms without the disturbing effect of the slowing laser on the MOT. This technique has been described in detail in Ref. [6]. We have characterized this process using

*Permanent address: Departamento de Física, Universidade Federal de São Carlos e Universidade do Estado de Santa Catarina, São Carlos, Brazil.

FIG. 1. (Top) Experimental setup. An effusive sodium beam is produced and decelerated by the Zeeman-tuning technique. An extraction coil modifies the end of the slowing process. The trap coils provide a continuation of the slowing field. (Bottom) Longitudinal magnetic field profile.

different dark-spot sizes, magnetic fields, slower laser intensities, etc. For this present work we have operated the system always with the most favorable dark-spot diameter.

III. EXPERIMENTAL SETUP

A schematic drawing of our experimental setup is shown in Fig. 1. In brief, an effusive sodium oven produces an atomic beam that is introduced into a tapered solenoid to be decelerated. After the deceleration, a single coil allows a convenient extraction of the slow flux [10]. The slowing field finds is smoothly matched into the MOT coils. The trapping laser light is produced by a 699-Coherent Dye laser locked to a saturated absorption signal in Na and tuned with the help of an acousto-optical modulator (AOM). The laser beam passes through a second AOM that generates an extra beam displaced 1712 MHz from the original frequency. The trapping laser is then composed of frequencies that are nearly resonant with the transitions $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$ (trapping transition) and $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$ (repumper transition). The trap and repumper laser beams are Gaussian in profile with a 12-mm full waist.

The slowing laser is produced by a second locked 699-Coherent Dye laser, and it is focused to be about 1.5 cm in diameter at the entrance of the vacuum system and a minimum diameter at the nozzle of the atomic oven (located about 2.5 m downstream), see Fig. 1 for details. Because in the Zeeman-tuned slowing technique the changing Doppler effect is continuously compensated for by a 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 and $k=1/\lambda$ is the reduced wave vector of light. At the end, where the field is small, the output velocity (for $\Delta < 0$) is $v_{out} \sim -\Delta/k$. For the slowing transition $3S_{1/2}(F=2, m_F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3, m_{F'}=3)$ the frequency variation with the magnetic field is about $\gamma \approx 1.4$ MHz/G. As the atoms slow down they acquire an

additional transverse velocity, due to the randomness of spontaneous emission, producing a small divergence in the transverse direction.

To be able to efficiently capture atoms in the MOT, the average atomic velocity has to be on the order of the capture velocity. Ideally one wants to stop the beam as near as possible to the trap center, avoiding any change for the atoms to diffuse away. The extra coil, placed after the slowing field, has the purpose of providing the final slowing near the trap. In fact, without the trapping laser present, we can observe the bright front of the stopped atoms, just before the trap position. The overall profile of the longitudinal magnetic field is also shown in Fig. 1 (bottom).

Immediately before the vacuum window, the slowing laser beam passes through a glass slide mounted in a xy translator, with an antireflection coating in both sides. The glass slide otherwise known as “cover slip,” has a dark spot on it with a diameter smaller than the slowing laser beam. The presence of this dark spot creates a shadow in the slowing laser beam. For this work we have used $\phi_{ds} \sim 4$ mm.

The chamber where the MOT is located has eight windows in the plane and two vertical, allowing the input of trap laser beams, a fluorescence collection system, a channeltron particle multiplier, and visual observation with a charge-coupled device (CCD) camera. The number of atoms is obtained by imaging the bright trap spot onto a calibrated photomultiplier tube. The dimensions of the trap as well as the fluorescence distribution are obtained using a CCD camera.

IV. CHARACTERIZATION OF THE SLOWED ATOMIC BEAM

To characterize the output of the slowing process, we have used a probe laser beam that was generated by one of our dye lasers. It crosses the atomic beam at a small angle ($\sim 2^\circ$) about 30 cm away from the slowing solenoid exit. For this characterization, the MOT beams were absent. Its power was about $30 \mu\text{W}$, such that no effect in the slowing process was introduced. The probe beam is mechanically chopped and the fluorescence is imaged onto a photomultiplier tube and the signal processed by a lock-in amplifier. Analysis of the fluorescence as a function of the probe-laser frequency allows us to monitor the velocity distribution after deceleration, as well as the emerging populations in each of the two ground-state sublevels ($F=1$ and $F=2$). Similar characterization was already done by our group several years ago [8]. As reported previously, the observed velocity distribution emerging from the deceleration region shows a bunching towards low velocities. For slowing laser detunings from -100 MHz to 0 MHz, the emerging slow atom flux is mainly composed of atoms in the $F=1$ ground state (even though the deceleration cycles atoms use 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 becomes 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 trap region. We have measured with the probe laser the peak and the width of

FIG. 2. (a) Most probable velocity of decelerated atoms as a function of the slowing laser detuning for atoms leaving the process in the $F=1$ ground state. (b) Final velocity distribution width, obtained at half maximum.

the velocity distribution of the outcoming flux of slow atoms. These results are presented in Figs. 2(a) and 2(b).

With respect to the final velocity for the atoms [Fig. 2(a)], it basically obeys the relation $v_{out} = -\Delta/k$ [according to Eq. (1)], showing that those atoms indeed follow adiabatically the field, as already reported by our group [11]. Concerning the width of the velocity distribution, we observe a minimum width around $\Delta = -50$ MHz with a value 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 will be between 30 and 40 m/s. These measured values will be used further in the determination of v_c . The velocity distribution is observed to be close to Gaussian and will be considered as such in the next section.

V. LOADING THE MOT WITH SLOW ATOMS AND THE DETERMINATION OF THE CAPTURE VELOCITY

As already mentioned, to be able to efficiently capture atoms in the MOT, the average atomic velocity has to be on the order of the capture velocity. The capture velocity (v_c) already defined is dependent on the trap laser intensity, trap laser detuning, size of the trap laser beam (capture volume), and the characteristics of the magnetic field. The maximum velocity that can be captured will always exceed the minimum velocity that can escape (escape velocity) because in

FIG. 3. Typical fluorescence of trapped atoms as a function of slowing laser detuning. For this specific case, a dark spot at the entrance of the vacuum system was 4 mm in diameter and the total intensity of the trap beams around 20 mW/cm².

the capture process the radiative force acts over the diameter of the capture volume, while in the escape process the force acts over the radius only. In this work we will keep the trap volume fixed (fixed waist for the Gaussian beams) and we will also fix the trap laser frequency. The only allowed variation will be in the trap laser intensity.

We start our measurement by observing the fluorescence of the trapped atoms as a function of the slowing laser frequency. Figure 3 shows a typical variation of the trap fluorescence with respect to the slowing laser frequency. The scanning of the slowing laser frequency is made slow enough (typically 10 MHz/min), such that for each frequency the trap has time enough to reach its equilibrium in terms of the number of trapped atoms. The loading time is typically less than 0.5 sec. When the slowing laser is tuned far to the red, the atomic beam is coming out too fast and basically no atoms are captured. As the slowing laser frequency moves toward the resonance frequency, the atoms emerge slower. When a considerable number of slow atoms are within the capture range, the fluorescence starts to increase, denoting more capture. The number of captured atoms keeps increasing, reaching a maximum and then decreasing reasonably fast. While the increase is associated with more slow atoms, coming within the capture range, the decrease arises from two effects. First, the velocity of the outcoming atoms is getting close to zero and part of the distribution is reversing its velocity, being pushed back before getting into the capture volume. Second, as the atoms come out slower, they have more time to diffuse away from the capture volume and a larger number of atoms are lost. 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 the amplitude varies in this case.

We have also observed that changing the intensity of the trapping lasers produces a slight displacement of the spectrum of Fig. 3. Of course, the shape and position of the spectrum of Fig. 3 is directly connected with the ability of the trap to capture atoms and therefore directly connected to the capture velocity. To extract v_c from the data, we start by

FIG. 4. Theoretical curves for the number of trapped atoms as a function of slower laser detuning when different capture velocities are considered.

making a simple model that reproduces the spectrum of Fig. 3.

As discussed in the previous section, the output velocity distribution from the slowing process is close to a Gaussian distribution, $g(v) = A e^{-(v-v_f)^2/\sigma^2}$ (A is a normalizing constant), with the final velocity $v_f \sim -\Delta/k$ and $\sigma = \Delta v/2$, where Δv is the width of the distribution, as in Fig. 2(b). Considering that we can capture all atoms with a velocity between 0 and v_c , the number of captured atoms (N_c) can be obtained integrating the outcoming velocity from zero until the capture velocity. This gives us

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

This integral of a shifted Gaussian can be expressed in terms of error functions [12]. For different considered capture velocities, Eq. (2) predicts a different dependence for the number of captured atoms, and this is presented for the cases where $V_c = 10, 15$, or 20 m/s in Fig. 4. As the capture velocity decreases, the peak of the captured number is shifted upwards in frequency. To determine v_c , we have fitted the rising part of the spectrum of Fig. 3 (obtained experimentally) with the expression provided by Eq. (2). The process is repeated for several trap laser intensities and v_c as a function of the total trap intensity is obtained. In Fig. 5 we show a normalized experimental spectrum together with the corresponding theoretical plot of Eq. (2). For the data of Fig. 5, where the total intensity was 7.5 mW/cm², the best fit for the capture velocity was about 20 m/s. The uncertainty in the fitting process generates an error of about 1 m/s for v_c . A larger uncertainty comes from the variation in repeated experiments. Therefore we have considered only the uncertainty obtained from the data, since it is the dominant uncertainty. Repeated experiments for different trapping intensities generated the results presented in Fig. 6. The solid line in Fig. 6 is only to guide the eye. The dependence of v_c on the intensity has the expected behavior: it goes to zero with a rate that increases as the intensity decreases. We

FIG. 5. Comparison between the measured number of captured atoms and the calculated signal. Both curves have been normalized for comparison.

should stress once more that the obtained capture velocity here presented depends critically on the described model. It seems to work fine even considering the velocity distribution only along the deceleration axis. Of course, atoms also acquire a transversal velocity that may influence the final number of captured atoms. Since we use this value of the obtained v_c , it also influences the value of the obtained v_c . The importance of the transversal velocity on the technique here presented still remains to be investigated. In fact, this must be a motivation for future work.

We have constructed a simple three-dimensional model where the radiative forces involved in the trap due to all the laser beams are considered within the Doppler theory [13], and a determination of the escape and capture velocities is performed. Fixing the intensity of the trapping laser, the escape velocity (v_e) is determined starting with an atom at the center and verifying the minimum velocity with which the atom escapes. 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 simu-

FIG. 6. Measured capture velocities as a function of total trap laser intensity. The solid line used to connect the experimental points is to guide the eye.

FIG. 7. Calculated escape (v_e) and capture (v_c) velocities together with the experimental points as a function of trap laser intensity.

lation consists of sending an atom across the trap configuration with some given velocity and verifying the maximum velocity at which the atom is captured and remains trapped. Averaging this value for several initial directions, we obtain the calculated capture velocity. In this simulation, we have varied the laser intensity and kept the detuning, beam size, and magnetic field fixed to the experimental values already provided.

In Fig. 7, we show the calculated escape and capture velocities from the model together with the measured experimental points for the capture velocity. As expected, the calculated capture velocity is higher than the escape velocity, and the experimental determination of v_c is close to those values.

For low intensities (below 5 mW/cm^2) the experimental points show indications that the trap can capture higher ve-

locities than the prediction of the simple model employed here. At higher intensities, the situation seems to reverse and lower capture velocities are obtained than those predicted by the model. The overall intensity dependence of the capture velocity seems slightly different than the prediction. This observation is important in the analysis of cold exoergic collisions at low trap intensities [3]. Although we have used a simple model, it is important to point out that a more complete model including the multilevel nature of the atoms would be more appropriate. This however, is not in the scope of this paper.

VI. CONCLUSIONS

In conclusion, we have experimentally measured the capture velocity as a function of the trap laser intensity for a MOT. We have used a dark-spot slowing technique, which allows us to vary the velocity of the atomic flux to be trapped, without disturbing the trap performance. Our results are not far in value from the predictions obtained using a simple model, but the dependence of v_c on the laser intensity seems to be slightly different than that of the model. This fact may have interesting consequences in the analysis of cold collisions where the escape velocity is a parameter necessary to understand the measurements.

It would be interesting to perform a full study of the capture velocity dependence as a function of other parameters such as laser detuning, magnetic field gradient, and laser beam spot size. That may be the subject for future investigation.

ACKNOWLEDGMENTS

This work has received financial support from FAPESP and Programa PRONEX. We also acknowledge financial support provided by CNPq and CAPES. We appreciate the discussions with Dr. P. Lett (NIST).

-
- [1] L.G. Marcassa, V.S. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. Band, and P. Julienne, *Phys. Rev. A* **47**, R4563 (1993).
 - [2] C. Wallace, T. Dinneen, K. Tan, T. Grove, and P. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 897 (1992).
 - [3] J. Weiner, V.S. Bagnato, S.C. Zilio, and P. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1 (1999).
 - [4] N.W.M. Ritchie, E.R.I. Abraham, Y.Y. Xiao, C.C. Bradley, R.G. Hulet, and P.S. Julienne, *Phys. Rev. A* **51**, R890 (1995).
 - [5] D. Hoffmann, S. Bali, and T. Walker, *Phys. Rev. A* **54**, R1030 (1996).
 - [6] S.G. Miranda, S.R. Muniz, G.D. Telles, L.G. Marcassa, K. Helmersson, and V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **59**, 882 (1999).
 - [7] W. Phillips and H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982).
 - [8] V.S. Bagnato, C. Salomon, E. Marega, Jr., and S.C. Zilio, *J. Opt. Soc. Am. B* **8**, 497 (1991).
 - [9] T. Banet, S. Daport-Schwartz, M. Ray, and G. Lafyets, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 3483 (1991).
 - [10] M.E. Firmino, C.A. Faria Leite, S.C. Zilio, and V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **41**, 4070 (1990).
 - [11] R.J. Napolitano, S.C. Zilio, and V.S. Bagnato, *Opt. Commun.* **80**, 110 (1990).
 - [12] *Handbook of Mathematical Functions*, edited by M. Abramowitz and I.A. Stegun (Dover, New York, 1972).
 - [13] R.J. Cook, *Phys. Rev. A* **20**, 224 (1979).

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 $k v_{out} = -\Delta$ [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,
 São 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

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

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 Cel-lota, 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 μ 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 $\hbar\omega_{\text{rf}} = |\boldsymbol{\mu}\mathbf{B}(\mathbf{r})|$. 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 $\mathbf{s} = \mathbf{s}(\varsigma)$ is the current path parametrized in small steps ς . 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_{clov} flowing through the cloverleaf coils is $\partial_r B_{\text{clov}}/I_{\text{clov}} = 0.438$ 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 $I_{\text{clov}} = I_{\text{pinch}} = 285$ 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 $\boldsymbol{\mu}_J = g_J \mu_B \mathbf{J}$ and the nuclear spin $\boldsymbol{\mu}_I = g_I \mu_N \mathbf{I}$ subject to a magnetic field $\mathbf{B}$ reads [21]

$$H_{\text{hfs}} + H_B = A_J \mathbf{I} \mathbf{J} + B_J \frac{6(\mathbf{I} \mathbf{J})^2 + 3\mathbf{I} \mathbf{J} - 2I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)2J(2J-1)} - \boldsymbol{\mu}_J \mathbf{B} - \boldsymbol{\mu}_I \mathbf{B}. \quad (2)$$

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 D2-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 $\omega_L = \boldsymbol{\mu} \mathbf{B}/\hbar$. 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 D_2 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

$$(\boldsymbol{\mu}' - \boldsymbol{\mu})\mathbf{B} = \mu_B(g_{F'}m_{F'} - g_F m_F)\varsigma|\mathbf{B}| = \pm\mu_B\varsigma|\mathbf{B}|$$

for $\sigma^\pm$ polarized light, where $\varsigma = \text{sign}(B_z)$ 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 $\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{B}}$. Those effects can be included in our description by using a modified Rabi frequency $\Omega_{\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{B}}}$. 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 $\sigma^\pm$ or π . The atomic beam is assumed to provide a homogeneous atomic density in the interaction region $n(\mathbf{r}) \approx n_0 \approx 9 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$.

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

$$S_{\Delta, y_0, \varsigma}(x, z) = \alpha t_{\text{probe}} \int_{-d/2}^{d/2} \frac{I(x, y)}{\hbar\omega} n(\mathbf{r}) \sigma(\mathbf{r}, \Delta) dy \\ \approx \frac{\alpha t_{\text{probe}} n_0 d \Gamma \Omega_{\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2}{4[\Delta - \hbar^{-1} \varsigma \mu_B |\mathbf{B}(x, y_0, z)|]^2 + 2\Omega_{\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2 + \Gamma^2}. \quad (6)$$

The z dependence of the Rabi frequency comes from the dependence of the coupling strength on the relative orientation of $\hat{\mathbf{e}}$ 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 $d_{\text{pxl}} = 9 \mu\text{m}$, its sensitivity (including quantum efficiency and electronic gain) $\eta_{\text{CCD}} = 1 \text{ count}/100 \text{ photons}$,

the light collection solid angle of the imaging lens system $\Omega_{\text{sa}} = 0.06\%$, and its magnification $\varsigma_{\text{mag}} = 0.17$,

$$\alpha = \frac{d_{\text{pxl}}^2}{2\varsigma_{\text{mag}}} \eta_{\text{CCD}} \Omega_{\text{sa}}. \quad (7)$$

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 $S_{\Delta, y_0, \varsigma}(x, z)$ 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

$$S_{\Delta, y_0, \varsigma}(x, z) \approx \alpha t_{\text{probe}} \frac{n_0 d\Gamma \Omega_{\hat{\epsilon}\hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2}{2\Omega_{\hat{\epsilon}\hat{\mathbf{B}}}(x, y_0, z)^2 + \Gamma^2}, \quad (8)$$

where $\hbar \Delta = \varsigma \mu_B B(\mathbf{r})$. 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 $\sum_{\varsigma=\pm 1} S_{\Delta, y_0, \varsigma}(x, z)$.

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 $D2$ 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 $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_z$. In (c) $\hat{\epsilon} = \hat{\epsilon}_x$ 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 $\hat{\pi} = \hat{\epsilon}_z$ (Fig. 6b) or $\hat{\pi} = \hat{\epsilon}_x$ (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 $\mathbf{B}(x, 0, z) \perp \hat{\epsilon}_y$, 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 $\hat{\mathbf{e}}_z$ direction immediately follows from equation (6), $2\delta z = \hbar \sqrt{\Gamma^2 + 2\Omega_{\hat{\mathbf{e}}\mathbf{B}}^2} / (\mu_B \partial_z |\mathbf{B}|)$. 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 $\partial_z |\mathbf{B}| \approx 50 \text{ G/cm}$ which corresponds to $\delta B \approx 5 \text{ G}$. 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 $I_{\text{anti}} = (86.1 \pm 1.1) \text{ A}$. 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, $B_{\text{pnch}}/I_{\text{clov}} = 0.830 \text{ G/A}$, and of the antibias coils, $B_{\text{anti}}/I_{\text{anti}} = 2.743 \text{ G/A}$, 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).

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@ifsc.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

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.

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. 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 $\Omega_{23'} = 28\sqrt{I_T(x)}$ 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 $3S_{1/2}(F=1)$ 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.

Mechanocaloric and thermomechanical effects in Bose-Einstein-condensed systems

G. C. Marques

Instituto de Física, Universidade de São Paulo, Caixa Postal 66318, 05389-970 São Paulo, SP, Brazil

V. S. Bagnato and S. R. Muniz

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

D. Spehler

Université Louis Pasteur, I.U.T., Allée d'Athènes, 67300 Schiltigheim, France

(Received 23 September 2003; published 10 May 2004)

In this paper we extend previous hydrodynamic equations, governing the motion of Bose-Einstein-condensed fluids, to include temperature effects. This allows us to analyze some differences between a normal fluid and a Bose-Einstein-condensed one. We show that, in close analogy with superfluid ^4He , a Bose-Einstein-condensed fluid exhibits the mechanocaloric and thermomechanical effects. In our approach we can explain both effects without using the hypothesis that the Bose-Einstein-condensed fluid has zero entropy. Such ideas could be investigated in existing experiments.

DOI: 10.1103/PhysRevA.69.053808

PACS number(s): 03.75.Kk, 03.75.Hh, 03.75.Nt

I. INTRODUCTION

The achievement of Bose-Einstein condensation (BEC) in dilute atomic gases [1] represents the establishment of several new exciting possibilities. The investigation of degenerate quantum gases provides, for instance, a good testing ground for innumerable many-body theories developed along the past few decades. Those theories were mainly developed within the context of explaining the striking properties of ^4He below the λ point. Among other features, this fluid behaves as having zero viscosity (a superfluid) and also apparently as having zero entropy [2].

The zero-entropy hypothesis seemed to be the only explanation for two other (although related) remarkable properties of superfluid ^4He . The first notable property is called the thermomechanical effect (or the “fountain” effect), where a temperature gradient across the fluid produces motion of matter. The force responsible for imparting the motion to the fluid is a “thermoforce” (a term used first by London [3]). On the other hand, the motion of the superfluid also produces temperature gradients. This second effect is the so-called mechanocaloric effect. Both effects were very important to understand the behavior of superfluids, giving valuable hints about the nature of the processes involved.

In earlier times the first proposal of London [3] and Tisza [4], considering the superfluidity as a macroscopic manifestation of BEC, was somehow overruled by the good agreement of the hydrodynamic theory of Landau [5] to the first experiments measuring the second sound velocity [6]. Just later, after much of the development of the many-body theory, especially by Bogoliubov [7], it became clear that BEC was in fact behind the appearance of superfluidity. Even then, the hydrodynamic formalism has been quite useful for calculating and understanding the ^4He superfluid. Recently, after the experimental achievement of quantum degenerate gases, the formalisms developed initially to understand superfluidity of helium have been extended to explore the dilute atomic gases as well [8]. A full historical account of

these developments, although exciting, is much beyond the scope of this present paper. The interested reader, however, could look, for instance, at Ref. [9], and the references therein.

In this paper we deal with some aspects of the hydrodynamics of a Bose-Einstein-condensed phase. In particular we show that both effects (the mechanocaloric and the thermomechanical effects) are always expected to happen in any Bose-Einstein condensate.

The way we deal with these two phenomena is derived from the same equation, showing the clear relation between them. Furthermore, we do not have to use the zero-entropy property for the superfluid or the BEC system to explain both effects.

The presentation of this paper is arranged as follows. In Sec. II we introduce the hydrodynamic quantization approach to the Bose-Einstein condensation of a system of charged spin-0 bosons under the action of external fields. A chemical potential is introduced later in order to discuss the equilibrium conditions for this system. In Sec. III we present the equations of motion and define averages over the ensemble.

In Sec. IV we write the hydrodynamic equations of Bose-Einstein condensates under the action of external fields. These equations do not take into account temperature effects.

The relevant equilibrium equation, a generalized Bernoulli equation, is introduced in Sec. V. From this zero temperature equilibrium condition we then propose a natural extension that allows us also to take into account the temperature effects.

The force equation and explicit expression for the thermoforce are presented in Sec. VI. Finally, the conclusions in Sec. VII close the paper.

II. HYDRODYNAMIC QUANTIZATION

In earlier papers [10,11] we have presented the hydrodynamic quantization approach and some aspects of the fluidity

of a Bose-Einstein-condensed system. In this section we shall analyze these equations for the quite general and important case of a condensate in the presence of electric and magnetic fields and when the number of particles varies. In order to do so we introduce a chemical potential. Furthermore, the introduction of a chemical potential is also relevant in order to study the equilibrium conditions for condensation under the action of external fields [12].

We shall discuss here the field theoretic approach aimed at the description of a system of scalar Bose particles. Within the field theoretic approach, charged spin-0 bosons are associated with a complex scalar field $\psi(x)$. In what follows, x is a shorthand notation for a time and space point [$x=(t, \vec{x})$].

The quantization of the theory is carried out by imposing equal-time commutation relations between the field and its canonically conjugated variable ψ^* , followed by a typical quantization scheme implemented with the introduction of the Fock space. This method is especially useful when we deal with systems whose number of particles is well defined, for example, in the description of scattering processes. One can use, however, an alternative procedure: the so-called hydrodynamic quantization of the field [13]. In this scheme we use a new set of variables $\rho(x)$ and $\varphi(x)$, which are more convenient in the description of properties related to Bose-Einstein condensation. These new variables are defined as

$$\begin{aligned}\rho(x) &= \psi^*(x) \psi(x), \\ \psi(x) &= \sqrt{\rho(x)} e^{i\varphi(x)},\end{aligned}\quad (2.1)$$

denominated density and phase variables, respectively. They are canonically conjugated to each other, as we shall see below. For this reason we impose the following commutation relations among the density operator and the phase operator:

$$[\hat{\rho}(x), \hat{\varphi}(x')] = i\delta(x - x'). \quad (2.2)$$

The quantization method, based on commutation relations among density and phase operators, is called a hydrodynamic quantization, and its application in superfluidity, where Bose-Einstein condensation is known to occur, was proposed by Landau [12]. The commutation relation in Eq. (2.2), in conjunction with an explicit representation for these operators, requires a departure from more usual quantization approaches.

An explicit representation of the algebra of operators (2.2) can be realized by making use of the so-called density representation. In this representation the density operator is a classical c number. That is,

$$\hat{\rho}(x) = \rho(x), \quad (2.3)$$

and the phase operator is represented by the operator

$$\hat{\varphi}(x) = -i \frac{\delta}{\delta \rho(x)}. \quad (2.4)$$

Within the density representation the states vectors are represented as functionals of the density

$$\psi = \psi[\rho]. \quad (2.5)$$

In Ref. [10] we give examples of how to construct wave functionals associated with the vacuum and Fock states.

The state functionals, as well as other relevant physical quantities, are written in terms of the density and phase operators (2.1), or in terms of integrals over space-time densities. We shall give below several examples that will be used through this paper. We start with the Lagrangian and the Hamiltonian.

In terms of the field ψ , the classical Lagrangian density $\mathcal{L}$, for the nonrelativistic scalar particles, is written as

$$\begin{aligned}\mathcal{L} = \frac{i}{2} \{ \psi^*(x) [\partial_t \psi(x)] - [\partial_t \psi^*(x)] \psi(x) \} &- \frac{\vec{\nabla} \psi^*(x) \cdot \vec{\nabla} \psi(x)}{2m} \\ &- \mathcal{H}^I[\psi^*(x) \psi(x)],\end{aligned}\quad (2.6)$$

where $\mathcal{H}^I$ is the interaction Hamiltonian density. We define the Hamiltonian density $\mathcal{H}$ as composed of two terms:

$$\mathcal{H}(x) \equiv \frac{\vec{\nabla} \psi^*(x) \cdot \vec{\nabla} \psi(x)}{2m} + \mathcal{H}^I[\psi^*(x) \psi(x)] \equiv K + \mathcal{H}^I. \quad (2.7)$$

The first term in Eq. (2.7), containing derivatives of the field, is the kinetic energy term (K) and the second is the interaction Hamiltonian $\mathcal{H}^I$, which contains no field derivative terms.

Placing Eq. (2.1) into Eq. (2.6) one can see that the classical Lagrangian density can be written under the general form

$$\mathcal{L}(x) = -\rho(x) \frac{\partial \varphi(x)}{\partial t} - \mathcal{H}[x, \rho, \varphi], \quad (2.8)$$

thus showing that phase and density are canonically conjugated variables.

The quantum action is defined as

$$S = \int \mathcal{L}(x) dx. \quad (2.9)$$

If the system is under the action of external magnetic fields ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$) the kinetic term can be written, in terms of the variables $\rho(x)$ and $\varphi(x)$, as

$$K(\rho, \varphi, \vec{A}) = \rho(x) \frac{[\vec{\nabla} \varphi(x) - e\vec{A}(x)]^2}{2m} + \frac{[\vec{\nabla} \sqrt{\rho(x)}]^2}{2m}, \quad (2.10)$$

where e is the electric charge of the spin-0 bosons.

Whereas, in the presence of an external potential $U(x)$, the interaction Hamiltonian takes the general form

$$\mathcal{H}^I(\rho) = \rho(x) U(x) + \rho(x) \varepsilon(\rho, x) \equiv \rho(x) U(x) + \mathcal{H}^{\text{int}}, \quad (2.11)$$

where $\varepsilon(\rho, x)$ in Eq. (2.11) is the per-particle interaction internal energy density. If we assume binary interactions among the particles, $\varepsilon(\rho, x)$ is given by

$$\varepsilon(\rho, x) = \frac{1}{2} \int d\vec{x}' V(\vec{x} - \vec{x}') \rho(\vec{x}'). \quad (2.12)$$

Let us consider the expression, in terms of density and phase, of other physically relevant quantities in the study of quantum fluids. We start with the expression for the momentum. The classical definition of momentum is the integral over the space of the momentum operator density ($\vec{P}(x)$) of the field:

$$\vec{p} = \int d\vec{x} \vec{P}(\vec{x}) = \frac{1}{2} \int dx \varphi^*(x) \vec{\nabla} \varphi(x) = \int d^3x \rho(x) \vec{\nabla} \varphi(x). \quad (2.13)$$

From Eq. (2.13) it follows that the per-particle momentum $\vec{P}(\vec{x})$ is given by

$$\vec{P}(\vec{x}) = \vec{\nabla} \varphi(x) = \vec{\nabla} \left(-i \frac{\delta}{\delta \rho(x)} \right) \equiv m \vec{V}(\vec{x}). \quad (2.14)$$

In quantum theory there is, however, another relevant momentum. This quantum momentum [$\vec{P}_q(x)$] is defined as $\frac{1}{2}$ of the gradient of the log of the density. That is,

$$\vec{P}_q(\vec{x}) \equiv \vec{\nabla} [\ln \sqrt{\rho(x)}] = m \vec{V}_q(x). \quad (2.15)$$

The quantum origin of $\vec{P}_q(\vec{x})$ defined in Eq. (2.15) is explained in Ref. [14].

The analysis of a hard sphere gas provides a good example for the understanding of both types of momenta [11]. The classical momentum $\vec{P}(\vec{x})$ is associated with the quantized vortices, whereas the quantum momentum $\vec{P}_q$ is more relevant in understanding the dependence of the fluid density upon the distance of the vortex center [11].

In terms of the velocities defined in Eqs. (2.13) and (2.14) one can write, by using Eqs. (2.10) and (2.11), the Hamiltonian density $\mathcal{H}$ as

$$\mathcal{H}[\rho, \varphi] = \rho(x) \frac{m}{2} [\vec{V}^2(x) + \vec{V}_q^2(x)] + \rho(x) [U(x) + e(\rho, x)]. \quad (2.16)$$

If the bosonic system is under the action of an external magnetic field the above expression remains valid for $\vec{V}(x)$ defined by

$$\vec{V}(x) = \frac{\vec{P}(x) - e\vec{A}(x)}{m}. \quad (2.17)$$

The interaction of the particles with external fields is carried out, in field theory, as usual. For the coupling with external magnetic fields ($\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$) we use the minimum substitution $\vec{\nabla} \rightarrow \vec{A} - ie\vec{A}$. The potential $U(x)$ takes into account the interaction with external electric fields as well as external gravitational fields.

All the above definitions are relevant in the understanding of fluidity aspects of Bose-Einstein-condensed systems.

In the following section we shall analyze the dynamical equations.

III. EQUATIONS OF MOTION AND ENSEMBLE AVERAGES

The time evolution of a physical quantity represented by the operator $O(x)$ is given by the Heisenberg equation of motion,

$$\frac{\partial O(x)}{\partial t} = i[H, O(x)]. \quad (3.1)$$

The Hamiltonian operator in Eq. (3.1) is the integral of the Hamiltonian density

$$H = \int dx \mathcal{H}[\varphi, \rho]. \quad (3.2)$$

Within the density representation the equations of motion of the density and phase operators are

$$\frac{\partial \varphi(x)}{\partial t} = - \frac{\delta H}{\delta \rho(x)}, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = \frac{\delta H}{\delta \varphi(x)}. \quad (3.4)$$

These equations follow also from Eq. (2.8) by taking ρ and φ as independent dynamical variables.

By taking the gradient of Eq. (3.3) we define a new equation that we name the force equation:

$$\frac{\partial \vec{P}(x)}{\partial t} = \vec{F}(x). \quad (3.5)$$

The force equation gives the rate of change of the per-particle momentum and is the relevant equation in the understanding of superfluidity and the thermoforce. As we shall see, the thermoforce is a new type of force that arises in a BEC system.

The local force operator $\vec{F}(x)$ is, formally, written as

$$\vec{F}(x) = - \vec{\nabla} \left(\frac{\delta H}{\delta \rho(x)} \right). \quad (3.6)$$

One of the interesting features of the hydrodynamic quantization is that the quantum equation of motion resembles that of a classical fluid (from this fact derives the “hydrodynamic” name). Using Hamiltonian (2.16), the time evolution equations are

$$- \frac{\partial \varphi(x)}{\partial t} = \frac{\vec{P}^2(x)}{2m} + U(x) + h(x) + \frac{\vec{P}_q^2}{2m} + \frac{1}{2m\rho} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{P}_q), \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = - \vec{\nabla} \cdot \frac{\rho(x) \vec{P}(x)}{m}, \quad (3.8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{P}}{\partial t} = & -\vec{\nabla} \left(\frac{\vec{P}^2}{2m} \right) + \vec{F}_{\text{ext}}(x) - \vec{\nabla} h(x) \\ & - \vec{\nabla} \left(\frac{\vec{P}_q^2}{2m} + \frac{1}{2m\rho} \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{P}_q) \right), \end{aligned} \quad (3.9)$$

where $h(x)$ in Eqs. (3.7) and (3.9) is the per-particle enthalpy

$$h(x) \equiv \frac{\delta \mathcal{H}^{\text{int}}}{\delta \rho(x)} = e(\rho, x) + \frac{P(x)}{\rho(x)}. \quad (3.10)$$

The pressure $P(x)$ in Eq. (3.10) is, as can be inferred from Eqs. (3.10) and (2.11), given by

$$\frac{P(x)}{\rho(x)} = \int dx' \rho(x') \frac{\delta e(\rho, x')}{\delta \rho(x)} e(\rho(x'), x'). \quad (3.11)$$

The term $\vec{F}_{\text{ext}}(x)$ in Eq. (3.9) is the force exerted on each of the charged particles of the system as a result of the external potential $U(x)$,

$$\vec{F}_{\text{ext}}(x) = -\vec{\nabla} U(x). \quad (3.12)$$

Equations (3.7)–(3.9) are valid as time evolution equations of operators. In order to deal with classical c numbers one can consider expectation values and averages over the ensemble.

Any of the quantum versions of the equations of motion (3.7)–(3.9) are obviously valid when one considers expectation values. Defining the trace of an operator O as

$$\text{Tr} O(x) = \sum_{\psi} \langle \psi | O(x) | \psi \rangle \frac{1}{\langle \psi | \psi \rangle}, \quad (3.13)$$

we can write the following equations:

$$\frac{\partial}{\partial t} [\text{Tr } \varphi(x)] = -\text{Tr} \left(\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \rho(x)} \right), \quad (3.14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} [\text{Tr } \rho(x)] = \text{Tr} \left(\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \varphi(x)} \right). \quad (3.15)$$

Ehrenfest theorems can be defined as averages over the ensemble of quantum equations. In order to define averages over the ensemble, we define the quantum-mechanical partition function of a Bose system.

For the quantum action S , given by Eq. (2.9), we define the partition function as

$$Z = \text{Tr } e^{iS}. \quad (3.16)$$

This is just an extension of the usual finite temperature (T) definition of the partition function

$$Z = \text{Tr} (e^{-H/kT}). \quad (3.17)$$

The average over the ensemble of a physical quantity $O(x)$ is usually defined by

$$\langle O(x) \rangle = \frac{1}{Z} \text{Tr} \{ e^{iS} O(x) \}. \quad (3.18)$$

Taking averages over the ensemble, one writes

$$\frac{\partial \langle \varphi(x) \rangle}{\partial t} = - \left\langle \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \rho(x)} \right\rangle, \quad (3.19)$$

$$\frac{\partial \langle \rho(x) \rangle}{\partial t} = + \left\langle \frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \varphi(x)} \right\rangle. \quad (3.20)$$

Averages over the ensemble are relevant in the context of statistical mechanics. In the next section we shall consider matrix elements of the equations of motion under the form (3.14) and (3.15).

IV. HYDRODYNAMIC EQUATIONS FOR BOSE-EINSTEIN-CONDENSED STATES

One expects some basic distinctions, at the level of states, between a condensed system and a normal one. We have proposed, in Ref. [10], that the basic distinction can be traced back to special properties of the wave functional associated with BEC states. We have proposed that the wave functional of BEC systems is endowed with two distinctive properties [10,11].

A. Property (1) of the condensate wave functional

The wave function of the system associated with $\psi_c[\rho]$ [11,15] is a product of wave functions

$$\psi_c(x_1 \cdots x_N) = \prod_{i=1}^N \psi_c(x_i). \quad (4.1)$$

The wave function $\psi_c(x)$ in Eq. (3.1) is, by definition, the condensate wave function which will be written as

$$\psi_c(x) = \sqrt{\rho_c(x)} e^{i\varphi_c(x)}. \quad (4.2)$$

The variables $\rho_c(x)$ and $\varphi_c(x)$ will be identified as the density and phase of the condensate.

B. Property (2) of the condensate wave functional

The condensate wave functional describes coherent states for which the following factorization property holds true:

$$\frac{\psi^*[\rho] \hat{\psi}(x) \psi[\rho]}{\psi^*[\rho] \psi[\rho]} = \psi_c(x) = \sqrt{\rho_c(x)} e^{i\varphi_c(x)} \quad (4.3)$$

and

$$\frac{\psi^*[\rho] \cdot \hat{\psi}(x_1) \cdots \hat{\psi}(x_N) \psi[\rho]}{\psi^*[\rho] \psi[\rho]} = \psi_c(x_1) \cdots \psi_c(x_N). \quad (4.4)$$

Property (1) is an obvious requirement in order that the wave functional be associated with a condensed state, whereas property (2) allows us to identify the condensate wave function with the order parameter of the phase transition [16,17].

The factorization property (3.4) is the analog of the “off-diagonal long-range order” introduced by Penrose and Onsager [18] in the context of superfluidity of ^4He .

In Refs. [10,11] we have shown that the wave functional

$$\psi_c[\rho] = \exp\left(\int \rho(x) \ln \psi_c(x) dx\right) \quad (4.5)$$

exhibits the properties above mentioned properties (1) and (2), thus providing an explicit example of such wave functionals.

The relevance of the factorization property in the understanding of superfluidity has been already emphasized by Anderson in Ref. [16]. By taking averages over states satisfying Eq. (4.4), we conclude that the wave function of the condensate, defined in Eq. (4.3), satisfies the equations

$$\frac{\partial \varphi_c(x)}{\partial t} = - \left(\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \rho(x)} \right) \Bigg|_{\substack{\rho=\rho_c(x) \\ \varphi=\varphi_c(x)}}, \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \rho_c(x)}{\partial t} = \left(\frac{\delta \mathcal{H}}{\delta \varphi(x)} \right) \Bigg|_{\substack{\rho=\rho_c(x) \\ \varphi=\varphi_c(x)}}. \quad (4.7)$$

Since a c -number field $\psi(x)$ is the wave function in the $\vec{x}$ representation of a state $|\psi\rangle$, Eqs. (4.6) and (4.7) specify the equation for the condensate wave function. They are c -number equations.

By taking the functional derivatives of $\mathcal{H}$ given by Eq. (2.2), now expressed as a functional of ρ and φ , we obtain the following set of equations:

$$\frac{\partial \rho_c(x)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_c(x) = 0, \quad (4.8)$$

$$- \frac{\partial \varphi_c(x)}{\partial t} = \frac{m}{2} \vec{V}^2(x) + \frac{m}{2} \vec{V}_q^2(x) - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q(x)}{2\rho_c(x)} + U(x) + h(x), \quad (4.9)$$

where we have used for $\vec{V}$, $\vec{V}_q$, and $h(x)$ the definitions (2.7), (2.15), and (3.10). The density currents $\vec{J}_c$ and $\vec{J}_q$ are given by

$$\vec{J}_q(x) = \rho_c(x) \vec{V}_q(x), \quad (4.10)$$

$$\vec{J}_c(x) \equiv \rho_c(x) \vec{V}_c(x). \quad (4.11)$$

Taking the gradient of Eq. (3.9) we get the force equation

$$\begin{aligned} \frac{\partial \vec{P}_c}{\partial t} + m(\vec{V}_c \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_c + m(\vec{V}_q \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_q \\ = e \vec{V}_c \wedge \vec{B} - \vec{\nabla} \left\{ U + h + \frac{1}{2\rho} \vec{\nabla} \cdot \rho \vec{V}_q \right\}. \end{aligned} \quad (4.12)$$

In the presence of an external magnetic field the motion is necessarily rotational since the rotational of the condensate velocity is related to the magnetic field by

$$\vec{\nabla} \times \vec{V}_c = - \frac{e}{m} \vec{\nabla} \times \vec{A} = - \frac{e}{m} \vec{B}. \quad (4.13)$$

In the absence of a magnetic field the motion of the condensate is irrotational.

Equation (3.8) is a continuity equation which we have shown to be true for the condensed component of the system.

As we shall see in the next section, Eq. (3.9) corresponds to a generalized Bernoulli equation. We refer to it as the equilibrium equation. It gives the condition of equilibrium for a Bose-Einstein-condensed fluid under the action of external fields.

Equation (3.13) is the dynamic equation satisfied by the fluid in motion under external fields. We shall see that it is an extension of one of Anderson's equations in Ref. [16].

This allows us to conclude that the dynamical equations for the density and phase of the wave function of the condensate, are Eqs. (4.8), (4.9), and (4.12). As a result of these equations we can conclude, on quite general grounds, that the condensed fluid satisfies the continuity equation and that in the absence of magnetic fields the motion of the fluid is irrotational.

V. EQUILIBRIUM EQUATION

We show in this section that, for stationary states, Eq. (4.9) gives the equilibrium condition when the system is under the action of external fields and that this equilibrium condition is a generalized Bernoulli equation.

As usual, we assume that the equilibrium condition for a system under the action of external fields is the chemical potential (μ) to be constant:

$$\mu = \mu_0. \quad (5.1)$$

Remembering that the field ψ is the wave function of a state ψ in the $\vec{r}$ representation, the field associated with a stationary state is

$$\psi(\vec{x}, t) = e^{i[\mu_0 t + \varphi_c(\vec{x})]} \sqrt{\rho_c(\vec{x})}, \quad (5.2)$$

where μ_0 is a constant.

For a stationary state the equilibrium equation, for the phase given by Eq. (5.2), is

$$\mu_0 = h(x) + U(x) + \frac{m}{2} \vec{V}_c^2(x) + \frac{m}{2} \vec{V}_q^2(x) - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q(x)}{2\rho_c(x)}. \quad (5.3)$$

Taking now into account the explicit expression for $h(x)$, we write

$$\begin{aligned} \mu_0 = \varepsilon(x, \rho_c(x)) + \frac{P(x)}{\rho_c(x)} + \frac{m}{2} \vec{V}_c^2(x) + U(x) + \frac{m}{2} \vec{V}_q^2(x) \\ - \frac{\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_q(x)}{2\rho_c(x)}. \end{aligned} \quad (5.4)$$

In order to show that μ_0 is the chemical potential we multiply Eq. (5.4) by $\rho_c(x)$ and integrate over $\vec{x}$. The result can be written as

$$\mu_0 N_c = E_c + \int P(\vec{x}) d^3x, \quad (5.5)$$

where N_c in Eq. (5.5) is the number of particles in the condensate

$$N_c = \int d^3x \rho_c(\vec{x}), \quad (5.6)$$

and E_c is the condensate energy defined as the integral of the density Hamiltonian:

$$E_c = \int d^3x \mathcal{H}[\rho_c, \varphi_c]. \quad (5.7)$$

Expression (5.5) shows that μ_0 is the chemical potential since $\mu_0 N_c$ is the total enthalpy of the system [12].

For a uniform condensate, the Bogoliubov condensate [20] is

$$\rho_c(x) = \rho_{0c}. \quad (5.8)$$

The quantum velocity vanishes so that for a uniform condensate, Eq. (4.3) is Bernoulli's equation:

$$\mu_0 = \varepsilon(x, \rho_{0c}(x)) + m \frac{P(x)}{\rho_{0c}} + \frac{m}{2} \vec{V}_c^2(x) + U(x). \quad (5.9)$$

Since the first four terms of Eq. (4.4) correspond to the usual Bernoulli equation, one can predict that deviations from the usual fluid is expected as a result of the quantum velocity term. This prediction deserves to be tested experimentally.

We notice that for a non-self-interacting system,

$$h(x) = 0. \quad (5.10)$$

Such non-self-interacting fluid, the fluid described by Eqs. (4.2) and (4.3), is a Mahdelung fluid [19]. Therefore, neglecting self-interaction of particles, the BEC is a Mahdelung fluid.

One can extend some of the previous equations to finite temperatures. In order to do so we just recall that the equilibrium condition for a fluid under external fields takes the form [12]

$$\mu = g(P, T) + \mu', \quad (5.11)$$

where $g(P, T)$ is the per-particle Gibbs energy in the absence of the external fields and μ' takes into account the external fields.

Remembering also that at zero temperatures the per-particle Gibbs free energy is equal to the per-particle enthalpy

$$g(P, 0) = \varepsilon(x, \rho_{0c}) + m \frac{P(x)}{\rho_{0c}(x)} = h(x), \quad (5.12)$$

we can write Eq. (4.6) under the following form:

$$\mu_0 = g(P, 0) + \frac{m}{2} \vec{V}_c^2(x) + U(x). \quad (5.13)$$

The natural extension of Eq. (5.5) to finite temperatures, in view of Eq. (5.13), is

$$\begin{aligned} \mu_0 &= g(P, T) + \frac{m}{2} \vec{V}_c^2(x) + U(x) \\ &= \varepsilon(x, \rho_0) + m \frac{P(x)}{\rho_0} - Ts(T) + m \frac{\vec{V}_c^2}{2} + U(x). \end{aligned} \quad (5.14)$$

Notice that for nonstationary states the generalization of Eq. (4.11) to finite temperatures should be, from Eqs. (5.2) and (5.14),

$$\frac{\partial \varphi_c}{\partial t} = g(P, T) + m \frac{\vec{V}_c^2}{2} + U(x). \quad (5.15)$$

The interesting aspect of Eq. (5.14) is that one can imagine an *entropy filter*. That is, one can devise experiments by means of which a low entropy component is separated from a large entropy component of the BEC fluid. This would be similar to what happens in superfluid ^4He .

In fact, one can think of two experimental setups in order to check the validity of the predictions made here. These experiments are analogous to the ones done with superfluid ^4He . Let us consider two containers (A and B) of a Bose-Einstein-condensed fluid in which we keep the temperature initially constant on each side and keep the density constant. At this point we consider no external fields. Suppose that these containers are now physically connected by a tube, in which we can have a flow of the condensate. Since

$$dg = \frac{1}{\rho} dP - s dT \quad (5.16)$$

it follows from Eq. (5.14), that

$$\frac{1}{\rho} dP - s dT = -d \left(\frac{m}{2} \vec{V}_c^2 \right), \quad (5.17)$$

so that the flow through the superleak occurs until $\vec{V}_c = 0$. Under this condition, it follows from Eq. (5.17) that

$$dP = s(T) dT. \quad (5.18)$$

The temperature difference giving rise to a pressure difference is the thermomechanical effect. Equation (5.18) is London's relation [3].

If the containers discussed above are kept at constant pressure, then from Eq. (5.16) it follows that

$$d \left(\frac{m}{2} \vec{V}_c^2(x) \right) = s dT. \quad (5.19)$$

As a consequence of Eq. (5.19) one can see that if there is mass flow in one of the containers, it will be colder than the

other one. That is, the mechanocaloric effect is expected to happen in any BEC system.

We can see, from Eq. (5.19), that in any BEC system a gradient temperature leads to motion of the fluid and vice versa. It follows, also from Eq. (5.19) that, along a stream line, the difference between the kinetic energy of the fluid at two points B and A , in each container, is

$$\frac{m \vec{V}_c^2(B)}{2} - \frac{m \vec{V}_c^2(A)}{2} = s(T)(T_B - T_A). \quad (5.20)$$

From Eq. (5.20) it follows that if the fluid flows from A to B [$V(B) > V(A)$], the container B will be warmer. On the other hand, if one of the containers is now considered as a thick tube the pressure dP will cause a fountain of Bose-Einstein condensate. We predict, in this way, the fountain effect for any BEC system.

In superfluid ^4He these two phenomena are explained by assuming that the superfluid component is a zero-entropy fluid. We have seen here that this is not necessary.

VI. FORCE EQUATION

In this section we will show that the phenomenon of superfluidity for a BEC system is intimately connected to the two effects present in ^4He , the thermomechanic and mechanocaloric effects. Usually, they are considered as independent properties of the superfluid helium. We shall give, also in this section, formal expressions for the thermoforce.

First, we recall that

$$dg = \frac{1}{\rho} dP - s(T) dT. \quad (6.1)$$

Now we take the gradient of Eq. (5.14), and the dynamic equation for a nearly uniform fluid becomes

$$\frac{\partial \vec{P}_c}{\partial t} + m(\vec{V}_c \cdot \vec{\nabla}) \vec{V}_c = \vec{F}_{\text{ext}} - \frac{m}{\rho} \vec{\nabla} P + e \vec{V}_c \times \vec{B} + s(T) \vec{\nabla} T. \quad (6.2)$$

All terms in Eq. (6.2) have a simple interpretation. The term in the left-hand side of Eq. (6.2) is the total derivative of $\vec{P}_c$, that is,

$$\frac{D \vec{P}_c}{Dt} \equiv \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{V}_c \cdot \vec{\nabla} \right) \vec{P}_c. \quad (6.3)$$

The first term in the right-hand side of Eq. (6.2) is the external force

$$\vec{F}_{\text{ext}} = - \vec{\nabla} U. \quad (6.4)$$

The second term in the right-hand side of Eq. (6.2) is the usual force that induces motion in the fluid as a result of pressure gradients,

$$\vec{F}_1 = - \frac{m}{\rho} \vec{\nabla} P. \quad (6.5)$$

The third term in the right-hand side of Eq. (6.2) is the Lorentz force due to the external magnetic field,

$$\vec{F}_{\text{Lorentz}} = e \vec{V}_c \times \vec{B}. \quad (6.6)$$

The last term in Eq. (6.2) is our main contribution to the BEC motion. We propose that this term is the thermoforce:

$$\vec{F}_{\text{ther}} = s(T) \vec{\nabla} T. \quad (6.7)$$

The presence of the thermoforce in Eq. (6.2) means that there will be motion of the fluid as a result of temperatures gradients. The motion is towards the greatest temperatures.

Putting all this together, we write

$$\frac{D \vec{P}_c}{Dt} \equiv \vec{F}_{\text{ext}} + \vec{F}_{\text{ther}} + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} P + e \vec{V}_c \times \vec{B}. \quad (6.8)$$

Except for the thermoforce, Eq. (6.8) is just the Euler equation for an ideal fluid. Under similar assumptions made here, Anderson derived the usual Euler equation for ^4He [16].

The conclusion, therefore, is that the same phenomenon (Bose-Einstein condensation) is responsible for all the striking properties of superfluid ^4He : the superfluidity and both the related thermomechanical and mechanocaloric effects. In fact, in principle, we expect that any BEC system should present those phenomena. At least one of them has already been experimentally confirmed [21].

VII. CONCLUSIONS

We have shown in this paper that the thermomechanical and mechanocaloric effects are always expected to occur in a Bose-Einstein condensate. Besides the understanding of these effects, we have shown that they can be predicted by using the same equation that leads to the Euler equation (the equation that we have named force equation).

We have proposed a generalized Bernoulli equation that would lead, for nonuniform density fluids, to a departure from the usual Bernoulli equation. The generalized Bernoulli equation is valid for stationary BEC states. For time-independent states the chemical potential is zero; in this case the Bose-Einstein-condensed state is characterized as a zero Gibbs energy fluid.

Another important property of a superfluid is the fact that it is irrotational [22]. As a consequence of the presented calculation, we have deduced that this is not generally the case. It only happens in the absence of external magnetic fields.

We have derived an expression for the thermoforce. It is interesting to note that the same expression was also found by London [3], using a different approach. Experimental evidence for the specific form (6.7) is, to our knowledge, missing. However, it predicts that as the temperature is lowered the thermoforce tends to zero [since $\lim_{T \rightarrow 0} s(T) \rightarrow 0$]. This fact is quite well known in superfluid ^4He . The thermoforce becomes negligible for temperatures below 0.6 K [3].

Another important contribution of this present paper is that in order to explain some aspects of the BEC phenomenon, there is no need for the zero-entropy fluid hypothesis.

Finally, we would like to mention that some of our specific quantitative predictions contained in the presented equations can be tested using present experimental conditions.

ACKNOWLEDGMENTS

This work was partially supported by Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), and by Programa de Apoio a Núcleos de Excelência (PRONEX).

-
- [1] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, and E. A. Cornell, *Science* **269**, 198 (1995); C. C. Bradley, C. A. Sackett, J. J. Tollett, and R. Hulet, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1687 (1995); K. B. Davis, M.-O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, and W. Ketterle, *ibid.* **75**, 3969 (1995).
 - [2] See, for example, R. P. Feynmann, in *Statistical Mechanics, A Set of Lectures* (Benjamin Cummings Publishing, New York, 1972).
 - [3] F. London, in *Superfluids, Vol. II—Macroscopic Theory of Superfluid Helium* (Dover, New York, 1954); See also F. London, *Phys. Rev.* **54**, 947 (1938).
 - [4] L. Tisza, *Nature (London)* **141**, 913 (1938).
 - [5] L. D. Landau, *J. Phys. (Moscow)* **5**, 71 (1941).
 - [6] J. P. Pellam and R. B. Scott, *Phys. Rev.* **76**, 869 (1949).
 - [7] N. Bogoliubov, *J. Phys. (USSR)* **5**, 23 (1947).
 - [8] C. J. Pethick and H. Smith, *Bose-Einstein Condensation in Dilute Gases* (Cambridge University Press, Cambridge, 2002).
 - [9] A. Griffin, in *Proceedings of the International School of Physics “Enrico Fermi”, Course CXL*, edited by M. Inguscio, S. Stringari, and C. E. Wieman, (IOP, Bristol, 1999).
 - [10] G. C. Marques and V. S. Bagnato, *Phys. Rev. A* **61**, 053607 (2000).
 - [11] G. C. Marques, V. Bagnato, and D. Spehler, *Phys. Rev. A* **63**, 043607 (2001).
 - [12] L. Landau, *Statistical Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1980).
 - [13] T. D. Lee, K. Huang, and C. N. Yang, *Phys. Rev.* **106**, 1135 (1957).
 - [14] G. C. Marques, *Phys. Rev. A* **8**, 1577 (1994).
 - [15] E. Recami and G. Salesi, *Phys. Rev. A* **57**, 98 (1998).
 - [16] P. W. Anderson, *Rev. Mod. Phys.* **38**, 298 (1966).
 - [17] P. W. Anderson, *Basic Notions of Condensed Matter Physics* (Addison-Wesley, Reading, MA, 1983).
 - [18] O. Penrose and L. Onsager, *Phys. Rev.* **104**, 576 (1956).
 - [19] E. Mahdelung, *Z. Phys.* **40**, 332 (1926).
 - [20] G. C. Marques, *Phys. Rev. B* **44**, 12485 (1991).
 - [21] O. M. Marago, S. A. Hopkins, J. Arlt, E. Hodby, G. Hechenblaikner, and C. J. Foot, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 2056 (2000).
 - [22] I. M. Khalatnikov, *Introduction to the Theory of Superfluidity* (Benjamin, New York, 1965); R. J. Donnelly, *Quantized Vortices in Liquid He II* (Cambridge University Press, Cambridge, 1991).

Abstract: Using a shaking field overlapped to the static field of a quadrupole trap we have performed experiments with cold Na atoms held in a magnetic trap. As a function of the shaking frequency the temperature of the atomic cloud is measured by time-of-flight. We observe results similar to Kumakura et al. [Phys. Rev. A 68, 021401(R)] and the variations of the kinetic temperature in our results are explained based on a model where we selectively affect different velocity classes.

Typical time of flight (TOF) data showing the expanding cloud of Na atoms for three different times of free expansion

© 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 makes the magnetic field created by the extra coil oscillate 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 field 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] argument 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 we 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 a 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).

Abstract: Using a system composed of a Quadrupole and Ioffe Configuration (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 through a probe beam, to determine temperature and density. The phase space density (D) is calculated using the density profile and the temperature. We have followed D as a function of the final evaporation frequency. The results show that at 1.65 MHz we crossed the value for D expected to correspond to the critical point to start the 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. We analyze the obtained low number in terms of efficiency of evaporation. The utility of an *in situ* detection is illustrated by measuring the harmonic gas pressure of the trapped gas in the route to condensation.

Graphic showing the evolution of normalized harmonic pressure $P/(NC)$ as a function of temperature T

© 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 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 isocoric 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 run-away 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 Helmerson 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).