UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

PATRÍCIA CHRISTINA MARQUES CASTILHO

Termodinâmica de Condensados aprisionados em Armadilhas Óptico-
Magnéticas

São Carlos
2012

PATRÍCIA CHRISTINA MARQUES CASTILHO

Termodinâmica de Condensados aprisionados em Armadilhas Óptico-
Magnéticas

Dissertação apresentada ao Programa de
Pós-Graduação em Física do Instituto de
Física de São Carlos da Universidade de
São Paulo, para obtenção do título de
Mestre em Ciências.

Área de concentração: Física Básica

Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador
Bagnato

Versão Original

São Carlos
2012

AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do IFSC,
com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

Marques Castilho, Patrícia Christina
Termodinâmica de Condensados aprisionados em
Armadilhas Óptico-Magnéticas / Patrícia Christina
Marques Castilho; orientador Vanderlei Salvador
Bagnato -- São Carlos, 2012.
107 p.

Dissertação (Mestrado - Programa de Pós-Graduação em
Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos,
Universidade de São Paulo, 2012.

1. Condensação de Bose-Einstein. 2. Átomos frios.
3. Termodinâmica. I. Salvador Bagnato, Vanderlei,
orient. II. Título.

Aos meus pais e à minha irmã
que sempre me apoiaram.

AGRADECIMENTOS

Queria começar agradecendo ao meu pai, Eduardo, por, desde pequenininha, me explicar coisas sobre os dinossauros e o sistema solar e me fazer gostar de ciências, muito antes de saber o que era a Física. Queria agradecer à minha mãe, Liliana, por sempre ter me dado o exemplo de que é possível fazer muitas coisas ao mesmo tempo, basta saber se organizar, e sempre ter incentivado o estudo, a leitura e qualquer outra forma de cultura em casa. Queria também agradecer a minha irmã, Natássia, com quem sempre me divirto e que sempre me apoiou e me ouviu reclamar de tudo sem nem se queixar.

Ao professor Vanderlei por ter me dado a oportunidade de trabalhar em um experimento tão interessante e por todas as feijoadas, jantares e festas que ele proporcionou ao longo desses anos.

Ao Rodrigo que, além de companheiro de trabalho é um grande amigo. Sem ele não teria pra quem eu ligar de madrugada reclamando de tudo, hehe!

Ao Jorgito por ter me ensinado praticamente tudo o que eu sei do experimento e por ter feito várias caricaturas minhas, muitos outros desenhos e algumas brincadeiras que tornaram o trabalho no lab bem mais divertido.

Ao Freddy que me ajudou bastante nessa fase final do mestrado e pelos momentos de descontração no lab em que suportes de espelhos viram arminhas.

Ao Rodrigo Depende, por ser o ic mais vegetariano mais legal do BEC II.

Ao Guilherme por ter me ajudado muito na análise das imagens fazendo com que, no final, eu conseguisse me virar sozinha no MATLAB.

À Kilvia que desde a minha iniciação sempre me ajudou com tudo o que eu precisei, seja para discutir problemas do experimento, para pegar material na sala do Vanderlei ou para organizar festinhas.

Ao Daniel que ajudou diversas vezes o BEC II a resolver nossos problemas.

Ao Giacomo e à Eleonora sem os quais seria muito mais difícil (e muuuuito mais chato) obter o condensado.

Ao professor Randall G. Hulet por ter me dado a oportunidade de trabalhar durante pouco mais de uma semana em seu experimento em Houston e ao Paul por me ajudar a tirar algumas das medidas apresentadas nessa dissertação.

Ao Pedro por sempre me lembrar das datas das provas, entregas de documentos, etc. e me acompanhar nesta fase de análise de dados já que ele também estava escrevendo a sua dissertação.

Ao Emanuel que, ainda na minha iniciação, me ensinou muito do experimento.

Ao Serginho por orientar o BEC II acerca dos rumos que devemos tomar.

Ao Gustavo por ter finalmente arrumado o laser do Rebombeio, hehe, e por outras dicas uteis durante esses anos.

Ao João e o pessoal do LIEPO, Denis, Leandro, André e Sheila, que me aturam desde a iniciação e sempre me ajudam a soldar circuitinhos ou antenas, né?

A todas as outras pessoas do laboratório de atômica, Rafael, Edwin, Stella e ics por serem sempre solícitos quando precisamos de alguma ajuda.

Às secretárias Isabel, Bene e Cristiane por ajudarem bastante com a parte burocrática.

Às bibliotecárias, especialmente à Maria Neusa, que me ajudou bastante com as correções na formatação desta dissertação.

Às meninas lá de casa, Nicole, Zoe e Luana, por terem sido super compreensivas enquanto eu estava fazendo a dissertação e não terem dado nenhuma festinha em casa, hehe!

A todos os meus amigos que torceram bastante pra que eu terminasse tudo à tempo!

Por fim, queria agradecer as empresas de fomento CAPES e FAPESP que me financiaram ao longo do meu mestrado.

RESUMO

CASTILHO, P. C. M. **Termodinâmica de condensados aprisionados em armadilhas óptico-magnéticas**. 2012. 107 p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

Nesta dissertação, apresentamos estudos preliminares envolvendo a Termodinâmica de átomos aprisionados por potenciais inomogêneos. Estes estudos foram realizados em dois sistemas experimentais distintos, a partir da definição de novas variáveis globais propostas por V. Romero-Rochín, as quais, chamaremos “parâmetro de volume” e “parâmetro de pressão”. O primeiro sistema, consiste no experimento desenvolvido em nosso laboratório e envolve a Condensação de Bose-Einstein em átomos de ^{87}Rb aprisionados em uma armadilha óptico-magnética. Este sistema é descrito em detalhe ao longo da dissertação. O segundo sistema consiste no sistema experimental do professor R. G. Hulet, na Universidade Rice, e envolve a Condensação de Bose-Einstein em átomos ^7Li aprisionados em uma armadilha óptica. Neste segundo experimento é possível variar a interação da amostra atômica estudando a sua influência no “parâmetro de pressão”. Ainda, nesta dissertação, realizamos uma análise teórica da transição de fase para a fase condensada a partir dessas novas variáveis.

Palavras-chave: Condensação de Bose-Einstein. Termodinâmica. Átomos frios.

ABSTRACT

CASTILHO, P. C. M. **Thermodynamic studies on BECs trapped by hybrid traps**. 2012. 107p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

In this master thesis we present some preliminary studies on the Thermodynamics of ultracold gases in inhomogeneous potentials. These studies were performed in two different experimental setups using the new global variables proposed by V. Romero-Rochín, which we call “volume parameter” and “pressure parameter”. The first system is the experiment built in our laboratory in which we produce a Bose-Einstein Condensation (BEC) of ^{87}Rb atoms in a hybrid trap. The second experiment is the Prof. Hulet’s setup at Rice University in which a BEC of ^7Li is produced in an optical trap. At this second experiment it was possible to vary the interaction between the atoms in such a way that we were able to characterize its influence on the “pressure parameter”. In addition we present a theoretical analysis of the BEC phase transition in terms of these new variables.

Keywords: Bose-Einstein Condensation. Thermodynamics. Cold atoms.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1	- Comparação entre a qualidade óptica das células do MOT-1 e do MOT-2	27
Figura 2.2	- Esquema ilustrativo do sistema de vácuo do nosso experimento	27
Figura 2.3	- Esquema da montagem da técnica de absorção saturada utilizada para controlar a frequência do laser	29
Figura 2.4	- Exemplo ilustrativo de um sinal de absorção (em azul) e seu respectivo sinal de dispersão (em vermelho)	29
Figura 2.5	- Sinal de absorção da linha D_2 do Rubídio	30
Figura 2.6	- Esquema das frequências utilizadas em nosso experimento dentro da linha D_2 do ^{87}Rb	30
Figura 2.7	- Esquema da montagem do sistema de lasers	32
Figura 2.8	- Ilustração de um MOT unidimensional (a) e um esquema de como acontece a interação dos átomos com a luz na presença de um campo magnético inhomogêneo no espaço (b)	34
Figura 2.9	- Esquema ilustrativo da configuração de feixes e campo de um MOT tridimensional	34
Figura 2.10	- Átomos aprisionados no segundo MOT	35
Figura 2.11	- Sinal de fluorescência da carga do MOT-2 (ajustada pela curva vermelha) e de seu decaimento após desligarmos o feixe de <i>push</i> (ajustada pela curva azul)	36
Figura 2.12	- Esquema ilustrativo do processo de spin polarization	38
Figura 2.13	- Arranjo experimental das bobinas da armadilha magnética (a) e o campo gerado por elas (b)	40

Figura 2.14	- Ilustração dos dois tipos de potenciais ópticos possíveis de acordo com o detuning da luz em relação à frequência da transição atômica	42
Figura 2.15	- Esquema óptico pelo qual passa o feixe da laser da Armadilha Óptico-Magnética.....	47
Figura 2.16	- Esquema do arranjo experimental da armadilha óptico-magnética visto da lateral (a) e de cima (b). O X, em ambas as imagens, representa a posição de campo magnético nulo	47
Figura 2.17	- Esquema de como a imagem de absorção normalizada é composta.....	49
Figura 2.18	- Gráfico do número de átomos em função do tempo de aprisionamento para a medida do tempo de vida dos átomos na armadilha magnética.....	50
Figura 2.19	- Esquema da separação dos sub-níveis Zeeman dos átomos com relação à posição em que se encontram na armadilha magnética	51
Figura 2.20	- Imagens de absorção dos átomos aprisionados na armadilha magnética feitas após 9ms de tempo de vôo, para diferentes valores finais de uma rampa de evaporação de rf com duração de 3s	52
Figura 2.21	- Seqüência temporal do experimento após a transferência dos átomos para a armadilha magnética	54
Figura 2.22	- Gráfico de $\log(N)$ em função do $\log(T)$ ao longo dos processos de evaporação por rf e evaporação óptica até a obtenção da degenerescência quântica	55
Figura 2.23	- Expansão da nuvem condensada para diferentes tempos de vii (a) e da nuvem térmica (b).....	56
Figura 2.24	- Comparação entre os perfis de densidade da nuvem térmica (perfil gaussiano) até a obtenção de um condensado puro (perfil de Thomas-Fermi)	57
Figura 3.1	- Diagrama Π - θ para um gás ideal aprisionado. Vemos as curvas isotérmicas antes e depois da transição para a fase condensada	64

Figura 3.2	- Diagrama Π - T para um gás ideal aprisionado. Vemos as curvas isodensidades antes e depois da transição para a fase condensada.....	65
Figura 4.1	- Posição da nuvem atômica ao longo do eixo y variando o tempo de aprisionamento e mantendo o tempo de voo constante e igual a 21ms. A partir do ajuste senoidal encontramos a frequência de oscilação da armadilha ao longo deste eixo, dada por 44Hz	74
Figura 4.2	- Imagem dos átomos para um mesmo “parâmetro de volume”, mas valores diferentes de offset	76
Figura 5.1	- Arranjo experimental do experimento de Houston.....	80
Figura 5.2	- Esquema das frequências utilizadas no MOT (a) e da separação dos sub-níveis Zeeman do lítio em função do campo aplicado (b)	80
Figura 5.3	- Imagem <i>in situ</i> de um condensado com cerca de $2,4 \times 10^6$ átomos	82
Figura 5.4	- Caracterização do comportamento do comprimento de espalhamento do ^7Li em função do campo magnético aplicado, via ressonância de <i>Feshbach</i>	82
Figura 5.5	- Imagens <i>in situ</i> dos átomos para diferentes valores da potência do laser da armadilha óptica e comprimento de espalhamento igual a $26a_0$..	85
Figura 5.6	- Dimensões da nuvem condensada para diferentes valores do comprimento de espalhamento	86
Figura 5.7	- <i>Fitting</i> bimodal da nuvem aprisionada	87
Figura 5.8	- Número de átomos (a) e Temperatura da nuvem aprisionada (b) em função da potência do laser da armadilha óptica	88
Figura 5.9	- Número de átomos térmicos e condensados em função da potencia do laser para os três comprimentos de espalhamento estudados	89
Figura 5.10	- Fração de átomos condensados em função da potência do laser da armadilha óptica.....	90

Figura 5.11	- Temperatura e Temperatura crítica do sistema em função da potência do laser	91
Figura 5.12	- T/T_c em função da potência do laser	92
Figura 5.13	- “Parâmetro de pressão” multiplicado por ϑ/N em função da temperatura da amostra	93
Figura 5.14	- Extrapolação dos valores obtidos para o “parâmetro de pressão” no caso de $T=0$	94
Figura 5.15	- Contribuições da parte térmica e da parte condensada para o “parâmetro de pressão” em função da temperatura da amostra para cada um dos comprimentos de espalhamento estudados.....	95
Figura 5.16	- Contribuições da parte térmica e da parte condensada para o “parâmetro de pressão” em função da fração de átomos condensados para cada um dos comprimentos de espalhamento estudados.....	96
Figura 5.17	- Contribuição da parte condensada ao “parâmetro de pressão” em função da temperatura da amostra.....	97
Figura 5.18	- Diferença entre as contribuições da parte térmica e da parte condensada para o “parâmetro de pressão” em função da fração condensada	98
Figura 5.19	- $\ln[(N_0/N)^{7/5}(1-N_0/N)^{-4/3}]$ para o qual a contribuição da parte térmica e da parte condensada se iguala em função do $\ln(a)$	99

SUMÁRIO

1	Introdução	21
2	A Condensação de Bose-Einstein em Armadilhas Óptico-Magnéticas	25
2.1	O Sistema de Vácuo	26
2.2	O Sistema de Lasers	28
2.3	Armadilhas Magneto-Ópticas.....	33
2.4	Transferência para a Armadilha Magnética.....	37
2.5	Armadilha Óptico-Magnética.....	39
2.5.1	Bobinas de Quadrupolo.....	39
2.5.2	Armadilha óptica de feixe focalizado	40
2.5.3	Armadilha Óptico-Magnética	44
2.6	Imagem de absorção.....	48
2.7	Resfriamento evaporativo e a Condensação de Bose-Einstein	50
3	Descrição do Condensado a partir de grandezas macroscópicas	59
3.1	A definição de novas grandezas macroscópicas	59
3.2	A equação de estado para gases aprisionados.....	63
3.3	Transição para a fase condensada em átomos aprisionados	69
4	Estudos Termodinâmicos	73
4.1	Caracterização do Sistema Experimental.....	73
4.2	Primeiras medidas no Estudo Termodinâmico	75
4.3	Análise das Imagens.....	76
5	Estudos Termodinâmicos variando a interação atômica	79

5.1	Descrição do experimento de Houston.....	79
5.2	O Processamento das Imagens	83
5.3	Medidas	84
5.4	Resultados.....	88
6	CONCLUSÕES	101
	REFERÊNCIAS	103

1 Introdução

Em 1925, Satyendra Nath Bose e Albert Einstein previram que partículas bosônicas sofreriam uma transição de fase para uma nova fase da matéria a temperaturas abaixo de uma dada temperatura crítica (1-2). Nesta nova fase, todos os átomos ocupariam o estado de menor energia e se comportariam como um único átomo, sendo descritos pela mesma equação de onda. Estava prevista a Condensação de Bose-Einstein (do inglês, *Bose-Einstein Condensation* – BEC), uma representação macroscópica da natureza quântica da matéria. A sua realização experimental, porém, não foi imediata. Em 1938, foi observado o fenômeno de superfluidez no hélio líquido ocorrendo para uma temperatura abaixo de 2,18 K (3-4) que, anos mais tarde, foi tido como uma consequência da condensação dos átomos de hélio (5). Mas, foi apenas em 1995, setenta anos após a sua predição, que três grupos distintos se tornaram os primeiros a obter a condensação de Bose-Einstein em átomos aprisionados: Eric A. Cornell e Carl E. Wieman, na Universidade de Colorado, trabalhando com átomos de Rubídio (6); Wolfgang Ketterle, no *Massachusetts Institute of Technology* (MIT), trabalhando com átomos de Sódio (7); e, Randall G. Hulet, na Universidade Rice, trabalhando com átomos de Lítio (8). Este feito rendeu o prêmio Nobel de Física no ano de 2001 aos três primeiros físicos citados anteriormente.

A realização da Condensação de Bose-Einstein só se tornou possível devido ao grande avanço na física de átomos frios que ocorreu ao longo do século XX. Durante todo o último século, a física de átomos frios foi uma importante área da física teórica e experimental. Avanços acerca dos processos de resfriamento e aprisionamento de átomos (9-12) possibilitaram a obtenção de amostras abaixo da temperatura crítica para a ocorrência da condensação em átomos aprisionados, de cerca de poucas centenas de nK.

Inicialmente, os estudos envolvendo condensados se atinham a demonstrar o fenômeno por meio das características previstas em livros texto: inversão do *aspect ratio*, mudança no perfil de densidade da nuvem atômica, coerência da amostra atômica com experimentos de interferência de ondas de matéria (13), a obtenção de lasers de átomos (14), dentre outras. Mas logo, uma grande variedade de estudos passou a ser desenvolvida com BECs tornando-o uma das áreas de pesquisa que mais cresceu nos últimos anos. Isto se deve, principalmente, ao grande nível de controle que se obtém com tais sistemas. É possível controlar quase todos os parâmetros do experimento de maneira independente: número de átomos, temperatura, interação atômica, potencial de aprisionamento, dimensionalidade do

sistema, etc. Dessa forma, os condensados são ótimas ferramentas não só para o estudo de física atômica, mas também para o estudo de diversas áreas da física, como a física do estado sólido, simulando cristais ideais a partir do aprisionamento por meio de redes ópticas (15); a teoria de campos, já que a transição para o BEC representa uma quebra espontânea de simetria (16); a física de muitos corpos (17), estudando a superfluidez e, anos mais tarde, com a obtenção de gases de férmions degenerados, mostrando que a supercondutividade e a superfluidez são, em princípio, o mesmo fenômeno (18-19); dentre outras.

Porém, pouco tem sido explorado acerca da descrição termodinâmica desses átomos. Isto acontece devido ao fato da condensação ser obtida a partir do aprisionamento dos átomos em um potencial espacialmente dependente. Em armadilhas harmônicas, ótima aproximação para a maioria dos casos experimentais, o volume é, em princípio, infinito e a pressão hidrostática não é mais uma variável global, dependendo do potencial e da densidade da amostra em cada ponto. Dessa forma, uma descrição em termos dessas variáveis fica comprometida e aproximações como a aproximação de densidade local (do inglês, *Local Density Approximation* – LDA) (20-21), precisam ser levadas em conta. A utilização de tais aproximações faz com que se perca a característica mais importante das nuvens aprisionadas por potenciais espacialmente dependentes, a inhomogeneidade do sistema. A descrição de sistemas por meio de variáveis termodinâmicas, porém, é bastante útil já que nos possibilita o estudo de situações em que o fluido não está em equilíbrio, como é o caso das transições de fase. Assim, novas variáveis termodinâmicas se fazem necessárias. V. Romero-Rochín, em seu artigo de 2005 (22), introduz duas novas variáveis termodinâmicas globais, semelhantes aos usuais volume e pressão, conjugadas e capazes de descrever um sistema heterogêneo.

Nesta dissertação, apresentamos, no Capítulo 2, uma descrição detalhada do nosso sistema experimental para a realização da Condensação de Bose-Einstein em átomos de Rubídio-87 aprisionados em uma armadilha óptico-magnética, caracterizando nossa amostra condensada.

No Capítulo 3, introduzimos as idéias de Romero-Rochín, definindo novas variáveis termodinâmicas, o “parâmetro de volume” e o “parâmetro de pressão”. Em seguida, descremos uma nuvem aprisionada por um potencial harmônico anisotrópico a partir dessas novas variáveis e apresentamos uma discussão acerca do papel da interação, utilizando a aproximação de Thomas-Fermi para o caso da nuvem condensada (20). Por fim, mostramos como seria dada a transição para a fase condensada, classificando-a segundo a definição de Ehrenfest.

No Capítulo 4, apresentamos uma breve descrição de como nosso sistema experimental foi caracterizado para ser possível o cálculo do “parâmetro de pressão” para diferentes frações condensadas e diferentes “parâmetros de volume” da armadilha.

Por fim, no Capítulo 5, apresentamos as medidas realizadas em colaboração com o professor Randal G. Hulet, da Universidade Rice, em seu experimento envolvendo átomos de Lítio-7 no qual, foi possível controlar a interação dos átomos a partir da modulação do comprimento de espalhamento por meio de ressonâncias de *Feshback* (23). Variando o comprimento de espalhamento, variamos a interação atômica de modo a ser possível estudar a sua influencia no comportamento do “parâmetro de pressão”.

2 A Condensação de Bose-Einstein em Armadilhas Óptico-Magnéticas

A realização experimental da Condensação de Bose-Einstein é um processo no qual são exigidas diversas etapas, em grande maioria, devido ao fato de uma nuvem condensada apresentar temperaturas da ordem de nanokelvins. Com isso, grande parte das etapas tem como objetivo, resfriar os átomos. De maneira geral, inicialmente aprisiona-se os átomos em uma armadilha magneto-óptica (do inglês, MOT – *magneto-optical trap*) , na qual, fazendo o uso da técnica de resfriamento por laser (do inglês, *laser cooling*) (9), é possível atingir temperaturas da ordem de poucas centenas de microkelvins. Em seguida, os átomos são transferidos para uma armadilha harmônica que pode ser tanto magnética, como é o caso das armadilhas do tipo QUIC (do inglês, *Quadrupole-Ioffe configuration*) (24), como óptica (25) ou híbrida (26). Uma vez aprisionados em uma armadilha harmônica, os átomos passam por mais uma etapa de resfriamento conhecida como resfriamento evaporativo (do inglês, *evaporative cooling*) (27) que, removendo os átomos mais quentes da armadilha de modo que a nuvem aprisionada rethermaliza em uma temperatura menor do que a inicial, possibilita atingir as temperaturas necessárias à obtenção do BEC.

Em nosso laboratório realizamos a Condensação de Bose-Einstein de átomos de Rubídio-87 em uma armadilha híbrida, a qual chamamos de armadilha Óptico-Magnética, resultado da sobreposição de um campo quadrupolar (28) e de uma armadilha óptica de feixe focalizado (25). Dessa forma, nossa seqüência experimental consta de uma etapa de MOT, seguida por processos que otimizam a transferência dos átomos para uma armadilha magnética quadrupolar, na qual realizamos uma primeira fase de resfriamento evaporativo, por meio da utilização de radio-frequência. Em seguida, passamos à transferência para a armadilha óptico-magnética e uma fase final de resfriamento óptico na qual, diminuindo a potência do laser de aprisionamento, somos capazes de atingir a condensação. O diagnóstico dos átomos é feito por meio de imagens de absorção após desligarmos a armadilha e deixá-los expandir sob a ação da gravidade.

Neste capítulo descrevemos, em detalhe, as etapas necessárias até a Condensação de Bose-Einstein.

2.1 O Sistema de Vácuo

Os experimentos envolvendo átomos frios e a obtenção do BEC necessitam de condições especiais de temperatura e pressão, de modo que um sistema de alto vácuo se faz necessário. O sistema de vácuo do nosso experimento consta de duas câmaras de vácuo conectadas por um fino tubo metálico numa configuração de duplo-MOT (29). Os átomos de Rubídio são obtidos a partir da utilização de *dispensers* (30) localizados na primeira câmara, onde produzimos um primeiro MOT, o qual chamamos de MOT-1. A pressão nesta célula é da ordem de 2×10^{-9} Torr, suficiente para a produção do MOT mas não para a obtenção do BEC. Uma das soluções para este problema é utilizar uma segunda câmara de modo que os átomos da primeira são empurrados por um feixe de laser, denominado *push*, até a segunda, onde realizamos um segundo MOT, o MOT-2. Esta outra câmara apresenta as condições de vácuo necessárias para a produção do condensado, com pressão de cerca de 10^{-11} Torr. A primeira câmara é, na verdade, utilizada apenas como fonte de átomos para a segunda onde todo o experimento, de fato, acontece.

A câmara do MOT-1 é uma célula de vidro retangular com dimensões de 30 x 30 x 150 mm, feita na oficina de vidros do próprio Instituto de Física de São Carlos (IFSC). Nela, como já foi mencionado, encontram-se os *dispensers*, que consistem de filamentos de Rubídio conectados por meio de *feedthroughs*. Quando passamos uma corrente elétrica através deles, vapor de rubídio é emitido de modo a ser possível carregarmos o MOT-1. Para manter a pressão da ordem de 10^{-9} Torr, esta célula é continuamente bombeada por uma bomba de vácuo da Varion, de 55 litros/s, modelo Vaclon Plus 55.

A câmara o MOT-2 é uma célula de vidro boro silicatado comercial feita pela empresa alemã, Hellma Analytics, com alta qualidade óptica e apresenta as mesmas dimensões que a do MOT-1. Como é nela que todo o experimento irá de fato ocorrer e, como nosso diagnóstico é feito via imagens dos átomos, é essencial que esta célula tenha uma alta qualidade óptica para garantir o melhor diagnóstico possível da nuvem atômica. Na figura 2.1 é possível comparar as qualidades ópticas de ambas as células. Para manter a pressão da ordem de 10^{-11} Torr nesta segunda célula, realizamos o bombeamento com uma bomba de vácuo modelo Vacon Plus 300, também da Varion, porém mais potente que a anterior, com capacidade de bombeamento de 300 litros/s. Ainda ligada a esta célula encontra-se uma

bomba de sublimação de titânio utilizada na fase final da produção do vácuo, enquanto o sistema ainda está sendo fechado.

Figura 2.1 – Comparação entre a qualidade óptica das células do MOT-1 e do MOT-2.

O tubo metálico que conecta as duas células tem 550 mm de comprimento e um diâmetro interno de 4 mm, suficiente para que os átomos do MOT-1 cheguem até o MOT-2 e para que ocorra um bom bombeamento diferencial entre as células.

Todo o sistema descrito até aqui é montado na vertical, como pode ser visto no esquema da figura 2.2. Esta configuração não é a usual para este tipo de experimento, porém ela torna o experimento muito mais compacto, característica interessante já que não dispomos de muito espaço em nosso laboratório.

Figura 2.2 – Esquema ilustrativo do sistema de vácuo do nosso experimento.

2.2 O Sistema de Lasers

Em experimentos que envolvem o resfriamento e aprisionamento atômico e sua, subsequente, análise por meio de imagens, o sistema de lasers é de fundamental importância e grande atenção deve ser posta no desenho de tal sistema.

Em nosso experimento utilizamos três lasers de diodo de alta potência da TOPTICA Photonics, modelo DLX-110L, para gerar todos os feixes de laser necessários; com exceção do laser de aprisionamento da armadilha óptico-magnética que será descrito mais à frente. Uma das vantagens de se trabalhar com átomos de Rubídio é que todas as frequências necessárias para o experimento podem ser geradas utilizando lasers de diodo, lasers muito estáveis e com uma largura de linha bem estreita, menor do que 1 MHz. Esses lasers apresentam um controle externo de corrente, temperatura e *lock-in*. A seleção da frequência específica em que o laser deve emitir é feita a partir da utilização da técnica de espectroscopia de absorção saturada (31) em uma célula de vapor de Rubídio. Esta técnica consiste, de forma simplificada, em retro-refletir um feixe de laser por dentro de uma célula de vapor de Rubídio antes de chegar a um fotodetector, conseguindo suprimir o alargamento das linhas de absorção devido ao efeito Doppler, de modo a resolver os níveis hiperfinos do átomo. Esta técnica mostra um pico de intensidade na posição de cada transição hiperfina e também um pico menor em cada *crossover*. Com o sinal proveniente da absorção saturada conectado ao controle de *lock-in* do laser, é possível escolher a frequência de uma dada transição, ajustando seus parâmetros de corrente e temperatura. Assim, a partir de um sinal de dispersão, que nada mais é que a derivada do sinal proveniente do fotodetector, é possível fixar a frequência de emissão do laser em um de seus zeros, tornando mais fácil para o circuito PID do laser manter a frequência escolhida. Mais detalhes referentes ao *lock-in* dos lasers pode ser encontrado em (32). Nas figuras 2.3 e 2.4 seguem ilustrados o esquema da montagem da técnica de absorção saturada e os sinais de absorção e dispersão, respectivamente.

Figura 2.3 – Esquema da montagem da técnica de absorção saturada utilizada para controlar a frequência do laser.

Figura 2.4 – Exemplo ilustrativo de um sinal de absorção (em azul) e seu respectivo sinal de dispersão (em vermelho).

O Rubídio é um átomo alcalino com uma estrutura relativamente simples. Em nosso experimento utilizamos sua linha de transição D_2 , com transições entre os níveis finos $5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$. A figura 2.5, abaixo, mostra o sinal de absorção saturada da linha D_2 do Rubídio. Para obter este espectro utilizamos uma célula de vidro com vapor de Rubídio a uma temperatura de cerca de 40°C . Neste caso, a amostra contém os dois isótopos naturais do Rubídio, o ^{85}Rb e o ^{87}Rb , e ambos interagem com o feixe de laser. Dessa forma, dois picos são referentes ao isótopo ^{85}Rb (picos centrais) e dois são referentes ao isótopo ^{87}Rb (picos externos), que nos interessa.

Figura 2.5 – Sinal de absorção da linha D_2 do rubídio. Os picos centrais são referentes às transições do isótopo ^{85}Rb e as externas referentes às transições do isótopo ^{87}Rb .

Em nosso experimento precisamos de seis frequências de laser diferentes: duas para produzir cada um dos MOTs (frequências de aprisionamento e de rebombeio); uma frequência para o feixe de *push* capaz de empurrar os átomos do MOT-1 para o MOT-2; duas frequências de bombeamento óptico (do inglês, *optical pumping*), que seleciona o estado de spin atômico desejado; e, por fim, mais uma frequência capaz de realizar a imagem dos átomos por meio do processo de imagem de absorção. Na figura 2.6 segue ilustrado o esquema das frequências necessárias dentro da linha D_2 do ^{87}Rb .

Figura 2.6 – Esquema das frequências utilizadas em nosso experimento dentro da linha D_2 do ^{87}Rb .

A obtenção dessas frequências, bem como o controle dos feixes de laser durante o experimento, é feita a partir da utilização de moduladores acusto-ópticos (AOM – do inglês, *acousto-optical modulators*) (33). Os moduladores acusto-ópticos consistem em um cristal que recebe uma radiação de radio-frequência em uma frequência específica que é adicionada ou subtraída à frequência do laser no momento em que ele o atravessa.

O laser de Cooling 1 é responsável por produzir, apenas, a luz de aprisionamento dos átomos do primeiro MOT, sendo escolhida a frequência da transição $5^2S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F'=3)$. O laser de Rebombeio é usado para produzir a luz de rebombeio de ambos os MOTs e um dos feixes de optical pumping, sendo fixado na frequência da transição $5^2S_{1/2} (F=1) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F'=1)$. O laser de Cooling 2, com frequência igual a do *crossover* das transições $5^2S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F'=1)$ e $5^2S_{1/2} (F=2) \rightarrow 5^2P_{3/2} (F'=3)$, é o laser responsável por gerar o maior número de frequências: a luz de aprisionamento do MOT-2, a luz do outro feixe de *optical pumping* e a luz da imagem de absorção. Depois de divididos os feixes e ajustadas suas frequências, cada um deles é acoplado a uma fibra óptica, mantenedora de polarização, que leva a luz até a região do experimento.

Um esquema da montagem do sistema de lasers do nosso experimento segue ilustrado na figura 2.7.

Figura 2.7 – Esquema da montagem do sistema de lasers.

2.3 Armadilhas Magneto-Ópticas

As Armadilhas Magneto-Ópticas (MOTs) (9) são produzidas a partir de uma técnica que combina a ação de um campo magnético inhomogêneo no espaço com a força de pressão de radiação exercida pela luz nos átomos, a fim de resfriar e aprisionar uma amostra atômica. Elas representam o primeiro estágio do experimento rumo à degenerescência quântica. Neste sub-capítulo iremos explicar brevemente o seu funcionamento e sua configuração experimental, caracterizando nossos MOTs 1 e 2.

Quando um átomo interage com um feixe de luz ressonante com uma de suas transições atômicas, acontece a absorção de um fóton, seguida de sua emissão espontânea. Esta absorção causa uma transferência de momento para o átomo oposta à direção do fóton. Dessa forma, este fenômeno pode ser usado para diminuir a energia cinética dos átomos e, consequentemente, sua temperatura. Alinhando três pares de feixes contra-propagantes ao longo de três direções perpendiculares, de modo a se cruzarem em único ponto, construímos uma região do espaço conhecida como *molasses óptico* que age como um meio viscoso no qual os átomos são desacelerados. Ao processo de resfriamento atômico com a utilização de feixes de laser dá-se o nome de *laser cooling* (9).

O molasses óptico, porém, não é suficiente para manter os átomos aprisionados e, isto só torna-se possível com a adição de um campo magnético inhomogêneo no espaço. Devido ao efeito Zeeman, a interação dos átomos com um campo magnético inhomogêneo gera uma separação de seus níveis dependente da posição em que o átomo se encontra. Dessa forma, trabalhando com feixes com polarizações circulares é possível produzir uma força resultante que sempre aponta para a região de campo magnético nulo, ou seja, para o centro da armadilha.

Na figura 2.8 segue ilustrado um esquema unidimensional de como acontece a interação dos átomos com a luz laser na presença de um campo magnético inhomogêneo no espaço, de modo que a força resultante seja sempre na direção do centro da armadilha. Na figura 2.9, temos uma ilustração da configuração tridimensional dos feixes de laser e do campo magnético, similar a utilizada experimentalmente.

Figura 2.8 – Ilustração de um MOT unidimensional (a) e um esquema de como acontece a interação dos átomos com a luz na presença de um campo inhomôgeneo no espaço (b).

Figura 2.9 – Esquema ilustrativo da configuração de feixes e campo de um MOT tridimensional.

Em nosso experimento, ambos os MOTs têm luz de aprisionamento deslocados cerca de -20 MHz da frequência da transição hiperfina $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{3/2}(F'=3)$. Segundo as regras de seleção, o estado $F'=3$ decai, preferencialmente, para o estado fundamental $F=2$, porém, devido à ocorrência de espalhamento não ressonante, o estado fundamental $F=1$ também pode ser populado. Os átomos que são transferidos para este último estado não

interagem mais com o laser e, portanto, param de ser resfriados. Dessa forma, é necessário utilizar um feixe de laser capaz de re-bombear esses átomos para o estado $F=2$. Isto é feito a partir da utilização do laser de Rebombeio com frequência ressonante à da transição $5^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow 5^2P_{3/2}(F'=2)$. Os átomos em $F'=2$, ao decaírem, voltam ao estado inicial, $F=2$ e continuam o ciclo de resfriamento.

O campo magnético linear é produzido por um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz que gera um campo com gradiente de cerca de 20 Gauss/cm. No caso do segundo MOT, essas bobinas são as mesmas responsáveis por gerar os campos da armadilha magnética e serão descritas na seção 5 deste capítulo.

O MOT-1 é constituído de três pares de feixes retro-refletidos e os seus parâmetros são ajustados de modo a otimizar a transferência de átomos para ao MOT-2. Já, o MOT-2, consta de seis feixes independentes possibilitando um maior controle dos parâmetros a fim de obter uma melhor transferência para a armadilha magnética.

Em nosso experimento temos cerca de 5×10^8 átomos no MOT-2 a $180\mu\text{K}$, sendo possível observá-lo a olho nu, como segue ilustrado na figura 2.10, abaixo. Esses dados foram obtidos a partir de imagens de absorção dos átomos (o processamento dessas imagens será explicado mais a frente, ainda neste capítulo), porém, também é possível obtermos o número de átomos a partir do seu sinal de fluorescência. O sinal de fluorescência, que representa a quantidade de luz espalhada pela nuvem atômica, é captado por um fotodetector após passar por uma lente capaz de focalizar parte da luz espalhada pelos átomos. Este sinal está relacionado com o número de átomos pela equação 2.1.

Figura 2.10 – Átomos aprisionados no segundo MOT.

$$N = \frac{8\lambda\tau_{Rb}d^2A}{hcr^2(0,96)^\alpha}V \quad (2.1)$$

onde λ é o comprimento de onda da luz, r é o diâmetro da lente, d é a distância da lente aos átomos, h é a constante de Planck, c é a velocidade da luz no vácuo, α é o número de superfícies que a luz atravessa, τ_{Rb} é o tempo de vida da transição que, no caso é igual a 26,2ns, A é o parâmetro de calibração do fotodetector dado em Watts/Volts e V é o sinal do fotodetector.

Uma grandeza importante de ser conhecida é o tempo de vida dos átomos no MOT, τ . O tempo de vida pode ser obtido através de uma medida que consiste em, a partir da observação do sinal de fluorescência do MOT-2, contabilizar o tempo que o seu número de átomos leva para cair a e^{-1} de seu valor inicial após desligado o feixe de *push*, responsável por seu carregamento. Esta medida é importante porque fornece uma estimativa do tempo de vida dos átomos na armadilha magnética, que é da ordem de 2τ . Na figura 2.11 vemos o sinal de fluorescência do MOT-2 durante o período de carregamento e após desligarmos do feixe de *push*. A partir do ajuste exponencial em ambas as curvas, obtivemos um tempo de carregamento $\tau_c = 19.1s$ de e um tempo de vida de $\tau = 34.4s$.

Figura 2.11 – Sinal de fluorescência da carga do MOT-2 (ajustada pela curva vermelha) e do decaimento do MOT-2 após desligarmos o feixe de *push* (ajustado pela curva azul).

2.4 Transferência para a armadilha magnética

A transferência dos átomos do MOT-2 para a armadilha magnética é uma das fases mais críticas do experimento e, para que obtenhamos a melhor eficiência neste processo, é preciso, antes de tudo, fazer coincidir as posições do MOT e da armadilha. Para tanto, os feixes de laser responsáveis pela obtenção do MOT devem cruzar exatamente na posição onde o campo magnético da armadilha é nulo.

Em uma sequência do experimento o carregamento do MOT-2 demora cerca de 35s. Após esta fase e com a posição de ambos coincidindo, uma série de outros processos se faz necessária antes de transferirmos os átomos para a armadilha.

O primeiro deles é o processo de compressão do MOT (no inglês, *MOT compression*). Durante este processo, com duração de apenas 1ms, alteramos a frequência da luz de aprisionamento deixando-a mais longe da frequência de ressonância da transição atômica, de modo que esteja deslocada cerca de -40 MHz; ao mesmo tempo, diminuimos sua potência para 65% do valor inicial. Essas alterações diminuem a taxa de espalhamento de fótons, fazendo com que os átomos se acumulem no centro da armadilha, aumentando a densidade no espaço de fase. Além disso, diminuimos o valor do campo magnético de 20 Gauss/cm para 10 Gauss/cm e, com isso, conseguimos obter uma amostra mais densa e cerca de 40 μ K mais fria, atingindo uma temperatura de 140 μ K.

O segundo processo é conhecido como resfriamento sub-Doppler (do inglês, *sub-Doppler cooling*) (34). Neste processo o campo magnético é desligado, o que permite que a nuvem expanda durante 6ms na região de molasses óptico. A frequência do laser é deslocada para cerca de -60 MHz da frequência da transição atômica. Com este processo atingimos temperaturas abaixo do limite Doppler, obtendo uma nuvem atômica com temperatura de apenas 30 μ K.

Em seguida, temos o processo de bombeamento óptico, responsável por levar todos os átomos a um único estado magneticamente aprisionável. No MOT temos átomos distribuídos entre todos os sub-níveis Zeeman do estado $5^2S_{1/2}(F=1)$ e do $5^2S_{1/2}(F=2)$, porém, nem todos eles são aprisionáveis magneticamente, apenas os estados $|1,-1\rangle$, $|2,1\rangle$ e $|2,2\rangle$, que o são. Em nosso experimento trabalhamos com os átomos no estado $F=2$ com $m_F=2$ e, para

tanto, separamos o processo de bombeamento óptico em duas fases, as quais damos o nome de *hyperfine pumping* e *spin polarization*. Com a primeira conseguimos transferir os átomos para o estado $F=2$, desligando a luz de aprisionamento e deixando a luz do rebombeio ligada por 1,3ms. Ao mesmo tempo, aplicamos um campo magnético homogêneo de apenas 1 Gauss que serve para separar os sub-níveis Zeeman do $5^2S_{1/2}(F=2)$. Depois que os sub-níveis Zeeman são separados, aplicamos um pulso do feixe de *optical pumping*. Este feixe é circularmente polarizado de modo que as transições mais prováveis são do tipo $|F, m_F\rangle \rightarrow |F, m_F + 1\rangle$. Os feixes de bombeamento óptico têm frequências coincidentes com as transições $(F=1) \rightarrow (F'=2)$ e $(F=2) \rightarrow (F'=2)$ de modo que, após alguns ciclos de absorção e emissão, os átomos se encontram, todos, no estado $|2,2\rangle$. A eficiência deste processo é muito alta, de modo que, ao final do processo, temos 95% dos átomos no estado $|2,2\rangle$. A figura 2.12 mostra um esquema do funcionamento da fase de *spin polarization*.

Figura 2.12 – Esquema ilustrativo do processo de *spin polarization*.

2.5 Armadilha Óptico-Magnética

A Armadilha Óptico-Magnética ou Híbrida é uma armadilha harmônica composta por um campo magnético quadrupolar sobreposto a uma armadilha óptica de feixe focalizado, semelhante à utilizada no grupo de I. B. Spielman (26). Esta técnica se mostrou bastante reprodutível, o que é uma característica importante para sistemas como o nosso.

Nesta seção, descrevemos, em detalhe, a configuração experimental de tal armadilha e o potencial por ela gerado.

2.5.1 Bobinas de Quadrupolo

O campo quadrupolar da armadilha óptico-magnética é gerado por um par de bobinas ligadas em configuração anti-Helmoltz, as mesmas utilizadas para gerar o campo do MOT-2. O campo quadrupolar pode ser descrito como segue na equação 2.2.

$$U_Q(\vec{r}) = \mu B' \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4} + \frac{z^2}{4}} \quad (2.2)$$

onde μ é o momento magnético do átomo e B' é o gradiente de campo magnético ao longo do eixo das bobinas que, neste caso, é o eixo x .

As bobinas apresentam um diâmetro interno de 23,7 mm e consistem de 11 camadas com 9 voltas cada. Foram confeccionadas com fio de cobre de 2 mm de diâmetro, de modo a serem capazes de gerar um gradiente de campo magnético de 270 Gauss/cm com menos de 30 Ampères. Cada uma está enrolada em um carretel de alumínio que apresenta canais internos por onde passa a água responsável pelo resfriamento das bobinas. Esta técnica de dissipação de calor se mostrou muito eficiente, sendo possível operar as bobinas com uma corrente de 30A por mais de 1 min (corrente e tempo muito maiores do que os utilizados no experimento), sem que se alterasse a temperatura das bobinas.

Na figura 2.13 (a), segue uma ilustração do par de bobinas do quadrupolo e de como elas ficam posicionadas ao redor da célula do MOT-2, com uma separação de 36 mm entre elas. Na figura 2.13 (b), segue a medida do campo gerado pelas bobinas, em pleno acordo com os resultados obtidos pela simulação do campo.

Figura 2.13 – Arranjo experimental das bobinas da armadilha magnética (a) e o campo gerado por elas (b).

2.5.2 Armadilha óptica de feixe focalizado

A Armadilha óptica ou de dipolo se baseia na interação entre o campo elétrico de um feixe de luz longe da ressonância das transições atômicas e o momento de dipolo induzido nos átomos. A força de dipolo que provém desta interação foi primeiro sugerida como mecanismo confinante por Askar'yan em 1962. Em 1968, Letokhov sugeriu a possibilidade de aprisionar átomos utilizando tal força. Em 1970, Ashkin demonstrou o aprisionamento de pequenas partículas utilizando um feixe de laser numa ação combinada da força de pressão de radiação e da força de dipolo elétrico. Anos mais tarde, ele sugeriu uma configuração de uma armadilha óptica tridimensional para átomos neutros (35). Ainda na década de 70, Bjorkholm demonstrou experimentalmente a ação da força de dipolo em átomos neutros (36), porém, foi apenas em 1986 que Steven Chu se tornou o primeiro a realizar uma armadilha óptica (37) na qual 500 átomos de Sódio, resfriados abaixo de 10^{-3}K , foram aprisionados, por alguns segundos, pela força de dipolo criada por um único feixe de laser focalizado e deslocado centenas de Giga-Hertz abaixo da transição D_1 do sódio.

A força de dipolo, por ser uma força conservativa, pode ser inteiramente derivada de um potencial, o mínimo necessário para que ocorra o aprisionamento atômico. Os cálculos deste potencial podem ser deduzidos facilmente se considerarmos os átomos como no modelo de Lorentz de um oscilador clássico, aproximação válida para os casos nos quais os efeitos de saturação podem ser desprezados e a população atômica se encontra, praticamente toda, no estado fundamental. Dessa forma, quando um átomo é submetido a um feixe de laser, o campo elétrico que o caracteriza induz um momento de dipolo nos átomos que oscila com a mesma frequência do campo, de forma que:

$$\vec{p} = \alpha(\omega) \vec{E} \quad (2.3)$$

onde $\alpha(\omega)$ é a polarizabilidade complexa dada, neste modelo, por:

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma_0 / \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \left(\omega^3 / \omega_0^2 \right) \Gamma_0} \quad (2.4)$$

onde Γ_0 é a taxa de *damping* na ressonância.

O potencial referente à interação entre o átomo e a radiação eletromagnética incidente pode, então, ser escrito como:

$$U_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \vec{E} \rangle = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \text{Re}(\alpha) I \quad (2.5)$$

Com a intensidade do feixe dada por:

$$I = \frac{1}{2} \epsilon_0 c \left| \vec{E} \right|^2 \quad (2.6)$$

Substituindo a polarizabilidade nestas duas equações, encontramos:

$$U_{dip}(\vec{r}) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_o^3} \left(\frac{\Gamma_0}{\omega_o - \omega} + \frac{\Gamma_0}{\omega_o + \omega} \right) I(\vec{r}) \quad (2.7)$$

Neste caso temos duas situações de ressonância ocorrendo para $\pm\omega_0$. Quando o *detuning*, $\Delta=\omega-\omega_0$, for tal que $\Delta \ll \omega_0$ podemos realizar a aproximação de onda girante reescrevendo a equação para o potencial de dipolo como:

$$U_{dip}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma_0}{\Delta} I(\vec{r}) \quad (2.8)$$

Portanto, o potencial de dipolo depende da intensidade do feixe de laser e de seu *detuning* com relação à frequência da transição atômica. Para *detunings* positivos, ou seja, para laser com frequências deslocadas para o azul da ressonância, o potencial é repulsivo e os átomos são aprisionados nas regiões de menor intensidade do feixe de luz. Já, para o caso de *detunings* negativos, ou seja, para lasers com frequências deslocadas para o vermelho da transição atômica, o mínimo do potencial, onde os átomos são aprisionados, ocorre para a posição de máxima intensidade do feixe de laser e o potencial apresenta um caráter atrativo. Na figura 2.14 encontramos uma ilustração dos dois tipos de potenciais possíveis.

Figura 2.14 – Ilustração dos dois tipos de potenciais ópticos possíveis de acordo com o *detuning* da luz laser em relação à frequência da transição atômica.

Mesmo para feixes de laser longe da ressonância atômica existe uma probabilidade não nula do átomo absorver um fóton. Este processo pode ser interpretado em termos de espalhamento de fótons com ciclos de absorção e subsequente emissão espontânea e podemos definir a taxa de espalhamento dada por:

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \text{Im}(\alpha) I(\vec{r}) \quad (2.9)$$

Que, feitas as mesmas aproximações realizadas para o potencial de dipolo, se resume

a:

$$\Gamma_{sc}(\vec{r}) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_o^3} \left(\frac{\Gamma_0}{\Delta} \right)^2 I(\vec{r}) \quad (2.10)$$

Dessa forma, é possível escrever uma relação entre esta taxa e o potencial sentido pelos átomos, dada por:

$$\Gamma_{sc} = \frac{\Gamma}{\hbar\Delta} U_{dip} \quad (2.11)$$

Para um bom aprisionamento atômico, é importante que a taxa de espalhamento seja a mínima possível, por isso, é interessante trabalharmos com altas intensidades e altos *detunings*.

Até aqui discutimos as bases teóricas do processo de aprisionamento nas armadilhas ópticas sem nos atermos a sua geometria. Uma das vantagens desse tipo de armadilha reside exatamente no fato de ter uma configuração geométrica bem flexível. Para armadilhas criadas com feixes de laser com frequência deslocada para o vermelho da de ressonância com a transição atômica, existem três configurações principais: *Focused-beam traps*, formadas por um único feixe gaussiano focalizado; *Standing-wave traps*, na qual os átomos são confinados nos anti-nós de uma onda estacionária e configuram uma rede óptica unidimensional (15); e *Crossed-beam traps*, criadas por dois ou mais feixes que se interceptam em seus focos. A mais simples dessas armadilhas é a armadilha de feixe focalizado (*Focused-beam trap*) e é este tipo de armadilha que usamos em nosso laboratório e, por isso, nos ateremos a ela a partir de agora.

Um feixe de laser gaussiano focalizado e longe da frequência de ressonância atômica apresenta uma distribuição espacial de intensidade dada por:

$$I(r, z) = \frac{2P}{\pi w^2(z)} \exp\left(\frac{-2r^2}{w^2(z)}\right) \quad (2.12)$$

Sendo y a posição longitudinal com relação ao foco do feixe, r a posição radial com relação ao foco do feixe e $w(z)$, a cintura do feixe ao longo da direção de propagação do feixe. Podemos substituir esta equação para a intensidade na equação obtida anteriormente para o potencial, de modo que:

$$U_{dip}(r, z) = U_0 \frac{1}{1 + (z/z_R)^2} \exp\left(\frac{-2r^2}{w_0^2} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2}\right) \quad (2.13)$$

com:

$$U_0 = \frac{3\pi c^2}{2\omega_o^3} \frac{\Gamma_0}{\Delta} I_0 \quad (2.14)$$

$$I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2} \quad (2.15)$$

Se os átomos aprisionados apresentam uma energia térmica muito menor do que a profundidade do potencial, a grande maioria permanecerá na região central da armadilha e a extensão da nuvem atômica será muito menor do que a cintura do feixe, na direção radial, e muito menor que z_R na direção axial. Nas regiões centrais o potencial de dipolo pode ser aproximado para um potencial harmônico tridimensional:

$$U_{OT}(r, z) = -U_0 \left(1 - 2 \left(\frac{r}{w_0} \right)^2 - \left(\frac{z}{z_R} \right)^2 \right) \quad (2.16)$$

com as frequências de oscilação harmônicas dadas por:

$$\omega_r = \sqrt{\frac{4U_0}{mw_0^2}} \text{ e } \omega_z = \sqrt{\frac{2U_0}{mz_R^2}} \quad (2.17)$$

E podemos reescrever o potencial em função das frequências de oscilação da armadilha, como:

$$U_{OT}(r, z) = -U_0 + \frac{m}{2} (\omega_r^2 r^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (2.18)$$

2.5.3 Armadilha Óptico-Magnética

A armadilha óptico-magnética ou híbrida, como descrita brevemente no início desta seção, é uma armadilha harmônica composta pela sobreposição de um campo quadrupolar e

uma armadilha óptica de feixe focalizado. Até aqui, descrevemos as características de cada um deles separadamente, agora, iremos passar a descrever o potencial resultante desta sobreposição.

O arranjo experimental consiste em um feixe de laser focalizado sobreposto a um campo quadrupolar de modo que, para evitar as perdas por transições de Majorana (38), seu foco se encontra deslocado na direção da gravidade, com relação ao centro do quadrupolo. Se este deslocamento for muito grande, não obtemos uma boa transferência da armadilha magnética para a armadilha híbrida, perdendo muitos átomos; a distância ideal, segundo (26), é da ordem da cintura do feixe.

O potencial resultante dessa sobreposição pode ser escrito como a soma dos potenciais individuais, de modo que:

$$U(r) = \mu B' \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4} + \frac{z^2}{4}} - U_0 \exp\left\{-2\left[x^2 + (z - z_0)^2\right]/w_0^2\right\} + mgz + E_0 \quad (2.19)$$

onde B' é o gradiente do campo de quadrupolo ao longo do eixo principal, E_0 é a diferença de energia entre o ponto de zero do campo magnético sem o laser e na presença dele, U_0 , w_0 e z_0 são as grandezas referentes à armadilha óptica sendo, a profundidade do potencial óptico, a cintura do feixe focalizado e o deslocamento com relação ao eixo da gravidade, respectivamente.

No limite de altas temperaturas, o aprisionamento acontece devido à força magnética, de modo que os átomos quase não percebem o potencial óptico e, podemos aproximar o potencial resultante para:

$$U(r) = \mu B' \sqrt{x^2 + \frac{y^2}{4} + \frac{z^2}{4}} + E_0 + mgz \quad (2.20)$$

Enquanto que, no limite de baixas temperaturas, o confinamento nas direções radiais do feixe é prioritariamente óptico e o confinamento na direção ao longo do seu eixo de propagação, continua sendo majoritariamente, magnético, de modo que o potencial pode ser reescrito, com boa aproximação, como:

$$U(r) = \frac{1}{2} \left[U''_x x^2 + U''_y y^2 + U''_z (z - z_{\min})^2 \right] \quad (2.21)$$

onde U_i'' são as curvaturas no fundo do poço de potencial da armadilha. Dessa forma, as frequências da armadilha híbrida ficam dadas por:

$$\omega_{x,z} = 2\sqrt{\frac{U_0}{mw_0^2}} \quad \omega_y = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\mu B'}{mz_{\min}}} \quad (2.22)$$

Em nosso experimento contamos com um laser de fibra de Yterbio da IPG Photonics com comprimento de onda de 1064nm e potencia máxima de 20 W. Para confeccionar uma armadilha óptica é necessário um feixe de laser estável já que qualquer variação ou oscilação na potência do laser será sentida pelos átomos aprisionados resultando na perda destes ou no aquecimento da nuvem atômica. Avaliações preliminares da estabilidade do laser mostraram que ela é suficiente para os nossos propósitos.

Durante a seqüência experimental, porém, precisamos variar, de forma controlada, a potência do laser e, para tanto, utilizamos um modulador acusto-óptico a 110 MHz instalado logo após a saída do laser. Utilizamos a primeira ordem difratada que sai do modulador para realizar a armadilha óptica e mantemos a ordem zero barrada por um U de cobre de meia polegada de diâmetro. A primeira ordem difratada passa por um telescópio, o qual expande o feixe deixando-o com um diâmetro de 7,5 mm, antes de chegar à lente de $f = 75$ cm, com a qual produziremos o feixe focalizado da armadilha, com cerca de $70\mu\text{m}$ de cintura. Antes de chegar à célula este feixe se mistura com o feixe responsável por fazer a imagem dos átomos e, como os dois feixes têm comprimentos de onda diferentes, precisamos utilizar um espelho dicróico que reflete o feixe de 1064nm e transmite o de 780nm. O esquema óptico pelo qual passa o laser da armadilha óptico-magnética segue ilustrado na figura 2.15.

Figura 2.15 – Esquema óptico pelo qual passa o feixe de laser da Armadilha Óptico-Magnética.

Embora o valor esperado para o deslocamento do feixe de laser com relação ao centro do quadrupolo seja de uma cintura do feixe, o valor ótimo encontrado por nós, foi de $90\mu\text{m}$. Na figura 2.16 temos um esquema do arranjo experimental de como construímos a nossa armadilha óptico-magnética.

Figura 2.16 – Esquema do arranjo experimental da nossa armadilha óptico-magnética visto da lateral (a) e de cima (b). O X, em ambas as imagens, representa a posição de campo magnético nulo.

2.6 Imagem de absorção

O diagnóstico da nuvem atômica, em nosso experimento, é feito por meio de imagens de absorção. Esta técnica consiste em incidir um laser ressonante com uma das transições atômicas do átomo em questão e estudar a sombra produzida por esses átomos devido à absorção dos fótons incidentes. No nosso caso, utilizamos a transição $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{3/2}(F'=3)$. Após passar pelos átomos, o feixe de luz passa por um sistema de lentes capaz de amplificar o tamanho da nuvem e formar a imagem de uma sombra. De posse dessa imagem podemos obter toda a informação necessária da nuvem como o número de átomos, a temperatura da amostra, sua dimensão e geometria.

A imagem de absorção normalizada pode ser construída a partir do processamento de três imagens captadas pelo CCD da câmera do nosso experimento, uma pixelfly da pco.imaging, modelo 270XS que contém um chip com dimensão de 1024 x 1024 pixels de $6,45 \times 6,45 \mu\text{m}^2$, cada. Para captar essas imagens utilizamos um programa escrito em LabView desenvolvido pelo nosso grupo. Três imagens são captadas: uma imagem do feixe com os átomos, uma imagem do feixe sem os átomos e uma imagem escura, sem nenhuma luz do experimento presente. Tirada essas imagens, compomos a imagem de absorção normalizada a partir do processo ilustrado na figura 2.17.

Figura 2.17 – Esquema de como a imagem de absorção normalizada é composta.

A análise da nuvem é feita a partir da Lei de Beer-Lambert (39) de modo que o perfil de densidade bidimensional da nuvem atômica possa ser escrito como:

$$\rho(x, y) \equiv \int n(x, y, z) dz = -\frac{1}{\sigma} \ln \left[\frac{I(x, y) - I_e(x, y)}{I_0(x, y) - I_e(x, y)} \right] \quad (2.23)$$

onde $n(x, y, z)$ é o perfil de densidade tridimensional da nuvem atômica, σ é a *cross-section*, $I(x, y)$ é a intensidade do feixe com átomos, $I_0(x, y)$ é a intensidade do feixe sem átomos e $I_e(x, y)$ é a intensidade da imagem escura.

O número total de átomos pode ser calculado a partir da integração do perfil de densidade bidimensional, como segue na equação 2.24.

$$N = \int \rho(x, y) dx dy \quad (2.24)$$

2.7 Resfriamento evaporativo e a Condensação de Bose-Einstein

Após os processos de transferência para a armadilha magnética (compressão do MOT, resfriamento sub-Doppler e bombeamento óptico) o aprisionamento dos átomos acontece por meio de uma armadilha magnética quadrupolar, gerada pelas bobinas descritas na seção 5 deste capítulo. Para realizar esta transferência ligamos abruptamente o campo magnético para um valor de *catching* correspondente a um gradiente de 95 Gauss/cm, juntamente com o feixe da armadilha óptica com uma potência de 5,6 W nos átomos. Em seguida, realizamos uma rampa no campo com duração de 150ms, até atingirmos um gradiente de 160 Gauss/cm. Nessas configurações, aprisionamos 6×10^7 átomos a uma temperatura de $300\mu\text{K}$.

Nessas condições, os átomos não interagem com o potencial óptico e o tempo de vida dos átomos nessa armadilha é de cerca de 63s, o que está de acordo com o que esperávamos a partir do tempo de vida dos átomos no MOT. O gráfico do número de átomos em função do tempo de aprisionamento, correspondente a esta medida, segue ilustrado na figura 2.18. Este tempo é mais que suficiente já que o processo de resfriamento evaporativo no quadrupolo dura 5,6s.

Figura 2.18 – Gráfico do Número de átomos em função do tempo de aprisionamento para a medida do tempo de vida dos átomos na armadilha magnética.

Como comentamos no parágrafo anterior, após aprisionarmos os átomos na armadilha magnética, ocorre o primeiro processo de resfriamento evaporativo (27) feito com a utilização de radiação de radio-freqüência. De maneira simplificada, esta técnica consiste em remover seletivamente os átomos mais quentes da amostra, através de uma mudança para um estado não aprisionável, de modo que a nuvem atômica rethermalize em uma temperatura mais baixa do que a inicial.

Os átomos, quando aprisionados em um campo não homogêneo, como é o caso do campo quadrupolar, tem a separação dos seus sub-níveis Zeeman dependente da posição em que se encontram a armadilha, como segue ilustrado na figura 2.19. Os átomos mais energéticos conseguem alcançar regiões de campo magnético mais intenso de modo que, os átomos mais quentes terão uma separação dos sub-níveis Zeeman maior do que a dos átomos mais frios. A radiação de rf induz transições entre os sub-níveis Zeeman transferindo o átomo para um estado não aprisionável magneticamente. Assim, fazendo uma rampa decrescente da freqüência da radiação de rf é possível selecionar os átomos mais quentes, sem afetar os mais frios que permanecem aprisionados thermalizando, através da re-distribuição de energia por meio de colisões elásticas, a uma temperatura ainda menor do que a inicial.

Figura 2.19 – Esquema da separação dos sub-níveis Zeeman dos átomos com relação à posição em que se encontram na armadilha magnética.

Em nosso laboratório utilizamos um gerador de função da Stanford Research Systems, modelo DS345, acoplado a uma antena, para produzir a radiação de radio-freqüência. Esta antena é colocada bem próxima aos átomos, entre a célula do MOT-2 e uma

das bobinas do quadrupolo, e é feita de duas voltas de 25 mm de diâmetro de um fio de cobre com 1 mm de diâmetro.

Na figura 2.20 apresentamos algumas imagens de absorção dos átomos feitas após 9ms de tempo de voo, quando desligamos a armadilha e deixamos a nuvem expandir livremente submetida, apenas, à ação da gravidade. Nessas imagens realizamos apenas uma rampa da frequência de rf de 3s, alterando a frequência final em cada uma delas. É possível perceber que, conforme diminuimos o valor da frequência da radiação de rf, a amostra atômica se torna mais fria, já que seu tamanho diminui, porém com um número de átomos cada vez menor. O importante é achar um balanço entre esses dois parâmetros. Neste caso, para frequências finais abaixo de 5 MHz, não temos mais grandes variações na temperatura, chegando até a aumentar para 2 MHz, enquanto que o número continua diminuindo. Este fato pode estar associado às perdas por transições de Majorana (38) que, tem mais efeito em amostras atômicas mais frias, nas quais os átomos permanecem mais tempo na região de campo nulo.

Figura 2.20 – Imagens de absorção dos átomos aprisionados na armadilha magnética, feitas após 9ms de tempo de voo para diferentes valores finais de uma rampa de evaporação de rf com duração de 3s. Em baixo de cada imagem são mostrados o número de átomos e a temperatura obtidos a partir do *fitting* gaussiano, bem como a frequência final da rampa de rf.

Na sequência experimental, o primeiro processo de resfriamento evaporativo é feito com duas rampas de 3s cada, indo de 20 MHz até 9 MHz e de 9 MHz até 3,5 MHz. Durante esta fase de resfriamento a temperatura da nuvem atômica decai de 300 μ K para 30 μ K, enquanto que o número de átomos diminui para 4×10^6 .

Terminado este processo, começa a fase de transferência para a armadilha óptico-magnética. Nesta fase, prosseguimos com a evaporação por radiação de rf durante 2s, realizando uma rampa de 3,5 MHz até 2 MHz e, mantendo-a constante por outros 0,8s. Paralelamente a isso, diminuimos o gradiente de campo magnético de 160 Gauss/cm até cerca de 65 Gauss/cm durante 2s, numa primeira rampa, e de 65 Gauss/cm para 42 Gauss/cm, durante 0,8s. Ao final desta fase, a radiação de rf é desligada e temos $2,5 \times 10^6$ átomos a uma temperatura de 17 μ K aprisionados na armadilha híbrida. A potência do laser é mantida constante durante todo este processo de modo que obtemos uma profundidade de potencial de 94 μ K referente aos 5,6 W nos átomos.

Na armadilha óptico-magnética acontece o segundo processo de resfriamento evaporativo e último passo para a obtenção da Condensação de Bose-Einstein em nosso sistema. Este processo consiste em uma evaporação óptica realizada a partir da diminuição da potência do feixe de laser que constrói a armadilha híbrida. Conforme abaixamos a potência, os átomos mais quentes deixam a armadilha e os mais frios retermalizam a uma temperatura menor do que a anterior.

O processo de evaporação é composto de cinco rampas lineares que, na potência do laser, adquirem um formato exponencial. Todo este processo de evaporação demora 11,3s durante o qual o campo magnético também é reduzido para 37,7 Gauss/cm e o potencial, para apenas alguns μ K. A figura 2.21 mostra a nossa sequência experimental após a transferência para a armadilha magnética.

Figura 2.21 – Sequência temporal do experimento após a transferência dos átomos para a armadilha magnética. A curva vermelha representa o gradiente de campo magnético, a rampa azul, a frequência da radiação de rf e a curva verde, a profundidade do potencial óptico ao longo do processo.

A Condensação de Bose-Einstein só pôde ser obtida a partir do uso da técnica de resfriamento evaporativo que permite atingir temperaturas da ordem de dezenas de nK. Porém, nem todos os processos de evaporação levam a obtenção do BEC, isto porque conforme resfriamos a amostra, também perdemos átomos. A temperatura crítica da transição para que ocorra ou não a condensação depende, dentre outras coisas, do número de átomos; quanto menor for este número, menor será a temperatura crítica. Assim, é necessário haver um balanço entre o quanto se resfria e o quanto se perde, de modo que a temperatura decresça com uma taxa maior do que a taxa de perda de átomos. Esta condição pode ser escrita como:

$$N \propto T^s, s \leq 1 \quad (2.25)$$

A figura 2.22 mostra um gráfico do $\log(N)$ em função do $\log(T)$ para diferentes estágios do processo de resfriamento evaporativo, mostrando que, para todos os estágios satisfazemos a condição acima.

Figura 2.22 – Gráfico de $\log(N)$ em função do $\log(T)$ ao longo dos processos de evaporação por rf e evaporação óptica até a obtenção da degenerescência quântica.

Ao final do resfriamento evaporativo obtivemos a degenerescência quântica. Em uma armadilha com profundidade de apenas $1,5\mu\text{K}$ (correspondente a uma potência do laser de 91mW) e um gradiente de campo magnético final de $37,7 \text{ Gauss/cm}$, produzimos um Condensado de Bose-Einstein robusto com cerca de $1,2 \times 10^5$ átomos, sendo 15% átomos

condensados, a uma temperatura da ordem de 210nK. Evaporando ainda mais, até uma armadilha com profundidade de $0,5\mu\text{K}$, obtemos um condensado quase puro com cerca de $3,5 \times 10^4$ átomos a uma temperatura menor que 50nK.

Nesta situação, além da inversão do *aspect ratio* da nuvem conforme a deixamos expandir livremente em tempo de voo, que pode ser vista na figura 2.23, também observamos a abrupta mudança no perfil de densidade da nuvem. Conforme ela sofre a transição para o estado condensado, o perfil de densidade passa a ser dado por um perfil bimodal composto por uma gaussiana (que ajusta bem os pontos referentes aos átomos térmicos) e um perfil de Thomas-Fermi (responsável por ajustar a parte condensada), como pode ser visto na figura 2.24, abaixo.

Figura 2.23 – Expansão da nuvem condensada para diferentes tempos de voo (a) e da nuvem térmica (b).

Figura 2.24 – Comparação entre os perfis de densidade da nuvem térmica (perfil gaussiano) até a obtenção de um condensado puro (perfil de Thomas-Fermi).

Ambas as evidências apresentadas acima são evidências claras da obtenção da Condensação de Bose-Einstein em nosso sistema.

3 Descrição do Condensado a partir de grandezas macroscópicas

A Condensação de Bose-Einstein tem sido vastamente estudada desde a sua realização experimental em 1995 (6-8). Porém, pouca atenção tem sido dada à formulação de uma equação de estado, já que o volume e a pressão não são mais variáveis termodinâmicas no caso de gases aprisionados por um potencial espacialmente dependente.

Um gás aprisionado em uma caixa apresenta volume e pressão bem definidos de modo que toda a sua descrição em termos de grandezas termodinâmicas, a partir de uma equação de estado, pode ser feita utilizando essas duas quantidades conjugadas. Porém, quando desenvolvemos experimentos nos quais realizamos o aprisionamento atômico, este não acontece mais por meio de uma caixa, mas sim por meio da utilização de um potencial que varia espacialmente. Desse modo, não existem mais barreiras físicas que limitem o espaço no qual a nuvem atômica possa se estender, fazendo com que o seu volume se estenda, em princípio, até o infinito, e a pressão, passe a ser uma variável local relacionada com o potencial e com a densidade da amostra em cada ponto. O equilíbrio mecânico da nuvem atômica fica expressado em termos do tensor pressão local e da força externa e a descrição termodinâmica da amostra gasosa fica, então, comprometida.

Neste capítulo, iremos apresentar a formulação de duas novas grandezas macroscópicas conjugadas, o “parâmetro de pressão” Π e o “parâmetro de volume” ϑ , propostas por V. Romero-Rochín (22,39) e suas implicações na descrição da nuvem atômica aprisionada.

3.1 A definição de novas grandezas macroscópicas

Uma nuvem atômica de bósons aprisionada por um potencial pode ser tratada, numa primeira aproximação, como um gás ideal, no qual as interações são desprezadas, já que lidamos com densidades muito baixas da ordem de 10^{13-14} átomos/cm³ enquanto que a densidade de um sólido é da ordem do número de Avogadro. Dessa forma, considerando um

gás de bósons ideal com N átomos de massa m em uma armadilha harmônica tridimensional e anisotrópica (com frequências diferentes para cada um dos eixos da armadilha), dada pela equação 3.1, podemos, seguindo a referência (39), escrever o hamiltoniano que descreve este sistema como:

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{2}m(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (3.1)$$

$$\hat{H}_N = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\vec{p}_i^2}{2m} + \frac{1}{2}m\bar{\omega}^2 \vec{r}^2 \right) \quad (3.2)$$

onde $\bar{\omega} = \sqrt[3]{\omega_x \omega_y \omega_z}$.

Trabalhando com o ensemble Grande Canônico, podemos escrever o Grande Potencial como:

$$\Omega(\mu, T, \omega) = kT \sum_{ijk} \ln(1 - e^{-\beta \hbar \omega(i+j+k) + \alpha}) \quad (3.3)$$

com $\alpha = \mu/kT$ e i, j e k são inteiros que vão de zero a infinito. A somatória na equação 3.3 pode ser substituída por uma integral a partir da identificação da energia $\varepsilon = \hbar \bar{\omega}(i+j+k)$ e de sua correspondente densidade de estados, $\rho(\varepsilon) = \varepsilon^2 / 2(\hbar \bar{\omega})^3$, de modo que o Grande Potencial possa ser reescrito como:

$$\Omega(\mu, T, \omega) = -\frac{kT}{6} \frac{1}{(\beta \hbar \bar{\omega})^3} \int_0^\infty dx \frac{x^3}{e^{x-\alpha} - 1} \quad (3.4)$$

Identificando a função de distribuição de Bose como:

$$g_n(\alpha) = \frac{1}{\Gamma(n)} \int_0^\infty dx \frac{x^{n-1}}{e^{x-\alpha} - 1} \quad (3.5)$$

e substituindo esta relação na equação 3.4, obtemos uma nova expressão para o Grande Potencial, dada por:

$$\Omega(\mu, T, \omega) = -kT \left(\frac{kT}{\hbar \bar{\omega}} \right)^3 g_4(\alpha) \quad (3.6)$$

A partir desta última equação é possível calcular o número de partículas N , a energia interna média E , e a entropia S do sistema como função do potencial químico, μ , da temperatura, T e de ω .

$$N(\mu, T, \bar{\omega}) = \left(\frac{kT}{\hbar \bar{\omega}} \right)^3 g_3(\alpha) \quad (3.7)$$

$$E(\mu, T, \bar{\omega}) = 3kT \left(\frac{kT}{\hbar \bar{\omega}} \right)^3 g_4(\alpha) \quad (3.8)$$

$$S(\mu, T, \bar{\omega}) = k \left(\frac{kT}{\hbar \bar{\omega}} \right)^3 [4g_4(\alpha) - \alpha g_3(\alpha)] \quad (3.9)$$

Pelas equações acima é possível perceber que ω^{-3} é uma variável termodinâmica. Podemos realizar uma “compressão” ou “expansão” adiabática com número de átomos constante, ou seja, iremos alterar a frequência da armadilha de modo a comprimir ou expandir a nuvem, sem deixar que os átomos escapem. Como o processo é adiabático, então a entropia do sistema é mantida constante. Assim, para que N e S se mantenham constantes durante a alteração na frequência $\bar{\omega}$, a nuvem deverá aquecer ou resfriar durante o processo. Ainda estudando o que acontece com N e S , percebemos que, uma mudança de N para λN , com $\lambda > 0$, para T e μ constantes, implica em uma mudança de E para λE e de S , para λS . Isto só pode ser verdade se $\bar{\omega}^{-3}$ mudar para $\lambda \bar{\omega}^{-3}$. Como N , E e S são grandezas extensivas, então $\bar{\omega}^{-3}$ também o é.

Voltando ao Grande Potencial, segundo as relações da termodinâmica, ele deve ser igual a menos o produto de uma grandeza extensiva, no caso o volume, por uma grandeza intensiva, no caso a pressão hidrostática, de modo que:

$$\Omega = -PV \quad (3.10)$$

De conhecimento desta relação, podemos definir uma nova variável termodinâmica, a qual chamaremos de “parâmetro de volume”, extensiva e dada por:

$$\mathcal{V} = \frac{1}{\bar{\omega}^3} \quad (3.11)$$

A variável termodinâmica intensiva conjugada ao “parâmetro de volume”, a qual chamaremos de “parâmetro de pressão”, pode ser obtida a partir do Grande Potencial, de modo que:

$$\Pi = - \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \mathcal{V}} \right)_{T, \mu} = \frac{2}{3} \bar{\omega}^3 < V_{ext} > \quad (3.12)$$

Que, considerando a primeira igualdade da equação 3.12 e fazendo sua derivada, obtemos:

$$\Pi = kT \left(\frac{kT}{\hbar} \right)^3 g_4(\alpha) \quad (3.13)$$

O “parâmetro de pressão” apresenta as mesmas características físicas da pressão hidrostática, ou seja, é responsável pelo equilíbrio mecânico da nuvem aprisionada como pode ser visto nas referências (22,39), embora não tenha unidade de pressão. O “parâmetro de volume” também não apresenta unidade de volume, mas não é a isso que devemos nos ater, o importante é que o produto de ambos apresenta unidade de energia e é igual ao Grande Potencial.

Da segunda igualdade da equação 3.12, podemos escrever outra expressão para o “parâmetro de pressão” em termos da densidade da nuvem atômica, como segue na equação 3.14. A densidade da nuvem é uma grandeza que pode ser medida diretamente no experimento por meio do diagnóstico de imagens de absorção ou de contraste de fase, o que torna o seu calculo simples de ser realizado.

$$\Pi = \frac{2}{3} \omega^3 \int d^3 r n(\vec{r}) \left(\frac{1}{2} m (\omega_1^2 x^2 + \omega_2^2 y^2 + \omega_3^2 z^2) \right) \quad (3.14)$$

O “parâmetro de pressão” é, então, uma equação de estado para o gás aprisionado em uma armadilha harmônica. Esta nova descrição termodinâmica possibilita a análise direta da capacidade térmica e da compressibilidade ao longo da transição pra a fase condensada, grandezas que serão discutidas ao longo deste capítulo, bem como a influência da interação nos resultados apresentados até aqui.

3.2 A Equação de Estado para gases aprisionados

Antes de passarmos para o estudo das transições de fase segundo este formalismo, estudaremos a forma da equação de estado $\Pi(N, \vartheta, T)$ antes e depois da temperatura crítica.

Das equações 3.13 e 3.7, podemos encontrar uma relação entre Π , ϑ , T e N de modo a construir uma equação de estado para um gás bosônico aprisionado.

$$\Pi = \frac{Nk_B T}{\vartheta} \frac{g_4(z)}{g_3(z)} \quad (3.15)$$

A partir da equação 3.15, podemos estudar a evolução do “parâmetro de pressão” em um diagrama Π - ϑ e em um diagrama Π - T , estudando o comportamento das curvas isotérmicas e isocóricas com número de átomos constante, respectivamente. Na figura 3.1, temos representado o diagrama Π - ϑ de modo que fica clara a mudança de comportamento no “parâmetro de pressão” ao cruzarmos a linha da transição para a fase condensada, dada por $\Pi\vartheta^{4/3} = \text{const.}$ Assim, para grandes volumes ou baixas densidades, as curvas isotérmicas se aproximam das esperadas para um gás ideal. Conforme diminuirmos o volume, ou aumentamos a densidade, cruzamos a linha da transição para a fase BEC de modo que, apenas a fração de átomos não condensados contribui para o “parâmetro de pressão” que continua constante para uma mesma temperatura, até atingirmos um volume nulo.

Figura 3.1 – Diagrama Π - θ para um gás ideal aprisionado. Vemos as curvas isotérmicas antes e depois da transição.

Na figura 3.2, temos representado o diagrama Π - T com as curvas isocóricas com número de átomos constante de modo a ser possível chamá-las de curvas isodensidades. Da mesma maneira que no diagrama Π - θ , antes de cruzarmos a linha da transição, ou seja, para altas temperaturas, as curvas isodensidades se comportam como as esperadas para o caso de um gás ideal. Ao cruzarmos a linha da transição para a fase condensada, dada por $\Pi T^{-4} = \text{const.}$, as curvas isodensidades convergem em uma única curva de modo que, à medida que diminuimos a temperatura, o “parâmetro de pressão” se aproxima de zero. Isto mostra, novamente, que apenas a parte térmica contribui para o “parâmetro de pressão” já que em $T=0$, onde só temos átomos condensados, as curvas isodensidades vão à zero.

Figura 3.2 – Diagrama P - T para um gás ideal aprisionado. Vemos as curvas isodensidades antes e depois da transição para a fase condensada.

Para um gás real interagente, precisamos reescrever o hamiltoniano que descreve o sistema, dado pela equação 3.16:

$$H = \sum_{i=1}^N \left[\frac{p_i^2}{2m} + V(\vec{r}_i) \right] + U' \sum_{i < j} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j) \quad (3.16)$$

onde $V(r_i)$ é o potencial de aprisionamento, $U' = 4\pi\hbar^2 a/m$ e a o comprimento de espalhamento do átomo.

O último termo da equação, proporcional a U' , é o termo referente à interação entre as partículas. Introduzindo a função de onda do estado condensado como $\phi(\vec{r})$ podemos, partindo da equação de Heisenberg, encontrar a equação de Gross-Pitaevskii independente do tempo que descreve o sistema:

$$\left[\frac{-\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(\vec{r}) + U' |\phi(\vec{r})|^2 \right] \phi(\vec{r}) = \mu \phi(\vec{r}) \quad (3.17)$$

onde μ é o potencial químico.

No caso em que a energia cinética dos átomos é muito menor do que a sua energia de interação, a aproximação de Thomas-Fermi (20) pode ser feita. Esta aproximação consiste em desprezar o termo cinético da equação de Gross-Pitaevskii de modo que a equação 3.17 passe a ser escrita na forma da equação 3.18:

$$\left[V(\vec{r}) + U' |\phi(\vec{r})|^2 \right] \phi(\vec{r}) = \mu \phi(\vec{r}) \quad (3.18)$$

A solução da equação 3.18 fica dada por:

$$n(\vec{r}) = |\phi(\vec{r})|^2 = \frac{1}{U'} [\mu - V(\vec{r})] \quad (3.19)$$

que só apresenta solução real para o caso de $\mu \leq V(\vec{r})$. A densidade de pico fica dada por $n(0) = \mu/U'$, e a condição de contorno da nuvem fica $V(\vec{r}) = \mu$.

Dessa forma, se conhecemos o potencial ao qual os átomos estão submetidos, conhecemos o perfil de densidade da nuvem atômica. No caso do potencial harmônico da equação 3.1, podemos obter a dimensão da nuvem em cada uma das direções a partir dos raios de Thomas-Fermi, dados por:

$$R_i = \sqrt{\frac{2\mu}{m\omega_i^2}}, \quad i = x, y, z. \quad (3.20)$$

A aproximação de Thomas-Fermi tem sido amplamente usada em experimentos envolvendo a condensação de Bose-Einstein em átomos aprisionados.

O cálculo do “parâmetro de pressão” para átomos aprisionados interagentes pode ser feito a partir da equação 3.14. Numa situação real, dificilmente produzimos condensados puros, portanto, podemos definir a densidade na nuvem atômica, $n(\vec{r})$, como a soma das densidades dos átomos não condensados, $n_t(r)$, referentes a uma parte térmica, e dos átomos condensados, $n_0(r)$, como segue na equação 3.21, abaixo.

$$n(\vec{r}) = n_0(\vec{r}) + n_t(\vec{r}) \quad (3.21)$$

Dessa maneira, a integral no cálculo do “parâmetro de pressão” se divide em duas, uma referente à parte térmica, Π_t , que chamaremos de “pressão parcial térmica”, e outra

referente à parte condensada, Π_0 , que chamaremos de “pressão parcial condensada”, de modo que:

$$\Pi_0 = \frac{2}{3} \omega^3 \left[\int d^3 r m_0(\vec{r}) \left(\frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right) \right] \quad (3.22)$$

$$\Pi_t = \frac{2}{3} \omega^3 \left[\int d^3 r m_t(\vec{r}) \left(\frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right) \right] \quad (3.23)$$

As pressões parciais podem ser analisadas separadamente de modo a estudar a contribuição de cada uma das partes para a pressão total da nuvem.

A nuvem térmica tem uma distribuição de densidade dada por um perfil gaussiano tridimensional como segue na equação 3.24.

$$n_t(\vec{r}) = B_0 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x^2}{s_x^2} + \frac{y^2}{s_y^2} + \frac{z^2}{s_z^2} \right) \right] \quad (3.24)$$

de modo que o número de átomos térmicos é obtido pela integral em todo o espaço de $n_t(r)$, dado por:

$$N_t = (2\pi)^{3/2} B_0 s_x s_y s_z \quad (3.25)$$

Dessa maneira, assumindo tal perfil, podemos realizar a integral da equação 3.23, obtendo a equação 3.26.

$$\Pi_t = \frac{1}{3} \bar{\omega}^3 m N_t [s_x^2 \omega_x^2 + s_y^2 \omega_y^2 + s_z^2 \omega_z^2] \quad (3.26)$$

Pelo teorema de equi-partição de energia, encontramos uma relação entre as larguras do *fitting* gaussiano e a temperatura da nuvem atômica, dada por:

$$\frac{1}{2} m \omega_i^2 s_i^2 = \frac{1}{2} k_B T \quad (3.27)$$

Substituindo este resultado na equação obtida para Π_t , chegamos ao resultado conhecido para o caso do gás ideal:

$$\Pi_t \mathcal{V} = N_t k_B T \quad (3.28)$$

A densidade da parte condensada, dada pela equação 3.19, pode ser reescrita como:

$$n_0(\vec{r}) = A_0 \max \left[\left(1 - \frac{x^2}{r_x^2} - \frac{y^2}{r_y^2} - \frac{z^2}{r_z^2} \right), 0 \right] \quad (3.29)$$

De modo que, de maneira análoga à da parte térmica, o número de átomos condensados é obtido pela integral em todo espaço de $n_0(r)$, sendo dado por:

$$N_0 = \frac{8\pi}{15} A_0 r_x r_y r_z \quad (3.30)$$

Substituindo a expressão 3.29 na equação 3.22, a contribuição da parte condensada fica dada por:

$$\Pi_0 = \frac{1}{21} \bar{\omega}^3 m N_0 [r_x^2 \omega_x^2 + r_y^2 \omega_y^2 + r_z^2 \omega_z^2] \quad (3.31)$$

Antes da temperatura crítica, não temos átomos condensados e o “parâmetro de pressão” da nuvem fica dado apenas pela pressão parcial térmica. Ao cruzarmos a temperatura crítica, temos a presença de átomos condensados que, diferentemente do caso ideal, também contribuem para o “parâmetro de pressão” da amostra. Exatamente em T_c , temos que:

$$\Pi_c \mathcal{G} = N_c k_B T_c \quad (3.32)$$

A temperatura crítica de um sistema com átomos aprisionados por um potencial harmônico pode ser encontrada a partir das equações apresentadas em (40). Dessa forma, obtemos que:

$$k_B T_c \propto \hbar \bar{\omega} N_c^{1/3} \quad (3.33)$$

Substituindo a equação 3.33 na 3.32, encontramos:

$$\Pi_c T_c^{-4} = \text{const.} \quad (3.34)$$

A equação 3.34 representa a curva que define a transição para a fase BEC em um diagrama Π - T .

3.3 Transição de fase em gases aprisionados

Em termodinâmica, muita atenção dá-se ao estudo das transições de fase de um fluido. Paul Ehrenfest foi o primeiro a classificar essas transições. Ele propôs que as transições de fase deveriam ser classificadas de acordo com a ordem da derivada das energias livres que são descontínuas na transição.

Os casos mais simples seriam aqueles que ocorrem transições de primeira ordem, como é o caso da transição líquido-vapor. Nestas transições, a entropia do sistema, S , apresenta uma descontinuidade, bem como as outras variáveis extensivas que caracterizam o sistema, devido à existência de um calor latente. Considerando a entropia e o volume do sistema, dados por:

$$S = - \left(\frac{\partial F}{\partial T} \right)_{N,V} \quad (3.35)$$

$$V = - \left(\frac{\partial G}{\partial P} \right)_{N,T} \quad (3.36)$$

onde F é a energia livre de Helmholtz e G é a energia livre de Gibbs, temos que a descontinuidade acontece na derivada de primeira ordem das energias livres, caracterizando-a como uma transição de primeira ordem.

Outro tipo de transição observada é a que acontece no ponto crítico. Nesse caso, a descontinuidade não aparece mais na entropia do sistema, mas sim na sua compressibilidade térmica, k_T , e em seu calor específico, C_V , definidos como:

$$C_V = T \left(\frac{\partial S}{\partial T} \right)_{N,V} = -T \frac{\partial^2 F}{\partial T^2} \quad (3.37)$$

$$k_T = - \frac{1}{V} \left(\frac{\partial V}{\partial P} \right)_{N,T} = - \frac{1}{V} \frac{\partial^2 G}{\partial P^2} \quad (3.38)$$

Como essas quantidades são derivadas de segunda ordem das energias livres, a transição seria considerada de segunda ordem. De fato, este tipo de transição foi observada na

transição do ^4He líquido de um fluido normal para um superfluido, recebendo o nome de ponto λ .

Até o momento, apenas transições de primeira e segunda ordem foram observadas, fazendo com que a definição de Ehrenfest caísse em desuso. As transições passaram a ser classificadas como transições descontínuas (as de primeira ordem) e transições contínuas (as de segunda ordem).

A transição para a fase condensada de um gás aprisionado em uma caixa, como para o caso de ^4He líquido, é uma transição de segunda ordem. Porém, não é claro o que ocorre para gases aprisionados por potenciais espacialmente dependentes. Utilizando as novas variáveis definidas neste capítulo, somos capazes de encontrar as equações que descreveriam o comportamento de C_V e k_T na transição avaliando sua ordem. Essas análises serão desenvolvidas a partir daqui.

Nas transições de fase, se uma das energias livres diverge, podemos afirmar que as outras também divergirão. O mesmo pode ser dito acerca das suas derivadas. Tendo essa característica em vista, estudaremos o comportamento da compressibilidade térmica ao longo da transição para a fase condensada considerando o caso de um gás ideal.

A compressibilidade térmica, em termos das novas variáveis, pode ser escrita como:

$$k_T = \frac{\mathcal{G}}{N^2} \left(\frac{\partial N}{\partial \mu} \right)_{\mathcal{G}, T} \quad (3.39)$$

Uma das propriedades da função de Bose segue dada por:

$$\frac{\partial g_n(\alpha)}{\partial \alpha} = g_{n-1}(\alpha) \quad (3.40)$$

A partir da relação apresentada acima, podemos calcular a derivada da equação 3.39, de modo a obtermos:

$$k_T = \frac{\mathcal{G}^2}{N^2} \frac{(k_B T)^2}{\hbar^3} g_2(\alpha) \quad (3.41)$$

Na temperatura crítica, temos que $\mu = 0$, ou seja, temos que $\alpha = 0$. Da equação 3.41, vemos que k_T não diverge na transição já que $g_2(0) = \pi^2/6$. Fazendo a derivada da equação 3.41 com relação a T , temos:

$$\left(\frac{\partial k_T}{\partial T}\right)_{N/g} = 2 \frac{g^2}{N^2} k_B \frac{k_B T}{\hbar^3} g_2(\alpha) + \frac{g^2}{N^2} \frac{(k_B T)^2}{\hbar^3} g_1(\alpha) \left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_{N/g} \quad (3.42)$$

Da equação 3.7 podemos encontrar a relação:

$$\left(\frac{\partial \alpha}{\partial T}\right)_{N/g} = -\frac{3}{T} \frac{g_3(\alpha)}{g_2(\alpha)} \quad (3.43)$$

Substituindo na equação 3.42, encontramos:

$$\left(\frac{\partial k_T}{\partial T}\right)_{N/g} = \frac{g^2}{N^2} \frac{k_B T}{\hbar^3} \frac{k_B}{g_2(\alpha)} [2g_2^2(\alpha) - 3g_1(\alpha)g_3(\alpha)] \quad (3.44)$$

Na transição, $g_3(0) = 1,202$, porém, $g_1(0) \rightarrow \infty$ e a equação 3.44 diverge. Como a compressibilidade é igual a segunda derivada da energia livre de Gibbs, então a transição para a fase condensada de átomos aprisionados em uma armadilha harmônica representaria uma transição de terceira ordem.

4 Estudos Termodinâmicos

A realização de estudos termodinâmicos baseados nas novas variáveis globais descritas no Capítulo 3, já começou a ser feita em nosso laboratório em experimentos mais antigos (41-42), porém esses estudos preliminares não foram capazes de mapear, de maneira satisfatória, a transição para a fase condensada. Nosso experimento, por contar com um aprisionamento óptico dos átomos, é capaz de investigar essa transição mais a fundo, já que podemos alterar o “parâmetro de volume”. Assim, realizando compressões e expansões adiabáticas, torna-se possível o cálculo da capacidade térmica, parâmetro importante no estudo das transições de fase. Antes dessa medida, porém, é necessário caracterizar o sistema de modo a ser possível descrevê-lo em termos das novas variáveis termodinâmicas.

Neste capítulo, apresentamos uma descrição da maneira como foi feita a caracterização do nosso sistema e de como foram tiradas as primeiras medidas, ainda em fase de análise.

4.1 Caracterização do Sistema Experimental

A armadilha óptico-magnética na qual aprisionamos os átomos e obtemos a condensação de Bose-Einstein, por se basear majoritariamente no aprisionamento óptico, é bastante flexível, de modo a ser possível alterarmos suas frequências mudando, apenas, o valor final da potência do laser. Ao alterarmos as frequências da armadilha, alteramos o “parâmetro de volume” que a define, já que ele é dado pela equação 3.11. Se nosso interesse for estudar o “parâmetro de pressão” para diferentes “parâmetros de volume”, precisamos, antes de tudo, de saber com precisão os valores das frequências e calibrar como eles se alteram conforme variamos a potência do laser de aprisionamento.

As frequências da armadilha óptico-magnética são dadas pela equação 2.22, porém, a maneira mais confiável de obtermos esses valores, consiste em olhar diretamente para os átomos aprisionados. Existem diversos métodos possíveis para medir as frequências de uma armadilha harmônica, o que utilizamos em nosso experimento consiste em dar um ‘empurrão’ na nuvem aprisionada em um dos eixos da armadilha, de modo que os átomos oscilem dentro dela. Dessa forma, variando o tempo de aprisionamento dos átomos, podemos tirar imagens de absorção com um tempo de voo fixo e observar a mudança na posição da nuvem. A posição da nuvem apresentará um comportamento senoidal com frequência dada pela frequência da armadilha ao longo da direção em que a nuvem está se movendo.

O ‘empurrão’ na nuvem foi dado utilizando um pulso de campo magnético com amplitude da ordem 1 Gauss, suficiente para movimentar a nuvem dentro da armadilha sem que ocorra perda significativa dos átomos aprisionados. Esse campo foi gerado por uma bobina adicional, a qual podíamos posicionar ao longo de cada um dos três eixos da armadilha, dependendo da frequência que estávamos interessados em medir. Dessa maneira, foi possível observar a mudança na posição da nuvem conforme variávamos o tempo de aprisionamento após o pulso de campo magnético. O gráfico da posição da nuvem atômica ao longo do eixo y em função do tempo de aprisionamento para uma das configurações finais do potencial estudadas, segue ilustrado na figura 4.1, abaixo. A função senoidal ajusta muito bem os pontos experimentais de modo a obtermos uma frequência de 44 Hz para este caso.

Figura 4.1 – Posição da nuvem atômica ao longo do eixo y variando o tempo de aprisionamento e mantendo o tempo de voo constante e igual a 21ms. A partir do ajuste senoidal encontramos a frequência de oscilação da armadilha ao longo deste eixo dada por 44Hz.

Outras medidas semelhantes à ilustrada acima foram realizadas de modo a obtermos uma caracterização dos valores das frequências de cada eixo em função da potência do laser.

4.2 Primeiras medidas no Estudo Termodinâmico

As primeiras medidas realizadas foram feitas mantendo as frequências da armadilha constantes, ou seja, mantendo o “parâmetro de volume” constante e variando o número de átomos e a fração de átomos condensados. Porém, como a maneira pela qual resfriamos os átomos a fim de variar a fração condensada consiste em alterar essas frequências, precisamos de encontrar outra forma capaz de variá-la. Escolhemos variar o número inicial de átomos que carregávamos na armadilha óptico-magnética ora, variando o número de átomos no MOT, ora, variando o *offset* da evaporação por rádio-frequência. O controle das rampas de evaporação por rádio-frequência é feito a partir de um programa escrito em *LabView* que se comunica com o gerador de onda *Stanford*. O gerador de onda apresenta um ajuste de *offset*

que pode ser alterado manualmente de modo que os formatos das rampas de evaporação não se alteram, sendo apenas deslocados. Dessa maneira, foi possível obter frações condensadas diferentes sem alterarmos os parâmetros da evaporação óptica, conseguindo passar de uma nuvem térmica a um condensado quase puro em um mesmo “parâmetro de volume” da armadilha.

Inicialmente, realizamos imagens para dois “parâmetros de volume” diferentes referentes a configurações da armadilha óptico-magnética com o mesmo valor do campo magnético porém com potências do laser diferente. Na figura 4.3, mostramos imagens de absorção da nuvem atômica tiradas após 21ms de tempo de voo. Nessas imagens, variando o *offset* da evaporação de rf, é possível ver claramente que passamos de um condensado quase puro para uma nuvem térmica.

Figura 4.3 – Imagem de absorção dos átomos para um mesmo “parâmetro volume” e valores diferentes de offset.

4.3 Análise das Imagens

Como descrito na seção 6 do Capítulo 2, em nosso experimento realizamos imagens de absorção para diagnosticar a nuvem aprisionada. No caso dessas medidas, as imagens foram tiradas após 21ms de tempo de voo.

Quando contamos com nuvens parcialmente condensadas, realizamos um *fitting* bimodal bidimensional do perfil de densidade da imagem, dado pela soma de um perfil gaussiano (referente aos átomos térmicos) e de um perfil de Thomas-Fermi (referente à parte condensada), que pode ser escrito na forma da equação 4.1, abaixo.

$$n(x, y) = A \left[1 - \frac{(x - x_0)^2}{r_x^2} - \frac{(y - y_0)^2}{r_y^2} \right]^{3/2} + B \exp \left(\frac{1}{2} \left[\frac{(x - x_0)^2}{s_x^2} + \frac{(y - y_0)^2}{s_y^2} \right] \right) \quad (4.1)$$

A partir do ajuste do perfil da imagem pela equação acima, obtemos os raios de Thomas-Fermi, r_x e r_y , e as larguras da gaussiana, s_x e s_y , referentes à nuvem expandida. Porém, para o cálculo das novas grandezas macroscópicas, precisamos conhecer o perfil de densidade da nuvem aprisionada, ou seja, é necessário fazer uma regressão das larguras obtidas com a nuvem em tempo de voo. Esta regressão pode ser feita utilizando os passos descritos no artigo de Y. Castin e R. Dum (43).

Em seu artigo, partindo do caso geral de um condensado aprisionado em uma armadilha harmônica, Castin e Dum encontram a equação para os raios de Thomas-Fermi *in situ* de uma armadilha com simetria cilíndrica a partir dos valores obtidos com imagens tiradas em tempo de voo. Dessa forma, considerando R_i ($i=1,2,3$) como o raio de Thomas-Fermi em um dado eixo da armadilha, t o tempo de voo e ω_i as frequências da armadilha, podemos escrever que:

$$R_i(t) = \lambda_i(t) R_i(0) \quad (4.2)$$

Considerando:

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega_\perp \text{ e } \omega_3 = \omega_z \quad (4.3)$$

podemos definir λ , τ e ε de modo a ser possível calcularmos os R_i , como segue nas equações 4.4, 4.5 e 4.6.

$$\begin{aligned}\lambda_{\perp}(\tau) &= \sqrt{1 + \tau^2} \\ \lambda_z(\tau) &= 1 + \varepsilon^2 [\tau \arctan(\tau) - \ln \sqrt{1 + \tau^2}]\end{aligned}\tag{4.4}$$

$$\varepsilon = \frac{\omega_z}{\omega_{\perp}} \ll 1\tag{4.5}$$

$$\tau = \omega_{\perp} t\tag{4.6}$$

Nossa armadilha, porém, não apresenta simetria cilíndrica. Para o caso de uma armadilha harmônica com três frequências distintas, não é possível, pelo formalismo apresentado em (43), encontrar uma solução analítica. Dessa forma, simularemos a expansão livre a partir de uma nuvem com dimensões dadas pelos raios de Thomas-Fermi teóricos, equação 3.20, e compará-la com as imagens obtidas experimentalmente de modo a ser possível estimar suas dimensões *in situ*. Essas análises ainda estão em fase de desenvolvimento.

No caso da nuvem térmica, ajustada pela parte gaussiana da equação 4.1, é possível obter a temperatura da amostra a partir dos parâmetros do *fitting* se considerarmos uma dimensão desprezível para a nuvem *in situ*, de modo que:

$$T = \frac{m}{3k_B} \left(\frac{s_i}{t} \right)^2\tag{4.7}$$

onde t é o tempo de voo da nuvem.

De posse da temperatura da amostra, podemos calcular a pressão parcial térmica a partir da equação 3.28.

No momento, estamos analisando as imagens descritas neste Capítulo. Como mostrado na figura 4.1, nossas imagens apresentam nuvens atômicas antes e depois da temperatura crítica de modo a ser possível estudar a transição para a fase condensada para diferentes volumes da armadilha. Além disso, pretendemos realizar medidas complementares nas quais realizamos compressões adiabáticas da nuvem, a fim de calcular a capacidade térmica, C_V , ao longo da transição.

5 Estudos termodinâmicos variando a interação atômica

A interação em uma amostra atômica aprisionada pode ser controlada variando o seu comprimento de espalhamento a (do inglês, *scattering length*) o que, infelizmente, não pode ser feito em nosso sistema. As interações de uma amostra atômica aprisionada são controladas por meio de ressonâncias de *Feshbach* (23) que modulam o comprimento de espalhamento dos átomos a partir da aplicação de um campo magnético uniforme. A largura da ressonância de *Feshbach* dos átomos de Rubídio-87, com o qual trabalhamos em nosso experimento, é muito estreita, de modo que seria necessária uma grande precisão do campo magnético para que a modulação do seu comprimento de espalhamento fosse possível; precisão difícil de se obter em termos experimentais. Porém, alguns átomos apresentam uma largura de *Feshbach* muito mais larga do que a do rubídio, como é o caso do Lítio. O Lítio-7 apresenta uma ressonância de *Feshbach* em 736 Gauss com uma largura de dezenas de Gauss, como foi amplamente caracterizado pelo grupo do professor Randall G. Hulet (44). O professor Hulet, da Universidade de Rice (*Rice University*), em Houston, tem sido um importante colaborador do grupo durante os últimos anos e, neste capítulo, apresentaremos um estudo do “parâmetro de pressão” realizado em seu experimento com átomos de ^7Li , para diferentes comprimentos de espalhamento.

5.1 Descrição do experimento de Houston

O experimento de Houston se encontra plenamente descrito nas referencias (44,45,46). Nesta seção descrevemos, brevemente, os seus aspectos principais.

O experimento de Houston realiza a condensação de Bose-Einstein em átomos de ^7Li opticamente aprisionados no estado $|F=1, m_F=1\rangle$. Na figura 5.1, segue ilustrado seu arranjo experimental.

Figura 5.1 – Arranjo experimental do experimento de Houston

Os átomos de ^7Li são obtidos a partir da utilização de um forno a uma temperatura de mais de 300°C . Ao saírem do forno, os átomos passam por um desacelerador Zeeman (do inglês, *Zeeman slower*) (9) chegando à câmara de vácuo onde é produzido um MOT 2D (47). No MOT, trabalhamos com as frequências das transições da linha D_2 do ^7Li , de modo que um esquema segue ilustrado na figura 5.2 (a). O laser de rebombeio opera ressonante com a transição $2^2S_{1/2}(F=1) \rightarrow 2^2P_{3/2}(F'=2)$ enquanto que o laser de *cooling* se encontra dessintonizado 3Γ para o vermelho da transição $2^2S_{1/2}(F=2) \rightarrow 2^2P_{3/2}(F'=3)$. Um campo

quadrupolar de cerca de 22 Gauss/cm garante o aprisionamento dos átomos no MOT. Na figura 5.2 (b), segue ilustrada a separação dos sub-níveis Zeeman do ^7Li em função do campo magnético. Ao final desta etapa, os átomos atingem uma temperatura de aproximadamente $600\mu\text{K}$.

Figura 5.2 – Esquema das frequências utilizadas no MOT (a) e da separação dos sub-níveis Zeeman do lítio em função do campo magnético aplicado (b).

Em sequência, os átomos são transferidos para o estado $|2,2\rangle$ por um feixe de bombeamento óptico de modo a serem aprisionados em uma armadilha puramente magnética. Esta armadilha é gerada por um par de bobinas em configuração *cover leaf* (48) capaz de gerar uma armadilha harmônica. Ainda na armadilha magnética, os átomos sofrem um primeiro processo de resfriamento evaporativo por meio de radiação de rádio-frequência o que nos permite atingir uma nuvem atômica com temperatura da ordem de poucos μK . Neste estágio, os átomos são transferidos para uma armadilha óptica.

A armadilha óptica consiste em uma armadilha de feixe focalizado produzida por um laser de comprimento de onda igual a 1064nm. Na região próxima do foco, o potencial da luz pode ser aproximado por um potencial harmônico de simetria cilíndrica em formato de charuto (do inglês, *cigar shape*). Uma vez transferidos os átomos para a armadilha óptica, aplicamos um campo magnético uniforme muito intenso, da ordem de 700 Gauss, que separa os sub-níveis Zeeman $|2,2\rangle$ e $|1,1\rangle$, de modo a ser possível transferirmos todos os átomos para o estado $|1,1\rangle$ a partir da utilização de microondas. Com os átomos no estado desejado, realizamos um segundo processo de resfriamento evaporativo que, semelhante ao realizado

em nosso experimento no Brasil, consiste em reduzir a potência do laser de aprisionamento. A evaporação é feita utilizando um alto comprimento de espalhamento, de cerca de $185a_0$, sendo a_0 o raio de Bohr, já que altos a 's proporcionam uma termalização mais rápida da nuvem atômica e, conseqüentemente, uma evaporação mais eficiente. Ao final da evaporação é observada a condensação de Bose-Einstein com cerca de 3×10^5 átomos. A armadilha é altamente anisotrópica, de modo que as frequências usuais para a obtenção de um BEC puro são da ordem de $\omega_r = 2\pi \times 190$ Hz, ao longo da direção radial do feixe, e $\omega_z = 2\pi \times 3$ Hz, ao longo da direção axial do feixe. Dessa forma, obtemos condensados muito alongados na direção axial, como pode ser visto na figura 5.3.

Figura 5.3 – Imagem *in situ* de um condensado com cerca de $2,4 \times 10^6$ átomos.

A mudança no comprimento de espalhamento dos átomos pode ser feita após a obtenção da degenerescência quântica, ainda com os átomos aprisionados e variando o valor do campo magnético entre 530 e 740 Gauss. A caracterização do comprimento de espalhamento em função do campo magnético, muito bem caracterizada em (44), segue ilustrada na figura 5.4, abaixo.

Figura 5.4 – Caracterização do comportamento do comprimento de espalhamento do ^7Li em função do campo magnético aplicado, via ressonância de *Feshbach*.

O diagnóstico da nuvem atômica é feito a partir da utilização da técnica de imagem por contraste de fase (49). Este tipo de imagem é feito utilizando um feixe de luz sintonizado longe das frequências das transições atômicas do átomo que se deseja observar. Dessa forma, ao invés dos átomos absorverem a luz incidente, eles lhe imprimem uma fase, de acordo com o índice de refração da nuvem atômica. Essa fase depende da posição do feixe de luz em relação aos átomos de modo a ser possível relacioná-la com a distribuição de densidade atômica, $n(x,y,z)$. Segundo a referencia (49), esta relação fica dada pela equação 5.1:

$$\phi(x, y) = -\frac{\sigma_0 \Gamma \Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2} n_z(x, y) = -\frac{\sigma_0 \Gamma \Delta}{4\Delta^2 + \Gamma^2} \int n(x, y, z) dz \quad (5.1)$$

onde Δ é a dessintonia do laser de prova com relação à transição atômica, Γ é a largura da transição e $\sigma_0 = 1.43 \times 10^{-9} \text{ cm}^2$ é a seção de choque de espalhamento entre a luz e os átomos.

A técnica de imagem por contraste de fase não é um processo destrutivo como é a imagem de absorção, de modo que é possível acompanharmos a evolução de uma mesma nuvem atômica tirando imagens em sequência. Além disso, a imagem por contraste de fase

permite obter imagens de nuvens atômicas muito densas sem que tenhamos algum tipo de saturação, como aconteceria com a imagem de absorção. Dessa forma, é possível tirarmos imagens *in situ*, com a nuvem ainda aprisionada na armadilha, o que facilita muito a análise do “parâmetro de pressão”, como será discutido na próxima seção deste capítulo.

5.2 O Processamento das Imagens

O perfil de densidade obtido a partir da imagem por contraste de fase, como mostrado na equação 5.1, é um perfil bidimensional. Esta técnica de imagem, da mesma maneira que a imagem de absorção, realiza a integração da distribuição de átomos ao longo da direção de propagação do feixe. A armadilha óptica do experimento de Houston apresenta uma simetria cilíndrica, com potencial dado pela equação 5.2, de modo a ser possível assumir que os raios das direções radiais são iguais. Assim, o perfil de densidade de uma nuvem parcialmente condensada na aproximação de Thomas-Fermi, para este caso, pode ser escrita como a equação 5.3:

$$U(x, y, z) = -U_0 + \frac{m}{2}(\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \quad (5.2)$$

$$n(x, y, z) = B_0 \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x^2}{s_x^2} + \frac{y^2}{s_y^2} + \frac{z^2}{s_z^2}\right)\right] + A_0 \max\left[\left(1 - \frac{x^2}{r_x^2} - \frac{y^2}{r_y^2} - \frac{z^2}{r_z^2}\right), 0\right] \quad (5.3)$$

O perfil de densidade bidimensional, obtido da imagem, pode ser escrito como o da equação 4.1, sendo possível encontrar uma relação entre as amplitudes dadas pela equação 5.4:

$$A_0 = \frac{3}{4} \frac{A}{r_y} \text{ e } B_0 = \frac{B}{\sqrt{2\pi}s_y} \quad (5.4)$$

O número de átomos térmicos e condensados pode ser obtido a partir do *fitting* de modo que:

$$N_t = 2\pi B s_x s_y = (2\pi)^{3/2} B_0 s_x s_y^2 \quad (5.5)$$

$$N_0 = \frac{2\pi}{5} A r_x r_y = \frac{8\pi}{15} A_0 r_x r_y^2 \quad (5.6)$$

O cálculo do “parâmetro de pressão” depende da densidade da nuvem atômica *in situ*, como foi comentado no Capítulo 4. As imagens tiradas no experimento de Houston foram todas feitas ainda com os átomos aprisionados de modo que os raios de Thomas-Fermi e as larguras da gaussiana obtidas pelo *fitting* já são os que iremos usar nos cálculos.

5.3 Medidas

A fim de estudar a influência da interação no “parâmetro de pressão”, realizamos imagens *in situ* dos átomos variando a potência final do laser de aprisionamento, de modo a evaporarmos mais ou menos os átomos. Repetimos as medidas para três comprimentos de espalhamento diferentes: $55a_0$, $26a_0$ e $9,93a_0$. Durante a evaporação, o comprimento de espalhamento dos átomos foi mantido em $184a_0$. Ao fim do processo, o campo magnético responsável por modular o comprimento de espalhamento dos átomos, rampeava o seu valor até obtermos um dos valores de a acima listados, segundo a caracterização apresentada na figura 5.4. Para cada valor da potência final do laser, foram tiradas três imagens de modo a ser possível realizar uma média dos parâmetros para cada caso. Os gráficos apresentados na seção seguinte já serão feitos a partir dessas médias. Na figura 5.5 apresentamos uma sequência de imagens para diferentes valores da potência do laser, obtidas com o comprimento de espalhamento igual a $26a_0$.

Figura 5.5 – Imagens *in situ* dos átomos para diferentes valores da potencia do laser da armadilha óptica e comprimento de espalhamento igual a $26a_0$.

Como discutido no Capítulo 3, os raios de Thomas-Fermi dependem do valor de a . Um estudo anterior realizado neste mesmo experimento (44) investigou o comportamento do condensado para diferentes comprimentos de espalhamento ressaltando, dentre outras características, a mudança nas dimensões da nuvem, como segue ilustrado na figura 5.6. A mudança nas dimensões da nuvem também foi observada nas imagens tiradas por nós.

Figura 5.6 – Dimensões da nuvem condensada para diferentes valores do comprimento de espalhamento. Em (a) $a = 396a_0$, em (b) $a = 8a_0$, em (c) $a = 0,1a_0$, em (d) $a = -0,1a_0$ e em (e) a apresenta o mesmo valor de (d), porém sua modulação foi feita mais rápida. As imagens apresentam numero de átomos semelhantes de cerca de 10^5 .

O *fitting* realizado com a equação 4.1 foi feito utilizando o programa *Origin* de maneira independente em cada uma das direções e se mostrou bastante preciso ao longo da direção de propagação do feixe de aprisionamento, a direção x . Ao longo da direção y , porém, devido à geometria da nuvem, que é muito confinada nesta direção, não obtivemos a mesma precisão já que contávamos com poucos pixels representando os átomos. A melhor maneira encontrada para realizar o *fitting* ao longo da direção y foi fixar as amplitudes A e B com os valores obtidos a partir do *fitting* em x , como deveria ser teoricamente, o que nos trouxe um resultado bastante satisfatório, como pode ser visto na figura 5.7, abaixo.

Figura 5.7 – *Fitting* bimodal da nuvem atômica aprisionada.

Realizado os *fittings*, foi possível calcular o “parâmetro de pressão” para cada uma das imagens levando em conta a simetria cilíndrica da armadilha, de modo a obtermos:

$$\Pi = \Pi_0 + \Pi_t \quad (5.7)$$

$$\Pi_0 = \frac{1}{219} m N_0 [r_x^2 \omega_x^2 + 2 r_y^2 \omega_y^2] \quad (5.8)$$

$$\Pi_t = \frac{1}{39} m N_t [s_x^2 \omega_x^2 + 2 s_y^2 \omega_y^2] \quad (5.9)$$

onde Π_0 é a contribuição referente à parte condensada e Π_t é a contribuição referente à parte térmica, ao “parâmetro de pressão”. Como demonstrado do Capítulo 3, a equação para Π_t assume a forma da equação de estado de um gás ideal e podemos, a partir dela, obter a temperatura da nuvem atômica, fazendo:

$$T = \frac{\Pi_t \vartheta}{N_t k_B} \quad (5.10)$$

O “parâmetro de volume” foi calculado a partir das frequências da armadilha. No experimento de Houston, como também evaporamos mudando o potencial de aprisionamento dos átomos, as frequências da armadilha são alteradas. Dessa forma foi necessário caracterizar as alterações em função das variações na potência. Essa calibração foi feita de duas maneiras:

a primeira, no eixo menos confinante, utilizando o mesmo procedimento descrito no capítulo 4, e a segunda a partir do método de aquecimento paramétrico (do inglês, *parametric heating*). O método de aquecimento paramétrico consiste em inserir uma oscilação na frequência de oscilação da armadilha de modo que ela acople nos átomos esquentando-os e fazendo com que escapem da armadilha. Para fazer isso, utilizamos o campo magnético responsável por modular o comprimento de espalhamento dos átomos e, escaneando a sua frequência de oscilação, encontramos o valor para o qual o número de átomos era mínimo. O valor encontrado corresponde à frequência de oscilação da armadilha ao longo dos eixos y e z já que, por simetria, as frequências dos eixos radiais ao feixe da armadilha óptica são iguais.

5.4 Resultados

Iniciamos nossos estudos com uma breve análise da dinâmica do processo de evaporação de modo a ser possível perceber que ao evaporarmos mais a nuvem, diminuindo seu número total de átomos e sua temperatura, como segue na figura 5.8, estamos, na verdade, removendo os átomos da nuvem térmica enquanto que o número de átomos condensados aumenta até a obtenção de um condensado quase puro, como pode ser visto na figura 5.9. Este comportamento é visto para os três comprimentos de espalhamento. Em consequência disso, a fração condensada aumenta à medida que diminuimos a potência do laser, como segue na figura 5.10:

Figura 5.8 – Número de átomos (a) e Temperatura da nuvem aprisionada (b) em função da potência do laser da armadilha óptica.

Figura 5.9 – Número de átomos térmicos e condensados em função da potência do laser para os três comprimentos de espalhamento estudados.

Figura 5.10 – Fração de átomos condensados em função da potência do laser ao longo do processo de evaporação óptica.

Os resultados apresentados no gráfico acima comprovam que a evaporação é feita de maneira eficiente, sem que haja perdas desnecessárias de átomos. No gráfico 5.8 (b) é possível perceber que obtemos temperaturas maiores para o menor comprimento de espalhamento, correspondente aos triângulos em azul. Isto resultaria em uma menor fração condensada inicial, que é consistente com os resultados apresentados no gráfico 5.10. Esta variação pode estar associada ao fato da modulação do comprimento de espalhamento acontecer depois de realizado o processo de evaporação e, para o caso de $a = 9,93a_0$, o campo precisa ser alterado significativamente mais do que para os outros casos, causando um maior aquecimento da nuvem.

Como apresentado na figura 5.8 (b), ao diminuirmos a potência do laser, diminuimos também a temperatura da amostra, porém, isto também altera a temperatura crítica do sistema como pode ser visto pela equação 5.11 obtida a partir de (40).

$$k_B T_c = 0,94 \hbar \bar{\omega} N_c^{1/3} \quad (5.11)$$

Dessa forma, podemos observar, nas figuras 5.11 e 5.12, que, mesmo diminuindo a temperatura crítica do sistema, também diminuimos a temperatura da amostra de modo a estarmos sempre abaixo de T_c .

Figura 5.11 – Temperatura da amostra e Temperatura crítica do sistema em função da potência do laser

Figura 5.12 – T/T_c em função da potência do laser.

O “parâmetro de pressão” pode ser calculado diretamente dos parâmetros obtidos a partir do *fitting* das imagens. Na figura 5.13, mostramos a evolução de Π , multiplicado por ϑ/N , conforme diminuimos a temperatura da amostra. Esta multiplicação foi feita a fim de eliminarmos as mudanças na pressão referentes à variação do número de átomos e do “parâmetro de volume”. Como discutido no capítulo 2, $\Pi\vartheta$ apresenta dimensões de energia, sendo igual ao grande potencial, de modo a ser possível pensar $\Pi\vartheta/N$ como uma energia média por átomos. Ajustes lineares para cada um dos “parâmetros de pressão” foram feitos no limite de altas temperaturas, como seguem ilustrados no gráfico.

Na região de baixas temperaturas, podemos ver que os pontos experimentais se afastam dos ajustes lineares encontrados anteriormente de modo que o “parâmetro de pressão” da amostra não tende a zero conforme diminuimos a temperatura, como aconteceria para o caso de um gás ideal apresentado na figura 3.2 do Capítulo 3. O desvio no valor do “parâmetro de pressão” à $T = 0$ acontece devido à presença de interação entre os átomos aprisionados. Esta interação, como mostrado no Capítulo 3, faz com que apenas a contribuição referente à nuvem térmica seja nula em $T = 0$, enquanto que a fração condensada tende a um valor que depende do comprimento de espalhamento. O “parâmetro de pressão” à

temperatura zero pode ser obtido a partir da aproximação da densidade local (do inglês, *local density approximation* – LDA) (20, 21) que define a densidade da nuvem condensada à temperatura zero, como:

$$n_0^{T=0}(x, y, z) = \frac{1}{U_0} \left[\mu - \frac{m}{2} (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) \right] \quad (5.12)$$

com:

$$U_0 = \frac{4\pi\hbar^2 a}{m} \quad (5.13)$$

Realizando a integral na equação para a contribuição dos átomos condensados no “parâmetro de pressão”, encontramos, feitas as considerações de uma armadilha cilíndrica, que:

$$\Pi_0^{T=0} = \frac{1}{7} (15\hbar^2 a \sqrt{m})^{2/5} (N\omega_x \omega_y^2)^{7/5} \quad (5.14)$$

Na figura 5.14 seguem feitas as extrapolações para o caso de $T = 0$.

Figura 5.13 – “Parâmetro de pressão” normalizado por ϑ/N em função da temperatura da amostra. As linhas coloridas representam os ajustes lineares realizados para cada um dos comprimentos de espalhamento a temperaturas.

Figura 5.14 – Extrapolação dos valores obtidos para o “parâmetro de pressão” no caso de $T=0$.

Na figura 5.14, é possível perceber que não temos precisão suficiente para extrapolar para um único valor o “parâmetro de pressão”, porém, somos capazes de selecionar uma região do gráfico na qual estariam os valores de $\Pi_{T=0}$ para os três casos estudados. Esta região segue indicada por um traço à esquerda do gráfico. O valor de $\Pi_{T=0}$ multiplicado por ϑ / N calculado a partir da equação 5.14 com os parâmetros experimentais adequados variam de 2×10^{-31} a 4×10^{-31} , estando dentro da região esperada a partir do gráfico.

As contribuições da nuvem térmica e dos átomos condensados para o “parâmetro de pressão” acontecem de maneira diferente. Os átomos térmicos são os mais energéticos e, da mesma forma que acontece para o caso da pressão hidrostática, o “parâmetro de pressão” está relacionado com a energia dos átomos e, portanto, para altas temperaturas, a contribuição destes é maior. À medida que diminuimos a temperatura da amostra, acontece uma grande diminuição na contribuição referente à parte térmica, enquanto que a contribuição da fração condensada permanece praticamente constante quando comparada à outra. Para uma dada temperatura da amostra ou dada fração condensada, as contribuições de ambas as nuvens se igualam de modo que, para temperaturas menores ou frações condensadas maiores, a contribuição referente aos átomos condensados passa a ser mais importante enquanto que a da nuvem térmica tende à zero. Essas considerações acontecem para os três comprimentos de espalhamento estudados e podem ser vistas nas figuras 5.15 e 5.16.

Figura 5.15 – Contribuições da parte térmica e da parte condensada para o “parâmetro de pressão” em função da temperatura da amostra para cada um dos comprimentos de espalhamento estudados.

Figura 5.16 – Contribuições da parte térmica e da parte condensada para o “parâmetro de pressão” em função da fração de átomos condensados para cada um dos comprimentos de espalhamento estudados.

Da figura 5.16, podemos perceber que o valor da fração condensada para o qual as duas nuvens apresentam a mesma contribuição para o “parâmetro de pressão” varia de acordo com o comprimento de espalhamento. O significado físico da pressão hidrostática pode ser definido como a força exercida pelo gás sobre si mesmo e sobre a armadilha de forma a atingir o equilíbrio mecânico. Assim, nuvens atômicas mais interagentes apresentam uma maior pressão hidrostática. O “parâmetro de pressão”, sendo seu análogo, deve apresentar o mesmo comportamento. De fato, é possível perceber que o “parâmetro de pressão” referente aos átomos condensados assume valores maiores quanto maior for o comprimento de espalhamento, como segue na figura 5.17.

Figura 5.17 – Contribuição da parte condensada ao “parâmetro pressão” em função da temperatura da amostra.

Tendo em vista os resultados até aqui discutidos, esperaríamos que para a situação na qual os átomos condensados e os átomos térmicos têm igual contribuição ao “parâmetro de pressão”, obteríamos um valor menor da fração condensada nos casos mais interagentes. A fim de estudar esta situação realizamos um gráfico da diferença das contribuições, $\Pi_t g/N - \Pi_0 g/N$, em função da fração condensada nos atendo a região próxima da diferença nula, que

segue ilustrado na figura 5.18. Nesta figura, ajustamos os dados de cada comprimento de espalhamento por uma reta de modo a obtermos, de forma aproximada, o valor da fração condensada para o qual ocorre a situação acima descrita.

Figura 5.18 – Diferença entre as contribuições da parte térmica e da parte condensada para o “parâmetro de pressão” em função da fração condensada. O ajuste linear foi feito nos pontos próximos à diferença nula de modo a achar a fração para a qual a contribuição de ambas as nuvens é a mesma.

Podemos, igualando as expressões 5.8 e 5.9 para as pressões parciais e, substituindo a expressão para os raios de Thomas-Fermi (3.20), calcular a dependência da fração condensada encontradas no gráfico da figura 5.18 em função do comprimento de espalhamento, como segue na equação 5.15:

$$\left(\frac{N_0}{N}\right)^{7/5} \left[1 - \frac{N_0}{N}\right]^{-4/3} = 2,23 \left[\frac{\hbar}{m\bar{\omega}}\right]^{1/5} \frac{1}{\left(a^2 N^{1/3}\right)^{1/5}} \quad (5.15)$$

Obtidos as frações condensadas para as quais as contribuições são iguais, podemos calcular os valores referentes ao lado esquerdo da equação acima e construir o gráfico da figura 5.19 do logaritmo natural desses valores em função de $\ln(a)$, mantendo $a_0=1$.

Figura 5.19 – $\ln[(N_0/N)^{7/5} (1-N_0/N)^{-4/3}]$ para o qual a contribuição da parte térmica e da parte condensada se iguala em função do $\ln(a)$.

O resultado observado na figura 5.19 é condizente com o esperado a partir das discussões desenvolvidas ao longo deste Capítulo. O ajuste linear feito no gráfico apresenta um coeficiente angular negativo 0,45. O valor negativo esperado para o coeficiente linear era de 0,4, porém devido aos erros embutidos desde o início no cálculo do “parâmetro de pressão” e na obtenção das frações pelo gráfico 5.18, dão conta de explicar essa divergência.

6 Conclusões

A realização da Condensação de Bose-Einstein em átomos aprisionados é um experimento complexo no qual são envolvidas diversas etapas. O objetivo principal dessas etapas é o resfriamento atômico, porém, é necessário um grande conhecimento de física de átomos frios, eletrônica, computação e programação, dentre outras áreas, para que essas etapas funcionem de forma apropriada. Nesta dissertação apresentamos a caracterização do nosso sistema experimental para a obtenção e o estudo da Condensação de Bose-Einstein em átomos de Rubídio-87 aprisionados em uma armadilha óptico-magnética. As principais assinaturas da obtenção da degenerescência quântica, mudança no perfil de densidade da nuvem atômica e inversão de seu *aspect ratio* durante sua expansão livre, foram observadas e discutidas no capítulo 2 dessa dissertação. Dessa forma, fomos capazes de produzir um sistema robusto e reproduzível de modo a ser possível realizar não só a condensação, mas estudos envolvendo os átomos condensados.

A termodinâmica de átomos aprisionados em potenciais espacialmente dependentes também foi abordada. No caso de átomos aprisionados por potenciais harmônicos, a variável pressão não é mais uma grandeza global, ela depende do potencial e da densidade da amostra em cada ponto, de modo que não pode mais ser encarada como uma grandeza termodinâmica. Assim, a definição de novas grandezas termodinâmicas se faz necessária. Tal definição pode ser útil para o estudo de fenômenos, como transições de fases, em átomos aprisionados por potenciais diferentes do da caixa de paredes rígidas. Seguindo a proposta de Romero-Rochín (22,39) definimos as novas variáveis termodinâmicas, o “parâmetro de volume” e o “parâmetro de pressão”, e mostramos que é possível descrever a nuvem atômica aprisionada a partir deles e estudar a transição de fase para a fase condensada a partir dos cálculos da capacidade térmica e do calor específico da nuvem. Segundo estas novas variáveis, a transição de fase para a fase BEC seria uma transição de terceira ordem, o que revive a definição de Ehrenfest de classificação das transições de fase em um fluido. O estudo da ordem dessa transição já começou a ser feito em nosso laboratório em experimentos mais antigos, porém, nosso experimento, por contar com um aprisionamento majoritariamente óptico, apresenta

melhores condições de investigação. As medidas iniciais para caracterizar o sistema utilizando essas novas variáveis termodinâmicas já foram realizadas e encontram-se em fase de análise.

Outra característica importante que pode ser explorada utilizando o “parâmetro de volume” e o “parâmetro de pressão” consiste no papel das interações em uma nuvem atômica aprisionada. Um estudo de como essas interações influenciam o “parâmetro de pressão” foi desenvolvido por nós em parceria com o professor Randall G. Hulet da Universidade Rice (*Rice University*), em Houston. O professor Hulet, em seu sistema experimental, trabalha com átomos de Lítio-7. Diferentemente dos átomos de Rubídio, as interações no ^7Li podem ser controladas utilizando-se das ressonâncias de *Feshbach*. Assim, aplicando um campo magnético intenso, maior que 500 Gauss, é possível modular o comprimento de espalhamento dos átomos de Lítio, responsável pela interação entre os átomos. Estudamos o comportamento da nuvem com diferentes frações condensadas para três comprimentos de espalhamento distintos de modo que obtivemos que, para uma nuvem mais interagente, obtemos um valor maior para a pressão parcial condensada enquanto que a pressão parcial térmica praticamente não se altera. Além disso, outro resultado interessante é que, para nuvens com comprimento de espalhamento maior, a contribuição da parte condensada iguala-se à contribuição da parte térmica para uma fração condensada menor. Este resultado era esperado já que, o “parâmetro de pressão” sendo uma grandeza análoga à pressão hidrostática, também será proporcional à interação atômica. Tal dependência ainda está sendo investigada.

REFERENCIAS

- 1 BOSE, S. N. Plancks gesetz und lichtquantenhypothese. *Zeitschrift für Physik*, v. 26, n. 1, p. 178-181, 1924.

- 2 EINSTEIN, A. Quantentheorie des ainatomigen idealen gases. *Sitzungsberichte der Preubischen Akademie der Wissenschaften, Physikalisch-mathematische Klass*, p. 261-267, 1924.

- 3 KAPITZA, P. Viscosity of liquid helium below the λ -point. *Nature*, v. 141, n. 3558, p. 74, 1938.

- 4 ALLEN, J. F. et al. Flow of liquid helium 2. *Nature*, v. 141, n. 3558, p. 75, 1938.

- 5 LONDON, F. The λ -phenomenon of liquid helium and the Bose-Einstein degeneracy. *Nature*, v. 141, p. 643-644, 1938.

- 6 ANDERSON, M. H. et al. Observation of Bose-Einstein condensation in a dilute atomic vapor. *Science*, v. 269, n. 5221, p. 198-201, 1995.

- 7 DAVIS, K. B. et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 22, p. 3969-3973, 1995.

- 8 BRADLEY, C. C. et al. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 9, p. 1687-1690, 1995.

- 9 PHILLIPS, W. D. Nobel lecture: Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Review of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 721-741, 1998.

- 10 COHEN-TANNOUDJI, C. N. Nobel lecture: manipulating atoms with photons. *Review of Modern Physics*, v.70, n. 3, p. 707-719, 1998.

- 11 CHU, S. Nobel lecture: the manipulation of neutral particles. *Review of Modern Physics*, v. 70, n. 3, p. 685-706, 1998.

12 COURTEILLE, P. et al. Bose-Einstein condensation of trapped atomic gases. *Laser Physics*, v. 11, p. 659-800, 2001.

13 ANDREWS, M. et al. Observation of interference between two bose condensates. *Science*, v. 275, n. 5300, p. 637-641, 1997.

14 MEWES, M. O. et al. Output coupler for bose-einstein condensed atoms. *Physical Review Letters*, v. 78, n. 4, p. 582-585, 1997.

15 MORSCH, O. et al. Dynamics of Bose-Einstein condensates in optical lattices. *Review of Modern Physics*, v. 78, n. 1, p. 179-215, 2006.

16 KAPUSTA, J. I. Bose-Einstein condensation, spontaneous symmetry breaking and gauge theories. *Physical Review D*, v. 24, n. 2, p. 426-443, 1981.

17 BLOCH, I. et al. Many-body physics with ultracold gases. *Review of Modern Physics*, v. 80, n. 3, p. 885-964, 2008.

18 DEMARCO, B. et al. Onset of Fermi degeneracy in a trapped atomic gas. *Science*, v. 10, n. 5434p. 1703-1706, 1999.

19 ZWIERLEIN, M. W. et al. Vortices and superfluidity in a strongly interacting Fermi gas. *Nature*, v. 435, n. 7045, p. 1047-1051, 2005.

20 PETHICK, C. J.; SMITH, H. Bose-Einstein condensation in dilute gases. Cambridge: Cambridge University Press, 2001.

21 DALFOVO, F. et al. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. *Review of Modern Physics*, v. 71, n. 3, p. 463-512, 1999.

22 ROMERO-ROCHÍN, V. Equation of state of an interacting bose gas confined by a harmonic trap: the role of the “harmonic” pressure. *Physical Review Letters*, v. 94, n. 13, p. 130601-1-130601-4, 2005.

23 CHIN, C. et al. Feshbach resonances in ultracold gases. *Review of Modern Physics*, v. 82, n. 2, p. 1225-1286, 2010.

24 ESSLINGER, T.; BLOCH, I.; HANSCH, T. W. Bose-Einstein condensation in a quadrupole-ioffe configuration trap. *Physical Review A*, v. 58, n. 4, p. 2664-2667, 1998.

25 GRIMM, R; WEIDEMULLER, M.; OVCHINNIKOV, Y. B. Optical dipole traps for neutral atoms. 1999. Disponível em: <http://arxiv.org/PS_cache/physics/pdf/9902/9902072v1.pdf>. Acesso em: 20 Jan 2012.

26 LIN, Y. J. et al. Rapid production of ^{87}Rb Bose-Einstein condensates in a combined magnetic and optical potential. *Physical Review A*, v. 79, n. 6, p. 063631-1-063631-8, 2009.

27 KETTERLE, W.; VAN DRUTEN, N. J. Evaporative cooling of trapped atoms. In: BEDERSON, B.; WALTHER, H. (Ed.). *Advances in Atomic, Molecular and Optical Physics*, San Diego: Academic Press, 1996. v. 37, p. 181-236.

28 BERGEMAN, T.; EREZ, G.; METCALF, H. J. Magnetostatic trapping fields for neutral atoms. *Physical Review A*, v. 35, n. 4, p. 1535-1546, 1987.

29 MYATT, C. J. et al. Multiply loaded magneto-optical trap. *Optical Letters*, v. 21, n. 4, p. 290-292, 1996.

30 RAPOL, U. D. et al. Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source. *Physical Review A*, v. 64, n. 2, p. 023402-1-023402-5, 2001.

31 PRESTON, D.W. Doppler-free saturated absorption: laser spectroscopy. *American Journal of Physics*, v. 64, n. 11, p. 1432, 1996.

32 MAGALHÃES, D. V. *Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo*. 2004. 166p. Tese (Doutorado) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2004.

33 YARIV, A. *Quantum electronics* 3rd ed. New Jersey: John-Wiley & Sons, 1989.

34 METCALF, H. J.; VAN DER STRATEN, P. *Laser cooling and trapping*, New York: Springer-Verlag, 1999.

35 ASHKIN, A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure *Physical Review Letters*, v. 40, n. 12, p. 729-732, 1978.

36 BJORKHOLM, J. E.; FREEMAN, R. R.; ASHKIN, A.; PEARSON, D. B. Observation of focusing of neutral atoms by the dipole forces of resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 41, n. 20, p. 1361-1364, 1978.

37 CHU, S.; BJORKHOLM, J. E.; ASHKIN, A.; CABLE, A. Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, v. 57, n. 3, p. 314-317, 1986.

38 MAJORANA, E. Atomii orientati in campo magnético variabile. *Nuovo Cimento*, v. 9, p. 43, 1932.

39 ROMERO-ROCHÍN, V.; BAGNATO, B. S. Thermodynamics of an ideal gas of bosons harmonically trapped: equation of state and susceptibilities. *Brazilian Journal of Physics*, v. 35, n. 3A, p. 607-613, 2005.

40 BAGNATO, V. S. et al. Bose-Einstein condensation in an external potencial. *Physical Review A*, v. 35, n. 10, p. 4354-4358, 1987.

41 MAGALHÃES, K. M. F. et al. Achievement of quantum degeneracy in a Na-QUIC trap in Brazil: an in situ observation. *Laser Physics Letters*, v. 2, n. 4, p. 214, 2005.

42 ROMERO-ROCHÍN, V. et al. BEC phase diagram of a ^{87}Rb trapped gás in terms of macroscopic thermodynamic parameters, 2011. Disponível em: <<http://arxiv.org/abs/1102.4642>>. Acessado em 22 Jan 2012.

43 CASTIN, Y.; DUM, R. Bose-Einstein condensates in time dependent traps. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 27, p. 5315-5319, 1996.

44 POLLACK, S. E. et al. Extreme tenability of interactions in a ^7Li bose-einstein condensate. *Physical Review Letters*, v. 102, n. 9, p. 090402-1-090402-4, 2009.

45 STRCKER, K. E. et al. Formation and propagation of matter wave soliton trains. *Nature*, v. 417, p. 150-153, 2002.

46 CHEN, Y. P. et al. Phase coherence and superfluid-insulator transition in a disordered bose-einstein condensate. *Physical Review A*, v. 77, n. 3, p. 033632-1-033632-4, 2008.

47 DIECKMANN, K. et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. *Physical Review A*, v. 58, n. 5, p. 3891-3895, 1998.

48 CHIKKATUR, A. P. *Colliding and moving bose-einstein condensates: studies of superfluidity and optical tweezers for condensate transport*. 2002. 184p. Thesis (PhD) - Massachusetts Institute of Technology, Massachusetts, 2002.

49 BRADLEY, B. B. *Bose-Einstein condensation of lithium*. 1997. 172p. Thesis (Ph.D) - Physics Department and Rice Quantum Institute, Rice University, Houston, 1997.