

UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS
DEPARTAMENTO DE FÍSICA - DFIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA - PPGF

AMILSON ROGELSO FRITSCH

**Montagem e Caracterização de uma Armadilha
Magneto-Óptica de Rubídio**

Joinville, SC

2011

AMILSON ROGELSO FRITSCH

**Montagem e Caracterização de uma Armadilha
Magneto-Óptica de Rubídio**

Dissertação apresentada para obtenção do título
de Mestre em Física da Universidade do Estado
de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnoló-
gicas - CCT.

Orientador: Ricardo A. S. Zanon

Co-Orientador: André Luiz de Oliveira

Joinville, SC

2011

AMILSON ROGELSO FRITSCH

**Montagem e Caracterização de uma Armadilha
Magneto-Óptica de Rubídio**

Esta dissertação foi julgada adequada para obtenção do título de

MESTRE EM FÍSICA

área de concentração em "física", e aprovada em sua forma final pelo
CURSO DE MESTRADO ACADÊMICO EM FÍSICA
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS DA
UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA

Banca examinadora

Dr Ricardo Antônio de Simone Zanon
CCT/UDESC (presidente/orientador)

Dr. Paulo Cesar Rech
CCT/UDESC

Dr. Kílvia M. Farias Magalhães
IFSC-USP

Dr. André Luiz de Oliveira
CCT/UDESC (suplente)

FICHA CATALOGRÁFICA

F919c

Fritsch, Amilson Rogelso.

Montagem e Caracterização de uma Armadilha Magneto-Óptica de Rubídio / Amilson Rogelso Fritsch;

Orientador: Ricardo Antonio de Simone Zanon

- Joinville - SC

78 f.: il ; 30cm

Incluem referências.

Dissertação (mestrado) - Universidade do Estado de Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas, Mestrando em Física, Joinville, 2011.

1. Armadilha Magneto-Óptica. 2. Átomos Frios.
3. Colisões Fries. I. Zanon, Ricardo A. S.

CDD 535

À toda a minha família.

AGRADECIMENTOS

Esta é, sem dúvida, uma das partes mais difíceis deste trabalho, é onde estamos propícios a cometer a injustiça de esquecer alguém, entre tantas pessoas, que de alguma forma contribuiu para a conclusão deste trabalho. Sendo assim, se eu cometer o descuido de esquecer alguém, peço desculpas pelo ocorrido, mas tenha certeza que sempre serei grato.

Ainda gostaria de salientar, que a ordem dos agradecimentos neste texto não necessariamente é ordem da importância que cada um teve neste trabalho, esta é apenas uma sequência que vai surgindo na memória, pois cada um teve sua participação, por menor que seja ela, teve sua devida importância. A única divisão que vou fazer é entre as pessoas que estiveram comigo em Joinville e aquelas que me acolheram em São Carlos, esta divisão farei apenas para tornar mais fácil lembrar de todos.

Gostaria de começar agradecendo a todos da minha família, por sempre me darem apoio, amor, carinho e atenção, em especial agradeço a minha mãe, que não mediu esforços em vários momentos difíceis para que eu pudesse ter o estudo que tenho, a ela sou eternamente grato por tudo.

A Carol, pelo imenso amor e carinho, pela compreensão e pela agradável companhia neste último ano.

Aos meus orientadores, Ricardo e André, pelos ensinamentos, pelo tempo dedicado e pela orientação neste trabalho.

Aos meus amigos do mestrado, pelas discussões pertinentes, pelo bom humor, e principalmente pelas brincadeiras que tornaram a salinha de mestrado um ambiente descontraído, em especial a Gabriela, André, José Carlos, Thiago, e ao grande amigo Ricardo pela amizade que já dura aproximadamente 6 anos.

A Anne não somente pela amizade mas também pela ajuda na montagem do sistema de vácuo e do baking na armadilha.

A todos integrantes do grupo de óptica que também, de alguma forma contribuíram, e continuam contribuindo para o desenvolvimento desta área da ciência em Joinville.

A todos os professores que de alguma forma ajudaram em minha formação e conhecimento.

A todos amigos que fiz em São Carlos nos meses que passei por lá, que me acolheram e que não permitiram que eu me sentisse sozinho, entre eles cito:

O professor Vanderlei, que sem ele esse trabalho não seria possível, por nos emprestar praticamente todo o experimento, por nos ceder espaço, e também pela sua orientação neste trabalho com seu gigantesco conhecimento e dedicação a ciência. Enfim, a primeira armadilha magneto-óptica do sul do País só foi possível com a sua ajuda.

A Kívia, pela imensa paciência e dedicação, não só a mim, como a todo o nosso projeto, por muitas vezes trocar seu descanso nos finais de semana, e seu precioso tempo, para nos ajudar em todos os nossos problemas, que não foram poucos, mas que aumentaram e muito nosso conhecimento na área. Sem sombra de dúvida, de tudo o que sei a respeito deste trabalho, a maior parte devo a ela, que não mediou esforços para esclarecer minhas dúvidas teóricas e experimentais. Meus sinceros agradecimentos.

A todo o pessoal do Liepo e do LAT, em especial ao Denis, André, João, Sheila e Leandro, pela amizade, pela assessoria na parte eletrônica, pelas soluções a vários de nossos problemas, e pelas brincadeiras que sem dúvida ficarão na memória por muito tempo.

Ao Daniel, pelo lock-in do *laser* de rebombeio, pelo minicurso em Joinville e pelos esclarecimentos das muitas dúvidas que tive, principalmente na área de eletrônica.

A todos os demais integrantes do grupo de óptica do IFSC-USP, ao Jorge, Stella, Gustavo, Pedro, Rodrigo... Enfim, a todos que não estão citados neste trabalho mas que de alguma forma me ajudaram, quero que saibam que mesmo seus nomes não estando presentes neste trabalho, certamente estarão presentes em minha mente.

A família Fragalli que me acolheu em sua casa no tempo que passei em São Carlos, em especial agradeço ao professor José Fernando pela oferta da moradia e ao Sérgio, que me recebeu muito bem e que dividiu a casa comigo, agradeço pela amizade que foi construída durante esses meses.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior-CAPES e ao Instituto Nacional de Óptica e Fotônica pelo apoio financeiro.

RESUMO

Neste trabalho apresentamos a construção e caracterização de uma armadilha magneto-óptica, a qual utilizamos para aprisionamento de átomos de *Rb*. Após a construção da armadilha e sua caracterização, fizemos experimentos para estudar os efeitos da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados. Para esse estudo, utilizamos lâmpadas incandescentes que possuem um espectro largo de comprimentos de onda. Verificamos que em uma armadilha com 10^9 átomos aprisionados, a luz de banda larga aumenta a fluorescência emitida pela nuvem de átomos, tendo fortes indícios que isto representa efectivamente um aumento na eficiência da armadilha. No entanto, com os experimentos que fizemos, não podemos distinguir se essa diferença é referente a um aumento de átomos aprisionados ou apenas espalhamento de luz causado pelo aumento da intensidade de luz incidida sobre a nuvem. Fizemos então uma comparação da resposta dos átomos, frente a variações na intensidade dos feixes de *laser* utilizados para o aprisionamento.

Por motivos que serão discutidos neste trabalho, refizemos esse estudo com um número menor de átomos aprisionados, 10^8 átomos, e verificamos que o aquecimento das lâmpadas reflete no aumento das perdas na armadilha, diminuindo então o número de átomos aprisionados. Isto nos levou a fazer um estudo sobre a dinâmica das colisões presentes na armadilha, para entendermos a influência da temperatura na eficiência da armadilha. Verificamos que um pequeno aumento uniforme na temperatura da câmara levaria a grandes perdas na armadilha, mas o aumento da temperatura causado pelas lâmpadas é um aumento local, e gera um processo de desgaseificação da câmara, aumentando a quantidade de átomos, "diferentes de *Rb*", presentes no vapor de fundo.

Palavras-chave: Armadilha Magneto-Óptica. Átomos Frios. Colisões Frios.

ABSTRACT

In this work we present the building and characterization of a Magneto-Optical Trap (from now on named MOT) for Rubidium atoms. We perform experiments for studying the effect of a broadband light over trapped atoms. In order to carry out this study we used a incandescent lamp which is broad in the wavelength spectrum. We observed in a MOT, with a number of 10^9 trapped atoms, that the broadband light increases the emitted fluorescence by the cloud of atoms. This could indicate an effective enlargement in the trap efficiency. However, we cannot distinguish, based on our experiments, if this difference is due to an increasing in the number of the trapped atoms or if it is just scattered light caused by the increasing in the intensity of the incident light over the cloud. Thus, we did an analysis in the answer of the laser beam versus the variation in the intensity of lasers used for trapping.

In a second step, we perform this study but with a lower number of trapped atoms, 10^8 atoms, and we verify that the heating of the lamps implies in the increasing of the loss of atoms in the trap, diminishing the number of trapped atoms. Hence, this lead us to make a study on the collisions dynamics that are in the trap, in order to understand the influence of the temperature on the trap efficiency. We observe that a small uniform increasing in the chamber temperature would lead to a great loss in the trap, but the increasing in the temperature caused by the lamps is a local increasing and generates a degassing of the chamber, increasing the quantity of the background vapour.

Key words: Magneto-Optical Trap. Cold Atoms. Cold Collisions.

Sumário

1	Introdução	13
2	Princípio de Funcionamento	17
3	Montagem Experimental	24
3.1	Câmara de Aprisionamento e Sistema de Vácuo	24
3.2	Campo Magnético da Armadilha	25
3.3	O Conjunto Óptico	28
3.4	Sistema de Absorção Saturada	33
3.5	Sistema de Aquisição de Dados	36
4	Caracterização	39
4.1	Caracterização Feita em São Carlos	40
4.1.1	Número de Átomos Aprisionados	40
4.1.2	Variando a Corrente nos <i>Dispensers</i>	45
4.1.3	Variando a Potência do <i>Laser</i> de Aprisionamento	47
4.2	Medidas Feitas em Joinville	49
5	Influência da Luz de Banda Larga Sobre os Átomos Aprisionados	52
5.1	Medidas Feitas em Joinville	57
5.2	Efeitos da Variação da Temperatura na Eficiência da Armadilha	60
6	Conclusões	70

Listas de Figuras

2.1	Dois lasers, ambos sintonizados abaixo da frequência de ressonância (ω_0), incidindo no átomo.	18
2.2	Perfil das linhas de campo geradas pelo par de bobinas na configuração anti-Helmholtz.	19
2.3	Efeito do campo magnético sobre os estados atômicos. O estado $S = 0$ não sofre degenerescência, já o estado excitado $S = 1$ sofre a variação $m_s = -1, 0, +1$	20
2.4	Diagrama esquemático das bobinas anti-Helmholtz e os três pares de lasers com suas polarizações.	21
3.1	Imagen do nosso experimento mostrando a bomba de vácuo, os <i>dispensers</i> e o par de bobinas na configuração anti-Helmholtz.	26
3.2	Campo magnético gerado pelo par de bobinas anti-Helmholtz para 4 valores de corrente elétrica nas bobinas.	27
3.3	Esquema simplificado da montagem experimental.	29
3.4	Vista superior de nossa mesa óptica utilizada para o aprisionamento dos átomos neutros.	29
3.5	Diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb	31
3.6	Diagrama dos níveis de energia do ^{87}Rb	31
3.7	Figura obtida na absorção saturada do Rb . Nela podemos ver os vales referentes as transições de aprisionamento e rebombeio para os dois isótopos de Rb	34
3.8	Representação do sistema utilizado para travamento do <i>laser</i>	37

3.9	Representação do sistema de aquisição de dados.	38
4.1	Calibração feita para o fotodetector que capta a fluorescência emitida pelos átomos.	42
4.2	Montagem das lentes para captar a fluorescência do MOT.	42
4.3	Sinal de tensão obtido com o fotodetector calibrado para a curva de carregamento do ^{85}Rb	43
4.4	Imagen dos átomos aprisionados obtida com uma câmera CCD colocada em uma das janelas da câmara de aprisionamento.	44
4.5	Curvas de carregamento da armadilha variando a corrente para aquecimento dos <i>dispensers</i>	46
4.6	Gráfico do número de átomos aprisionados em função da corrente nos <i>dispensers</i>	46
4.7	Curvas de carga da armadilha para alguns valores de intensidade do <i>laser</i> de aprisionamento.	48
4.8	Número de átomos em função da intensidade do <i>laser</i> de aprisionamento. .	48
4.9	Comparativo entre o número de átomos obtidos em São Carlos e Joinville. Os dados foram obtidos usando os mesmos parâmetros.	49
4.10	Curvas de carregamento da armadilha variando a corrente para aquecimento dos <i>dispensers</i>	50
4.11	Número de átomos em função da corrente nos <i>dispensers</i>	51
5.1	Espectro da lâmpada comum incandescente, com potência de 150 W, utilizada em nossos experimentos.	53
5.2	Comparativo feito com a lâmpada ligada e sem a lâmpada ligada. As duas medidas foram feitas seguindo os mesmos padrões, notamos uma boa diferença entre as duas.	53
5.3	Experimento feito com leds que emitem luz no comprimento de onda de 850 nm. Podemos ver que a luz de 850 nm não influencia em nada o aprisionamento de átomos de ^{85}Rb	55
5.4	Comparativo das curvas de carregamento do ^{85}Rb feitas com e sem lâmpada.	58

5.5	Comparativo feito com lâmpada e sem lâmpada para o tempo de 100 s.	59
5.6	As curvas com inclinação positiva foram obtidas depois que as lâmpadas foram desligadas. A curva preta com inclinação negativa foi obtida com a lâmpada ligada no início do carregamento da armadilha.	59
5.7	Distribuição de velocidades do vapor de Rubídio dentro da câmara, para duas temperaturas.	61
5.8	Pressão de vapor vs. temperatura para alguns átomos alcalinos. Figura extraída da referência [29].	66

Capítulo 1

Introdução

O conhecimento detalhado das propriedades atômicas permite o desenvolvimento da ciência e também de novas tecnologias. O estudo mais aprofundado da natureza atômica foi possível graças a invenção dos *lasers* largamente sintonizáveis e das teorias de interação da radiação com a matéria. Contudo, em várias experiências, o estudo dos átomos é dificultado pela agitação térmica dos mesmos, e para evitar esta agitação devemos resfriá-los e confiná-los. Este confinamento e resfriamento dos átomos é feito normalmente dentro de uma câmara de vácuo e é possível graças a interação dos átomos com fótons. Sabemos que a luz pode interagir com a matéria, exercendo sobre ela algum tipo de força, mas explicações mais detalhadas, e também as primeiras abordagens quantitativas para essa interação só se iniciaram com a teoria do eletromagnetismo de Maxwell. Porém, a melhor explicação sobre a pressão de radiação teve início com o desenvolvimento da mecânica quântica, iniciando com Einstein, em 1917 quando propôs que luz carrega momento através de seus fótons.

Várias experiências foram feitas no sentido de observar o efeito da pressão de radiação sobre a matéria, mas devido falta de coerência e monocromaticidade das fontes de luz da época o efeito não era facilmente observado. Em 1933, Frisch [1] mostrou o efeito da força causada sobre os átomos devido a incidência de luz. No experimento foi observada a deflexão de um feixe de átomos de sódio devido a interação com fótons provenientes de uma lâmpada, também de sódio. Porém somente na década de 70, com o avanço do *laser*, que se deu mais ênfase no estudo da pressão de radiação, e com isso, o uso de *lasers* para

o resfriamento de átomos.

O resfriamento de átomos foi inicialmente sugerido por T. Hänsch e A. Schawlow [2] e por D. Wineland e H. Dehmelt [3] independentemente em 1975, onde apresentaram o princípio de resfriamento e as possíveis aplicações para átomos frios. A sugestão era que os átomos poderiam ser resfriados utilizando a pressão de radiação, já que a absorção dos átomos perto da ressonância é dependente da frequência da luz absorvida, e como os átomos estão em movimento, a frequência vista por eles, por causa do efeito Doppler, é dependente da velocidade. Eles perceberam que se o *laser* fosse sintonizado um pouco abaixo da frequência de ressonância atômica e estivesse contrapropagante ao movimento do átomo, causaria uma força dissipativa que resfriaria os átomos. Mais tarde, em 1979 R. J. Cook [4], em uma abordagem semiclássica, desenvolveu a teoria que descrevia a interação da radiação com a matéria devido a pressão de radiação da luz sobre um átomo hipotético de dois níveis.

No entanto, os primeiros experimentos bem sucedidos para resfriar os átomos só começaram na década de 80, mais precisamente em 1982 com Phillips e colaboradores [5], que demonstraram a desaceleração de um feixe atômico utilizando um campo magnético variável com a posição. O campo magnético causa o desdobramento Zeeman do nível excitado e a separação desses níveis é proporcional à intensidade do campo aplicado. Variando a intensidade do campo a frequência de ressonância atômica é deslocada, assim podemos construir um campo magnético para se ajustar ao deslocamento Doppler causado pelo movimento dos átomos. No experimento os átomos a serem resfriados saem de um forno, passam por um campo magnético variável com a posição e sofrem a ação de um feixe de *laser* contrapropagante. Se os átomos estão com uma velocidade alta, a frequência do *laser* vista por eles é maior, então o deslocamento Zeeman deve ser maior. A medida que os átomos diminuem a velocidade, o deslocamento Doppler também diminui, e o campo magnético deve ser ajustado de forma a produzir uma diminuição da frequência de ressonância atômica. Assim, o campo magnético deve ser construído para compensar o deslocamento Doppler, para que os átomos sempre estejam absorvendo fôtons do *laser* a medida que diminuem sua velocidade.

Outro experimento marcante no resfriamento dos átomos foi feito em 1985 por Steven

Chu e colaboradores [6]. Eles construíram um meio altamente viscoso para os átomos utilizando 3 pares de feixes ortogonais contrapropagantes, dando a este meio o nome de *Optical Molasses*. Com esse aparato eles conseguiram resfriar átomos a temperaturas muito mais baixas que as conseguidas até então. No entanto o experimento não aprisionava os átomos, apenas confinava em uma pequena região do espaço.

Ainda no mesmo ano Migdall e colaboradores [7] demonstraram a primeira armadilha para átomos neutros. Eles construíram uma armadilha magnética baseada na força sobre o átomo devido a interação de seu momento magnético com um gradiente de campo magnético. Desta forma os átomos ficavam presos em uma região de mínimo de campo. Várias configurações desta armadilha foram feitas [8], mas mesmo com o aperfeiçoamento, essa armadilha não é capaz de resfriar átomos, apenas aprisionar.

No ano seguinte, Pritchard e colaboradores [9] propuseram a construção de um experimento capaz de confinar e resfriar amostras atômicas, denominado armadilha magneto-óptica, usualmente chamada de MOT do inglês *Magneto Optical Trap*. Finalmente, em 1987 Raab e colaboradores [10] conseguem o primeiro experimento de uma armadilha que conseguisse aprisionar átomos. Neste experimento eles relatam o resfriamento e aprisionamento de átomos neutros de sódio a partir de um feixe atômico previamente desacelerado, utilizando para isso a pressão de radiação de *laser* e um campo magnético fraco.

Até então o aprisionamento só era possível com a condição de que o feixe atômico fosse previamente desacelerado, ou seja, os átomos em forma de vapor saiam de um forno, eram colimados para gerar um feixe de átomos com velocidades altas e precisavam de alguma técnica para serem previamente desacelerados antes do aprisionamento. Isso dificultava a construção experimental. Uma alternativa para contornar o problema de desaceleração prévia dos átomos foi demonstrada em 1990, por Monroe e colaboradores [11], quando conseguiram o aprisionamento de Césio a partir de uma célula fechada que continha vapor do metal, eliminando a necessidade de pré-desaceleração. Isto tornou a técnica de aprisionamento mais simples e diminuiu o tamanho do experimento. Essa célula, quando aquecida, liberava o vapor dos átomos com uma distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzman, de modo que somente átomos com menor velocidade eram aprisionados. Neste mesmo ano, Cohen-Tannoudji e William Phillips [12] propuseram novos mecanismos de

resfriamento para explicar os resultados experimentais obtidos até então, o que lhes rendeu o prêmio Nobel de Física de 1997 junto com Steven Chu [6].

Com o uso das armadilhas magneto-ópticas, foi possível a obtenção de amostras de átomos frios que apresentavam densidade alta o suficiente para que colisões e outros efeitos de interação entre átomos fossem estudadas. Desta forma, novos estudos em física atômica foram possíveis, dentre eles a obtenção experimental da condensação de Bose-Einstein em 1995 por E. A. Cornell, C. E. Wiemann [13] e W. Ketterle [14] que rendeu a eles o prêmio Nobel de 2001.

Neste trabalho nós descrevemos a construção e o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica para aprisionar átomos de *Rb*, e em seguida os experimentos que fizemos para mostrar os efeitos da luz ambiente e das variações de temperatura sobre os átomos aprisionados. No próximo capítulo descrevemos os princípios de funcionamento de uma armadilha magneto óptica e os conceitos que tornam possível o resfriamento e aprisionamento dos átomos, tais como a interação do átomo com a luz, o efeito Doppler e o efeito Zeeman. No capítulo 3 faremos um detalhamento maior na montagem experimental da nossa armadilha, onde mostramos os itens principais da armadilha e os detalhes sobre a função deles no experimento. No capítulo 4 faremos a caracterização da armadilha, que consiste em fazer variações de alguns parâmetros da armadilha para saber o regime de funcionamento e sua eficiência frente a essas variações.

No capítulo 5 mostramos os estudos sobre a influência da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados com o objetivo de estudar os efeitos da luz ambiente na eficiência da armadilha. Para este estudo fizemos experimentos utilizando lâmpadas de filamento que simulam muito bem a luz ambiente. No decorrer dos experimentos tivemos uma grande participação do aquecimento das lâmpadas no resultado, e isso nos levou a estudar os efeitos das variações de temperatura nos átomos aprisionados, onde tivemos que buscar fundamentação teórica nas teorias que explicam as colisões dos átomos dentro da câmara, e finalmente, no capítulo 6, faremos nossas conclusões sobre esse trabalho.

Capítulo 2

Princípio de Funcionamento

Uma armadilha magneto óptica utiliza a pressão de radiação e campo magnético para o resfriamento e aprisionamento de átomos neutros. Como citado anteriormente, existem armadilhas magnéticas [7, 8] que podem aprisionar átomos sem o uso de *lasers*, mas estas não são capazes de resfria-los, e armadilhas que utilizam somente luz para o resfriamento dos átomos, como o *Optical-Molasses* [6], que não consegue aprisionar os átomos, apenas resfriá-los. Neste último grupo ainda existem as armadilhas de dipolo [15], que utilizam somente luz, mas também são capazes de aprisionar átomos, para isso utilizam o gradiente do campo elétrico. A armadilha magneto-óptica une esses dois conceitos e consegue aprisionar e resfriar os átomos de forma bastante eficiente. Neste capítulo explicaremos as teorias envolvidas no processo de armadilhamento e também a força sobre os átomos devido a sua interação com o *laser*.

A primeira explicação mais detalhada sobre a pressão de radiação foi feita por Einstein em 1917 quando propôs que a luz carrega momento através de seus fótons. Um fóton possui energia $h\nu$, onde h é a constante de Planck e ν é a frequência de oscilação da luz. Um átomo quando absorve um fóton recebe um momento $p = h\nu/c$ e sofre um recuo no mesmo sentido de propagação da luz (c é a velocidade da luz no vácuo). O átomo após um certo tempo irá emitir o fóton absorvido e devido a conservação do momento sofrerá um recuo no sentido oposto. No entanto, a emissão dos fótons ocorre em uma direção aleatória, por isso, em média teremos um movimento do átomo na direção de propagação da luz.

Para explicar esse efeito em uma armadilha magneto-óptica vamos inicialmente considerar um átomo hipotético de dois níveis sujeito à ação de dois feixes de *lasers* contrapropagantes sintonizados com uma frequência ω abaixo da frequência natural de ressonância do átomo ω_0 , como mostrado na figura 2.1.

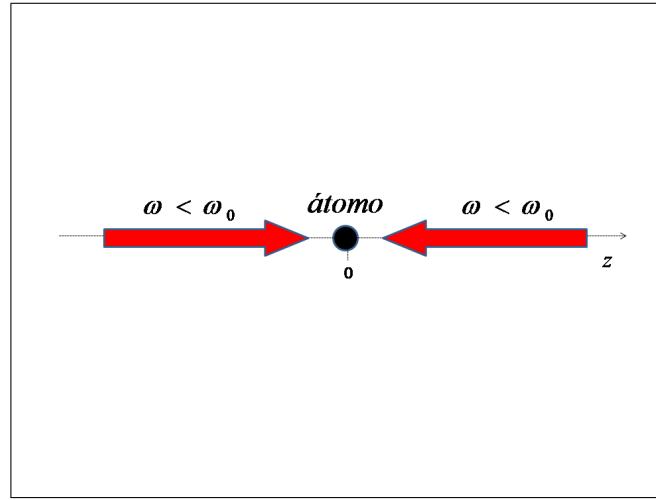


Figura 2.1: Dois lasers, ambos sintonizados abaixo da frequência de ressonância (ω_0), incidindo no átomo.

Se o átomo se move para a direita, o feixe contrapropagante terá sua frequência deslocada para o azul do espectro, devido ao efeito Doppler, ao contrário do feixe que se propaga no mesmo sentido do átomo, que terá sua frequência deslocada para o vermelho. Assim, quando o átomo se desloca para qualquer um dos lados, o feixe contrapropagante terá sua frequência deslocada para próximo da frequência natural de ressonância do átomo, o que faz o átomo absorver mais fótons deste feixe. A diferença entre a frequência do *laser* e a frequência natural de oscilação do átomo é chamada de *detuning* ($\delta = \omega - \omega_0$). O átomo quando absorve os fótons sofre um recuo na mesma direção e sentido de propagação do feixe, e posteriormente emite estes fótons em uma direção aleatória. Esta emissão aleatória dos fótons produz um movimento aleatório do átomo que lhe permite escapar da ação dos feixes após um certo tempo.

Com isso, o uso apenas de *laser* para o aprisionamento dos átomos não é suficiente. Esse sistema apenas desacelera e resfria os átomos mas não os aprisiona. O resfriamento do átomo ocorre porque a frequência do *laser* é menor que a frequência de ressonância

dos átomos, com isso, o átomo perde energia cinética ao absorver os fótons do *laser*. Para o aprisionamento efetivo do átomo há a necessidade do campo magnético. O campo magnético normalmente possui a configuração quadrupolar que é produzido por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. Nas duas bobinas passam correntes elétricas de mesmo valor mas em sentidos opostos, isto gera um gradiente de campo magnético nulo na metade da distância entre as duas bobinas, e que cresce linearmente em todas as direções a partir do centro, como mostrado na figura 2.2.

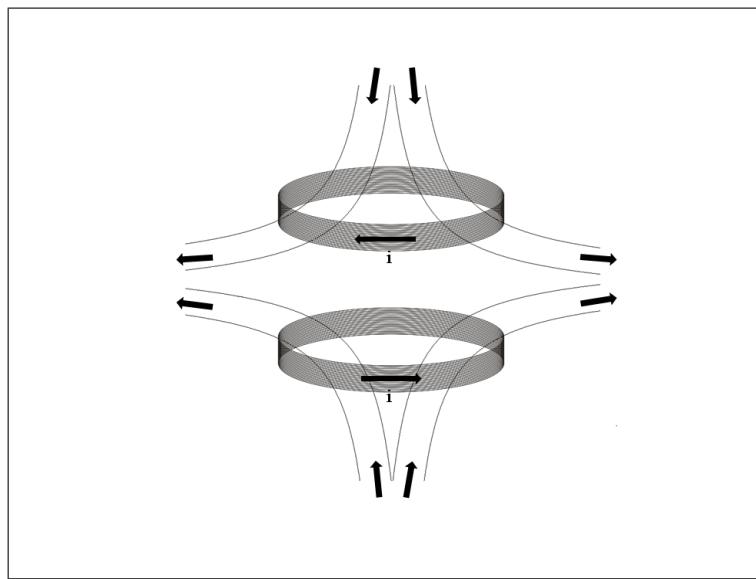


Figura 2.2: Perfil das linhas de campo geradas pelo par de bobinas na configuração anti-Helmholtz.

Para entendermos o aprisionamento dos átomos vamos considerar como exemplo um átomo hipotético de dois níveis, o estado fundamental com momento angular $S = 0$ ($m_s = 0$) e o estado excitado com $S = 1$ ($m_s = -1, 0, +1$). Este átomo é exposto ao campo magnético fraco que abre a degenerescência dos estados, formando os subníveis de energia determinados pelo número quântico m_s . Exatamente na origem do campo magnético não há degenerescência dos níveis, pois em nossa configuração o campo magnético é nulo, mas fora dela os níveis de energia tendem a se separar proporcionalmente com a intensidade do campo magnético. Para $z > 0$ a energia dos subníveis cresce de $m_s = -1$ a $m_s = +1$ e para $z < 0$ os subníveis se invertem porque o sentido das linhas de campo também é

invertido [16]. A figura 2.3 mostra este efeito para um átomo em um gradiente de campo magnético.

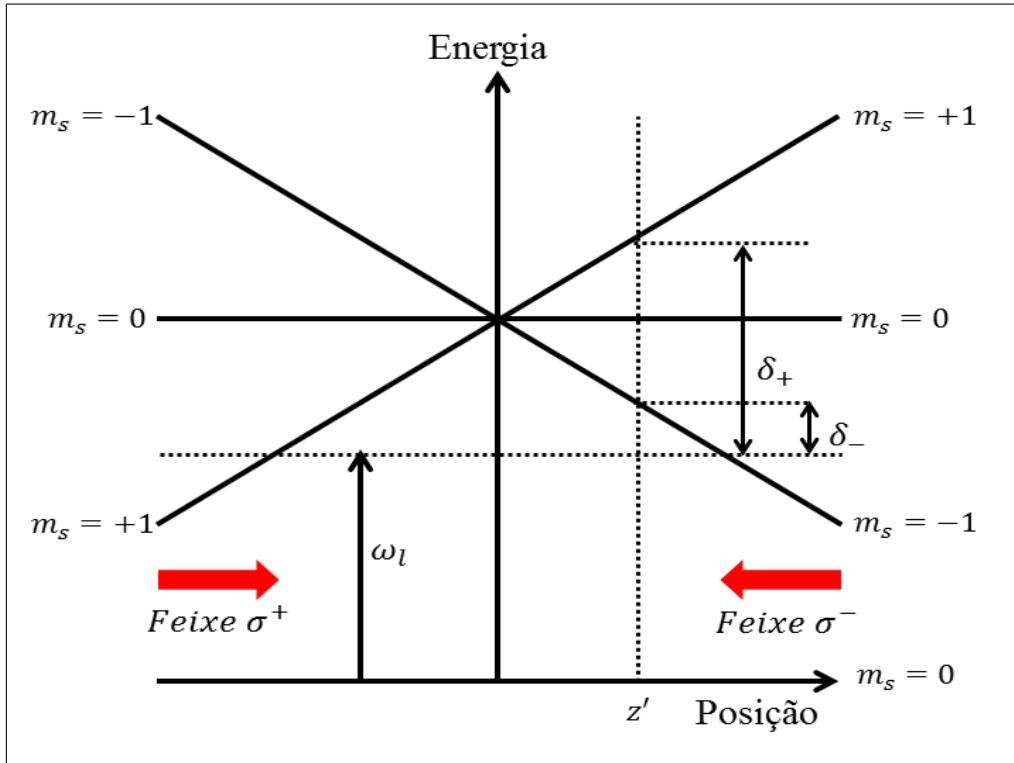


Figura 2.3: Efeito do campo magnético sobre os estados atômicos. O estado $S = 0$ não sofre degenerescência, já o estado excitado $S = 1$ sofre a variação $m_s = -1, 0, +1$.

Para essa configuração do campo, o feixe que se propaga na direção $-z$ deve ter polarização circular σ^- enquanto o que se propaga na direção $+z$ com polarização circular σ^+ . Se o átomo se desloca para $z > 0$, ele estará mais ressonante e com o feixe de polarização σ^- e absorverá mais fôtons deste feixe. Devido às regras de seleção, este feixe só permite a transição $S = 0 (m_s = 0) \Rightarrow S = 1 (m_s = -1)$, e o átomo é empurrado para a origem. Quando o átomo se desloca $z < 0$ ele absorve mais fôtons do feixe com polarização σ^+ , que só permite a transição $S = 0 (m_s = 0) \Rightarrow S = 1 (m_s = +1)$, e da mesma forma será empurrado para a origem. Este arranjo resulta em uma força restauradora que tenta manter o átomo na posição $z = 0$, que é a região de campo magnético nulo.

O arranjo tridimensional dos feixes *laser* e das bobinas presentes na armadilha é mostrado na figura 2.4. O feixe na direção z deve ter polarização oposta aos feixes em x

e y pois as linhas de campo possuem o mesmo sentido de propagação dos feixes, enquanto em x e y possuem sentidos opostos.

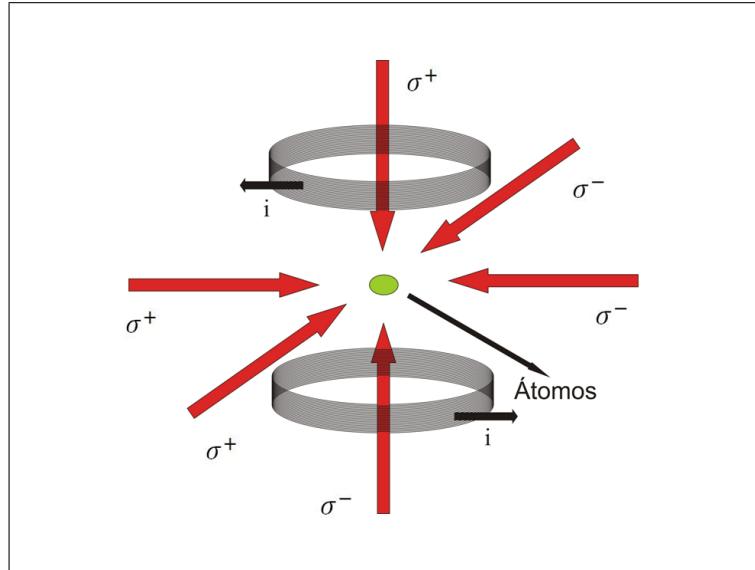


Figura 2.4: Diagrama esquemático das bobinas anti-Helmholtz e os três pares de lasers com suas polarizações.

A força exercida sobre o átomo durante o confinamento foi deduzida por R. Cook [4], em 1979. Neste trabalho Cook, em uma abordagem semiclássica, descreveu a interação átomo-laser e deduziu uma expressão para a pressão de radiação sofrida pelo átomo. Cook demonstrou que a pressão de radiação exercida por um *laser* sobre um átomo de dois níveis pode ser escrita como

$$\vec{F} = -\frac{\left[\hbar \Gamma \Omega^2 \vec{\nabla} \theta + \hbar (\delta + \dot{\theta}) \vec{\nabla} \Omega^2 \right]}{\left[4 (\delta + \dot{\theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2 \right]}, \quad (2.1)$$

onde \hbar é a constante de Planck, ($\hbar = h/2\pi$), Γ é a largura natural de linha de transição, $\Omega (= \mu E/\hbar)$, é a frequência de Rabi, E o campo elétrico, μ é o momento de dipolo elétrico, θ é a fase do campo elétrico e $\delta (= \omega - \omega_0)$ é a diferença entre a frequência do *laser* e a frequência natural de ressonância do átomo (*detuning*).

Esta força possui dois termos, um proporcional ao gradiente da fase, denominada força espontânea, e outro proporcional ao gradiente da intensidade do campo elétrico (já que $\Omega \propto E$) denominada força de dipolo.

Em alguns casos um dos termos da força pode ser desprezível em relação ao outro. Inicialmente analisaremos um caso em que a força de dipolo predomina frente a força espontânea.

A força de dipolo é importante em situações que o perfil da intensidade do *laser* muda consideravelmente em uma pequena região. Isto acontece quando temos um feixe altamente focalizado ou em uma onda estacionária.

Para o caso geral de onda estacionária podemos usar $\vec{\nabla}\theta = 0$ [4]. Então, a força espontânea é nula e a força de dipolo reduz-se a

$$\vec{F}_{dip} = -\frac{\hbar\delta\vec{\nabla}\Omega^2}{[4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]}. \quad (2.2)$$

Agora vamos considerar átomos neutros no centro de feixes Gaussianos, que são feixes cujo perfil de intensidade pode ser descrito como uma função Gaussiana. Neste caso, podemos escrever $\theta(r) = -\vec{k} \cdot \vec{r}$ [4], onde $k (= 2\pi/\lambda)$ é o vetor de onda do feixe *laser*. Assim, a força de dipolo é desprezível em relação a força espontânea, já que a intensidade do feixe é praticamente constante na região central.

A força sobre o átomo para este caso será dada por

$$\vec{F}_{esp} = \frac{\hbar\Gamma\Omega^2\vec{k}}{\left[4\left(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v}\right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2\right]}. \quad (2.3)$$

Essa última força é a predominante em nossa armadilha, já que ela é construída com feixes de perfil Gaussiano e não focalizamos os feixes, o que torna a força de dipolo totalmente desprezível.

Quando introduzimos um campo magnético, temos a variação espacial da ressonância atômica causada pelo campo. Esta variação pode ser escrita como $\partial\omega/\partial z = (\partial\omega/\partial B) \times (\partial B/\partial z)$ onde $\partial\omega/\partial B$ é a variação da frequência em relação a variação do campo magnético e $\partial B/\partial z$ é a variação espacial do campo magnético.

Como o átomo interage com dois feixes de *laser* para cada direção do espaço, devemos acrescentar a força causada pela ação do outro *laser*, assim, a força total média (\vec{F}_t) sobre o átomo devido a pressão de radiação pode ser escrita como $\vec{F}_t = \vec{F}_{t+} + \vec{F}_{t-}$ onde os sinais + e - representam o sentido de propagação dos dois feixes *laser*. Desta forma,

utilizando a equação (2.3) a força total pode ser escrita como.

$$\vec{F}_t = \hbar \vec{k} \Gamma \Omega^2 \left[\frac{1}{4 \left(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} + \frac{1}{4 \left(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2} \right], \quad (2.4)$$

ou

$$\vec{F}_t = \frac{16 \hbar \vec{k} \Gamma \Omega^2 \delta \left(\vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)}{\left[4 \left(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v} - \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2 \right] \left[4 \left(\delta + \vec{k} \cdot \vec{v} + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2 \right]}, \quad (2.5)$$

e para uma região de baixa velocidade, adotando a direção z esta força pode ser escrita na forma

$$F_t = \frac{16 \hbar k_z \Gamma \Omega^2 \delta}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} \left(k_z \cdot v_z + \frac{\partial \omega}{\partial z} z \right). \quad (2.6)$$

Esta equação descreve uma força do tipo oscilador harmônico amortecido com a forma

$$F_t = \alpha z + \beta v_z, \quad (2.7)$$

com

$$\alpha = \frac{16 \hbar k_z \Gamma \Omega^2 \delta}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} \frac{\partial \omega}{\partial z}, \quad (2.8)$$

e

$$\beta = \frac{16 \hbar k_z^2 \Gamma \Omega^2 \delta}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2}, \quad (2.9)$$

onde α é a constante de mola e β é a constante de amortecimento. Vemos então, que quando o feixe *laser* é sintonizado abaixo da frequência natural do átomo, isto é $\delta < 0$, teremos uma força de amortecimento que resfria os átomos. A medida experimental de α e β pode ser encontrada na referência [17].

Os átomos após absorverem os fôtons, irão emitir em uma direção aleatória, causando assim, um movimento aleatório que limita a temperatura dos átomos. Os átomos neste tipo de armadilha ficam confinados em uma temperatura típica de alguns micro Kelvin, que ocorre quando há o equilíbrio entre a força viscosa, que resfria os átomos, e a força decorrente da emissão espontânea.

Capítulo 3

Montagem Experimental

Neste capítulo apresentaremos nossa montagem experimental. Por ser complexa, para melhor entendimento, vamos dividir esta seção em outras subseções. Em cada subseção explicaremos cada grupo de elementos que fazem parte da montagem completa.

3.1 Câmara de Aprisionamento e Sistema de Vácuo

A câmara de aprisionamento utilizada possui forma cilíndrica e é feita de aço inoxidável, possui 12 braços radiais que são fechados com janelas de vidro óptico com uma película anti-refletora para um comprimento de onda de $780\ nm$. Nestes braços estão conectados o sistema de vácuo, o sistema de carregamento da armadilha e é por onde os feixes de *laser* acessam o centro da armadilha. Por estas janelas, também temos o acesso visual aos átomos aprisionados. Assim, através de uma câmera *CCD* (*Charge Coupled Device*) conseguimos "visualizar" os átomos e, com um fotodetector conseguimos captar a fluorescência emitida pelos átomos aprisionados.

A câmara de aprisionamento é ligada a um sistema de vácuo. Para estabelecer um bom vácuo, inicialmente é feito o processo de *Backing*. Neste processo, primeiro é feito a limpeza interna da câmara com solventes e então as janelas são fechadas. Depois, a câmara é ligada a uma bomba turbomolecular para retirar resíduos e obtermos uma pressão da ordem de $10^{-4}\ Torr$, para então ligarmos uma bomba iônica que tem vazão de $20\ l/s$. A bomba iônica gera uma diferença de potencial que ioniza as partículas. Estas partículas

são então, atraídas por um imã permanente e se fixam em uma "grade" próxima ao imã.

Nossa câmara já tinha sido utilizada para uma armadilha de sódio, então ainda fica bastante resíduo nas paredes internas da câmara que não são eliminados apenas com solventes e com as bombas de vácuo. Para eliminar esses resíduos a câmara deve ser aquecida, isso facilita o desprendimento desses elementos. O aquecimento é feito envolvendo a câmara com resistências que são ligadas a corrente elétrica. O aquecimento deve ser feito de forma lenta para não corrermos o risco de quebrar nenhum dos vidros que vedam as janelas da câmara.

Para detectar vazamentos, colocamos gás Hélio dentro da câmara e o sistema é ligado a um espectrômetro de massa que mede a vazão do gás e também pode nos mostrar quais os elementos que ainda restam dentro da câmara. Depois de todo esse processo de limpeza, a bomba turbomolecular é retirada e mantemos somente a bomba iônica, que ficará permanentemente ligada durante todos os experimentos. Com essa bomba iônica conseguimos obter pressões da ordem de 10^{-10} Torr algumas semanas após ela ter sido ligada, que é excelente para aprisionar átomos de *Rb*, pois a pressão de 10^{-8} Torr já é o suficiente para o funcionamento da armadilha.

Os átomos a serem aprisionados são fornecidos por um *dispenser* que é acoplado a um dos braços da câmara. *Dispensers* são cápsulas que contém os átomos de *Rb*. Estas cápsulas quando aquecidas liberam o vapor destes átomos. Mais detalhes sobre este aparato podem ser vistos na seção 4.2. A pressão na armadilha sem átomos é próximo de 10^{-10} Torr mas pode aumentar para um valor próximo de 10^{-9} Torr quando os *dispensers* são ligados em $4,0\text{ A}$, que é o valor de corrente que normalmente utilizamos em nossos experimentos. Na figura 3.1 mostramos uma foto do nosso experimento onde podemos ver as bobinas, o local onde ficam os *dispensers* e também a nossa bomba iônica, responsável por manter o vácuo na câmara.

3.2 Campo Magnético da Armadilha

O campo magnético inhomogêneo necessário para o aprisionamento é produzido por um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz, composto por bobinas circulares que são

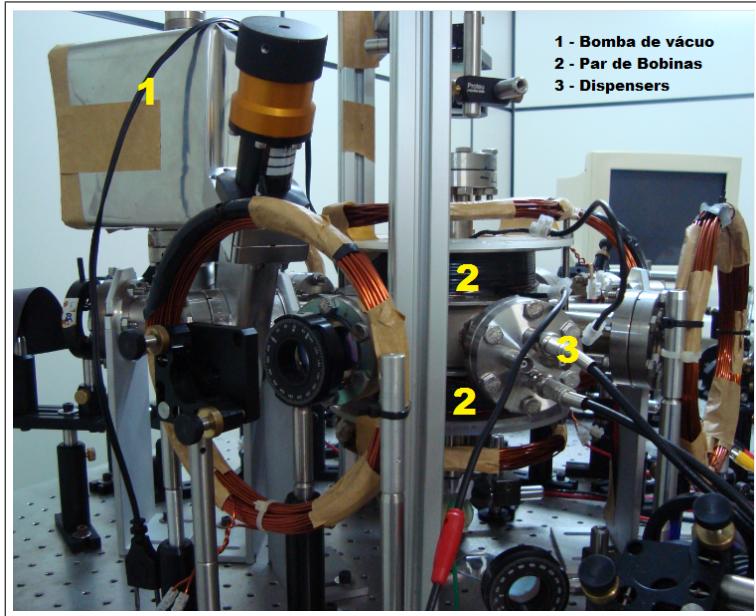


Figura 3.1: Imagem do nosso experimento mostrando a bomba de vácuo, os *dispensers* e o par de bobinas na configuração anti-Helmholtz.

percorridas por uma corrente contínua de mesmo módulo mas em sentidos opostos. As bobinas são confeccionadas com fios de cobre de $2,2\text{ mm}$, possuindo cada uma 14 camadas com 14 espiras. A distância entre as bobinas é ajustada de forma a produzir um campo que seja nulo no centro da armadilha. As bobinas estão fixadas nos braços longitudinais da câmara de aprisionamento.

Com esta configuração, o campo magnético é nulo no centro da armadilha e cresce linearmente em todas as direções a partir do centro. A calibração do campo magnético é feita com as bobinas fora da armadilha, onde se faz uma simulação do perfil do campo magnético com as bobinas separadas na mesma distância que ficam quando estão colocadas junto à câmara. Utilizando uma sonda Hall fizemos a variação do campo magnético no eixo z para alguns valores de corrente. Percebe-se que o campo magnético próximo do centro possui uma variação bem linear como pode ser visto na figura 3.2.

Contudo, na montagem experimental o campo magnético não necessariamente terá esse perfil, já que teremos influência de campos magnéticos externos.

Um dos problemas enfrentados no campo magnético de nosso experimento é causado

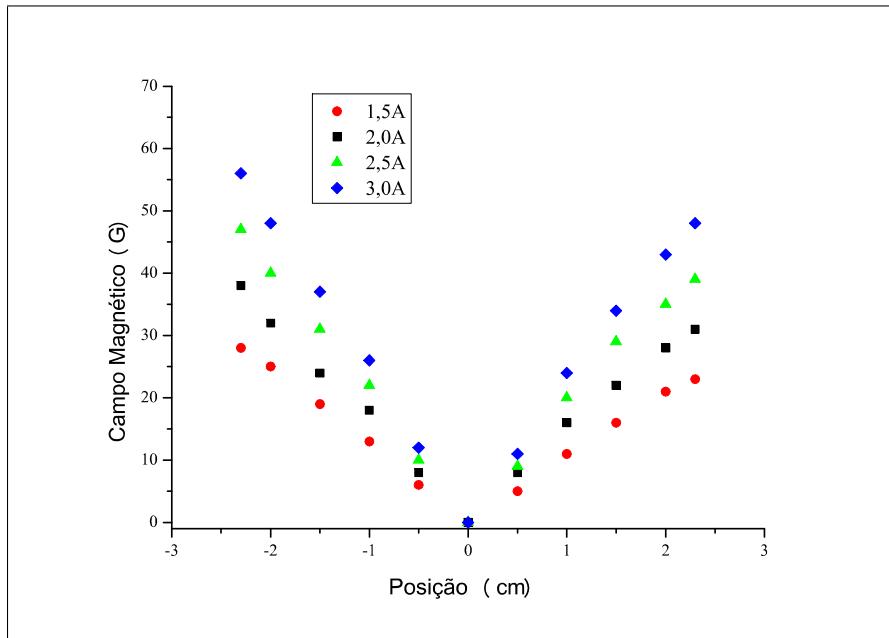


Figura 3.2: Campo magnético gerado pelo par de bobinas anti-Helmholtz para 4 valores de corrente elétrica nas bobinas.

pela bomba iônica, utilizada para manter o vácuo da armadilha. Esta bomba de vácuo possui um grande imã permanente utilizado para atrair os átomos ionizados, que gera um campo magnético relativamente forte no centro da armadilha que atrapalha bastante o aprisionamento, isso pode ser visto claramente no momento em que o campo magnético da armadilha é desligado. Teoricamente, ao desligar o campo magnético a nuvem de átomos se expande lentamente em torno da região central. Em nosso experimento, quando apenas a corrente elétrica das bobinas era desligada, os átomos eram rapidamente empurrados na direção oposta à bomba de vácuo, indicando a presença de um campo magnético externo que compete em módulo com o campo produzido pelas bobinas.

Campos magnéticos externos sempre estão presentes na maioria dos experimentos, e normalmente atrapalham o experimento como em nosso caso. Para contornar este problema é comum adicionar "bobinas de compensação" que são bobinas colocadas ao redor da armadilha com o objetivo de tornar o campo magnético linear no centro da armadilha. Isso pode ser conseguido adicionando pares de bobinas nas configuração de Helmholtz nos três eixos da armadilha.

O campo magnético é linear na metade da distância que separa duas bobinas na configuração de Helmholtz, então podemos utilizá-las para eliminar a ação do campo magnético causado pela bomba de vácuo, além de todos os outros que podem interferir no armadilhamento.

Em nosso experimento utilizamos três pares de bobinas na configuração de Helmholtz, um par em cada eixo, e cada bobina com 30 espiras. Em cada bobina utilizamos uma corrente entre 1 e 3 A que varia para cada eixo. Mudando o sentido da corrente elétrica nas bobinas podemos escolher qual o sentido do campo magnético que melhor se adapta a situação. O módulo e sentido da corrente elétrica, utilizados para cada par de bobinas de compensação, são escolhidos observando o comportamento da nuvem quando as bobinas de aprisionamento são desligadas. Como descrito anteriormente, a condição ideal é que a nuvem se expanda lentamente em torno da região central quando as bobinas de aprisionamento são desligadas, desta forma, variamos a corrente das bobinas de compensação até que essa situação seja observada no experimento, e então esses valores são mantidos fixos em todos os experimentos.

3.3 O Conjunto Óptico

O conjunto óptico é formado por *lasers*, espelhos, lentes, cubos divisores de feixe, lâminas polarizadoras e íris. Um esquema bem simplificado da montagem experimental pode ser visto na figura 3.3, e uma fotografia desta montagem na figura 3.4.

Nossa montagem experimental foi construída no Instituto de Física de São Carlos (IFSC-USP) e depois trazida para a UDESC-Joinville onde permanece atualmente. Na montagem original utilizamos para o aprisionamento um *laser* de diodo da marca *Toptica* modelo *TA pro* (780 nm), que foi substituído por um *laser* também da *Toptica*, modelo *DLX 110* (780 nm). Ambos os *lasers* emitem no comprimento de onda de 780 nm e podem ser utilizados para o aprisionamento de Rubídio. A montagem experimental precisou ser modificada, pois em São Carlos utilizávamos uma fibra óptica para levar o feixe da saída do *laser* até sua primeira divisão. Em Joinville, substituímos a fibra por um conjunto de espelhos.

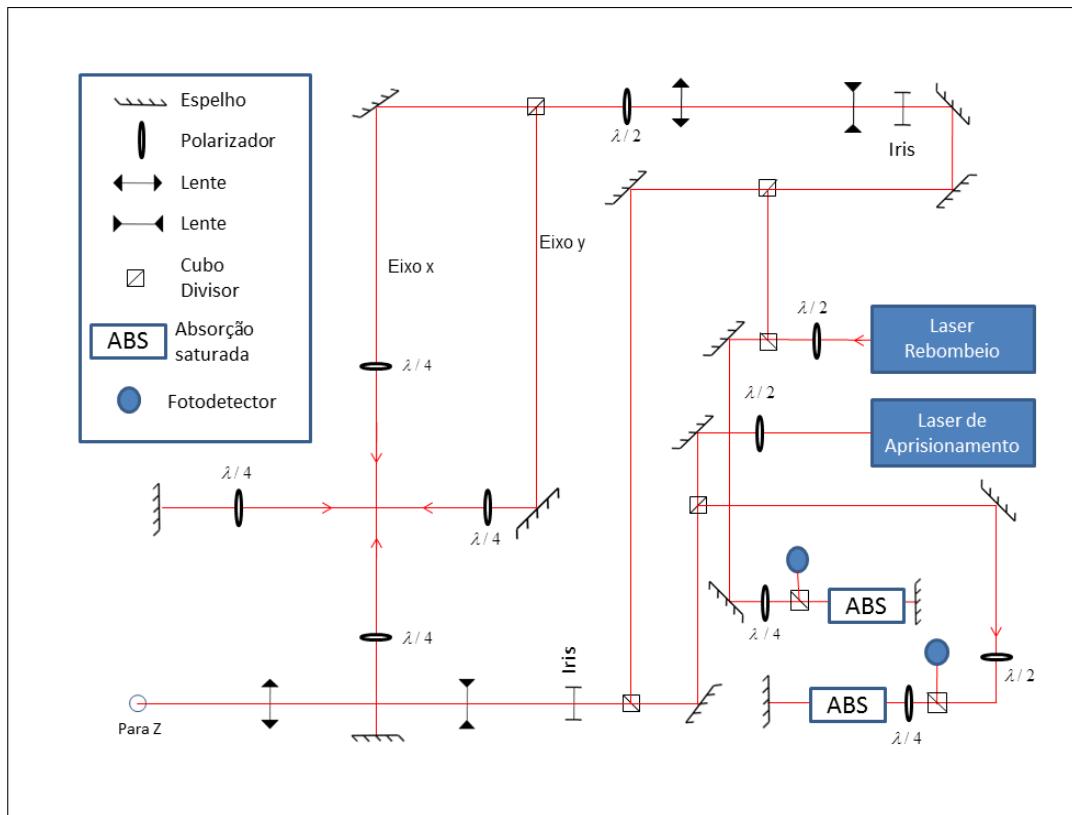


Figura 3.3: Esquema simplificado da montagem experimental.

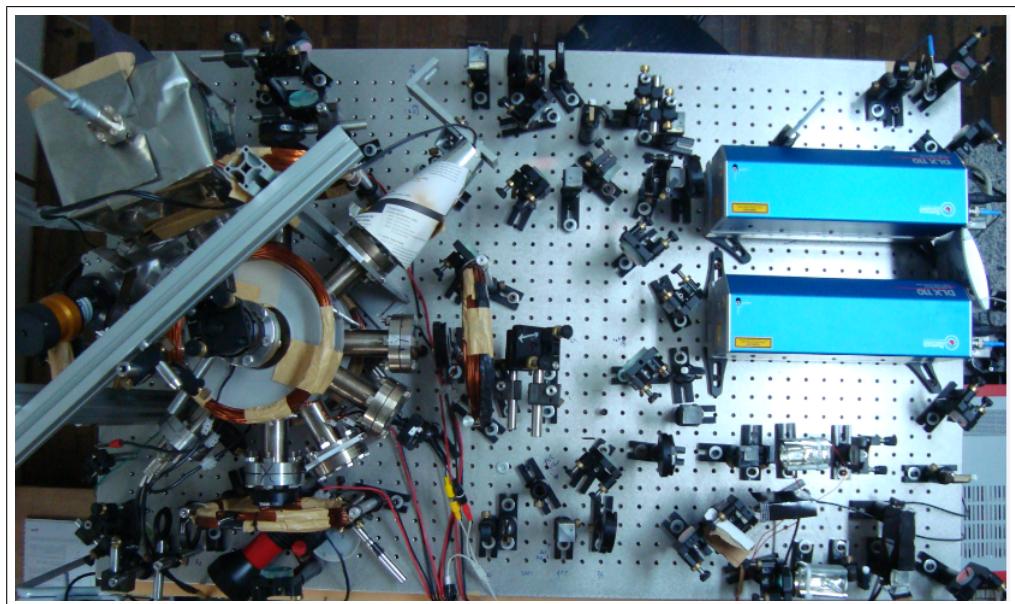


Figura 3.4: Vista superior de nossa mesa óptica utilizada para o aprisionamento dos átomos neutros.

A frequência do *laser* de diodo pode ser ajustada por corrente e temperatura, assim podemos ajustar o *laser* para aprisionar os isótopos ^{85}Rb e ^{87}Rb . Quando estamos aprisionando o isótopo ^{85}Rb o feixe proveniente do *laser* é ajustado na frequência para a transição de aprisionamento $5S_{1/2} (F = 3) \longrightarrow 5P_{3/2} (F' = 4)$, que é permitida pela regra de seleção $\Delta F = 0, \pm 1$. Estando no estado $5P_{3/2} (F' = 4)$ os átomos decaem novamente para o estado $5S_{1/2} (F = 3)$ e o processo se repete. Porém, existe uma pequena probabilidade do átomo fazer transições erradas e popular os estado $5P_{3/2} (F' = 3)$. Estando neste estado, o átomo tem probabilidade de $7/12$ de decair para o estado $5S_{1/2} (F = 3)$, que participa novamente do aprisionamento, e $5/12$ de decair para o estado $5S_{1/2} (F = 2)$ que não é mais acessível ao *laser* de aprisionamento [18]. Como o tempo dessas transições é da ordem de nanosegundos, em poucos segundos o número de átomos no estado $5S_{1/2} (F = 2)$ aumenta tanto, que reduz drasticamente o número de átomos que serão aprisionados. Uma estimativa do número de átomos que se perdem neste processo é feita para átomos de sódio na referência [19]. Embora que para o *Rb* as transições indesejadas não sejam tão intensas quanto para o sódio, sem o *laser* de rebombeio não teríamos uma nuvem de átomos aprisionados.

Para contornar este problema utilizamos um outro *laser*, chamado de *laser* de rebombeio, sintonizado para a transição $5S_{1/2} (F = 2) \longrightarrow 5P_{3/2} (F' = 3)$ do isótopo ^{85}Rb . Estando no estado $5P_{3/2} (F' = 3)$ o átomo pode eventualmente decair para o estado $5S_{1/2} (F = 3)$ e participar do processo de aprisionamento e, todo átomo que decair para o estado $5S_{1/2} (F = 2)$ será rebombeado, tendo a possibilidade de posteriormente ser aprisionado. Adicionando esse *laser* conseguimos contornar as perdas devido a transições indesejadas, tornamos o processo cíclico, e aumentamos a eficiência da armadilha. O *laser* de rebombeio que utilizamos, tanto na montagem inicial como atualmente, também é um *DLX 110* da marca *Toptica*.

Quando aprisionamos átomos de ^{87}Rb o processo é o mesmo, mas o *laser* de aprisionamento deve ser ajustado para a transição $5S_{1/2} (F = 2) \longrightarrow 5P_{3/2} (F' = 3)$ e o *laser* de rebombeio para a transição $5S_{1/2} (F = 1) \longrightarrow 5P_{3/2} (F' = 2)$. Na figura 3.5 é mostrado um diagrama com as transições de aprisionamento e rebombeio para o átomo de ^{85}Rb e na figura 3.6 mostramos essas transições para o átomo de ^{87}Rb .

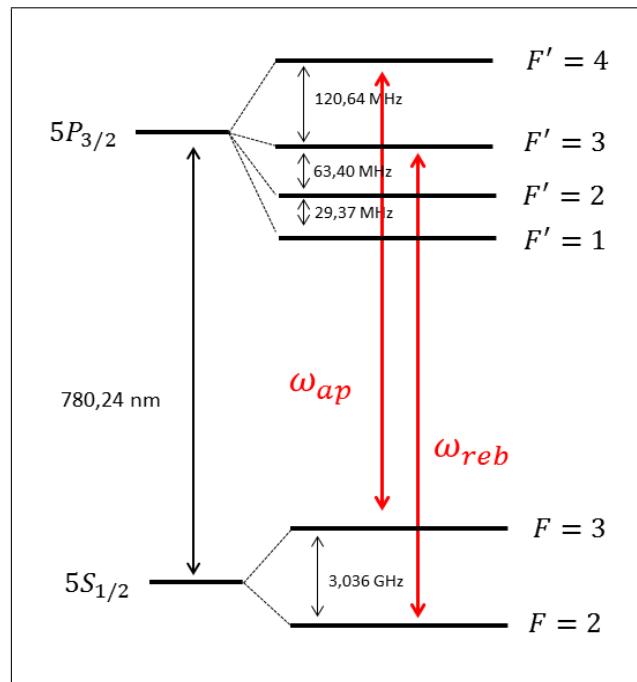


Figura 3.5: Diagrama dos níveis de energia do ^{85}Rb .

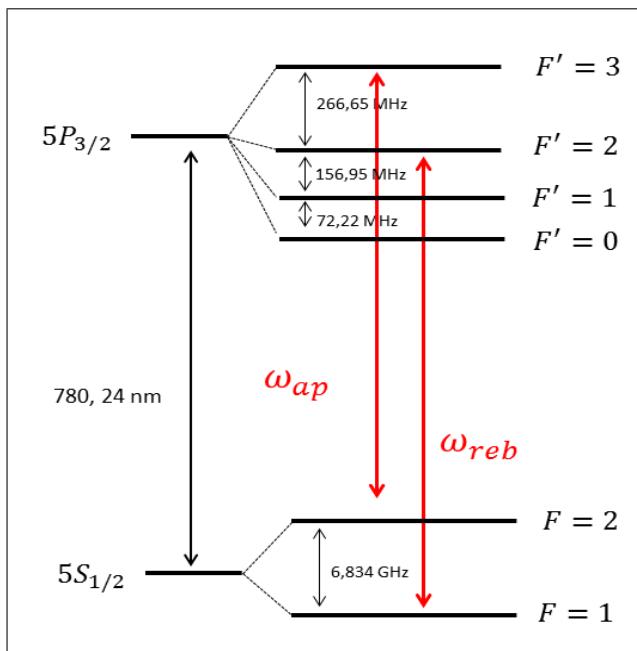


Figura 3.6: Diagrama dos níveis de energia do ^{87}Rb .

Como há apenas dois feixes de *laser* principais, precisamos fracioná-los para gerar os outros feixes necessários para completar o processo de aprisionamento em três dimensões. Desta forma, dividimos o feixe principal em três outros feixes, que serão direcionados para a entrada das janelas da armadilha (eixos x , y e z). Os feixes contrapropagantes são obtidos colocando espelhos nas saídas das janelas, desta forma, quando os feixes saem da armadilha eles refletem nestes espelhos, e assim, conseguimos formar os feixes retrorefletidos.

Para a divisão dos feixes precisamos de uma lâmina polarizadora de meia onda ($\lambda/2$) e um cubo divisor de feixe. A lâmina polarizadora de meia onda é responsável por fazer a polarização da luz em s (ortogonal ao plano de incidência) ou p (paralela ao plano de incidência) e o cubo é responsável por fazer a divisão do feixe polarizado. Aqui, o plano de incidência é o plano que contém o vetor que determina o sentido de propagação do feixe.

Quando uma luz polarizada atinge um cubo, a luz com polarização p é refletida pelo cubo e a luz com polarização s é transmitida. Desta forma, se polarizarmos o feixe laser antes que ele passe pelo cubo, podemos fazer uma divisão do feixe original e também escolher a proporção que queremos esta divisão.

Como vemos na figura 3.3 logo que o feixe sai do *laser* de aprisionamento ele passa por uma lâmina de meia onda e então vai para um cubo divisor de feixe. O feixe que vai para o eixo z deve conter no máximo 30% da intensidade do feixe original, pois o restante ainda será dividido entre os eixos x e y . Assim, giramos o eixo da lâmina polarizadora até que pouco menos de 30% da intensidade do feixe de aprisionamento vá para o eixo z e o restante para o plano, que depois passará por mais um cubo para ser igualmente dividido para os eixos x e y . Esta primeira divisão não é exatamente na proporção 1/3 para z e 2/3 para o plano, pois no caminho até as janelas dos eixos x e y o feixe passa por mais componentes ópticos (espelhos, lâminas e cubos) perdendo mais potência que em z .

O feixe que é direcionado para a armadilha passa por lentes e íris. As lentes são utilizadas para aumentar o diâmetro do feixe e atingir mais átomos na armadilha. As íris são utilizadas para auxiliar no alinhamento dos feixes. Todos os feixes antes de entrarem na armadilha passam por mais uma lâmina $\lambda/4$, para fazer a polarização circular da luz.

O feixe que incide nesta lâmina já possui um eixo de polarização, pois em seu caminho já passou por algum cubo. O feixe com essa polarização, ao passar a 45° com o eixo de uma lâmina $\lambda/4$, fazem a polarização circular σ que precisamos para o aprisionamento, como visto no Capítulo 3. As polarizações σ^+ e σ^- são obtidas de acordo com a posição relativa entre o eixo de polarização da luz incidente e o eixo da lâmina.

Independente da polarização que o feixe entra na janela ele atravessa a armadilha, passa por mais uma lâmina $\lambda/4$, reflete em um espelho colocado na saída do braço e volta para o centro da armadilha com polarização oposta, logo, se o feixe entra com polarização circular σ^+ o feixe retrorefletido terá polarização σ^- e vice-versa.

O *laser* de rebombeio passa praticamente pelo mesmo caminho que o laser de aprisionamento para chegar nos eixos x e y , mas ele não precisa ser direcionado para o eixo z , já que ele não participa do aprisionamento apenas rebombeia os átomos que fizeram transições indesejadas.

3.4 Sistema de Absorção Saturada

Uma parte de cada um dos feixes principais ainda precisa passar pelo sistema de absorção saturada para podermos ajustar o *laser* no comprimento de onda que queremos. Esse sistema é composto de uma célula que contém átomos de Rb , um cubo polarizador, e uma lâmina quarto de onda ($\lambda/4$). Um feixe com pouquíssima intensidade (próximo a $0,02\text{ mW}$) passa pela célula, excita os átomos e reflete no espelho colocado na saída da célula. Ao retornar, o feixe passa pelo mesmo caminho mas é direcionado para um fotodetector ligado ao controlador do *laser* onde vemos no computador o espectro de absorção saturada emitido pelos átomos. Esse sistema é utilizado para nos mostrar o comprimento de onda que o *laser* está ajustado. Quando colocamos o *laser* para "varrer" um intervalo do comprimento de onda que corresponde à absorção do Rb , teremos a imagem mostrada na figura 3.7.

Nesta figura os vales representam as transições de aprisionamento e rebombeio para os dois isótopos. Se ampliarmos cada um destes vales, veremos a estrutura hiperfina dos átomos. A contar da direita para a esquerda teremos o 1° e 4° vales referentes ao ^{87}Rb e

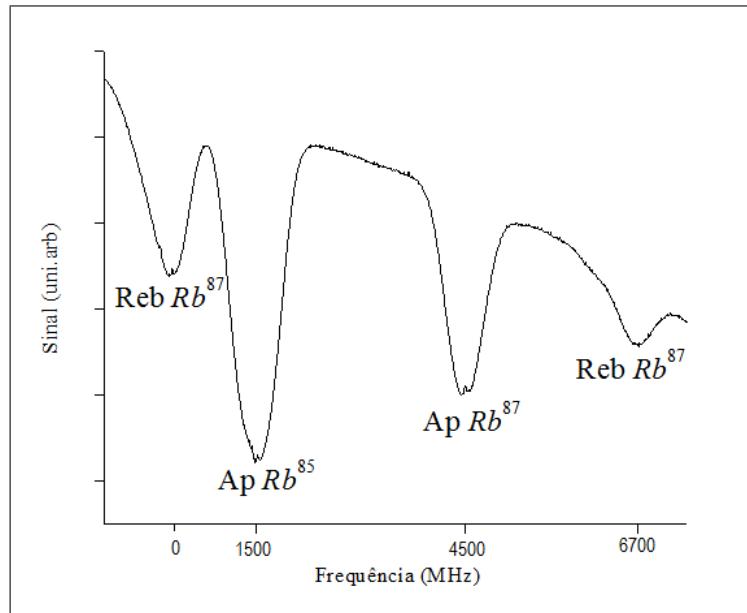


Figura 3.7: Figura obtida na absorção saturada do Rb . Nela podemos ver os vales referentes as transições de aprisionamento e rebombeio para os dois isótopos de Rb .

o 2° e 3° referentes ao ^{85}Rb . O 4° vale representa as transições do estado $5S_{1/2} (F = 1)$ para os estados $5P_{3/2} (F' = 0)$, $5P_{3/2} (F' = 1)$ e $5P_{3/2} (F' = 2)$.

O 1° vale representa as transições do estado $5S_{1/2} (F = 2)$ para os estados $5P_{3/2} (F' = 1)$, $5P_{3/2} (F' = 2)$ e $5P_{3/2} (F' = 3)$.

O 2° vale representa as transições do estado $5S_{1/2} (F = 3)$ para os estados $5P_{3/2} (F' = 2)$, $5P_{3/2} (F' = 3)$ e $5P_{3/2} (F' = 4)$ e o 3° representa as transições do estado $5S_{1/2} (F = 2)$ para os estados $5P_{3/2} (F' = 1)$, $5P_{3/2} (F' = 2)$ e $5P_{3/2} (F' = 3)$.

Podemos ver que a área dos vales do ^{85}Rb é maior que do ^{87}Rb , isto vem do fato que a proporção de 85 é maior que do 87 [20] (72% de ^{85}Rb e 28% de ^{87}Rb).

Embora essas transições estejam presentes no sinal, precisamos ampliá-lo para poder identificá-las.

Vários fatores podem atrapalhar a resolução do sinal e dificultar a visualização das linhas hiperfinas que identificam as transições, alguns fatores experimentais e outros efeitos naturais por utilização da técnica.

Dentre os fatores experimentais podemos citar:

- A intensidade do feixe utilizado para absorção. Quando muito intenso o feixe

pode aumentar muito a densidade de átomos no estado excitado e diminuir a população do estado fundamental, causando o efeito chamado de "saturação" e eliminando o sinal da absorção.

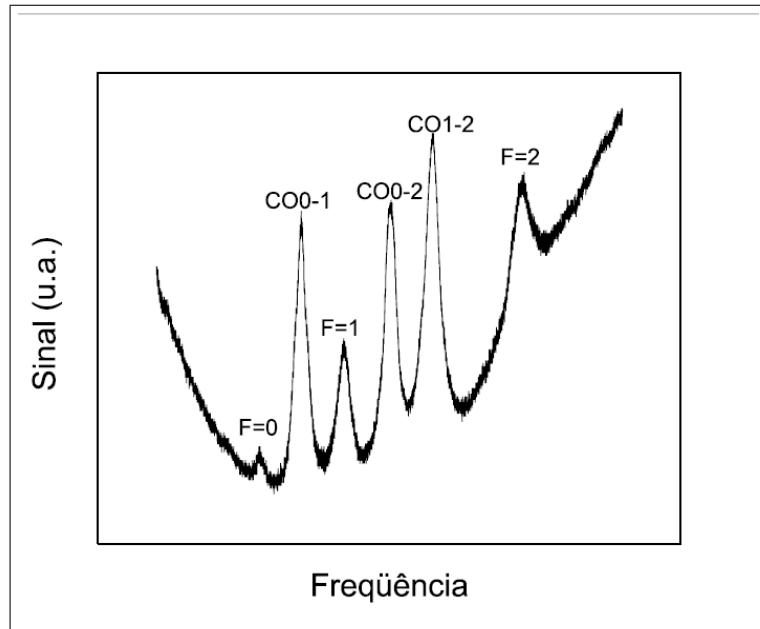
- O alinhamento dos feixes utilizados no experimento. Os feixes de *laser* quando muito bem alinhados podem retornar pelo mesmo caminho de ida, e causar o efeito de "feedback" atrapalhando a frequência emitida pelo *laser* e podendo danificá-lo. Este efeito ocorre principalmente por causa dos feixes retrorefletidos de cada eixo e também pelo reflexo causado pelos componentes ópticos (lâminas polarizadoras, cubos, espelhos, etc). Desta forma, sempre devemos desalinear um pouco os espelhos que fazem a retroreflexão do feixe. Este efeito pode ser minimizado com o uso de fibra óptica.

- Ruídos no fotodetector. Esses ruídos podem ser causados por mal contato nos conectores ou componentes eletrônicos utilizados no fotodetector. Ainda, se o fotodetector for alimentado com alguma fonte de tensão mal estabilizada ou compartilhada, a oscilação da rede e os outros equipamentos ligados a ela podem causar ruído, prejudicando o sinal. Para evitar isso, utilizamos fotodetectores alimentados com baterias. A luz ambiente também pode atrapalhar o sinal de absorção, pois pode incidir no fotodetector e o sinal obtido por ele seria uma "mistura" de toda a luz captada por ele. Para minimizar este efeito, cada fotodetector é coberto por um papel escuro para tentar garantir que o sinal captado por ele seja apenas da absorção dos átomos.

Os principais efeitos naturais que prejudicam o sinal da absorção são: O alargamento Doppler, relacionado com a velocidade dos átomos dentro da célula, o alargamento por pressão, causado pela interação entre os átomos dentro da célula, alargamento por tempo de trânsito, que ocorre se o tempo de interação entre o átomo e o *laser* é maior que o tempo de transição entre os estados, e por último o alargamento por saturação, que como citado acima, ocorre quando utilizamos muita intensidade no feixe utilizado para absorção. Mais detalhes sobre estes efeitos podem ser encontrado nas referências [20, 21, 22].

Na figura 3.4 temos o sinal de absorção saturada do *laser* de rebombeio para o ^{85}Rb . Um bom sinal das estruturas hiperfinas, como o mostrado nesta figura, não é tão simples de ser obtido, normalmente conseguimos um bom sinal quando melhoramos muito a absorção saturada. Como a figura da referência [23] possui resolução melhor que o sinal do nosso

experimento, decidimos usá-la para ilustrar as transições hiperfinas.



Sinal de absorção saturada que mostra as estruturas hiperfinas do laser de rebombeio para ^{87}Rb . Figura extraída da ref [23].

Quando ajustamos o *laser* na frequência desejada podemos travá-lo nesta frequência com o uso de um *lock-in*. Este sistema recebe o sinal da absorção saturada e utiliza controladores eletrônicos para ajustar a corrente elétrica que determina a frequência do *laser*. Um maior detalhamento sobre o sistema de travamento pode ser encontrado na referência [24]. Com um bom sinal da absorção e um sistema eficiente de *lock-in* o *laser* pode ficar travado durante dias. Um esquema da montagem onde mostramos nosso sistema para aquisição do sinal da absorção e também nosso controle do laser é mostrado na figura 3.8.

3.5 Sistema de Aquisição de Dados

Basicamente, ao longo do experimento são feitas medidas de fluorescência. Para monitoramento do processo de captura dos átomos, usamos um fotodetector e uma câmera do tipo *CCD*. A câmera é ligada a uma placa de aquisição de imagem e serve para obtermos a imagem dos átomos aprisionados e assim estimar o volume da nuvem. Uma calibração da

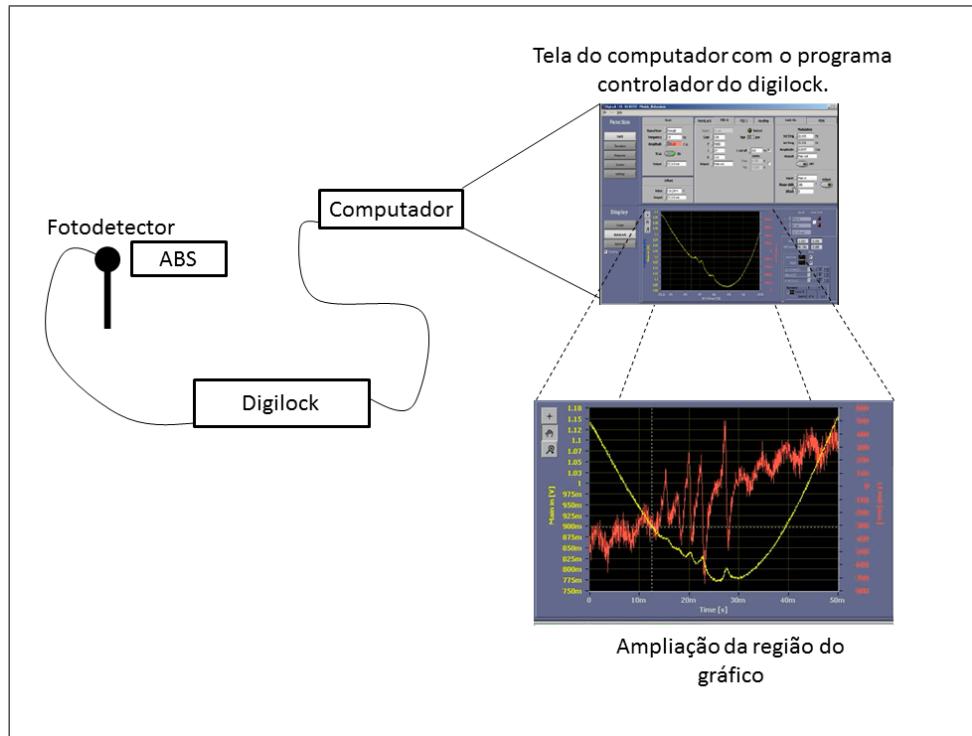


Figura 3.8: Representação do sistema utilizado para travamento do *laser*.

câmera é feita fora do experimento. Para fazer a calibração estimamos a distância que a nuvem de átomos fica da câmera, colocamos nesta mesma distância objetos de tamanhos conhecidos e medimos o tamanho equivalente no monitor. Desta forma, tendo a imagem dos átomos aprisionados podemos fazer uma boa estimativa de seu volume.

Além da câmera, medidas de fluorescência são feitas com um fotodetector. O fotodetector capta a intensidade luminosa dos átomos e transforma em um sinal de tensão que vemos com um osciloscópio. Usamos um osciloscópio digital da marca *Tektronix* modelo *TDS 2024* que já possui conexão usb com o computador. Com o software do programa conseguimos retirar os dados obtidos pelo osciloscópio e exportar a curva de pontos em formato (*.csv*), podendo fazer os gráficos em vários programas. O esquema desta montagem pode ser visto na figura 3.9.

Com estes dados do osciloscópio podemos fazer a maioria das medidas que precisamos, como o tempo de carga e descarga da armadilha e a potência luminosa emitida pelos átomos. Com a potência da luz emitida pela nuvem podemos fazer a estimativa do

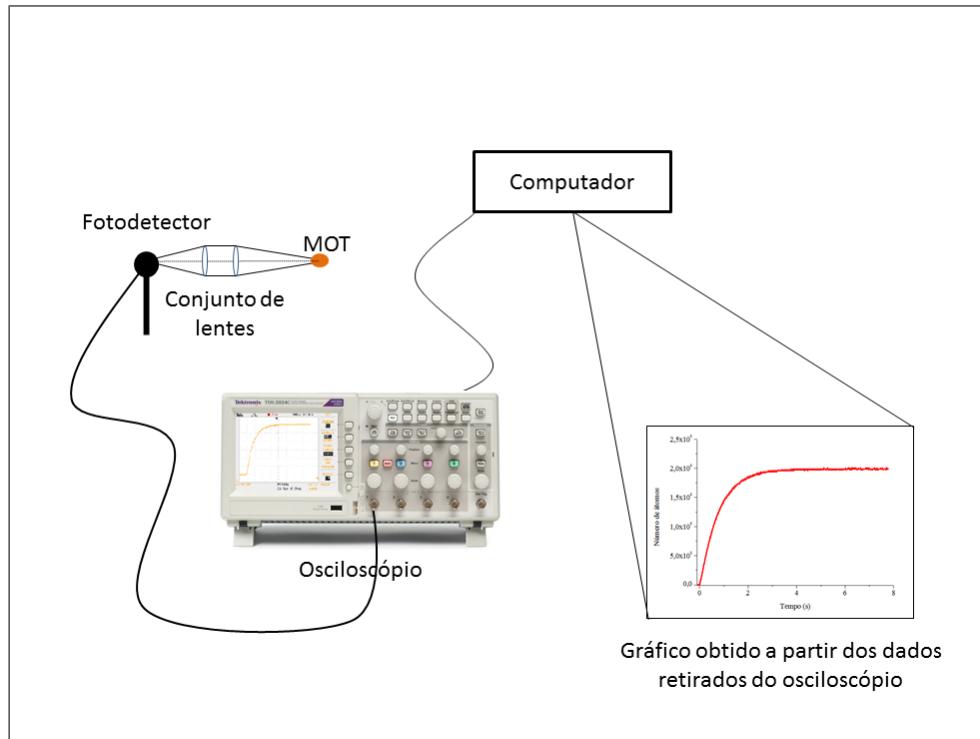


Figura 3.9: Representação do sistema de aquisição de dados.

número de átomos aprisionados. Um maior detalhamento é descrito no capítulo 4.

Capítulo 4

Caracterização

Neste capítulo trataremos da caracterização do nosso sistema, o que consiste em apresentar os resultados obtidos em nosso experimento. Aqui mostraremos os resultados para o número de átomos aprisionados e faremos variações em alguns parâmetros da armadilha para averiguar a resposta do sistema frente a estas variações. Apresentaremos a variação do número de átomos no processo de armadilhamento em função da variação na corrente dos dispenseres, da variação da corrente das bobinas de aprisionamento, o tempo de carga e descarga da armadilha e a densidade dos átomos aprisionados.

Nosso experimento passou por alterações na montagem original feita em São Carlos. Em sua montagem original usávamos para o aprisionamento um *laser* da marca *Toptica* Modelo *TA Pro* ($\lambda = 780\text{ nm}$) e uma fibra óptica que conduzia o feixe da saída do *laser* até o primeiro cubo divisor de feixe, que dividia o feixe para o eixo z e para o plano xy . Já com o experimento em Joinville, o *laser* montado no experimento é também da marca *Toptica* mas o modelo é um *DLX 110* ($\lambda = 780\text{ nm}$) e a fibra óptica foi substituída por espelhos.

No início pensávamos que as mudanças não afetariam de forma significativa a performance da armadilha, mas quando começamos a repetir as medidas, percebemos que a armadilha não aprisionava mais o mesmo número de átomos obtidos em São Carlos. Nas novas medidas, feitas em Joinville, chegamos a perder uma ordem de grandeza no número total de átomos aprisionados. Ainda não podemos afirmar qual é o motivo para essa diminuição, já que as duas mudanças podem ser responsáveis por essa diferença.

Outro fator relevante, mas que não pode ser o responsável pela diminuição do número de átomos aprisionados, é que em São Carlos, quando as medidas foram feitas, a pressão ficava na ordem de 10^{-8} *Torr* enquanto que aqui a pressão fica sempre em torno de 10^{-10} *Torr*. Isso aconteceu porque nossa armadilha ficou sem ser utilizada por 3 meses, até a chegada dos novos *lasers*, permitindo que a bomba iônica retirasse da câmara os resíduos que ficaram quando a armadilha estava em operação. A pressão não é a causa da diminuição do número de átomos aprisionados, já que as menores pressões são justamente as melhores para se trabalhar, então, se a pressão no interior da câmara tivesse aumentado isso poderia ser a causa para a diminuição do número de átomos, mas como a pressão diminuiu, teoricamente a armadilha deveria ser mais eficiente.

Resolvemos então, dividir este capítulo em dois subcapítulos, o primeiro com as medidas preliminares tiradas em São Carlos e o segundo com as medidas feitas em Joinville.

4.1 Caracterização Feita em São Carlos

A armadilha inteira foi construída em São Carlos e para conhecê-la melhor e também poder aprender com os eventuais problemas cotidianos, e melhorar sua performance fizemos alguns experimentos, onde caracterizamos nossa armadilha variando alguns dos parâmetros envolvidos. Neste subcapítulo apresentamos então, o comportamento dos átomos aprisionados em função da variação de outros parâmetros e por fim, apresentamos alguns experimentos preliminares que fizemos para investigar a influência da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados.

4.1.1 Número de Átomos Aprisionados

O número de átomos aprisionados é um fator que pode mudar com praticamente todos os parâmetros da armadilha, ele é estimado quando a armadilha alcança o estado estacionário, ou seja, quando a armadilha alcançou a parte final da curva de carregamento, esses detalhes são discutidos no capítulo 5, por enquanto não são necessários para determinarmos o número de átomos aprisionados.

O número de átomos aprisionados pode ser estimado medindo a fluorescência emitida

por eles. O que fazemos é uma estimativa deste número, já que contamos apenas a fluorescência que chega até o fotodetector e estimamos o volume de átomos sendo esférico e utilizamos isto para determinarmos quantos átomos são necessários para emitir essa potência. É comum utilizar a sigla MOT quando nos referimos a nuvem de átomos aprisionados, por isso, apenas por simplificação começaremos a utilizar esta sigla.

A potência emitida pelos átomos em todas as direções é dada por

$$P_{MOT} = \Gamma_{esp} N E, \quad (4.1)$$

onde N é o número de átomos aprisionados e E é a energia emitida por cada átomo. Esta energia é dada pela energia do fóton emitido, isto é,

$$E = hc/\lambda, \quad (4.2)$$

onde h ($= 6,625 \cdot 10^{-34} \text{ m}^2 \text{kg/s}$) é a constante de Planck, c ($= 3,0 \cdot 10^8 \text{ m/s}$) é a velocidade da luz e λ é o comprimento de onda da transição de aprisionamento. Para o Rubídio, $\lambda \sim 780,24 \text{ nm}$ e temos $E = 2,55 \times 10^{-19} \text{ J}$. Γ_{esp} é a taxa de espalhamento dos fótons dada por

$$\Gamma_{esp} = \frac{\Gamma}{2} \left(\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta}{\Gamma}} \right), \quad (4.3)$$

onde Γ ($= 1/\tau$) é a taxa de decaimento que depende do tempo de vida do estado excitado (τ). I é a intensidade de cada feixe de aprisionamento e I_{sat} é a intensidade de saturação do átomo. Para o *Rb*, estes valores são $I_{sat} = 1,64 \text{ mW/cm}^2$, $\tau = 26,63 \times 10^{-9} \text{ s}$ e o *detuning* aproximado de $\delta = 20 \text{ MHz}$ estimado pela tela do osciloscópio.

A fluorescência emitida pelos átomos é captada por um fotodetector calibrado, que capta a luz emitida pelos átomos e nos fornece um sinal de tensão. A calibração do fotodetector é feita para vários valores de potência e obtemos curva de calibração mostrada na figura 4.1.

Como o fotodetector é colocado fora da armadilha, montamos um sistema de lentes para captar a fluorescência emitida pelos átomos, cuja montagem é ilustrada na figura 4.2.

A fluorescência captada é apenas parte da fluorescência emitida, já que estamos olhando apenas um dos lados do MOT e ainda estamos projetando essa imagem usando

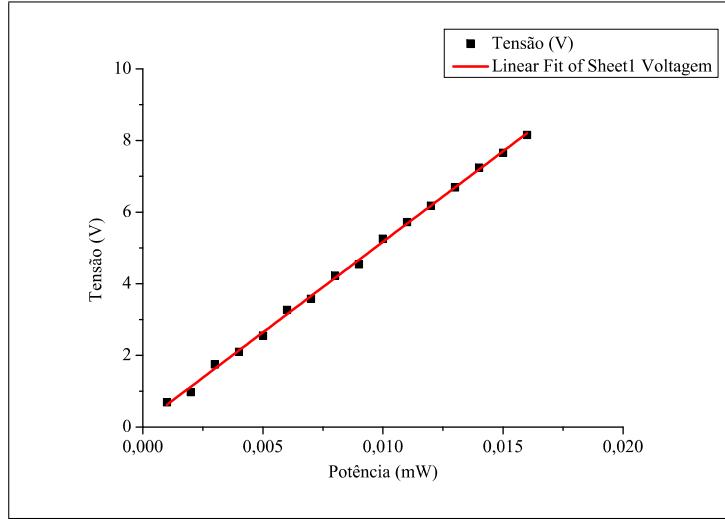


Figura 4.1: Calibração feita para o fotodetector que capta a fluorescência emitida pelos átomos.

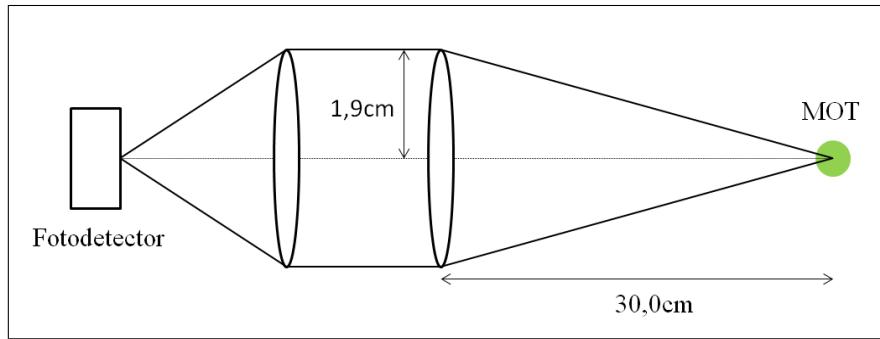


Figura 4.2: Montagem das lentes para captar a fluorescência do MOT.

lentes. A relação entre a potência emitida pelo MOT e a potência captada pelo fotodetector é dada por

$$P_{MOT} = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2} P_{fot}. \quad (4.4)$$

Do ajuste dos pontos da figura 4.1 tiramos a relação entre a tensão e a potência no fotodetector que neste caso é

$$Tensão (V) = 505,65 P_{fot} (mW). \quad (4.5)$$

Assim, usando as equações 4.4 e 4.5 a potência do MOT será:

$$P_{MOT} = \left[\frac{Tensão (V)}{505,65} \right] \frac{4\pi R^2}{\pi r^2}, \quad (4.6)$$

onde r é o raio da lente objetiva e R é a distância do MOT até a lente, que coincide com seu foco.

O número de átomos (N) é encontrado substituindo as equações 4.2, 4.3 e 4.6 em 4.1, que nos dá:

$$N = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2} \left[\frac{Tensão(V)}{505,65} \right] \left[\frac{\Gamma hc}{2\lambda} \left(\frac{\frac{I}{I_{sat}}}{1 + \frac{I}{I_{sat}} + \frac{4\delta}{\Gamma}} \right) \right]^{-1}. \quad (4.7)$$

Nos experimentos preliminares feitos em São Carlos, com a corrente nos *dispensers* mantida em $4,0A$, o gradiente de campo magnético de 20 G/cm , a intensidade do *laser* de aprisionamento com aproximadamente 50 mW/cm^2 , alcançamos um valor em torno de $6,0\text{ V}$ no fotodetector, como vemos na figura 4.3, com esse valor obtemos cerca de $2,5 \cdot 10^9$ átomos aprisionados, que está de acordo com outro trabalho do mesmo gênero [25]. Este valor pode variar com o alinhamento dos feixes, potência do *laser*, corrente nos *dispensers*, campo magnético, entre outros, estas variações caracterizam nossa armadilha e serão discutidas logo em seguida.

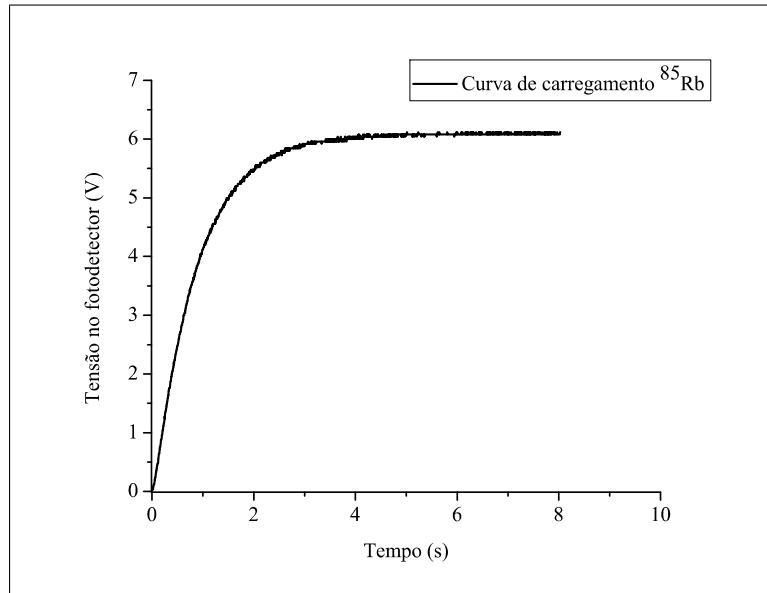


Figura 4.3: Sinal de tensão obtido com o fotodetector calibrado para a curva de carregamento do ^{85}Rb .

Calculando o número de átomos aprisionados podemos estimar a densidade da nuvem. Para isso, precisamos conhecer o volume da nuvem de átomos aprisionados, que é obtido de

forma indireta, pelo tamanho da sua imagem no monitor. Em uma das janelas da câmara fica nossa câmera *CCD*, que capta a imagem dos átomos aprisionados e no monitor do computador podemos ver a imagem dos átomos aprisionados como mostra a figura 4.4.

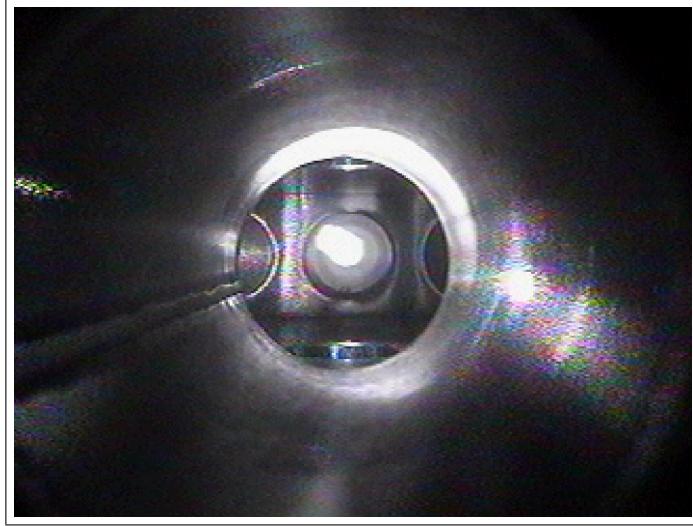


Figura 4.4: Imagem dos átomos aprisionados obtida com uma câmera *CCD* colocada em uma das janelas da câmara de aprisionamento.

A calibração da câmera é feita como descrito na seção 3.4 e encontramos que a relação entre o tamanho do objeto (T_{obj}) e o tamanho medido no monitor (T_{mon}) é dada por

$$T_{obj} = 0,56T_{mon}. \quad (4.8)$$

Esse sistema pode gerar erros, por mais que tentamos minimizá-los o volume sempre é estimado medindo a imagem do MOT no monitor. Nossa nuvem de átomos aprisionados no monitor tem um diâmetro aproximado de $0,8 \text{ cm}$. Com isso sabemos que o diâmetro do MOT possui aproximadamente $0,45 \text{ cm}$, e então seu volume será:

$$V_{MOT} = \frac{4}{3}\pi (0,22)^3 = 4,5 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3, \quad (4.9)$$

já sua densidade (ρ) é dada pelo número de átomos presentes na nuvem dividido por esse volume. Encontramos então

$$\rho = \frac{N}{V} = \frac{2,4 \cdot 10^9}{0,045} = 5,3 \cdot 10^{10} \text{ átomos/cm}^3. \quad (4.10)$$

4.1.2 Variando a Corrente nos *Dispensers*

Aqui estudaremos a variação do número de átomos aprisionados em função da corrente nos *dispensers*. *Dispensers* são capsulas feitas de aço inoxidável, que contém os átomos a serem evaporados. Os átomos são encapsulados em forma de sal junto com um agente redutor, a mistura é estável a temperatura ambiente, mas com aquecimento a reação se inicia e libera o vapor do átomo aprisionado, neste caso o *Rb*, restando nele apenas os outros elementos da reação [26]. O aquecimento dos *dispensers* é feito por corrente elétrica e o número de átomos fornecidos para a armadilha é proporcional a esta corrente.

Para fazer a caracterização variamos a corrente utilizada para aquecê-los e tiramos as curvas de carregamento da armadilha. As curvas de carga são obtidas deixando os *lasers* ligados e travados na frequência correta para o aprisionamento. Variamos a corrente nos *dispensers* e deixamos o sistema estabilizar até que o número de átomos aprisionados não varie. Em seguida desligamos o campo magnético e depois de certo tempo ligamos o campo magnético novamente. Quando ligamos, a armadilha vai carregando e registramos as curvas da tensão no fotodetector em função do tempo. Com essa tensão calculamos o número de átomos e obtemos as curvas mostradas na figura 4.5.

Já com o número de átomos obtidos para cada valor de corrente fizemos o gráfico do número de átomos aprisionados em função da corrente nos *dispensers*, o qual é mostrado na figura 4.6. Todas as curvas destes gráficos foram feitas com o isótopo ^{85}Rb , a pressão mantida em 10^{-8} Torr e as bobinas de aprisionamento alimentadas em $2,5$ A, que gera um gradiente do campo magnético de aproximadamente 20 G/cm como podemos ver na figura 3.2.

O aquecimento dos *dispensers* é determinado pelos valores de corrente elétrica utilizados para o aquecimento. Assim, é mais que natural obtermos que o número de átomos fornecidos é proporcional a esses valores de corrente elétrica. No entanto nosso gráfico é feito com o número total de átomos aprisionados em função da corrente nos *dispensers*, neste caso, teremos dois fatores envolvidos: O aumento dos átomos do vapor de fundo e a máxima corrente para os *dispensers*. No começo da curva do gráfico da figura 4.6 vemos que quando aumentamos o aquecimento, estamos fornecendo mais átomos para o aprisionamento, mas não é linear com o número de átomos aprisionados. Isto vem do

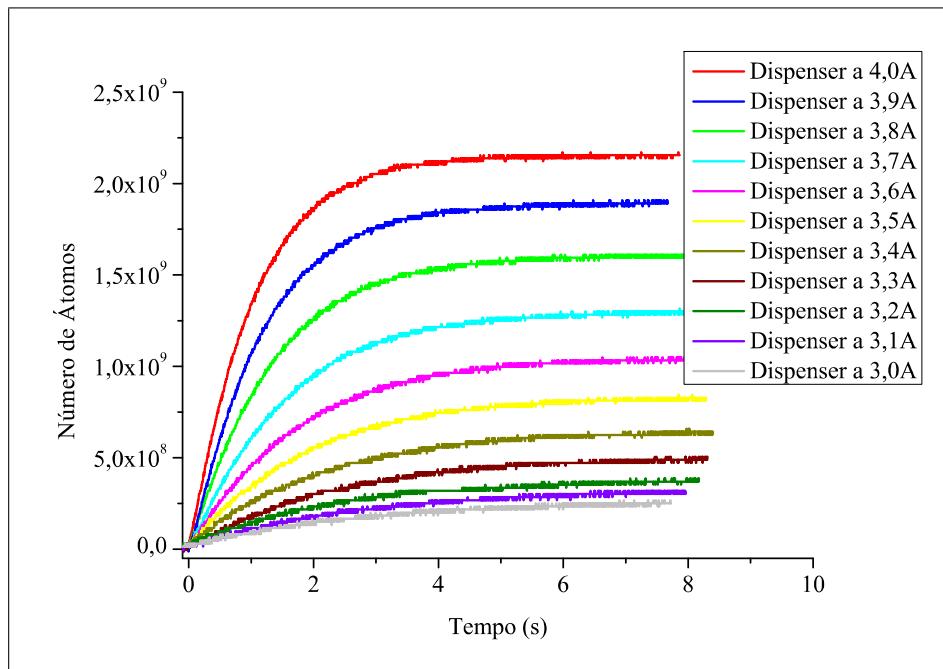


Figura 4.5: Curvas de carregamento da armadilha variando a corrente para aquecimento dos *dispensers*.

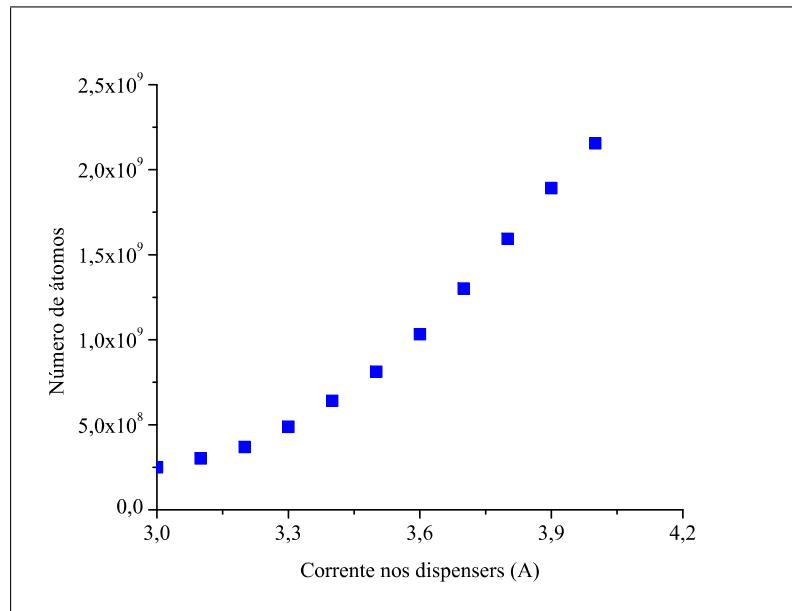


Figura 4.6: Gráfico do número de átomos aprisionados em função da corrente nos *dispensers*.

fato que estamos aumentando os átomos de vapor de fundo, que colidem com os átomos aprisionados e aumentamos as perdas na armadilha relativas as colisões com vapor de fundo. Essas colisões serão melhor discutidas no capítulo 5.

A medida que aumentamos bastante a corrente nos *dispensers*, o final da nossa curva, estamos chegando próximo do limite de corrente que podemos utilizar para o aquecimento, desta forma também não teremos uma proporcionalidade linear entre a corrente de aquecimento dos *dispensers* e a quantidade de átomos aprisionados.

4.1.3 Variando a Potência do *Laser* de Aprisionamento

A intensidade do *laser* de aprisionamento é de fundamental importância para aprisionar o maior número de átomos. Essa intensidade é fundamental porque no caso de baixa intensidade, a maioria dos átomos não são excitados e nós não temos aprisionamento.

A partir do momento que todos os átomos estão recebendo intensidade suficiente para fazer a transição de aprisionamento, uma maior intensidade é desnecessária, pois os átomos passam a absorver e espalhar mais luz. Na figura 4.7 mostramos as curvas de carregamento da nossa armadilha em função da intensidade do *laser* de aprisionamento. A intensidade é calculada dividindo a potência do *laser* pela área do feixe, que em nosso experimento, tem um diâmetro de 13 mm correspondendo a uma área de 1,33 cm². Os valores de intensidade mostrados neste gráfico se referem à cada feixe, medido na entrada das janelas da câmara.

Percebemos que as 3 curvas superiores do gráfico estão muito próximas, indicando que para valores acima de 50 mW/cm² não teremos um aumento significativo de átomos aprisionados pois todos os átomos já estão recebendo luz o suficiente para fazer a transição.

A saturação do número de átomos em função da potência do *laser* também pode ser visto na figura 4.8 onde plotamos o número de átomos em função da intensidade do *laser*.

A variação da potência do *laser* só pode ser feita porque este modelo possui um controle *Master* e um *Slave*. O controle *Master* é utilizado para determinar a frequência que queremos operar, enquanto o *Slave* faz a amplificação do sinal enviado pelo *Master*. Com esses dois controles independentes, podemos variar a corrente do controle *Slave* sem afetar a frequência de operação do *laser*, então podemos variar a intensidade dos feixes

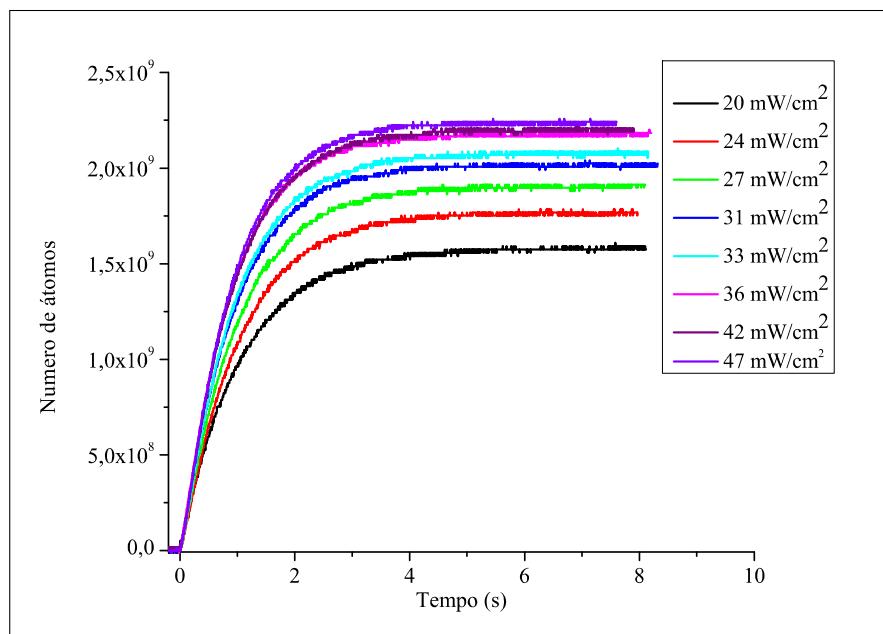


Figura 4.7: Curvas de carga da armadilha para alguns valores de intensidade do *laser* de aprisionamento.

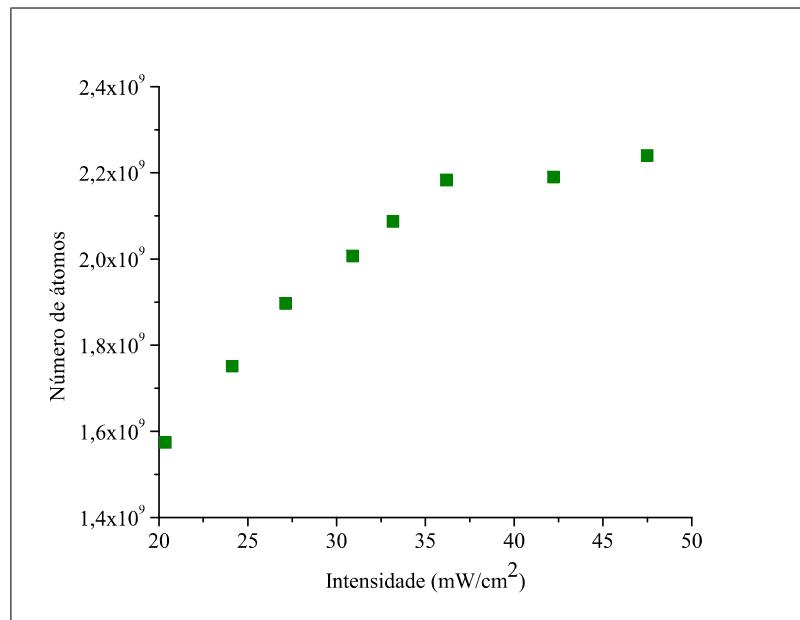


Figura 4.8: Número de átomos em função da intensidade do *laser* de aprisionamento.

na armadilha sem perder os átomos aprisionados.

4.2 Medidas Feitas em Joinville

Em nosso experimento percebemos que a substituição do *laser* do modelo *TA pro* utilizado em São Carlos pelo modelo *DLX 110* utilizado em Joinville afetou de forma bastante significativa a eficiência da nossa armadilha. Verificamos que ao repetir as medidas não conseguimos mais o mesmo número de átomos aprisionados.

Na figura 4.9 fizemos um comparativo do número de átomos obtido em São Carlos e em Joinville.

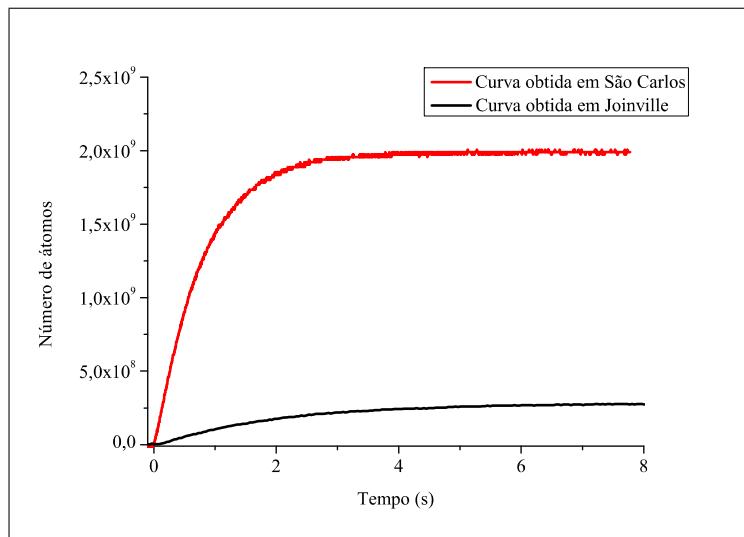


Figura 4.9: Comparativo entre o número de átomos obtidos em São Carlos e Joinville. Os dados foram obtidos usando os mesmos parâmetros.

Vemos que mesmo mantendo os mesmos valores dos outros parâmetros, como corrente nas bobinas e nos *dispensers*, perdemos uma ordem de grandeza no número final de átomos aprisionados. Isto pode ser causado pelo modelo do *laser* ou pela substituição da fibra por espelhos.

Mantendo os mesmos valores de $2,5 \text{ A}$ de corrente nas bobinas que geram o campo magnético para o aprisionamento, e $4,0 \text{ A}$ na corrente para aquecimento dos *dispensers* obtemos no máximo $3,0 \cdot 10^8$ átomos enquanto que com o outro *laser* chegávamos a

$2,5 \cdot 10^9$ átomos.

O volume da nuvem também aumentou, agora temos uma nuvem com um raio de $0,47 \text{ cm}$ que corresponde ao volume aproximado de $0,43 \text{ cm}^3$, com isso podemos calcular a densidade, que corresponde a $6,9 \cdot 10^8 \text{ átomos/cm}^3$.

Podemos ver claramente que ao mesmo tempo em que o número de átomos diminuiu o volume da nuvem aumentou, e com isso a densidade de átomos é bem menor que em São Carlos.

Como parte da caracterização da armadilha, também fizemos a variação da corrente nos *dispensers*, que é mostrado na figura 4.10.

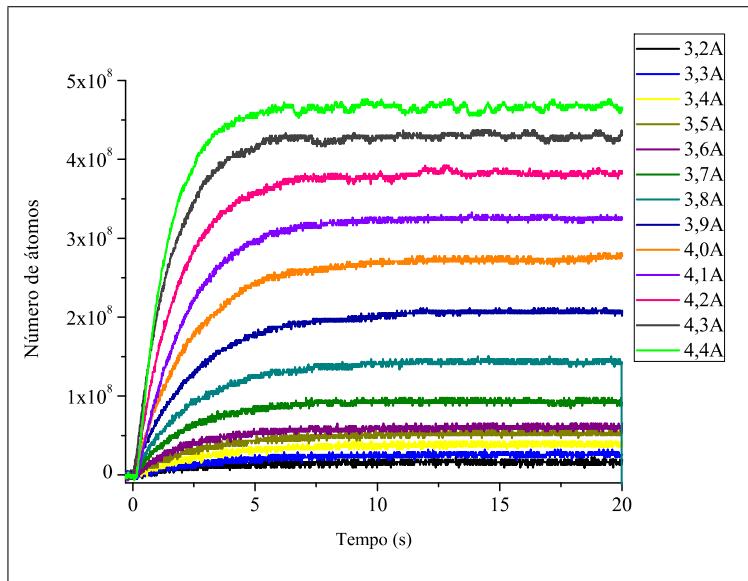


Figura 4.10: Curvas de carregamento da armadilha variando a corrente para aquecimento dos *dispensers*.

Fizemos variações acima de $4,0 \text{ A}$ para vermos que mesmo com o máximo de corrente nos *dispensers* a armadilha não chegaria aos 10^9 átomos aprisionados. Todas as curvas foram feitas mantendo os outros parâmetros fixos como corrente nas bobinas de $2,5 \text{ A}$, que gera um gradiente de campo magnético de 20 G/cm , e a pressão mantida em 10^{-10} Torr .

Fazendo o gráfico do número de átomos em função da corrente nos *dispensers* obtemos a figura 4.11

As variações de potência feitas no *laser* de aprisionamento não são possíveis com o

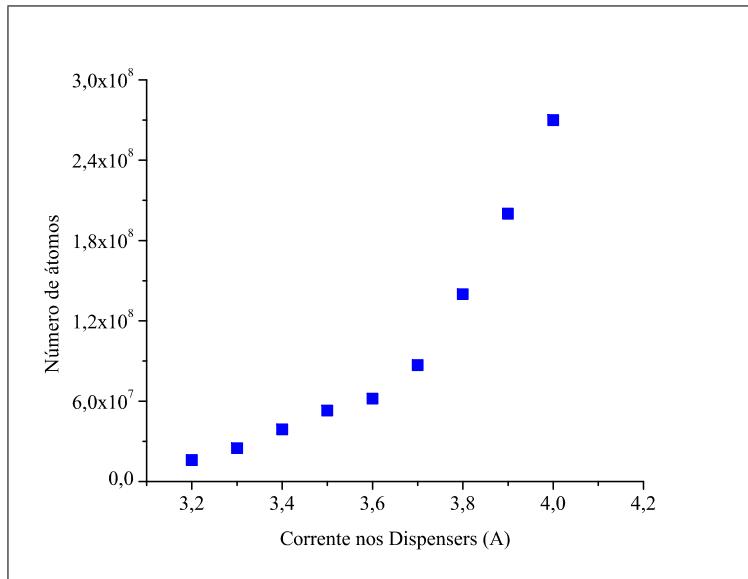


Figura 4.11: Número de átomos em função da corrente nos *dispensers*.

modelo *DLX 110*, pois ele tem apenas um controle de corrente. Variando esta corrente, ao mesmo tempo estaremos variando a potência do *laser* e sua frequência, e assim, toda vez que ajustássemos a corrente do *laser* teríamos que ajustar a frequência para poder travá-lo novamente. Como o travamento do *laser* possui um ajuste muito fino, qualquer variação no ponto de travamento poderia causar uma grande diferença no número final de átomos aprisionados, por isso esta medida não foi feita com o *laser* em Joinville.

Com essa caracterização podemos ver que a perda de eficiência da nossa armadilha não está relacionada a variações nos parâmetros da armadilha, pois a variação de um dos parâmetros resulta em uma pequena variação do número de átomos aprisionados, desta forma, para perdemos uma ordem de grandeza no número final de átomos aprisionados teríamos que ou ter uma grande variação na potência do *laser*, ou uma grande variação na corrente dos *dispensers* mas as medidas em Joinville foram feitas com os mesmos parâmetros adotados em São Carlos.

Capítulo 5

Influência da Luz de Banda Larga Sobre os Átomos Aprisionados

Neste capítulo descrevemos os resultados dos experimentos feitos por nós para estudar os efeitos da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados.

Como sabemos, a luz ambiente está presente em nossos experimentos e possui um espectro largo de comprimentos de onda. Pensando nisso, resolvemos estudar de que forma a luz ambiente pode ajudar ou atrapalhar no aprisionamento, e investigar de quanto seriam as perdas ou ganhos influenciados pela luz de banda larga.

Para este estudo, utilizamos uma lâmpada incandescente que produz o espectro mostrado na figura 5.1. De acordo com seu espectro, esta lâmpada simula muito bem a luz ambiente, por ser uma lâmpada que possui um espectro bem largo com todos os comprimentos de onda.

Também podemos ver que uma parte desse espectro está na região dos 780 nm que é o comprimento de onda utilizado para aprisionarmos os átomos de Rb e, portanto, podemos encontrar tanto efeitos de perdas quanto possíveis ganhos na armadilha ao incidirmos sobre eles a luz proveniente desta lâmpada.

Nos experimentos preliminares realizados em São Carlos observamos um aumento na fluorescência emitida pelos átomos, quando os iluminamos com a luz de banda larga. Em todos os experimentos sempre um maior número de átomos ocorria com a incidência da luz. Na figura 5.2 mostramos uma das curvas obtidas em nosso experimento que mostra

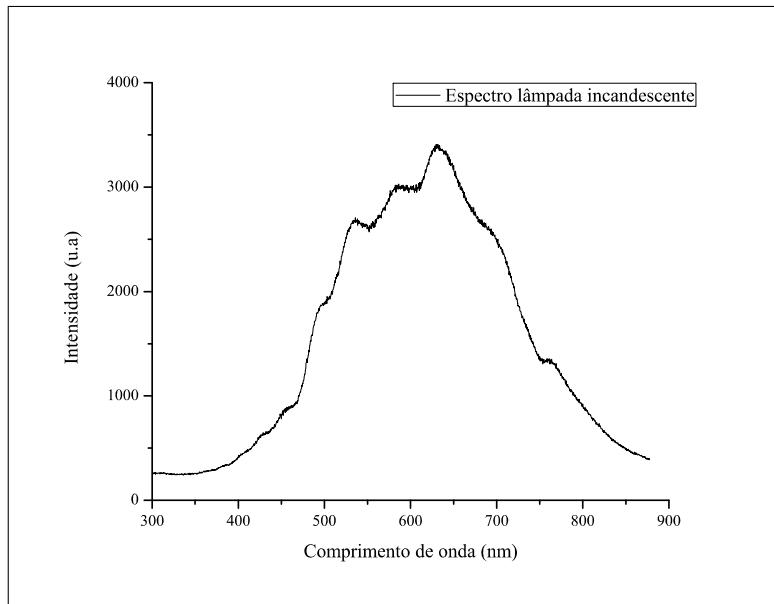


Figura 5.1: Espectro da lâmpada comum incandescente, com potência de 150 W, utilizada em nossos experimentos.

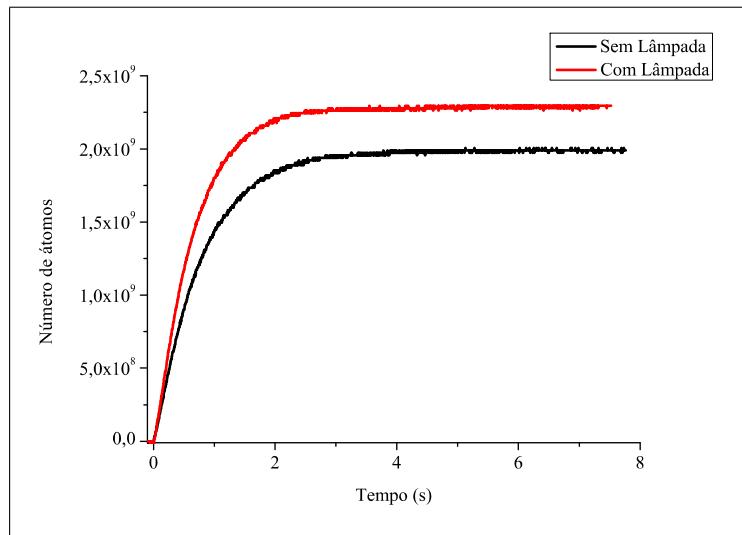


Figura 5.2: Comparativo feito com a lâmpada ligada e sem a lâmpada ligada. As duas medidas foram feitas seguindo os mesmos padrões, notamos uma boa diferença entre as duas.

uma boa diferença entre a curva feita com a incidência da luz da lâmpada e uma curva de carregamento normal só com os *lasers*.

Estas medidas foram feitas ligando duas lâmpadas incandescentes e incidindo essa luz dentro da armadilha. Em seguida ligamos a corrente nas bobinas e fizemos o carregamento da armadilha.

As lâmpadas emitem juntas, aproximadamente 60 mW (considerando a área dos átomos isso significa cerca de)de potência na região dos átomos aprisionados. Esse valor é obtido simulando com um medidor de potência a uma distância de 17 cm das lâmpadas, que é a distância do centro da câmara até as janelas onde as lâmpadas estão posicionadas.

Esse aumento na fluorescência nos leva a duas hipóteses, podendo significar o aumento do número de átomos aprisionados como também ser apenas mais luz espalhada, que seria causado pelo aumento de luz incidida sobre eles.

A primeira hipótese do aumento efetivo no número de átomos aprisionados está relacionado com o fato que a luz de banda larga pode de alguma forma auxiliar no processo de captura, aumentando o número de átomos com as características necessárias para o aprisionamento. Isso pode ser explicado porque ao incidir luz com frequência deslocada para o vermelho da transição ($\omega_{luz} < \omega_0$), os átomos perdem energia ao absorverem fótons desta luz, da mesma forma que perdem energia quando interagem com o *laser* sintonizado com *detuning* negativo.

Então, se conseguimos retirar energia dos átomos, estamos fornecendo uma quantidade maior de átomos que está acessível ao *laser* de aprisionamento, e que podem ser capturados.

Seguindo este mesmo raciocínio ao incidirmos luz com frequências deslocadas para o azul do espectro estamos contribuindo para o aumento nas perdas da armadilha, pois estamos fornecendo energia para os átomos, que podem não mais participar do processo de aprisionamento.

Esse raciocínio pode ser reforçado ao olharmos o espectro da lâmpada na figura 5.1. Vemos que a intensidade da lâmpada na região de 780 nm corresponde a pouco menos de 30 % de sua intensidade máxima, portanto é possível que estejamos aumentando tanto as perdas como os ganhos. Os espectros que ficam muito longe dessa região não podem

interagir com os átomos, pois os átomos só podem fazer transições com energias muito bem determinadas.

Isso pode ser visto em um experimento feito por nós com leds emitindo luz em 850 nm , bem longe do comprimento de onda de interesse. A figura 5.3 mostra os resultados que obtemos neste experimento. Na figura podemos observar que as curvas estão praticamente idênticas, muito ao contrário do experimento feito da mesma forma com as lâmpadas, mostrado na figura 5.2. Isso nos mostra que comprimentos de onda muito distantes do 780 nm não tem nenhuma influência sobre os átomos de ^{85}Rb aprisionados.

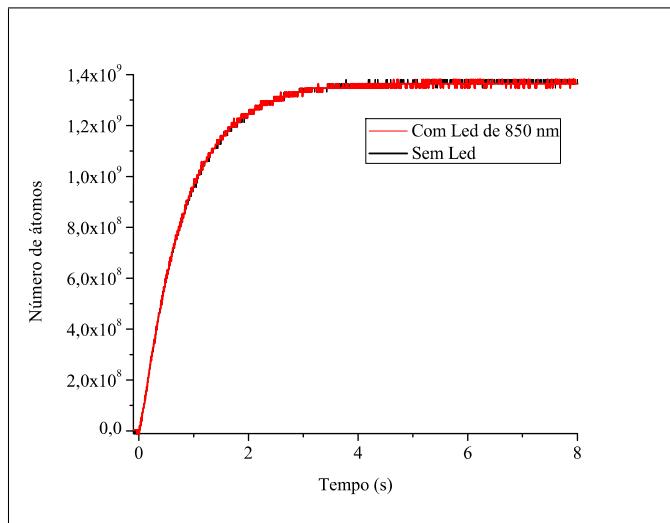


Figura 5.3: Experimento feito com leds que emitem luz no comprimento de onda de 850 nm . Podemos ver que a luz de 850 nm não influencia em nada o aprisionamento de átomos de ^{85}Rb .

Os mesmos experimentos foram feitos com o ^{87}Rb e apresentam o mesmo comportamento, como pode ser esperado.

Agora vamos partir da hipótese que estejamos apenas fornecendo mais intensidade de luz na região dos 780nm , desta forma, estamos induzindo os átomos a absorverem mais fôtons e consequentemente emiti-los na direção do fotodetector, então isto seria apenas mais um caso de aumentarmos a intensidade da luz incidente.

Podemos fazer uma análise baseada no aumento de potência do *laser*, pois se aumentarmos a potência do *laser* os átomos também absorverão fôtons mais rapidamente, e

desta forma aumentaremos a fluorescência emitida por eles. Uma comparação qualitativa pode ser feita olhando para a figura 4.7, onde variamos a intensidade do *laser* de aprisionamento. Podemos usar a última curva (47 mW/cm^2) e a quarta última (33 mW/cm^2), que possuem uma diferença com aproximadamente 20 mW de potência entre elas (aqui utilizamos o valor de potência pois é mais fácil medir a potência da lâmpada que estimar sua intensidade) para comparar com os dados obtidos no experimento feito com as lâmpadas.

Se o aumento na fluorescência captada pelo fotodetector estiver relacionado apenas com o aumento da intensidade de luz fornecida para os átomos, então a lâmpada deve ter o mesmo efeito que um aumento de 20 mW na potência no *laser* de aprisionamento, já que a separação entre as curvas feitas, com e sem lâmpada, são praticamente iguais as duas curvas que acabamos de escolher.

Ainda devemos lembrar que o *laser* só emite no comprimento de onda de absorção dos átomos, então devemos esperar que todo o aumento de potência seja absorvido pelos átomos. Além disso, as medidas foram feitas em apenas um dos feixes que entram na armadilha, sem contar os outros dois, que também possuem a mesma potência deste feixe. Sendo assim, um aumento de 20 mW no gráfico representa um aumento real de 60 mW de potência sobre os átomos (20 mW de x , 20 mW de y e 20 mW de z).

Porém, não podemos esperar que todos os fôtons emitidos pela lâmpada sejam absorvidos pelos átomos, pois já vimos que comprimentos de onda muito diferentes de 780 nm não interagem com os átomos aprisionados.

As lâmpadas fornecem cerca de 60 mW de potência sobre os átomos, mas grande parte dessa potência é referente aos fôtons que não interagem com os átomos, então devemos investigar se essa pequena parte do espectro que interage com os átomos é suficiente para causar essa diferença nas curvas.

Vamos fazer uma estimativa bastante grosseira e afirmar que os átomos de *Rb* não interagem com fôtons de comprimentos de onda abaixo de 760 nm e acima de 800 nm . Desta forma restaria menos de 20% do espectro da lâmpada interagindo com os átomos de *Rb*, causando absorção e emissão de fôtons por estes átomos.

Com essa análise, não podemos ter certeza se o aumento na fluorescência emitida

pelos átomos é somente mais luz espalhada, pois para causar a diferença vista por nós nas curvas feitas com a lâmpada ligada, precisaríamos de pelo menos 60 mW de potência da lâmpada sendo emitida na região de 780 nm , ou seja, precisaríamos que a lâmpada só emitisse em 780 nm .

Como visto no espectro da lâmpada, somente 30% de sua intensidade está nesta região, o restante é emitido em outros comprimentos de onda que não podem interagir com átomos de *Rb*. Mais um ponto importante, é que as últimas curvas do gráfico estão muito próximas, isso pode ser um indício que já estamos chegando na saturação dos átomos e eles não estariam mais absorvendo luz.

Portanto, com essas informações e estimativas não podemos afirmar qual o tipo de efeito que estamos observando, e então não podemos afirmar que o aumento na fluorescência refere-se exclusivamente ao aumento no número de átomos aprisionados. Precisaríamos de algum outro experimento capaz de comprovar um aumento real no número de átomos aprisionados.

5.1 Medidas Feitas em Joinville

Em Joinville, com um número menor de átomos aprisionados, recomeçamos os experimentos para estudarmos os efeitos da luz de banda larga na eficiência da armadilha, mas em primeiro momento, observamos que a luz de banda larga não apresentava mais nenhum aumento na fluorescência emitida pelos átomos, no mesmo intervalo de tempo das medidas feitas em São Carlos. A figura 5.4 mostra nossos resultados em Joinville, onde percebemos que no mesmo intervalo de tempo de 10s , das medidas feitas em São Carlos, não observamos nenhuma diferença entre as curvas, que deveriam indicar as diferenças causadas pela influência da luz de banda larga.

Porém, como nossa armadilha agora carrega menos átomos, o tempo necessário para que ela alcance o regime estacionário é maior, enquanto com 10^9 átomos a armadilha alcançava o estado estacionário em menos de 4s aqui percebemos que ela demoraria mais que 8s . Então precisamos fazer as curvas de carregamento com um intervalo maior que 10s , permitindo que a armadilha alcance o estado estacionário.

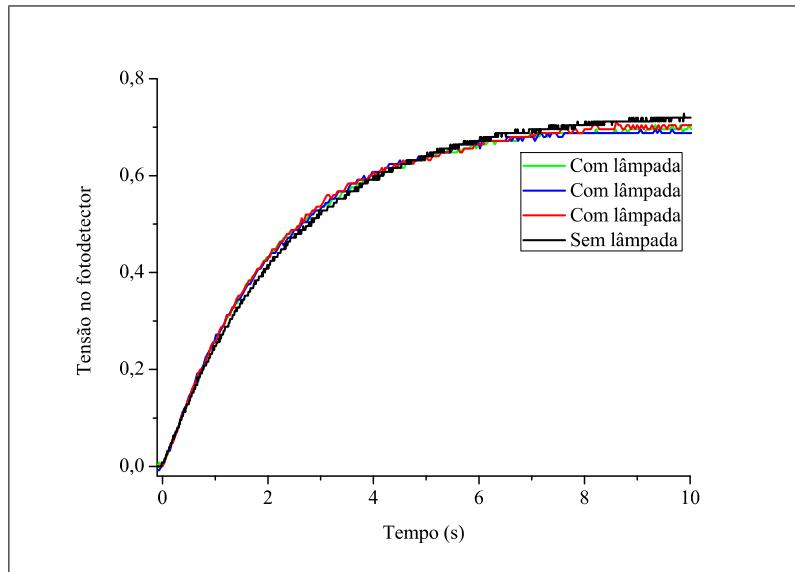


Figura 5.4: Comparativo das curvas de carregamento do ^{85}Rb feitas com e sem lâmpada.

Ao fazer isso, percebemos que ao deixar as lâmpadas ligadas por um tempo superior a 10 s estavámos causando o aumento das perdas na armadilha, possivelmente influenciadas pelo aquecimento da lâmpada que até os 10 s não ocorria.

A figura 5.5 mostra uma das medidas que obtivemos deixando as lâmpadas ligadas por um tempo maior. Percebemos pela média das nossas curvas que no início a lâmpada até melhora a taxa de carregamento, mas com o passar do tempo chegamos a perder um valor próximo a 13% no número final de átomos aprisionados, então faremos uma análise para estudar as causas das perdas.

O que nos levou a perceber que as perdas estavam relacionadas ao aumento da temperatura na câmera causado pelas lâmpadas, foi que, o tempo de exposição da lâmpada sobre os átomos estava influenciando muito nas perdas, e uma boa maneira de verificar isso seria deixando a lâmpada ligada antes de começarmos o carregamento. Desta forma, o esperado era que ao desligarmos as lâmpadas, deveríamos ver um aumento no número de átomos aprisionados a medida que a câmara fosse esfriando.

Na figura 5.6 deixamos as lâmpadas ligadas por um intervalo de 100 s, em seguida, desligamos as lâmpadas e ligamos as bobinas para iniciar o carregamento da armadilha. Percebemos então, que as perdas na armadilha estão relacionadas com o aquecimento da

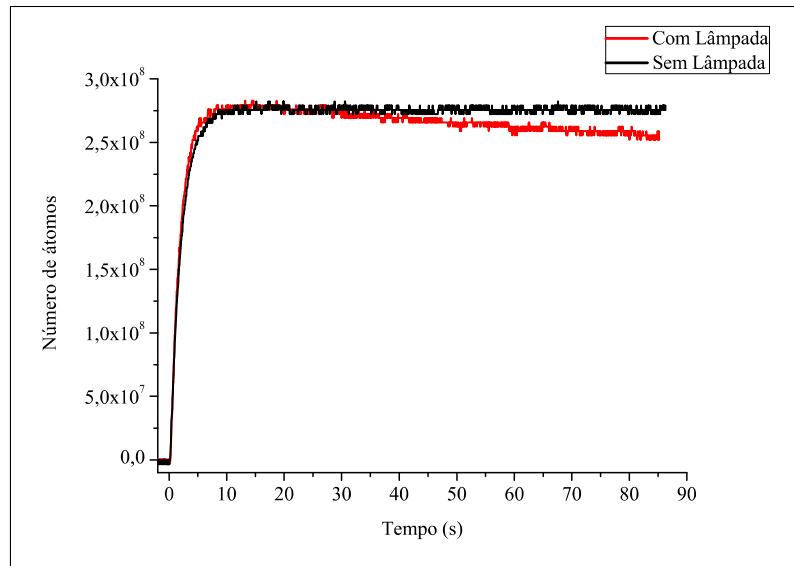


Figura 5.5: Comparativo feito com lâmpada e sem lâmpada para o tempo de 100 s.

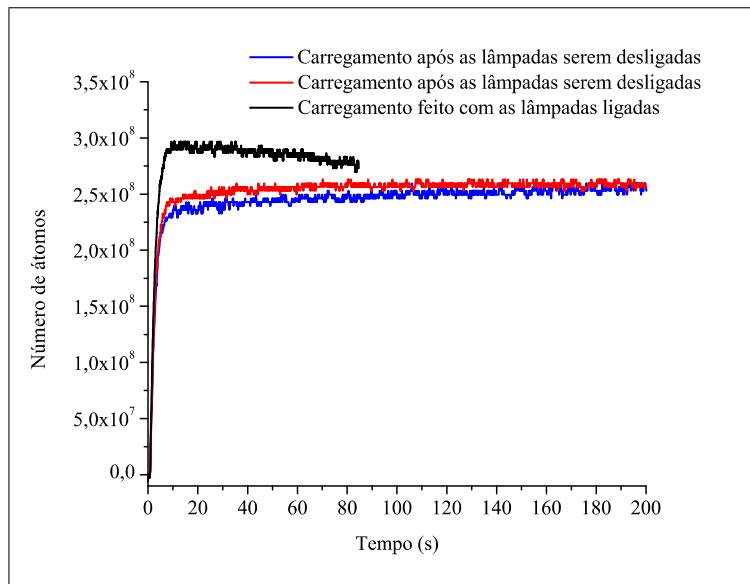


Figura 5.6: As curvas com inclinação positiva foram obtidas depois que as lâmpadas foram desligadas. A curva preta com inclinação negativa foi obtida com a lâmpada ligada no início do carregamento da armadilha.

câmara, pois quando carregamos a armadilha depois que as lâmpadas são desligadas, a luz não pode mais ter efeito sobre os átomos.

O comparativo entre as 3 curvas desta figura indica bem esse efeito da temperatura, pois quando a lâmpada é ligada no início de carregamento da armadilha temos uma diminuição do número de átomos aprisionados, já quando as lâmpadas são ligadas antes do carregamento, os átomos são aquecidos, e a partir do momento que a lâmpada é desligada começa o processo de esfriamento, e a armadilha tende a voltar ao seu regime inicial onde não tinha o efeito das lâmpadas.

Desta forma, não podemos prosseguir os estudos sobre os efeitos da luz de banda larga sem antes analisarmos quais os efeitos da temperatura sobre os átomos aprisionados.

5.2 Efeitos da Variação da Temperatura na Eficiência da Armadilha

Nesta seção vamos analisar os processos de perdas na armadilha causados por variações na temperatura da câmara. Procuramos descobrir o que está causando uma perda de aproximadamente 13 % no número final de átomos aprisionados quando as lâmpadas permanecem ligadas.

Primeiramente é importante comentar que no medidor de pressão da câmara, em Joinville, registramos um aumento na pressão de 10^{-9} Torr para 10^{-8} Torr indicando que o aquecimento resulta em um aumento na pressão da câmara.

Esse aquecimento pode ter várias influências no processo de captura, pois pode aumentar a energia dos átomos de vapor de fundo e assim aumentar as perdas na armadilha provocadas por colisões entre os átomos aprisionados com os átomos do vapor de fundo, além de também aumentar a energia dos próprios átomos aprisionados, aumentando também as colisões entre eles.

Além disso, existe uma velocidade limite que o átomo deve ter para que possa ser capturado. Átomos com velocidades abaixo deste limite são capturados, enquanto átomos com velocidade acima deste limite não participam do aprisionamento. Esta velocidade limite é denominada velocidade de captura (v_c), e para o Rb , $v_c = 4,66$ m/s [16]. O

aquecimento da câmara poderia aumentar a energia cinética desses átomos, com isso menos átomos restariam com velocidade abaixo da velocidade de captura.

Primeiramente vamos analisar se o aquecimento pode diminuir o número de átomos com velocidade abaixo da velocidade de captura. Sabemos que os átomos dentro da câmara obedecem a distribuição de Maxwell-Boltzmann da forma [16]:

$$f(v) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{v^2}{\tilde{v}^3} \exp\left(-\frac{v^2}{2\tilde{v}^2}\right), \quad (5.1)$$

com $\tilde{v} \equiv \sqrt{\frac{k_B T}{M}}$, sendo k_B a constante de Boltzmann, T é a temperatura dos átomos e M sua massa. Na figura 5.7 mostramos essa distribuição para o vapor de Rubídio dentro da câmara para duas temperaturas diferentes, $T = 300\text{ K}$ e $T = 325\text{ K}$.

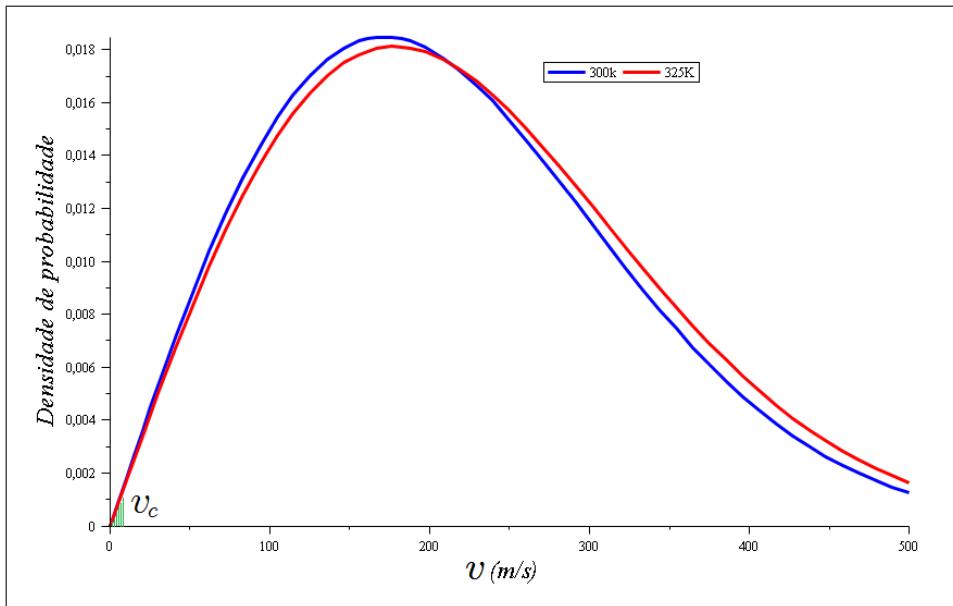


Figura 5.7: Distribuição de velocidades do vapor de Rubídio dentro da câmara, para duas temperaturas.

Podemos observar que pequenas variações na temperatura pouco influenciam na distribuição de velocidade dos átomos, isso pode nos mostrar que o aquecimento não afeta os átomos que estão na região da velocidade de captura (início do gráfico), portanto, a hipótese que o aquecimento diminui a quantidade de átomos abaixo da velocidade de captura não é mais válida para explicar a diferença de 13 % em nossas medidas.

Como praticamente todo o processo de aprisionamento pode ser influenciado por variações na temperatura, nosso objetivo agora é fazer um estudo mais detalhado sobre as colisões envolvidas na armadilha e descobrir qual seu comportamento frente a variações na temperatura.

Em nossa armadilha podemos ter perdas associadas pelas colisões entre os átomos aprisionados e as perdas devido as colisões entre os átomos aprisionados e os átomos de vapor de fundo.

O número de átomos aprisionados é determinado pela concorrência entre a taxa de carregamento que os átomos são aprisionados e a taxa de perdas. Com o passar do tempo os átomos vão sendo aprisionados e formando uma nuvem de átomos, que vão constantemente sofrendo colisões entre eles mesmos, e entre eles e o vapor de fundo, até que a armadilha chega em um regime em que a taxa de carregamento se iguala com a taxa de perdas formando um estado estacionário. Temos então que a variação do número de átomos aprisionados (dN/dt) é dado pela taxa de carregamento da armadilha (L) menos as taxas de perdas, ou seja [27]:

$$\frac{dN}{dt} = L - (\gamma + \beta n_0)N, \quad (5.2)$$

onde γN representa as perdas da armadilha devido às colisões com os átomos de vapor de fundo e $\beta n_0 N$ representa as taxas de perdas por colisões entre os átomos aprisionados [28] , n_0 é a densidade para N átomos aprisionados. Tanto β quanto γ são referentes a colisões, e elas ocorrem com maior frequência quando a densidade ou a velocidade dos átomos é maior. Temos então que γ pode ser escrito como

$$\gamma = n_{vap} \bar{v}_{vap} \sigma_{Rb}, \quad (5.3)$$

onde n_{vap} é a densidade do vapor de fundo, \bar{v}_{vap} é a velocidade média dos átomos de vapor de fundo e σ_{Rb} é a seção de choque do Rubídio.

Da mesma forma, β pode ser escrito como

$$\beta = \bar{v}_0 \sigma_{Rb}, \quad (5.4)$$

sendo \bar{v}_0 é a velocidade média dos átomos de Rubídio aprisionados.

A taxa de carregamento L da armadilha deve ser obtida do início da curva de carga, pois a partir do momento que os átomos começam a ser aprisionados também começam as colisões. Devemos então definir que esta taxa de carregamento seja dada por:

$$L = \lim_{N \rightarrow 0} \frac{dN}{dt}. \quad (5.5)$$

Como tanto γ quanto β dependem da velocidade dos átomos, primeiramente vamos analisar a relação entre a velocidade do átomo e sua temperatura, desta forma podemos responder se o aumento nas perdas da nossa armadilha estão relacionadas com o aumento da velocidade dos átomos.

A relação entre a velocidade média de um átomo e sua temperatura, considerando um gás em $3D$ é dada por [16]:

$$\bar{v} = \left(\frac{3k_B T}{M} \right)^{1/2} \quad (5.6)$$

onde Derivando a equação acima teremos que $d\bar{v}$ é dado por

$$d\bar{v} = \frac{1}{2} \left(\frac{M}{3k_B T} \right)^{1/2} \frac{3k_B T}{M} dT, \quad (5.7)$$

agora dividindo por \bar{v} e simplificando, encontramos uma relação entre a variação da velocidade de um átomo em função da variação de sua temperatura, ou seja

$$\frac{d\bar{v}}{\bar{v}} = \frac{1}{2} \frac{dT}{T}. \quad (5.8)$$

Faremos uma estimativa, propondo uma variação "absurda" de $25 K$ na temperatura da câmara, que se encontra com temperatura ambiente de $300 K$. Um átomo com velocidade inicial de $4,0 m/s$ (próximo da velocidade máxima de captura) terá uma variação de sua velocidade dada por:

$$d\bar{v} = \frac{\bar{v}}{2} \frac{dT}{T} = \frac{4}{2} \left(\frac{25}{300} \right) \simeq 0,17 m/s, \quad (5.9)$$

ou seja, mesmo com uma variação absurda de $25 K$ na câmara, o átomo teria apenas um aumento de aproximadamente 4% em sua velocidade final. Portanto, não devemos ter uma variação significativa na velocidade do átomo com pequenas variações da temperatura, já que as lâmpadas não são capazes, em um intervalo curto de tempo, variar a temperatura da câmara em $25 K$.

Ainda temos que as perdas da nossa armadilha causadas pela lâmpada só se mostram perceptíveis no estado estacionário da nossa armadilha, ou seja, quanto temos $\frac{dN}{dt} = 0$. Fazendo isso na equação 5.2 encontramos que o número final de átomos na armadilha é dado por:

$$N_s = \frac{L}{\gamma + \beta n_0}. \quad (5.10)$$

Teremos então que a variação do número de átomos dN_s no estado estacionário está relacionada com a variação de cada um dos fatores do lado direito da igualdade na equação 5.10, mas nesta equação, com algumas análises e argumentos podemos eliminar as variações de alguns desses fatores. Vamos começar propondo hipóteses.

Primeira hipótese: Só há Rb na câmara e não há variações significativas em βn_0 .

Pelo início das curvas mostradas na figura 5.5 vemos que não é possível observar variações na taxa de carregamento da armadilha entre as duas curvas, então podemos assumir $\partial N / \partial L = 0$.

Ainda, como vimos anteriormente, um aumento pequeno na temperatura não deve causar aumento significativo na velocidade dos átomos livres, então mudaria ainda menos a velocidade dos átomos aprisionados, que já possuem velocidades baixas. A seção de choque de um átomo não tem dependência com a temperatura e assumindo que a densidade dos átomos não muda com o aumento da temperatura na câmara causado pelas lâmpadas, teremos variações desprezíveis em βn_0 , assim, podemos escrever:

$$N_s = \frac{L}{\gamma}, \quad (5.11)$$

e a variação de N_s será

$$\partial N_s = -\frac{L}{\gamma^2} \partial \gamma.$$

Agora substituindo o valor de γ da equação 5.3 teremos:

$$\frac{\partial N_s}{N_s} = -\frac{\partial \gamma}{\gamma} = -\frac{\partial (n_{vap} \bar{v}_{vap} \sigma_{Rb})}{n_{vap} \bar{v}_{vap} \sigma_{Rb}}, \quad (5.12)$$

como já discutido, σ_{Rb} não varia com a temperatura, e a velocidade muda tão pouco que vamos considerar constante, assim encontramos que

$$\frac{\partial N_s}{N_s} = -\frac{\partial n_{vap}}{n_{vap}}. \quad (5.13)$$

Como em nossas curvas obtemos $\partial N_s/N_s = 0,13$ deveremos verificar se a pressão de vapor do Rubídio é responsável por essa variação.

Anteriormente já havíamos comentado que no medidor de pressão da armadilha nossa pressão aumenta de 10^{-9} Torr para 10^{-8} Torr durante o aquecimento. Esse fato agora se torna mais importante para nós porque obtemos uma relação direta entre a variação do número de átomos do estado estacionário e a variação no vapor de fundo da câmara. Vamos fazer uma análise para saber o que causaria o aumento na pressão do vapor de fundo e, como isso está relacionado com o número final de átomos aprisionados.

Da lei dos gases temos que a pressão de um gás é dada por:

$$P = \frac{Nk_B T}{V}, \quad (5.14)$$

sendo k_B a constante de Boltzmann, N o número de átomos, T a temperatura e V o volume ocupado por eles. Podemos escrever N/V como sendo a densidade do gás de vapor de fundo, n_{vap} , para obter

$$P = n_{vap}k_B T. \quad (5.15)$$

Então nossa variação na pressão da câmara pode ser dada por variações na pressão do vapor de fundo (∂n_{vap}) ou variações na temperatura (∂T), assim

$$\partial P = k_B T \partial n_{vap} + k_B n_{vap} \partial T, \quad (5.16)$$

dividindo por P temos

$$\frac{\partial P}{P} = \frac{\partial n_{vap}}{n_{vap}} + \frac{\partial T}{T}. \quad (5.17)$$

Vamos supor novamente que a câmara estava em temperatura ambiente (300 K) e sofreu um aumento de 25 K . Olhando o gráfico da pressão de vapor do Rubídio, figura 5.8, vemos que para esta variação de temperatura a pressão aumentaria de 10^{-7} Torr para 10^{-6} Torr e assim teremos

$$\frac{10^{-6} - 10^{-7}}{10^{-7}} = \frac{\partial n_{vap}}{n_{vap}} + \frac{25}{300}, \quad (5.18)$$

ou seja

$$\frac{\partial n_{vap}}{n_{vap}} \simeq 9. \quad (5.19)$$

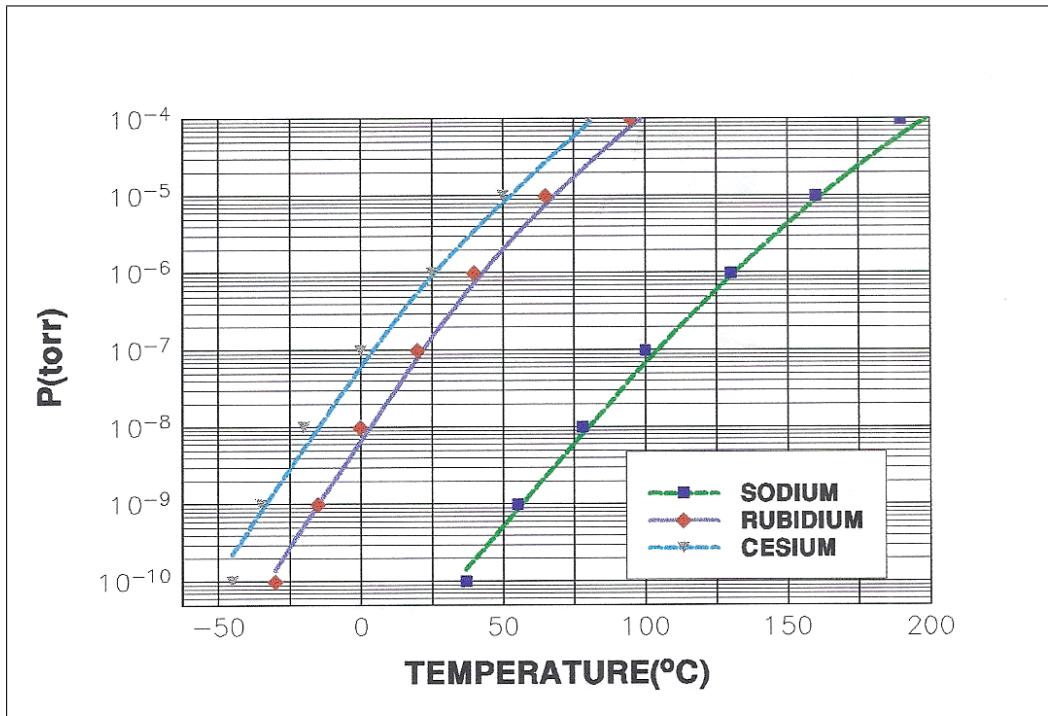


Figura 5.8: Pressão de vapor vs. temperatura para alguns átomos alcalinos. Figura extraída da referência [29].

De acordo com a equação 5.13 a variação da pressão de vapor de fundo é proporcional à variação do número de átomos aprisionados, desta forma, um aumento de 9 vezes na pressão do vapor de fundo causaria uma diminuição de 90 % o número final de átomos aprisionados, e isso para nós é um absurdo pois só encontramos 13 % de variação em nossos experimentos.

Como explicar então que o aumento de 10^{-9} *Torr* para 10^{-8} *Torr* registrado em nossa câmara durante o experimento com as lâmpadas não deve estar relacionado com o aumento da pressão de vapor de fundo do Rubídio? Esta hipótese de que há apenas Rubídio na câmara não pode ser satisfeita, pois se houvesse apenas Rubídio no vapor de fundo, esse aumento na pressão registrado nos experimentos deveria ser causado pelo aumento na pressão de vapor do Rubídio, o que provamos que não pode acontecer, pois se aumentarmos em 25 *K* a temperatura, aumentaremos a pressão o suficiente para perdemos praticamente todos os átomos aprisionados, e não apenas 13 % como em nossos experimentos. Partimos então para uma segunda hipótese que deve explicar essa diferença de

pressão.

Segunda hipótese: Não há apenas Rubídio na câmara.

Esta hipótese se mostra mais consistente pois sabemos que por mais que tenhamos um bom vácuo ainda existem outros gases presentes na armadilha e portanto durante o aquecimento podem desprender-se da câmara causando o aumento na pressão de fundo da armadilha. Esse processo é conhecido como desgaseificação, e pode explicar porque o aumento da pressão de fundo da armadilha não pode ser relacionado apenas com aumento na pressão de vapor do Rubídio.

Havendo então uma segunda espécie de gás na câmara podemos escrever:

$$\gamma = n_{vap} \bar{v}_{vap} \sigma_{(Rb-Rb)} + n_{gas} \bar{v}_{gas} \sigma_{(Rb-gas)}, \quad (5.20)$$

onde n_{gas} é a densidade do gás desconhecido, \bar{v}_{gas} a velocidade média do gás $\sigma_{(Rb-Rb)}$ agora é a seção de choque entre os átomos de Rubídio e $\sigma_{(Rb-gas)}$ é a seção de choque entre os átomos de Rubídio e do gás.

Sabemos claramente que o vapor de Rubídio é dominante na câmara, porém não deve ser muito afetado por essas variações na temperatura já que esse aumento não é uniforme, pois as lâmpadas são colocadas em apenas um lado da armadilha. Isso pode acontecer porque quando há dois pontos dentro da câmara com diferentes temperaturas, os átomos de Rubídio tendem a migrar para o ponto mais frio, e não participariam desse aumento na pressão de fundo.

Esse aquecimento causado pela lâmpada faz desprender das paredes internas da câmara os átomos de outros gases que ali estavam presos, e estes sim são os responsáveis pelo aumento da pressão verificado durante os experimentos.

Com isso, um aumento significativo na pressão, verificado por nós, não refletiria em um aumento significativo em γ , pois agora não estamos mais tratando de colisões entre átomos de Rubídio, e sim, as colisões causadas pelos átomos do gás de fundo. Se boa parte do gás de fundo for Hidrogênio, podemos explicar porque um aumento do número de átomos disponíveis para as colisões não representa perdas tão significativas, basta compararmos a seção de choque do Rb e do H . Da referência [16] tiramos que $\sigma_{Rb} = 290, 7 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$ enquanto que para o Hidrogênio $\sigma_H = 7, 1 \cdot 10^{-15} \text{ m}^2$, assim, mesmo aumentando o número

de átomos de H colidindo com os átomos de Rb aprisionados, estas colisões são bem menos significativas que as colisões entre os átomos de Rb pois a seção de choque de um átomo de Hidrogênio é cerca de 40 vezes menor que um de Rubídio.

Como o aquecimento da lâmpada influencia praticamente todos os processos de perdas na armadilha, é muito difícil apontar qual o percentual de participação de cada parâmetro, já que dentre todos que nós observamos o único que certamente não é afetado é a seção de choque do átomo. A variação da temperatura que a lâmpada causou, afetou a temperatura e a velocidade de todos os átomos da armadilha, e ainda causou o processo de desgasificação da câmara, e por mais que essas variações sejam pequenas podem ser suficientes para aumentar β e γ .

Um fato que se mostra bastante certo com esse estudo, é que a temperatura do laboratório é de extrema importância no aprisionamento de átomos e deve permanecer fixa, pois como discutido anteriormente se a temperatura da sala variar afetará a temperatura da câmara como um todo, e irá variar a pressão de vapor do Rubídio, que está relacionada diretamente com o número de átomos aprisionados.

Como mostramos que uma variação de 25 K na temperatura da câmara causaria uma diminuição de 90 % no número de átomos, poderíamos pensar em uma variação menor da temperatura, de 5 K , perfeitamente normal no decorrer de um dia comum, esta variação de temperatura seria capaz de variar em 20 % o número total de átomos aprisionados.

Desta forma, vemos a importância de manter a câmara com o mínimo de variações possíveis para que esses efeitos desagradáveis não causem mudanças significativas em nossas medidas.

Com estas análises, vimos que nosso propósito inicial de estudar os efeitos da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados não é possível utilizando lâmpadas comuns, por serem de filamento elas aquecem muito a janela da câmara e os próprios átomos de vapor de fundo, aumentando significativamente as perdas na armadilha.

Nosso próximo passo é substituir a lâmpada incandescente por um led de 780 nm que não aquece como a lâmpada e também possui um largo espectro comparado com um *laser*. O espectro do led não é tão largo quanto o da lâmpada, mas também possui uma variação de comprimentos de onda em torno dos 780 nm , que é a região de interesse, o

que poderia nos ajudar a observar melhor os efeitos da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados sem termos o problema do aquecimento causado pelas lâmpadas.

Esperamos que pelo menos tenhamos diferença nas curvas de carregamento utilizando os leds, já que os experimentos preliminares feitos em São Carlos nos mostraram isso. Se os leds se mostrarem influentes na captura dos átomos poderão ser usados em vários experimentos feito com o MOT, nos mostrando de que forma outros comprimentos de onda próximo dos 780 *nm* podem influenciar na captura, isso abriria mais um leque de estudos em nossa armadilha magneto-óptica.

Capítulo 6

Conclusões

Este trabalho é dividido em duas partes principais. Até o capítulo 4 relatamos a construção e caracterização de nossa armadilha magneto-óptica para aprisionamento de átomos de Rubídio e no capítulo 5 tratamos do estudo que fizemos para investigar a influência da luz de banda larga na eficiência da armadilha.

A montagem da nossa armadilha foi toda ela feita no Instituto de Física de São Carlos - (USP), onde o grupo de óptica tem grande experiência na área de átomos frios e tivemos uma ótima infra estrutura, além de todo o material necessário para que a armadilha fosse construída e estivesse operando. Assim que a armadilha foi construída e estava em funcionamento, fizemos alguns experimentos preliminares para melhorar sua eficiência e também caracterizá-la, assim, estudamos seu regime de funcionamento e ainda aprendemos a contornar e resolver os problemas cotidianos que ocorrem no experimento. Quando os problemas surgiram, pudemos contar com pessoas de grande experiência nesta área, e que estiveram dispostos a nos ajudar a aprimorar nosso conhecimento, afim de que pudéssemos resolver nós mesmos, os eventuais problemas que ocorressem quando a armadilha estivesse em Joinville.

Nos experimentos preliminares que fizemos, ainda em São Carlos, conseguimos uma grande eficiência em nossa armadilha, obtendo um número de 10^9 átomos aprisionados utilizando para o aprisionamento um *laser* da marca *toptica* modelo *TA Pro*. Foi então que começamos sua caracterização, a fim de estudar qual o comportamento dos átomos frente a variações de alguns parâmetros, tais como corrente nos *dispensers*, corrente nas

bobinas de aprisionamento, intensidade do *laser*, etc., que estão descritos no capítulo 4.

Ainda em São Carlos, fizemos alguns experimentos para investigarmos os efeitos da luz de banda larga sobre os átomos aprisionados, afim de investigar qual o efeito da luz ambiente durante os experimentos. Neste experimento, incidimos sobre os átomos a luz de lâmpadas comuns de filamento, estas que possuem um espectro muito largo de comprimentos de onda.

Em nossos experimentos, detectamos um aumento superior a 10 % na fluorescência emitida pelos átomos aprisionados, indicando então que a incidência da luz de banda larga causaria um aumento superior a 10 % no número final de átomos aprisionados. Este aumento nos agradou muito em primeiro momento, pois bastaria lançarmos luz de banda larga sobre os átomos para melhorarmos a eficiência da armadilha.

No entanto, isso também poderia indicar apenas um aumento na luz espalhada pelos átomos, ou seja, mais luz incidida resultaria em maior número de absorções e emissões, resultando também em um aumento na fluorescência captada por nós. Fizemos então uma comparação com a variação na potência do *laser* de aprisionamento. Desta forma poderíamos analisar se o aumento na fluorescência captada por nós era devido ao aumento da luz incidida sobre eles.

Nesta comparação, do gráfico em que variamos a potência do *laser* de aprisionamento, analisamos duas curvas cuja diferença do número de átomos aprisionados fosse aproximadamente os 10 % que registramos com a incidência da lâmpada. Percebemos então, que seria necessário um aumento de 20 mW em cada um dos 3 feixes de *laser* utilizados no aprisionamento, então no total, estariamos variando em 60 mW a potência de luz do *laser* sobre os átomos. Nossas lâmpadas emitem as duas, cerca de 60 mW de potência sobre os átomos aprisionados, então, de alguma forma, poderiam causar esse aumento da fluorescência que observamos. Porém, vimos através de uma experiência feita com leds de 850 nm que comprimentos de onda muito distantes dos 780 nm não teriam nenhum efeito sobre os átomos aprisionados.

Nossas lâmpadas tem apenas uma pequena porcentagem de seu espectro sendo emitido nesta região, então podemos argumentar que apenas essa pequena parte de luz, não seria suficiente para causar um aumento na fluorescência dos átomos equivalente a um aumento

de 60 mW de potência do *laser*, que emite apenas na região de absorção dos átomos.

Porém, esse não é um método garantido para confirmarmos se temos um aumento real no número de átomos aprisionados, pois trata-se apenas de comparações feitas entre o aumento na intensidade de uma luz coerente, como a do *laser*, e o aumento de intensidade de uma luz com banda larga. Assim, precisaríamos de outro método mais eficiente que pudesse ser capaz de diferenciar átomos aprisionados de luz espalhada.

Tivemos então a necessidade de trazer a armadilha para Joinville, onde prosseguiríamos os experimentos que deveriam nos mostrar a causa real do aumento da fluorescência emitida pelos átomos quando submetidos a luz de banda larga. A armadilha veio completa, mas os *lasers* foram gentilmente emprestados a nós enquanto a armadilha permaneceu na USP, e por motivos que não cabem discussões, os *lasers* não puderam vir junto com a armadilha.

Em Joinville, os *lasers* utilizados tanto para o aprisionamento quanto para o rebombeio, foram da marca *Toptica* modelo *DLX 110*, e já em primeiro momento observamos que só conseguíamos 10^8 átomos aprisionados.

Nos primeiros experimentos, já vimos que, como a armadilha agora carregava menos átomos, precisaríamos tirar nossas medidas em um tempo maior que nos experimentos feitos em São Carlos, pois agora a armadilha precisava mais tempo para alcançar o estado estacionário. Ao repetir os experimentos feitos com as lâmpadas, percebemos que agora não tínhamos mais aumento no número de átomos aprisionados e sim, as lâmpadas agora geravam perdas na armadilha, que depois de um certo tempo, representava aproximadamente 13 % a menos de átomos aprisionados e um aumento de 10^{-9} *Torr* para 10^{-8} *Torr* na pressão de fundo da câmara.

Investigando os motivos, descobrimos que a diminuição deste número era causado pelo aquecimento da câmara quando as lâmpadas permaneciam ligadas, isto também explicaria porque o aumento na pressão de fundo da câmara não seria observado nos experimentos preliminares, pois o tempo que as lâmpadas ficavam ligadas era menor.

Desta forma, para podermos prosseguir com nossos experimentos, precisávamos analisar a influência das variações de temperatura na câmara sobre os átomos aprisionados. Fizemos um estudo rápido no capítulo 5.2 sobre as perdas na armadilha, e investigamos de

que forma o aumento da temperatura da câmara poderia afetar a eficiência da armadilha. Não temos conhecimento de outros trabalhos que foram feitos para analisar esses efeitos.

Ao tentar responder quais as perdas seriam responsáveis pela diminuição em 13 % do número de átomos aprisionados, vimos que a velocidade dos átomos não deveria ser muito influenciada por pequenas variações da temperatura, isso então, não causaria variações na taxa de carregamento da armadilha, somente no regime de estado estacionário.

Nossos estudos mostraram que se a temperatura da câmara aumentasse em 25 K, a pressão de vapor do Rubídio teria uma variação semelhante a que estávamos registrando no mostrador de pressão, no entanto, mostramos com cálculos, que se isso acontecesse, teríamos uma perda de aproximadamente 90 % no número final de átomos aprisionados, muito superior aos 13 % encontrado por nós.

Na busca por explicações que justificassem as contradições referentes às variações da pressão da câmara, que não afetassem a pressão de vapor do Rubídio, nos levaram a perceber que esse aumento de pressão de fundo da câmara trata-se de um processo de desgaseificação, que é o desprendimento de átomos de outros elementos, que não participam do aprisionamento, mas que estão presentes na câmara, como por exemplo o Hidrogênio.

O desprendimento de átomos de Hidrogênio, aumenta a pressão de fundo da câmara mas não causa perdas significativas devido as colisões com átomos de Rubídio aprisionados, pois sua seção de choque é muito inferior a do Rubídio.

Desta forma, conseguimos explicar as perdas na nossa armadilha provocadas pelo aumento da temperatura na câmara, atribuindo um pequeno aumento nas colisões com átomos de vapor de fundo e com os próprios átomos aprisionados, e estas pequenas variações também levariam a uma diminuição do número final de átomos aprisionados.

Isso nos mostra que as variações de temperaturas locais, como as variações causadas pelas lâmpadas, podem gerar essas perdas que dificultam qualquer estudo sobre a luz de banda larga, pois as perdas geradas pelo aquecimento se mostram muito maiores que o aumento na fluorescência causado pela luz de banda larga.

Porém, se a variação de temperatura não for apenas local, como poderia acontecer variando a temperatura do laboratório, toda a câmara sofreria uma variação de temperatura,

implicando em um aumento na pressão de vapor do Rubídio, e como vimos anteriormente, essas perdas são muito significativas.

Nosso próximo passo é repetir esses experimentos substituindo a luz de banda larga por leds de $780\ nm$, que possuem um espectro intermediário entre as lâmparas e o *laser*. De certa forma, filtramos os outros comprimentos de onda presentes nas lâmpadas, que não podem interagir com os átomos aprisionados. Outro ponto favorável ao uso dos leds é que seu aquecimento é muito menor que das lâmpadas, isso eliminaria nossas perdas causadas pelo aquecimento da câmara.

Com os leds esperamos ver um aumento na fluorescência emitida pelos átomos como já tínhamos observado nas medidas preliminares feitas em São Carlos, caso isso ocorra, pode possibilitar uma série de novos estudos com nossa armadilha magneto-óptica, sendo um deles, o que ainda para nós é uma dúvida, quanto à origem deste aumento da fluorescência. Caso esse aumento não se repita, imediatamente poderemos estudar porque o número de átomos aprisionados se mostra relevante para que esse efeito seja observado.

Referências Bibliográficas

- [1] R. Frisch, Z. Phys. **86**, 42 (1933).
- [2] T. W. Hänsch, A. L. Schawlow. *Cooling of gases with laser radiation*, Opt. Commun. **13**, 68 (1975).
- [3] D. Wineland and H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. **20**, 637 (1975).
- [4] R. J. Cook, *Atomic motion in resonant radiation: An application of Ehrenfest's theorem*, Phys. Rev. A. **20**, 224 (1979).
- [5] W. D. Phillips, H. J. Metcalf, *Laser Deceleration of an Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett. **48**, 596 (1982).
- [6] S. Chu, L. Hollberg, J. E. Bjorkholm, A. Cable, A. Ashkin, *Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure*, Phys. Rev. Lett. **55**, 48 (1985).
- [7] A. L. Migdall, J. V. Prodan, W. D. Phillips, T. H. Bergeman, H. J. Metcalf, *Fisrs Observation of Magnetically Trapped Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **54**, 2596 (1985).
- [8] V. S. Bagnato, G. P. Lafyatis, A. G. Martin, E. L. Raab, R. N. Ahmad-Bitar, D. E. Pritchard, *Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2194 (1987).
- [9] D. E. Pritchard, E. L. Raab, V. S. Bagnato, C. E. Wieman, R. N. Watts, *Light traps using spontaneous force*, Phys. Rev. Lett. **57**, 310 (1986).

- [10] E. L. Raab, M. Prentiss, A. Cable, S. Chu, D. E. Pritchard, *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2631 (1987).
- [11] C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, C. Wieman, *Very Cold Atoms in Vapor Cell*, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).
- [12] C. Cohen-Tannoudji, W.D. Phillips, *New mechanism for laser cooling*, Physics Today **43**, 33 (1990).
- [13] M. H. Anderson, J. R. Ensher, M. R. Matthews, C. E. Wieman, E. A. Cornell, *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Sciense **269**, 198 (1995).
- [14] K. B. Davis, M. O. Mewes, M. R. Andrews, N. J. van Druten, D. S. Durfee, D. M. Kurn, W. Ketterle, *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. **75**, 3969 (1995).
- [15] S. Chu, J. E. Bjorkholm, A. Ashkin, A. Cable, *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **57**, 314 (1995).
- [16] H. J. Metcalf, P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer-Verlag, New York (1999).
- [17] A. M. Tuboy, *Preparação de laser de diodo e sua utilização no aprisionamento e estudo de átomos frios*, Tese de Doutorado, IFQSC-USP (1996).
- [18] K. M. F. Magalhães, *Medida do Tempo de Vida de Estados de Rydberg em Átomos Frios de ^{85}Rb* , Dissertação de Mestrado, IFSC-USP (1999).
- [19] D.N.B.P. Milori, *Caracterização de uma Armadilha Magneto-Óptica para Átomos de Sódio em Célula de Vapor*, Tese de Doutorado, IFSC-USP (1994).
- [20] A. M. Tuboy, *Estabilização de lasers de diodo para utilização em espectroscopia atômica*, Dissertação de Mestrado, IFQSC-USP (1990).
- [21] W. Demtröder, *Laser Spectroscopy*, 3rd Edition, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York (2003).

- [22] E. Arimondo, M. Inguscio, P. Violino, *Experimental determinations of the hyperfine structure in the alkali atoms*. Rev. Mod. Phys. **49**, (1977).
- [23] E. A. L. Henn, *Produção experimental de excitações topológicas em um condensado de Bose-Einstein*, Tese de Doutorado, IFSC-USP (2008).
- [24] D. V. Magalhães, *Desenvolvimento de uma fountain atômica para utilização como padrão primário de tempo*, Tese de Doutorado, IFSC-USP (2004).
- [25] J. F. Roch, K. Vigneron, Ph. Grelu, A. Sinatra, J.Ph. Poizat, Ph. Grangier, *Quantum Nondemolition Measurements using Cold Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett. **78**, 634 (1997).
- [26] U. D. Rapol, A. Wasan, V. Natarajan, *Loading of a Rb magneto-optic trap from a getter source*, Phys. Rev. A **64**, 023402 (2001).
- [27] L. Marcassa, V. Bagnato, Y. Wang, C. Tsao, J. Weiner, O. Dulieu, Y. B. Band, P. S. Julienne, *Collisional loss rate in a magneto-optical trap for sodium atoms: Light-intensity dependence*, Phy. Rev. A **47**, R4563 (1993).
- [28] J. Weiner, V. S. Bagnato, S. Zilio, P. S. Julienne, *Experiments and theory in cold and ultracold collisions*, Rev. Mod. Phys. **71**, 1 (1999).
- [29] D. Leonhardt, *Photoassociative Ionization of Ultra Cold Rubidium in a Magneto-Optic Trap* - PhD dissertation, University of Maryland, USA, (1995).