

Pedro Henrique Nantes Magnani

# **Armadilha Óptica de Dipolo para $^{88}\text{Sr}$**

São Carlos

2018

Pedro Henrique Nantes Magnani

## **Armadilha Óptica de Dipolo para $^{88}\text{Sr}$**

Trabalho apresentado para obtenção do título de mestre em física pelo programa de pós-graduação do Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos.

Universidade Federal de São Carlos – UFSCar

Departamento de Física – DF

Programa de Pós-Graduação

Orientador: Raul Celistrino Teixeira

São Carlos

2018



---

**Folha de Aprovação**

---

Assinaturas dos membros da comissão examinadora que avaliou e aprovou a Defesa de Dissertação de Mestrado do candidato Pedro Henrique Nantes Magnani, realizada em 28/02/2019:

---

Prof. Dr. Raul Celistrino Teixeira  
UFSCar

---

Prof. Dr. Emanuel Alves de Lima Henn  
USP

---

Prof. Dr. Leonardo Kleber Castelano  
UFSCar

# Agradecimentos

Aqui, quero expressar meus mais profundos agradecimentos, onde reconheço que cheguei no nível em que estou graças ao companheirismo e amizade de todas as pessoas que me acompanharam nesta jornada. Muito obrigado a todos vocês!

Agradeço à minha namorada Karina, que tem me acompanhado há quase 4 anos na presente data. Você nunca deixou de me ensinar algo novo, seja em relação a mim mesmo ou à interação com as pessoas ao meu redor. Eu e a Banguela estaremos sempre felizes em fazer parte de suas sessões de fotos ao ponto de lotar a galeria do seu celular por muito mais tempo, se você quiser também.

À minha família: meu pai, minha mãe, minha irmã e minha avó. Vocês nunca deixaram de me apoiar, me ajudando sempre que necessário e me amando de maneira única. Toda a base para eu começar a trilhar meu caminho foi sem dúvida graças a vocês.

Ao meu grupo de laboratório, composto por meu professor orientador Raul e meu companheiro de trabalho Pablo, ambos grandes amigos meus que me apresentaram uma física que não imaginei ser capaz de conhecer, também me ensinam coisas contraditórias mas que, por algum motivo, acabam se complementando: "Nunca confie em ninguém! Só no labbook e olhe lá! Tem que confiar é na Física.", "Acha, tenho certeza que era assim gente!". Também estendo aqui meus agradecimentos a todo nosso grupo de Sr: Klara (que foi uma ajuda gigantesca na obtenção de nossa primeira ODT!), Dilleys (que neste instante deve estar desfrutando dos ares gelados europeus), Rodrigo, Camila, Michelle, Dalila, Hans; aos já em uma nova fase da vida trabalhando em laboratórios diferentes: Paulo e Fagner; por último mas não menos importante, ao chefe do grupo, Philippe: se você não tivesse respondido meu primeiro e-mail sobre oportunidade e curiosidade sobre a pós-graduação, não teria tido a chance de começar este caminho.

Ao meu melhor amigo Mirto. Depois de 11 anos de amizade, você já me viu reclamar de tudo quanto é coisa, e comemorar tantas outras também. Que tenhamos muitas esfirras, chás gelados e filmes à nossa frente, meu amigo! Também a todos os meus amigos de São Carlos: Barretos, Carol, Amauri, Dora, Bixo, Take (ter morado com vocês foi algo que levo pra toda vida); Iann, Barba, Santiago, Blizzard (LDR é um time que não quero abandonar!), Japa, Jere e tantos outros que fizeram parte do meu dia a dia nesta cidade.

Agradeço à secretária da pós graduação do Departamento de Física da UFSCar, Heloísa, que me ajudou diversas vezes em quesitos burocráticos, até mesmo quando eu não sabia que precisava de ajuda. À equipe do Liepo, da oficina mecânica e todos demais funcionários pertencentes ao IFSC. Por fim, agradeço à UFSCar e à CAPES, por me proporcionarem tanto a oportunidade de estudo no nível de pós-graduação quanto a bolsa, o que tornou toda a pesquisa apresentada neste trabalho possível.



*"With all this extra stressin'  
The question I wonder is after death, after my last breath  
When will I finally get to rest? Through this suppression  
They punish the people that's askin' questions  
And those that possess, steal from the ones without possessions  
The message I stress: to make it stop, study your lessons  
Don't settle for less - even the genius asks-es questions  
Be grateful for blessings  
Don't ever change, keep your essence  
The power is in the people and politics we address  
Always do your best, don't let the pressure make you panic  
And when you get stranded  
And things don't go the way you planned it  
Dreamin' of riches, in a position of makin' a difference  
Politicians and hypocrites, they don't wanna listen  
If I'm insane, it's the fame made a brother change  
It wasn't nothin' like the game  
It's just me against the world"*

*2Pac*

*"We don't make mistakes, we have happy accidents. Each painting will teach you something, learn from it. As long as you learn from it, experience, then it's not wasted. It's only wasted when you accept it as failure. And we don't have any failures. In our world, we don't have failures, we have happy little accidents."*

*Bob Ross*



# Resumo

Nesta dissertação, apresentamos o estudo da interação luz-matéria através da construção e operação de um experimento de átomos frios. O objetivo para este trabalho foi obter uma armadilha óptica de dipolo para o elemento químico  $^{88}\text{Sr}$ , com o objetivo de estudar o espalhamento de luz num regime denso, isto é, uma amostra na qual a distância entre os átomos que compõe a nuvem é da ordem de  $1/\lambda^3$ , onde  $\lambda$  é o comprimento de onda da luz que ilumina a nuvem. Neste tipo de regime, as interações inter-atômicas não podem mais serem negligenciadas, e o espalhamento de luz passa a ter um comportamento coletivo, o qual ainda não é totalmente conhecido pela comunidade científica. Para chegar neste tipo de aprisionamento, passamos pela obtenção de armadilhas magneto-ópticas, que utilizam a alteração de momento que o átomo sofre devido à interação com um feixe laser em conjunto com um campo magnético quadrupolar, tanto na transição 461 nm (azul) quanto na 689 nm (vermelha). Conseguimos no fim obter uma armadilha óptica com uma densidade de 0,17 em unidades de  $1/\lambda^3$ , o que ainda não a caracteriza como regime denso. Este resultado, porém, é uma estimativa conservadora para nossa nuvem, sendo obtida através de uma medição para o tamanho da nuvem que provavelmente não condiz com a realidade. Já estamos em fase de otimização de todos os parâmetros, o que nos permite dizer que a amostra no regime denso é acessível ao nosso sistema, deixando nosso experimento às portas de uma física extremamente interessante, que é o estudo do espalhamento coletivo da luz.

**Palavras-chaves:** ODT. MOT. dipolo. Armadilha óptica.



# Abstract

In this work, we present the study of light and matter interaction through the building and operation of a cold atoms experiment. The motivation is to study light scattering in the dense regime, where this phenomenon becomes a collective effect, since the distance between atoms is such that inter-atomics effects must be considered (in terms of density, one could say that the sample belongs to the dense regime when its density is of the order of  $1/\lambda^3$ , where  $\lambda$  is the wavelenght) and also because scientific community hasn't fully understand it yet. To achieve such a regime, we use the luminous force that happens when an atom interacts with a laser beam. First we use the radiation pressure force to create a magneto-optical trap, and then use the dipolar force to create the final objective of this dissertation: the optical dipole trap. In the end, we have achieved an ODT sample with 0,17 density in  $1/\lambda^3$  unitys. Such density does not characterize the sample as a dense one, but the problems of such results are already being solved, making a dense sample perfectly accessible, which we can say it's a very good result for our first optica dipole trap ever. Now, the experiment is at the door of a far over interesting physics, which is the study of collective scattering of light.

**Key-words:** ODT. MOT. dipole.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>11</b>
<b>2</b>	<b>Teoria sobre interação luz-matéria</b>	<b>14</b>
2.1	Hamiltoniano do Sistema	14
2.2	Matriz e operador densidade	17
2.3	Equações Ópticas de Bloch	18
2.4	Forças Luminosas	23
<b>3</b>	<b>Aparato Experimental</b>	<b>25</b>
3.1	Esboço do experimento	25
3.1.1	O elemento químico $^{88}\text{Sr}$	27
3.2	Resfriando os átomos	29
3.3	Zeeman Slower	29
3.4	Melaço Óptico	32
3.5	MOT - Armadilha magneto-óptica	35
3.6	Limite Doppler de Resfriamento e Transições Atômicas	38
3.6.1	Sistema Azul	39
3.6.1.1	Imagem de absorção	41
3.6.2	Sistema Verde	43
3.6.3	Sistema Vermelho	44
3.7	MOTs obtidos	45
3.8	Bobinas de Compensação	50
<b>4</b>	<b>Armadilha Óptica de Dipolo</b>	<b>53</b>
4.1	Teoria da armadilha	53
4.1.1	Equivalência com o cálculo quântico	58
4.1.1.1	Taxa de espalhamento	58
4.1.1.2	Potencial Dipolar	59
4.2	Características da Armadilha	60
4.3	Aparato experimental e Resultados obtidos	63
<b>5</b>	<b>Conclusão</b>	<b>71</b>
	<b>Referências</b>	<b>74</b>

# Armadilha Óptica de Dipolo para $^{88}\text{Sr}$

Pedro Henrique Nantes Magnani

2018

# 1 Introdução

Entender a física que explique a natureza da luz e sua interação com a matéria não é um objetivo novo no meio científico. Desde o século XVII, com cientistas renomados como Newton e Huygens, experimentos quantitativos precisos já eram realizados para estudar a óptica. Com a matemática e dinâmica clássica desenvolvida por Newton, este conseguia explicar fenômenos como refração, reflexão e propagação retilínea da luz de maneira mecânica, o que favoreceu sua visão corpuscular sobre a luz (inclusive, em 1757, foi publicado seu artigo *Opticks*, onde considerações sobre o que hoje conhecemos por óptica geométrica foram feitas; estas, porém, não consideravam a natureza ondulatória da luz). Já no século XIX, com Maxwell e o advento de suas equações, foi possível a compreensão da luz como uma onda eletromagnética e, assim, um melhor entendimento dos fenômenos de difração e refração. (1)

Quando a luz incide em um meio material opaco, o espalhamento pelos diversos centros difusores do material faz com que a propagação da luz dentro da amostra não seja mais balística, mas difusiva. Podemos citar diversos exemplos do transporte difusivo da luz: luz atravessando uma névoa ou um pedaço de papel (2), estudos que falam sobre a compreensão da luz proveniente de nuvens gasosas além do sistema solar (3) ou sobre o processo de obter imagens de tecidos biológicos (4). Porém, entender a difusão da luz também depende de qual amostra se está utilizando.

Supondo uma determinada amostra, caso a distância entre os átomos desta seja maior do que o comprimento de onda  $\lambda$  da luz espalhada, cada átomo interage fracamente com a luz de seus vizinhos próximos, e a constante de difusão da luz é uma constante independente da densidade espacial ou geometria do sistema. No entanto, se a densidade da amostra é tal que a distância entre vizinhos próximos se torna menor do que  $\lambda$ , o espalhamento se torna intrinsecamente coletivo, pois os átomos a curtas distâncias interagem fortemente com o campo próximo uns dos outros (ou, se falarmos em termos de densidade, quando a densidade espacial da nuvem de átomos é da ordem de  $1/\lambda^3$ ). (5) (6) Isto é o que chamamos de regime denso, e o comportamento da luz espalhada por uma amostra em tal regime ainda não é totalmente conhecido pela comunidade científica, o que justifica a motivação para a pesquisa realizada em nosso grupo: estudar o espalhamento de luz num regime espacialmente denso para melhor compreender a interação luz-matéria.

Para realizar este estudo, e também para facilitar o processo de se chegar a uma amostra pertencente ao regime denso, utilizamos gases mono-atômicos frios, formados por átomos livres de um único elemento químico, graças a uma série de facilidades presentes: são livres de graus de liberdade vibro-rotacionais; permitem um alto grau de controle da amostra, possibilitando o acesso tanto ao regime espacialmente diluído quanto ao regime denso num mesmo sistema experimental (começar o aprisionamento num regime diluído é muito mais fácil, como veremos neste trabalho). Ainda, em baixas temperaturas (na ordem dos mK,  $\mu$ K), temos também a eliminação

da distribuição inhomogênea de frequências de transição, causadas pelo deslocamento Doppler das ressonâncias dos átomos individuais. Acontece que, para um gás a uma temperatura  $T$ , a velocidade quadrática média das partículas em uma direção qualquer é dada por  $v_{rms} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}$ , com  $k_B$  sendo a constante de Boltzmann e  $m$  sua massa atômica. Isso causa uma dispersão de frequência vista pelos átomos por conta do efeito Doppler, com largura  $\Delta_D = \omega_a \frac{v_{rms}}{c}$ . Sendo  $\Gamma$  a largura natural de uma transição dipolar óptica típica, temos comumente para gases frios  $\Delta_D \ll \Gamma$ .

Em nosso experimento, o elemento que utilizamos para criar nosso gás mono-atômico é o estrôncio (Sr), no caso, seu isótopo bosônico  $^{88}\text{Sr}$ . Tal elemento é um metal alcalino terroso, possuindo dois elétrons em sua camada de valência assim como propriedades marcantes não encontradas nos alcalinos (grupos que trabalham com metais alcalinos podem ser encontrados na literatura, como por exemplo Rb (7) e Na-K (8)): estados meta-estáveis, linhas de transição finas e estados fundamentais livres de qualquer momento magnético. (9) Graças à sua estrutura eletrônica, com transições finas e largas, o  $^{88}\text{Sr}$  nos permite criar armadilhas onde a nuvem aprisionada pode chegar a temperaturas inferiores a 1  $\mu\text{K}$ .

Para se conseguir uma amostra com tal temperatura, é necessário tanto desacelerar os átomos desejados quanto aprisioná-los numa determinada região para que o espalhamento possa ser feito da maneira como se deseja. Para resfriar (desacelerar) os átomos, utilizamos a técnica conhecida como resfriamento a laser. Ao interagir com o laser, o átomo sofre uma força luminosa que possui duas componentes: uma componente dissipativa e outra conservativa. A componente dissipativa recebe o nome de pressão de radiação, enquanto a componente conservativa é conhecida por força dipolar. (10)

Se considerarmos a pressão de radiação, esta causa uma alteração no momento dos átomos, a qual, se utilizada de maneira controlada, pode ajudar no processo de resfriamento dos mesmos. Este tipo de técnica recebe o nome de melaça óptica, e foi proposta por Schawlow e Hänsch em 1975 (11) e aperfeiçoada por Paul Lett et al em 1989 (12), sendo de grande importância para experimentos de átomos frios. A técnica da melaça óptica, aliada ao uso de campos magnéticos quadrupolares, permite não só resfriar, mas também confinar a nuvem atômica numa determinada região, o que recebeu o nome de armadilha magneto-óptica (13). Uma armadilha deste tipo utiliza transições atômicas entre os determinados estados de um átomo para que o processo de absorção e emissão de um fóton resulte na variação de momento esperada.

Após a criação de uma armadilha magneto-óptica, encontramos o objetivo final deste trabalho: a obtenção de uma armadilha óptica de dipolo e o estudo de suas principais características. Este tipo de armadilha é puramente óptica e utiliza a outra componente proveniente da força luminosa: a força dipolar, que possui caráter conservativo. O uso de tal armadilha permite a obtenção de uma amostras com densidades suficientes para estudar o espalhamento de luz no regime em que os vizinhos próximos estarão a uma distância média menor do que  $\lambda$ , isto é, no regime denso; logo a motivação por parte de nosso grupo em se obter este tipo de

amostra. Este tipo de pesquisa rendeu, inclusive, o prêmio Nobel de 2018 para Arthur Ashkin, que inventou as pinças ópticas para capturar partículas, átomos, moléculas e células vivas, onde obteve sucesso capturando bactérias vivas sem danificá-las.

Nesta dissertação, temos no capítulo 2 a explicação dos fenômenos básicos envolvendo a interação luz-matéria, que nos permitirá deduzir uma expressão para a força luminosa exercida nos átomos; no capítulo 3 explicamos o aparato experimental construído para a obtenção da armadilha óptica de dipolo e também apresentamos mais alguns conceitos relacionados ao uso dos fenômenos do capítulo anterior para se resfriar e aprisionar os átomos. Já no capítulo 4, apresentamos os conceitos e aspectos básicos que regem a armadilha óptica de dipolo em si, mostrando também o processo envolvido para obtê-la e algumas de suas características básicas. Por fim, apresentamos a conclusão, onde discutimos os resultados obtidos com a criação do experimento.

## 2 Teoria sobre interação luz-matéria

Neste capítulo, teremos uma discussão sobre princípios e conceitos mais gerais sobre a interação luz-átomo, visto que é a partir desta interação que conseguimos resfriar os átomos desejados, assim como aprisioná-los numa determinada região. Ao entendermos como funciona esse tipo de sistema (átomo + campo de radiação), podemos compreender os detalhes específicos da construção do nosso experimento.

### 2.1 Hamiltoniano do Sistema

O primeiro passo é entender como se dá o hamiltoniano de tal interação. Para simplificar esse estudo, começaremos de um caso tanto geral quanto simples. Consideremos o hamiltoniano de um átomo livre com um próton e um elétron:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_p^2}{2m_p} + \frac{\hat{p}_{el}^2}{2m_{el}} + V(|\vec{r}_p - \vec{r}_{el}|) \quad (2.1)$$

Com os termos de índice  $p$  representando o próton e os de índice  $el$  representando o elétron. O termo  $V(|\vec{r}_p - \vec{r}_{el}|)$  é o potencial coulombiano de interação entre o próton e o elétron. Com uma mudança de coordenadas, de modo a deixar o hamiltoniano como função da posição do centro de massa do sistema,  $\vec{R}$ , e da posição relativa do elétron e do próton,  $\vec{r}$ , temos:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_R^2}{2M} + \frac{\hat{p}_r^2}{2\mu} + V(\vec{r}) \quad (2.2)$$

Onde  $M = m_p + m_{el}$  e  $\mu = \frac{m_p m_{el}}{M}$ . Se, na região deste átomo, tivermos agora um campo de radiação eletromagnética, é necessário incluirmos a interação do átomo com a radiação incidente neste átomo. Caso o tamanho típico do átomo seja muito menor do que o comprimento de onda da radiação incidente, pode-se expandir o Hamiltoniano de interação em ordens sucessivas de aproximação (14); em ordem mais baixa, guardamos somente o termo de dipolo elétrico, que se escreve como:

$$\hat{H}'(t) = -\hat{\vec{d}} \cdot \vec{E} = e\hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t) \quad (2.3)$$

Onde  $\hat{\vec{d}} = -e\hat{r}$  é o operador momento de dipolo,  $\vec{E} = \vec{E}_0(R) \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t)$  o campo elétrico com amplitude  $|\vec{E}_0|(\vec{R})$  e  $k = |\vec{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$  o módulo do vetor de onda, com comprimento  $\lambda$ , cuja direção é determinada pela direção de propagação da luz. Note que, para a interação do átomo com luz visível, temos tipicamente comprimentos de onda da ordem de  $1 \mu\text{m}$ , enquanto que o tamanho típico de um átomo é dado pelo comprimento de Bohr,  $a_0 \simeq 0,5 \text{ \AA}$ . Desta

forma,  $a_0/\lambda \sim 10^{-4}$ , e a aproximação dipolar elétrica descrita logo antes se justifica. Assim, o hamiltoniano para o sistema que criamos toma a forma:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_R^2}{2M} + \frac{\hat{p}_r^2}{2\mu} + V(r) + e\hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \cos(\vec{k} \cdot \hat{R} - \omega t) \quad (2.4)$$

Onde encontramos dois hamiltonianos não perturbados, referentes um à coordenada  $R$  e outro à  $r$ :

$$\hat{H}_{0,R} = \frac{\hat{p}_R^2}{2M} \quad (2.5a)$$

$$\hat{H}_{0,r} = \frac{\hat{p}_r^2}{2\mu} + V(r) \quad (2.5b)$$

E um hamiltoniano perturbado  $\hat{H}'(t)$  dado por 2.3. Note que, por conta da perturbação  $\hat{H}'(t)$ , os operadores  $\hat{R}$  e  $\hat{r}$  estão acoplados, ou seja, temos um problema não mais tão simples de se resolver.

De forma a facilitar nosso estudo, faremos simplificações. Primeiro, vamos admitir que agora nosso átomo é um sistema de dois níveis ( fundamental  $|g\rangle$  e excitado  $|e\rangle$ ). Segundo, vamos desacoplar as escalas de variação do problema, ou seja, iremos olhar para os graus de liberdade que o envolvem de maneira separada. Para isso, além da justificativa de termos uma aproximação dipolar (o comprimento de onda da radiação que perturba nosso sistema é muito maior do que a distância relativa entre próton e elétron), também podemos interpretar que, neste problema, possuímos duas escalas de tempo. Uma é externa (relacionada ao próprio movimento do átomo, onde este pode mudar sua velocidade e, portanto, seu momento, etc) e outra interna. Nesta escala de tempo interna, consideramos o tempo de transição entre o estado fundamental e um excitado, o qual tem como variável uma taxa de decaimento dada por  $t_{dec} = \frac{1}{\Gamma}$ . O termo  $\Gamma$  se refere a algo conhecido como largura natural de transição: a largura espectral da linha de ressonância atômica, devida ao acoplamento entre a transição e os modos do vácuo da radiação eletromagnética quantizada. Dentro deste contexto, pode-se mostrar que a largura natural da transição a partir de um nível estável é o inverso do tempo de vida médio do nível excitado.

Se considerarmos, portanto, que a escala de tempo interna (relacionada ao tempo de decaimento) varia de uma maneira muito mais rápida que a externa (movimento do átomo), então podemos desacoplar as coordenadas  $R$  e  $r$ . Além disso, dado que o tamanho típico do átomo é muito menor do que a escala espacial de variação do campo elétrico, trocamos o operador posição do centro de massa pelo seu valor médio.  $R$ , neste caso, se torna uma variável clássica, um número real que, durante a evolução rápida das variáveis internas, será considerado constante. Em um segundo momento, calcularemos a dinâmica desta variável clássica como função do estado estacionário das variáveis internas. Ainda, a equação 2.5a pode ser desprezada por enquanto.



Considerando a energia do estado fundamental  $|g\rangle$  sendo nula, podemos admitir que nosso hamiltoniano não perturbado passa a ser:

$$\hat{H}_0 = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| \quad (2.6)$$

onde  $\omega_0$  é a frequência natural da transição entre o estado fundamental e o excitado, de diferença de energia  $\hbar\omega_0$ .

Assim, temos nosso hamiltoniano como:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| + e\hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t) \quad (2.7)$$

Mas podemos reescrever isso, se lembrarmos da relação de Euler, da seguinte maneira:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| + e\hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \left( \frac{e^{i(\Phi(R)-\omega t)} + e^{-i(\Phi(R)-\omega t)}}{2} \right) \quad (2.8)$$

Onde  $\Phi(R) = \vec{k} \cdot \vec{R}$  é a fase do campo elétrico.

Mais do que isso, também podemos representar um operador da seguinte maneira:

$$\hat{O} = \sum_m \sum_n \langle \psi_m | \hat{O} | \psi_n \rangle | \psi_m \rangle \langle \psi_n | \quad (2.9)$$

Onde, no nosso caso, para nosso operador de dois níveis  $\hat{H}'(t)$ :

$$\hat{H}'(t) = \langle g | \hat{H}'(t) | e \rangle | g \rangle \langle e | + \langle e | \hat{H}'(t) | g \rangle | e \rangle \langle g | \quad (2.10)$$

Se olharmos para o primeiro termo de 2.10, temos:

$$\langle g | \hat{H}'(t) | e \rangle = \langle g | e \hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \frac{e^{i(\Phi(R)-\omega t)}}{2} | e \rangle + \langle g | e \hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \frac{e^{-i(\Phi(R)-\omega t)}}{2} | e \rangle \quad (2.11)$$

Definimos a frequência de Rabi, que caracteriza a intensidade de acoplamento campo-átomo (dita a flutuação das populações no estado do nosso sistema de dois níveis), por:

$$\Omega = \frac{\langle g | e \hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) | e \rangle}{\hbar} \quad (2.12)$$

Notemos que, supondo que o campo elétrico  $\vec{E}_0$  é real, esta frequência é real também. Então nosso operador de interação toma a forma:

$$\hat{H}'(t) = \left( \frac{\hbar\Omega}{2} e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + \frac{\hbar\Omega}{2} e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t} \right) | g \rangle \langle e | + \left( \frac{\hbar\Omega}{2} e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + \frac{\hbar\Omega}{2} e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t} \right) | e \rangle \langle g | \quad (2.13)$$

E agora podemos reescrever o hamiltoniano de nosso sistema numa forma matricial:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\hbar\Omega}{2}(e^{-i\Phi(R)}e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)}e^{-i\omega t}) \\ \frac{\hbar\Omega}{2}(e^{-i\Phi(R)}e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)}e^{-i\omega t}) & \hbar\omega_0 \end{pmatrix}$$

## 2.2 Matriz e operador densidade

Um dos problemas em se discutir a interação luz-átomo enquanto utilizando função de onda está na discussão sobre a presença da emissão espontânea. Por conta da energia devida a este efeito, a coerência da função de onda do nosso átomo é perdida. E uma das consequências desta decoerência quântica é a adição do comportamento clássico ao sistema. Para que possamos incluir a emissão espontânea no nosso modelo preservando a discussão quântica, utilizamos uma generalização da função de onda para descrever o estado do nosso sistema, conhecida como matriz densidade. Para entendê-la, apresentamos primeiro o operador densidade, o qual para um estado puro (estado de um sistema quântico que pode ser descrito por uma única função de onda) pode ser definido como (15):

$$\rho = |\psi\rangle\langle\psi| \quad (2.14)$$

Para que o conteúdo físico do operador densidade seja visto de uma maneira melhor, é interessante denotar tal operador em sua forma matricial, ou seja, apresentar a matriz densidade, que possui elementos da forma:

$$\rho_{ij} = \langle i|\rho|j\rangle \quad (2.15)$$

Estamos fazendo tal análise usando um caso de estado puro, porém, a matriz densidade descreve o estado do sistema mesmo no caso mais geral, em que seu estado não é perfeitamente conhecido, não sendo mais possível representá-lo por uma função de onda.

Nesta matriz, os elementos da diagonal  $\rho_{ii}$  nos revelam a probabilidade do sistema estar num estado  $|i\rangle$ , e são chamados de populações deste determinado estado. Já os elementos da não-diagonal são as coerências, e dão informações relativas à fase e ao grau de coerência relativos de diferentes componentes da superposição dos estados. Para um sistema de dois níveis, tal qual o nosso, a matriz densidade pode ser escrita:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix}$$

Ainda, a evolução temporal dos elementos dessa matriz é da forma:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (2.16)$$

## 2.3 Equações Ópticas de Bloch

Olhando a matriz densidade obtida na seção anterior assim como para a equação 2.16, podemos obter a evolução temporal de cada um dos elementos  $\rho_{ij}$ . Trabalhando com o comutador do lado esquerdo de 2.16, chegamos nas seguintes relações:

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{eg} - \rho_{ge}) \quad (2.17a)$$

$$\frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \frac{\omega_0}{i} \rho_{ge} \quad (2.17b)$$

$$\frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{gg} - \rho_{ee}) + \frac{\omega_0}{i} \rho_{eg} \quad (2.17c)$$

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{ge} - \rho_{eg}) \quad (2.17d)$$

Fazendo uma transformação:

$$\rho'_{ge} = \rho_{ge} e^{-i\omega t} \quad (2.18a)$$

$$\rho'_{eg} = \rho_{eg} e^{i\omega t} \quad (2.18b)$$

Podemos reescrever as equações 2.17, fazendo uma aproximação onde termos dependentes de  $2\omega$  oscilam muito rapidamente e, por isso, podem ser desprezados. Esta aproximação é conhecida como aproximação de onda girante, do inglês *rotating wave approximation* (RWA), e é utilizada quando temos uma radiação eletromagnética próxima da ressonância da transição, além de um regime de baixa saturação; como queremos aproximar a teoria do que é medido, devemos realizar tal aproximação para interpretar somente termos que podem ser vistos numa escala maior do que um instante de tempo infinitesimal, ou seja, desprezamos os termos que, numa média temporal, vão a zero. Temos:

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho'_{eg} e^{-i\Phi(R)} - \rho'_{ge} e^{i\Phi(R)}) \quad (2.19a)$$

$$\frac{\partial \rho'_{ge}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) e^{-i\Phi(R)} - i\rho'_{ge} \delta \quad (2.19b)$$

$$\frac{\partial \rho'_{eg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho_{gg} - \rho_{ee}) e^{i\Phi(R)} + i\rho'_{eg} \delta \quad (2.19c)$$

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho'_{ge} e^{i\Phi(R)} - \rho'_{eg} e^{-i\Phi(R)}) \quad (2.19d)$$

Onde  $\delta = \omega - \omega_0$  é a dessintonia do laser com relação à frequência natural de ressonância entre os estados fundamental  $|g\rangle$  e excitado  $|e\rangle$ .

Agora, porém, precisamos adicionar a estas equações termos referentes à emissão espontânea. (10) Estes termos poderiam ser deduzidos se incluíssemos os modos do vácuo da radiação eletromagnética. Aqui, nos contentamos em incluir o resultado deste cálculo à mão nas equações. A partir disso, as equações 2.19 ficam:

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho'_{eg} e^{-i\Phi(R)} - \rho'_{ge} e^{i\Phi(R)}) + \Gamma \rho_{ee} \quad (2.20a)$$

$$\frac{\partial \rho'_{ge}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) e^{-i\Phi(R)} - i\rho'_{ge} \delta - \frac{\Gamma}{2} \rho'_{ge} \quad (2.20b)$$

$$\frac{\partial \rho'_{eg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho_{gg} - \rho_{ee}) e^{i\Phi(R)} + i\rho'_{eg} \delta - \frac{\Gamma}{2} \rho'_{eg} \quad (2.20c)$$

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (\rho'_{ge} e^{i\Phi(R)} - \rho'_{eg} e^{-i\Phi(R)}) - \Gamma \rho_{ee} \quad (2.20d)$$

E estas são as chamadas Equações Ópticas de Bloch (EOB), que nada mais são do que equações que regem a interação entre um sistema atômico de dois níveis com um campo elétrico. Fazendo agora a seguinte mudança de variáveis:

$$u = \frac{1}{2} (\rho'_{ge} e^{i\Phi(R)} + \rho'_{eg} e^{-i\Phi(R)}) \quad (2.21a)$$

$$v = \frac{1}{2i} (\rho'_{ge} e^{i\Phi(R)} - \rho'_{eg} e^{-i\Phi(R)}) \quad (2.21b)$$

$$w = \frac{1}{2} (\rho_{ee} - \rho_{gg}) \quad (2.21c)$$

Nossas EOB tomam agora a seguinte forma:

$$\dot{u}(t) = -\frac{\Gamma}{2} u(t) + \delta v(t) \quad (2.22a)$$

$$\dot{v}(t) = -\delta u(t) - \frac{\Gamma}{2} v(t) - \Omega w(t) \quad (2.22b)$$

$$\dot{w}(t) = \Omega v(t) - \frac{\Gamma}{2} - \frac{\Gamma}{2} w(t) \quad (2.22c)$$

As soluções estacionárias para estas equações podem ser encontradas se igualarmos as derivadas temporais a zero. Assim, encontramos:

$$u(t) = \frac{\delta}{\Omega} \frac{s}{1+s} \quad (2.23a)$$

$$v(t) = \frac{\Gamma}{2\Omega} \frac{s}{1+s} \quad (2.23b)$$

$$w(t) = -\frac{1}{2} \frac{1}{1+s} \quad (2.23c)$$

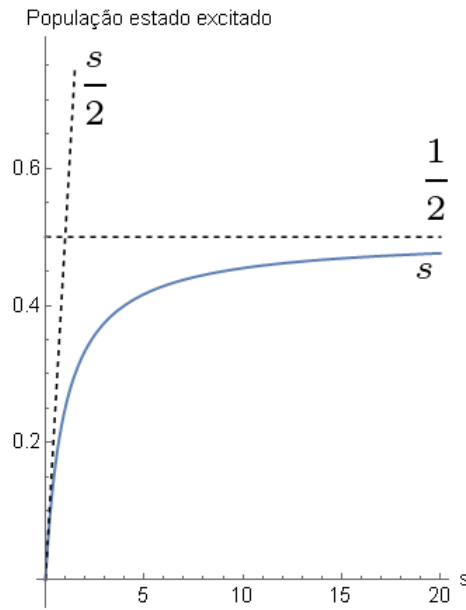


Figura 1: Gráfico da população do estado excitado em relação ao parâmetro  $s$ . As linhas pontilhadas representam os dois regimes limites da função.

Onde temos

$$s = \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.24)$$

Podemos agora fazer uma discussão acerca deste parâmetro, chamado de parâmetro de saturação. Se lembrarmos de 2.21c, assim como entender que  $\rho_{gg} + \rho_{ee} = 1$  (a soma das populações deve ser um inteiro pois o sistema necessita estar em um estado), então, somando ambas expressões, vemos que (já substituindo a solução estacionária encontrada para  $w(t)$ ):

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{s}{1+s} \quad (2.25)$$

E assim, podemos traçar um gráfico da população do estado excitado  $\rho_{ee}$  com relação ao parâmetro  $s$ , o qual pode ser visto na figura 1. Vemos que a curva possui um comportamento assintótico, com saturação se aproximando do valor  $\rho_{ee} = 0.5$ . Com isso, ganhamos a interpretação de  $s$ : um parâmetro de saturação de nosso sistema, onde se estivermos numa situação em que  $s \ll 1$ , então teremos um regime linear desta curva e no caso  $s \gg 1$ , então teremos um regime onde a população do estado excitado fica saturada num determinado valor. Ou seja, para  $s \ll 1$ , nosso sistema pode ser considerado no estado  $|g\rangle$ , enquanto para  $s \gg 1$ ,  $\frac{|e\rangle+|g\rangle}{\sqrt{2}}$ .

Podemos, ainda, realizar outra análise. Se estivermos num regime de baixa saturação ( $s \ll 1$ ), vemos que  $\rho_{ee} \approx s/2$ , ou seja:

$$\rho_{ee} = \frac{1}{2} \frac{\Omega^2/2}{\delta^2 + \Gamma^2/4} \quad (2.26)$$

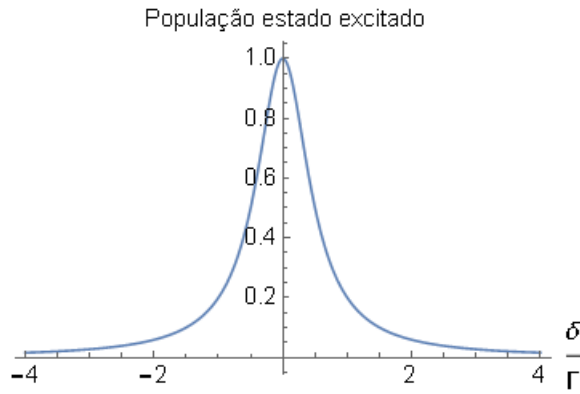


Figura 2: Gráfico da população do estado excitado em relação ao parâmetro normalizado  $\delta/\Gamma$ , em unidades de  $\Omega^2/\Gamma^2$ , no caso em que  $s \ll 1$ .

E, fatorando o termo  $\Gamma^2/4$ , chegamos em:

$$\rho_{ee} = \frac{\Omega^2}{\Gamma^2} \frac{1}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.27)$$

A qual será máxima quando o termo  $4\delta^2/\Gamma^2$  for nulo, ou seja, quando estivermos em ressonância, visto que  $\delta = \omega - \omega_0$ . Dito isso, podemos traçar novamente a curva da população do estado excitado, mas desta vez com relação à dessintonia  $\delta$ . Na figura 2 vemos o comportamento de tal curva quando traçamos em relação aos fatores normalizados  $\Omega/\Gamma$  e  $\delta/\Gamma$ .

Analisando o comportamento dado, vemos também que o ponto de meia altura se dá quando  $\delta = \pm \frac{\Gamma}{2}$ , o que implica numa largura total  $\Gamma$ . Assim, podemos interpretar o parâmetro  $\Gamma$  como a largura natural da transição que estamos estudando (visto que existe a dependência da frequência de ressonância  $\omega_0$ ). Podemos ainda apresentar o gráfico do comportamento da população do estado excitado para diferentes frequências de Rabi, a qual pode ser vista na figura 3. Nela, vemos que a partir de valores muito altos para  $\Omega$ , a largura da curva também aumenta. Ou seja, conforme uma maior frequência de Rabi, maior o tempo necessário para que o átomo decaia de seu estado excitado para o estado fundamental, atingindo, em certo ponto, um regime de saturação. A partir da equação 1.26, podemos mostrar que a largura da curva à meia-altura, no caso geral, é dada por  $\sqrt{\Gamma^2 + 2\Omega^2}$ .

Reescrevendo o parâmetro de saturação  $s$  de uma nova maneira:

$$s = \frac{s_0}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.28)$$

Onde  $s_0 = 2\Omega^2/\Gamma^2$  nada mais é do que nosso parâmetro de saturação em ressonância. Tal parâmetro nos ajuda a convergir prática e teoria em nosso experimento. Se reescrevermos o parâmetro  $s_0$  como função dos termos da frequência de Rabi, encontramos:

$$s_0 = \frac{2\langle d \rangle^2 E_0^2}{\Gamma^2 \hbar^2} \quad (2.29)$$

Com  $\langle d \rangle$  o valor médio do elemento de matriz do momento de dipolo  $d = \langle g | e\vec{r} | e \rangle$

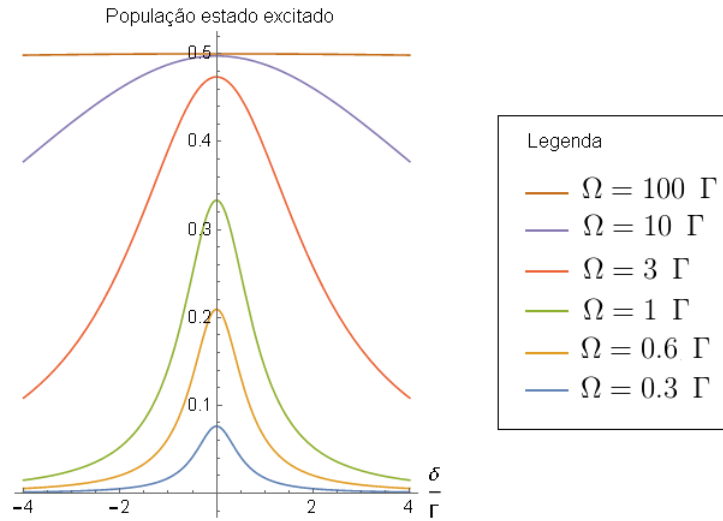


Figura 3: Gráfico da população do estado excitado em relação à dessintonia, porém com diferentes valores para  $\Omega$  em unidades de  $\Gamma$ .

Mas, lembrando que a intensidade da radiação pode ser escrita como:

$$I = \frac{E_0^2}{2\mu_0 c} \quad (2.30)$$

Onde  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética e  $c$  a velocidade da luz, ambos os termos considerados no vácuo.

Podemos então deixar  $s_0$  como função da intensidade do feixe:

$$s_0 = \frac{I}{I_{sat}} \quad (2.31)$$

Onde temos  $I_{sat} = \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{4\mu_0 c \langle d \rangle^2}$  como nossa intensidade de saturação, a qual é possível de se calcular para cada transição relevante do elemento trabalhado. Para isso, usamos a seguinte igualdade (16):

$$d^2 = \frac{3\pi\epsilon_0 \hbar \Gamma}{k^3} \quad (2.32)$$

Onde  $\epsilon_0$  é a constante de permissividade no vácuo e  $k = \frac{\omega_0}{c}$  é nosso vetor de onda.

Temos, substituindo o vetor de onda:

$$I_{sat} = \frac{\hbar \Gamma \omega_0^3}{12\pi c^2} \quad (2.33)$$

Ou seja, agora temos o novo parâmetro  $I_{sat}$  com dependência de fatores relacionados à transição estudada. Assim, conseguimos calcular qual intensidade de nosso feixe fará tal transição ficar saturada e, portanto, conseguir trabalhar no regime desejado. Para o estrôncio-88, elemento que utilizamos em nosso laboratório, temos duas transições de interesse: a azul,

de comprimento de onda  $\lambda_{azul} = 461$  nm e largura  $\Gamma = 2\pi \times 30,5$  MHz, e a vermelha, de comprimento de onda  $\lambda_{verm} = 689$  nm e largura  $\Gamma = 2\pi \times 7,6$  kHz. Com tais informações, conseguimos calcular a intensidade de saturação para cada transição, conseguindo  $I_{sat,azul} = 40,74$   $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  e  $I_{sat,verm} = 3,04$   $\mu\text{W}/\text{cm}^2$  para azul e vermelha, respectivamente. Mais do que isso, vemos também que se aumentarmos a intensidade do feixe laser incidente, então a curva de saturação também se alarga (o que implica numa maior população no estado excitado), neste caso podemos interpretar o alargamento da curva como um alargamento por potência.

## 2.4 Forças Luminosas

Para deduzir a força que a luz exerce nos átomos (10), faremos uso do teorema de Ehrenfest, o qual diz que o valor esperado de um operador deve corresponder ao comportamento de sua contraparte clássica, assim:

$$\vec{F} = \langle \hat{F} \rangle = \frac{d\langle \hat{p} \rangle}{dt} \quad (2.34)$$

Sabendo que a evolução temporal do valor médio de um operador quântico é dada por  $\frac{d\langle \hat{A} \rangle}{dt} = \frac{i}{\hbar} \langle [\hat{H}, \hat{A}] \rangle$  e que o comutador entre o hamiltoniano e o momento é  $[\hat{H}, \hat{p}] = i\hbar \vec{\nabla}_R \hat{H}$ , temos que:

$$\vec{F} = -\langle \vec{\nabla}_R \hat{H} \rangle \quad (2.35)$$

Como queremos calcular a força proveniente da luz, utilizaremos o hamiltoniano de interação  $\hat{H}'(t)$  nesta equação. Da equação 2.13, temos, ao calcular a média da derivada espacial com relação à posição do átomo, o seguinte resultado:

$$\begin{aligned} \langle \vec{\nabla}_R \hat{H}'(t) \rangle = \hbar \vec{\nabla}_R \Omega \frac{(e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t} + e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t})}{2} (\rho_{eg} + \rho_{ge}) \\ + i\hbar \Omega \vec{\nabla}_R \Phi(R) \frac{(e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t} - e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t})}{2} (\rho_{eg} + \rho_{ge}) \quad (2.36) \end{aligned}$$

A partir deste resultado, lembrando das substituições 2.18 e que termos com oscilações muito rápidas ( $\rho'_{eg} e^{-2i\omega t}$  e  $\rho'_{ge} e^{2i\omega t}$ ) são desprezados, assim como das mudanças de variáveis 2.21, chegamos numa expressão para a força da forma:

$$F = -\hbar \vec{\nabla}_R \Omega u(t) + \hbar \Omega \vec{\nabla}_R \Phi(R) v(t) \quad (2.37)$$

O segundo termo da direita nesta equação representa a força dissipativa:

$$F_{dissipativa} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.38)$$



Percebemos que ela depende do momento do fóton  $\hbar\vec{k}$  multiplicado por algo que pode ser simplificado como  $\Gamma\rho_{ee}$ , o qual pode ser interpretado como uma taxa de absorção do fóton pelo átomo; esta força é comumente conhecida como força de pressão de radiação e será importante para a explicação no capítulo 3 desta dissertação, onde explicaremos como seu uso é útil no processo de obtenção das armadilhas magneto-ópticas, a fim de resfriar os átomos.

Já o primeiro termo da direita de 2.37 representa a força dipolar, dada por:

$$F_{dipolar} = -\hbar\delta \frac{\vec{\nabla}_R E_0(R)}{E_0(R)} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (2.39)$$

Em ambas as equações, consideramos que a força age numa escala de tempo muito menor quando comparada com as interações interpretadas em  $u(t)$  e  $v(t)$ . Por isso, podemos substituir em tais termos as soluções estacionárias encontradas em 2.23.

A força dipolar é utilizada na armadilha óptica de dipolo por seu caráter conservativo, onde conseguimos aprisionar os átomos com este efeito puramente óptico. Para demonstrar este comportamento, iremos mostrar que ela deriva de um potencial. Supondo a equação 2.39, podemos fazer um processo de fatoração:

$$\begin{aligned} F_{dipolar} &= -\hbar\delta \frac{\vec{\nabla}_R E_0(R)}{E_0(R)} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2} = -\hbar\delta \frac{\vec{\nabla}_R E_0(R)}{E_0(R)} \frac{s}{1 + s} \\ &= -\hbar\delta \frac{\vec{\nabla}_R E_0(R)}{E_0(R)} \frac{I/I_{sat}}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \frac{2}{2(1 + s)} = -\frac{\hbar\delta}{2} \vec{\nabla}_R E_0(R) \frac{2 \left( \frac{E_0(R)}{\mu_0 c} \right) / I_{sat}}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \frac{1}{1 + s} \\ &= -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{1}{1 + s} \vec{\nabla}_R \left( \frac{\left( \frac{E_0^2(R)}{\mu_0 c} \right) / I_{sat}}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \right) = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{1}{1 + s} \vec{\nabla}_R \left( \frac{I(R)/I_{sat}}{1 + 4\delta^2/\Gamma^2} \right) = -\frac{\hbar\delta}{2} \frac{1}{1 + s} \vec{\nabla}_R [s(R)] \end{aligned}$$

O que nos leva a:

$$F_{dipolar} = -\frac{\hbar\delta}{2} \vec{\nabla}_R [\ln(1 + s(R))] \quad (2.40)$$

Para a força dipolar ser conservativa, devemos ter  $F_{dipolar} = -\vec{\nabla}_R V_{dip,q}$ . Logo:

$$V_{dip,q} = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s(R)) \quad (2.41)$$

Portanto, provamos o caráter conservativo da força dipolar. O índice  $q$  no potencial serve para indicar que este potencial foi encontrado considerando-se um cálculo quântico, pois estamos num regime semi-clássico. Mais a frente, no capítulo 4 desta dissertação, faremos a demonstração do cálculo num regime totalmente clássico, onde após isso desejamos demonstrar a equivalência de ambas as equações encontradas para este potencial.

## 3 Aparato Experimental

### 3.1 Esboço do experimento

Nosso experimento se divide em duas seções: a do forno e a da câmara de ciência; tal divisão pode ser vista na figura 4 e esta ajudará na compreensão sobre como nosso aparato funciona. Desejamos resfriar átomos, inicialmente a 823 K, até  $1,5 \mu\text{K}$  na primeira etapa da armadilha magneto óptica de nosso experimento, podendo ir adiante em futuras etapas, como na própria armadilha óptica de dipolo, permitindo que um estudo mais refinado do espalhamento de luz por átomos frios possa ser realizado no futuro.

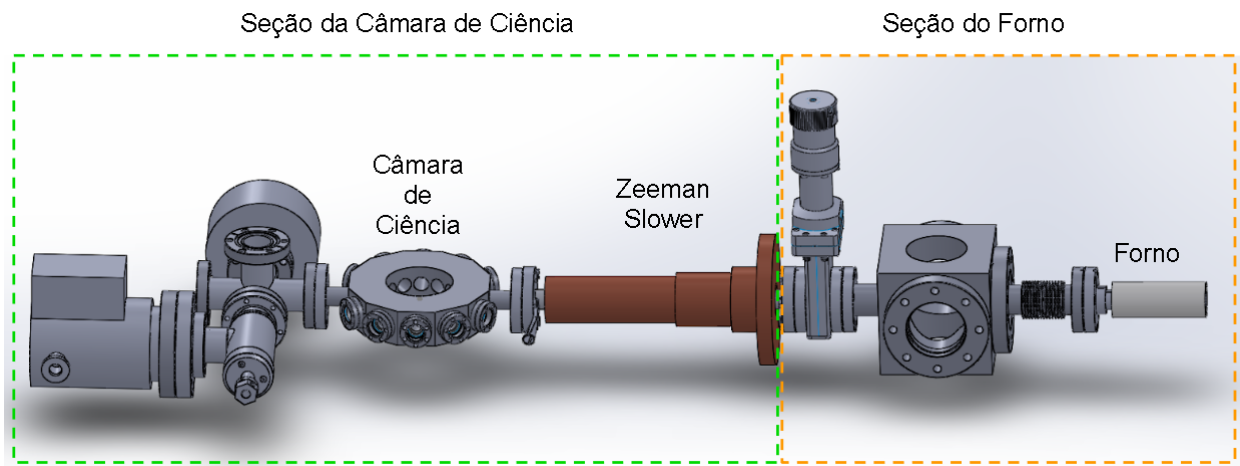


Figura 4: Esquemático do experimento, detalhando suas seções e respectivos aparatos.

Fonte: do autor

Começando pela seção do forno, o aparato que dá nome a esta seção é composto por um tubo de aço inoxidável contendo estrôncio metálico aquecido por um conjunto de resistências. Aqui, temos o início do processo de criação de um feixe atômico colimado. Este tubo possui, na extremidade em direção à câmara de ciência, micro-tubos (feitos a partir de agulhas comerciais de diâmetros interno e externo iguais a  $130 \mu\text{m}$  e  $300 \mu\text{m}$  respectivamente (17)) que servem como um colimador para o gás atômico criado a partir da sublimação do estrôncio. Para que essa sublimação seja possível, três resistências esquentam diferentes partes do forno: uma nos micro-tubos (operando a 2 A com  $11,8 \Omega$ ), uma segunda na outra extremidade do forno (a 3,04 A com  $3,1 \Omega$ ) e uma terceira enrolada em todo o aparato (1 A e  $13,8 \Omega$ ) onde medimos, respectivamente,  $562 \text{ }^\circ\text{C}$ ,  $553 \text{ }^\circ\text{C}$  e  $524 \text{ }^\circ\text{C}$ . O forno é embrulhado em lã de vidro e papel alumínio, com o objetivo de diminuir perdas térmicas, reduzindo a potência necessária em tal sistema para se atingir altas temperaturas. O vapor de estrôncio obtido escapa pelos micro-tubos, criando um feixe atômico colimado com uma velocidade média de 484 m/s.

Nesta seção, também temos um cubo com janelas em suas faces laterais para implemen-

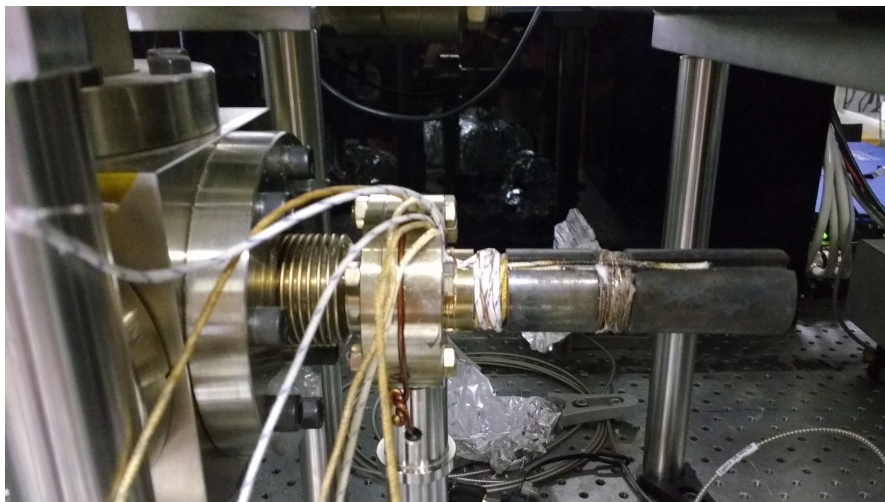


Figura 5: Foto do tubo metálico do qual o forno é constituído.

Fonte: do autor

tação de uma eventual melaça óptica, a qual utiliza da força resultante de átomos iluminados por um feixe laser para mudar o momento destes átomos e reduzir sua velocidade (tal mecanismo será explicado de maneira detalhada mais adiante no texto). Ainda, há uma válvula pneumática (não indicada na figura 4), a qual funciona a partir de um sinal eletrônico, que bloqueia o fluxo de átomos. Esta válvula é importante para interromper o fluxo de átomos rápidos para a câmara principal uma vez que nossa nuvem esteja aprisionada, evitando assim a perda de átomos por colisões com átomos quentes. Também não representada na figura, temos uma bomba iônica de vácuo, com o objetivo de manter o vácuo do nosso sistema. Aplicando uma alta tensão (cerca de 3000 V) conseguimos ionizar qualquer elemento não desejado, cujo íon positivo acaba sendo atraído pelo ânodo da bomba e fica ligado a este eletrodo, diminuindo a pressão do sistema para  $7,4 \times 10^{-10}$  mbar e  $2,7 \times 10^{-9}$  mbar em diferentes partes do experimento. Por último, temos uma válvula manual (ao lado do cubo, na figura) que separa a seção do forno da seção da câmara. Este tipo de separação traz a segurança de que, caso algo aconteça com qualquer uma das seções, a outra pode ser rapidamente separada sem que todo o trabalho de obtenção do vácuo seja perdido.

Já na seção da câmara de ciência, temos o aparato conhecido como desacelerador Zeeman, representado na figura logo no início desta seção; através da força de pressão de radiação, este aparato é utilizado para resfriar o feixe atômico para velocidades consideravelmente mais baixas, as quais acabam num regime que possibilita a captura dos átomos na câmara de ciência. Este último é o aparato central desta seção, onde o experimento de fato acontece. Continuando com a utilização da pressão de radiação, os átomos são ainda mais resfriados e, por fim, aprisionados no centro geométrico da câmara. Nesta seção também possuímos uma segunda bomba iônica de vácuo, permitindo que nosso sistema continue no regime de ultra-alto vácuo, designado por pressões menores que  $10^{-9}$  mbar; assim como uma janela de safira na extremidade esquerda do nosso experimento (eixo horizontal da figura, determinado pela reta que liga o forno, o desacelerador Zeeman e o centro da câmara de ciência), a qual serve como acesso para o feixe laser

utilizado para resfriar os átomos através do desacelerador Zeeman. Sobre esta seção, há ainda um evento importante que ocorreu durante este trabalho e que deve ser mencionado: a troca da câmara de ciência em si.

No fim do ano de 2017, nós decidimos trocar a câmara de ciência por um novo modelo (o mostrado no esquemático da figura 4). A justificativa para tal troca é que devido à nova geometria desta câmara (dodecágono), conseguimos inúmeras vantagens. Um maior acesso óptico e, conseqüentemente, uma maior liberdade para caminhos ópticos a serem escolhidos foram obtidos, visto que esta nova câmara possui um número maior de janelas do que a anterior. Também há a vantagem desta ser consideravelmente menor, permitindo um maior espaço físico para que conseguíssemos colocar as mãos nos componentes necessários (espelhos e lentes, por exemplo), assim como aproximar as novas bobinas criadas para o experimento do centro geométrico da câmara (que nos trouxe vantagens como o uso de uma corrente muito menor: enquanto no modelo anterior as bobinas operavam em aproximadamente 30 A, hoje as novas bobinas operam a 4,54 A). Ainda, as janelas desta nova câmara possuem um revestimento antirrefletor bem melhor do que a anterior. Como esta troca da câmara de ciência resultou em toda uma mudança na geometria empregada em nosso experimento, diversos itens tiveram de ser refeitos e/ou modificados. Nas próximas sessões, todas estas mudanças serão mostradas e explicadas, mas cabe aqui a discussão sobre o primeiro processo realizado na etapa da construção: o *baking*.

Basicamente, este processo consiste em aumentar a temperatura do sistema durante algumas semanas, ajudando a sublimar impurezas que podem eventualmente ter condensado nas paredes do interior do experimento, o que implica em conseguir uma pressão consideravelmente menor. Uma consequência positiva do *baking* é uma importante redução no tempo necessário para se atingir o vácuo. Considerando um sistema onde um sólido difunde um gás continuamente, a constante de difusão  $D$  é uma função da energia de ativação térmica  $E_D$ , sendo dada por (18):

$$D = D_0 e^{-\frac{E_D}{k_B T}} \quad (3.1)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann.

Como temos uma dependência exponencial na temperatura, e considerando também a relação da difusão com a taxa de difusão que o sólido apresenta ( $D_0$ ), temos então uma indicação de que um leve aumento na temperatura pode significar uma mudança drástica no tempo necessário para que o sistema todo seja limpo.

O *baking*, portanto, é um método eficaz pois as baixas pressões mencionadas anteriormente foram obtidas graças a este processo.

### 3.1.1 O elemento químico $^{88}\text{Sr}$

Também importante para a discussão é o elemento químico que utilizamos, visto que cada átomo possui suas transições atômicas específicas e cabe a cada equipe escolher com qual



Figura 6: Foto de toda a seção da Câmara de Ciência durante o processo de *baking*.

Fonte: do autor

elemento deseja trabalhar. Em nosso laboratório, utilizamos o estrôncio, mais especificamente seu isótopo mais abundante, o estrôncio-88 ( $^{88}\text{Sr}$ ). O estrôncio é um metal alcalino terroso e, por isso, possui dois elétrons na sua camada de valência, o que permite estados singletos (com spin total igual a 0) e tripletos (spin total igual a 1). Além disso, o  $^{88}\text{Sr}$  é um isótopo bosônico (possui spin inteiro), que não possui estrutura hiperfina e com momento magnético total do estado fundamental nulo ( $J = 0$ ). Na figura a seguir, temos as transições atômicas e os estados do  $^{88}\text{Sr}$ :

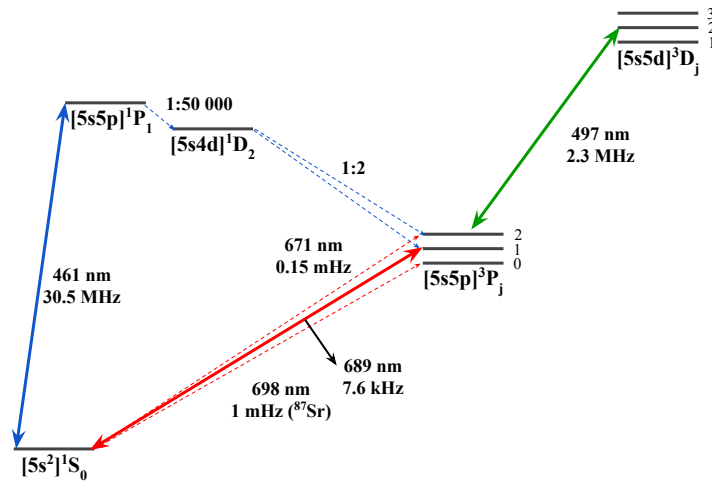


Figura 7: Níveis de energia e linhas de transição para  $^{88}\text{Sr}$  relevantes para nosso experimento. Nela, níveis de energia com uma única linha representam estados singletos, enquanto os outros, estados tripletos.

Fonte: (17) e (9), com modificações

As principais linhas de transição para nosso elemento são as 461 nm (azul), com largura natural  $\Gamma = 30,5$  MHz, 689 nm (vermelha), com  $\Gamma = 7,6$  kHz e a 497 nm (verde), usada para o re-bombeamento, que será tratado mais adiante. Tanto a intensidade da força que age nos

átomos quanto sua temperatura atingida dependem de  $\Gamma$  e tal termo também será discutido nas próximas seções.

## 3.2 Resfriando os átomos

Precisamos fazer com que átomos a grandes velocidades sejam resfriados a ponto de conseguirmos aprisioná-los numa determinada região. Para que isso aconteça, uma interação em que o átomo perca energia, de forma a reduzir sua velocidade e, conseqüentemente, sua temperatura, é necessária. Ou seja, precisamos que a interação tenha um caráter dissipativo. Assim, utilizamos a força de pressão de radiação encontrada no capítulo anterior. Podemos reescrever tal equação como sendo da forma:

$$\vec{F}_{dissipativa} = \hbar \vec{k} \gamma \quad (3.2)$$

Com

$$\gamma = \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + \left( \frac{2(\delta - \vec{k} \cdot \vec{v})}{\Gamma} \right)^2} \quad (3.3)$$

Que é a taxa de absorção do fóton pelo átomo, lembrando que  $\delta = \omega_L - \omega_0$  é a dessintonia do nosso laser e  $s_0 = \frac{I}{I_{sat}}$  nosso parâmetro de saturação em ressonância. O termo  $\vec{k} \cdot \vec{v}$ , onde  $\vec{v}$  é a velocidade do átomo, tem relação com o efeito Doppler visto pelo mesmo, isto é, se considerarmos o fóton viajando no sentido oposto ao átomo, aquele será visto por este com uma frequência maior do que a enviada, enquanto se considerarmos o mesmo sentido, será visto com uma frequência menor.

Imaginando uma situação em que um fóton de momento  $\vec{p}_f = \hbar \vec{k}$  incide num átomo, então, quando a absorção ocorre, isso significa que o átomo sofrerá um recuo em seu momento de mesma magnitude. Se, considerando um processo contínuo, utilizarmos este efeito de maneira eficiente, então o efeito de resfriamento começará a ocorrer. Vemos assim que o parâmetro  $\gamma$  pode ser interpretado como a taxa de absorção de fótons. Após absorver um fóton e permanecer no estado excitado, temos que, relacionada à taxa de decaimento, haverá uma emissão espontânea. Se o átomo emite um fóton (este com um novo momento  $\vec{p}'_f = \hbar \vec{k}' \neq \vec{p}_f$ ), então ele sofrerá um novo recuo relativo a  $\vec{p}'_f$ . Porém, a emissão é um efeito isotrópico, e assim, se fizermos uma média desse novo recuo, veremos que sua contribuição para o momento total do fóton é nula e portanto ele não aparece na expressão da força média deduzida anteriormente.

## 3.3 Zeeman Slower

Localizado logo no início da seção da câmara de ciência (vide figura 4), o desacelerador Zeeman (ZS, sigla para o nome em inglês *Zeeman Slower*) é o primeiro aparato do experimento

a efetivamente resfriar os átomos. Como o próprio nome sugere, este aparato utiliza o efeito Zeeman nos níveis de energia para desacelerar os átomos. Considerando o mesmo efeito mencionado na seção anterior (do recuo sofrido no momento do átomo pelo processo de absorção-emissão contínuo), vemos que, após um número considerável de absorções, a velocidade do átomo será diferente da inicial, o que implica em uma mudança no efeito Doppler sofrido por este e, como consequência, a frequência do laser enviado passa a ficar cada vez mais longe da ressonância.

Seguindo a equação 3.2, vemos que esta, quando atingirmos um regime de alta saturação, onde temos  $s_0 \gg 1$ , chega num valor máximo dado por  $\vec{F}_{máx} = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2}$ . Podemos então dizer que a magnitude máxima da desaceleração sofrida pelos átomos é de (19):

$$a_{resf} = \hbar k \frac{\Gamma}{2m} \quad (3.4)$$

onde  $m$  é a massa dos átomos que se deseja desacelerar.

No caso, conseguimos calcular a aceleração de resfriamento para cada transição do estrôncio importante para nós, obtendo  $a_{resf,azul} = 9,47 \times 10^5 \text{ m/s}^2$  para a azul e  $a_{resf,verm} = 157,95 \text{ m/s}^2$  para a vermelha. Supondo que estamos sempre na condição de máxima força, podemos encontrar uma velocidade dependente da posição  $v(x)$ :

$$v(x) = \sqrt{v_0^2 - 2a_{resf}x} \quad (3.5)$$

Com  $v_0$  sendo a velocidade inicial com que os átomos entram no aparato. Para garantir, a partir desta equação, que a absorção seja contínua enquanto a velocidade do átomo varia, precisamos encontrar uma forma de mantê-lo sempre em ressonância. Mudar a frequência da luz não é uma solução, visto que o fluxo contínuo de átomos saindo do forno faz com que, num dado instante, existam átomos rápidos saindo ao mesmo tempo em que os mais à frente já vão frios. A solução empregada é aplicar um campo magnético que também dependa da posição  $x$ .

Acontece que quando temos uma interação átomo-campo magnético, tal qual o que acontece com o campo elétrico, nosso hamiltoniano de interação toma a forma:

$$H_{mag} = -\mu B \quad (3.6)$$

onde  $\mu$  é o momento magnético do átomo na direção do campo magnético.

O momento magnético do átomo consiste de duas componentes: eletrônica e nuclear. Porém, se um átomo possui somente um momento angular orbital  $\vec{L}$  e momento angular de spin  $\vec{S}$ , então a componente nuclear pode ser desprezada, que é o caso dos isótopos bosônicos do estrôncio (84, 86 e 88). Assim, tendo que o momento angular eletrônico de um átomo como esse pode ser escrito como  $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ , podemos chegar numa expressão para o hamiltoniano de interação da forma (20):

$$H_{mag} = -\mu_B g_J m_J B \quad (3.7)$$

com  $\mu_B$  sendo o magneton de Bohr,  $g_J$  o fator de Landé e  $m_J$  o número quântico associado ao momento magnético na direção do próprio campo.

Com tal hamiltoniano dependendo do número quântico  $m_J$ , vemos que a energia de tal sistema sofre uma mudança caso existam diferentes números quânticos num mesmo nível (caso degenerado). Num átomo de dois níveis, considerando o nível fundamental com momento magnético nulo,  $J = 0$ , e excitado com  $J = 1$ , vemos que o nível fundamental não apresenta subníveis magnéticos, mas o nível excitado sim, com 3 subníveis degenerados de  $m_J = -1, 0$  e  $1$ . Assim, se a energia para cada subnível muda, logo, a frequência de ressonância para cada um destes subníveis também muda. Se escolhermos um campo magnético que varie com a posição, ou seja,  $\vec{B} = B_0(x)\hat{x}$ , então a quebra na degenerescência também terá tal dependência espacial. Desta forma, a condição de ressonância é modificada para incluir não somente o efeito Doppler, mas também o efeito Zeeman, na forma:

$$\omega_0 + \frac{\mu_B B(x)}{\hbar} = \omega_L + kv(x) \quad (3.8)$$

Que resulta, substituindo 3.5:

$$B(x) = \frac{\hbar}{\mu_B} \left( \delta + k\sqrt{v_0^2 - 2a_{resf}x} \right) \quad (3.9)$$

Assim, podemos obter a forma desejada para o campo magnético  $B(x)$  que manterá os átomos sempre em ressonância. Dessa maneira, podemos utilizar o efeito Zeeman para compensar o efeito Doppler visto pelo átomo durante todo o aparato, nos permitindo então manter o laser a uma frequência fixa e garantir o processo de absorção desde as altas velocidades dos átomos no início do ZS até os átomos com velocidade reduzida ao final do mesmo. Este é um perfil teórico, calculado num regime em que consideramos o parâmetro de saturação muito alto. Para que não ocorra perda de átomos durante este resfriamento, o desacelerador Zeeman montado considera uma variação mais lenta do campo magnético no espaço, tornando a exigência de saturação menos restrita.

Em nosso experimento, o desacelerador Zeeman é composto por uma bobina construída a partir de um fio de cobre com seção transversal retangular, com dimensões 5 mm por 1 mm, e um feixe laser com ressonância na transição azul utilizado para resfriar o feixe atômico. A bobina é dividida em seis seções, separadas pelo número de camadas cada uma (95, 35, 12, 11 e 8; onde a inicial de 95 camadas se situa logo na divisão entre as duas partes do experimento) e assim garantimos um campo magnético dependente da posição. Com este aparato, a velocidade do feixe atômico é reduzida, com a média da mesma passando de 484 m/s iniciais (velocidade térmica média, calculada a partir da temperatura medida do forno) para dezenas de m/s ao fim do mesmo. (17) Na figura 9, vemos o comportamento do campo magnético do desacelerador Zeeman como função da posição, já um gráfico de uma simulação feita para o comportamento de átomos com diferentes velocidades iniciais em relação à sua posição, considerando os parâmetros de nosso experimento, pode ser visto na figura 10. Com velocidades consideravelmente mais



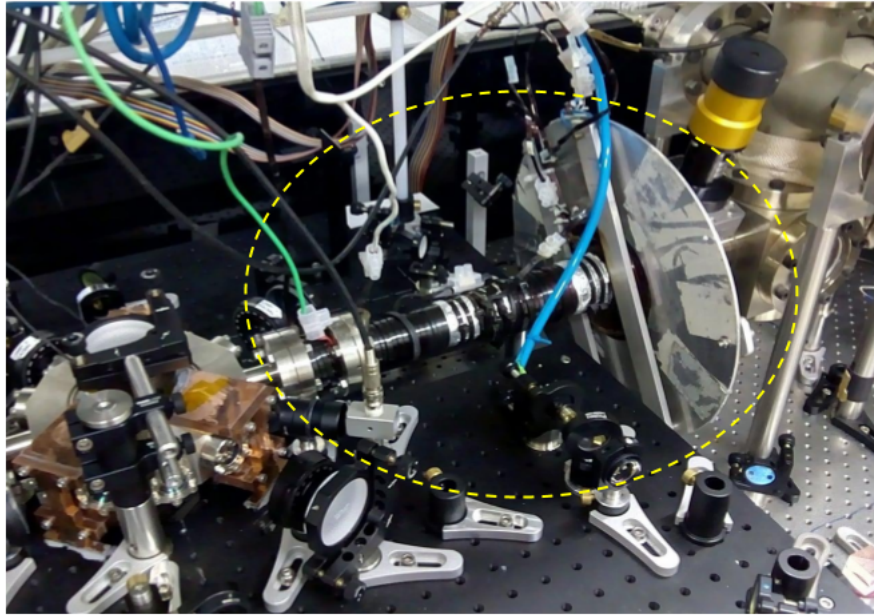


Figura 8: *Zeeman Slower* do nosso experimento, destacado no círculo amarelo. As camadas são vistas da direita (forno) para a esquerda (câmara de ciência).

Fonte: do autor

baixas, podemos iniciar o processo de confinamento e resfriamento suplementar na armadilha magneto-óptica (MOT, do inglês *Magneto Optical Trap*).

### 3.4 Melaço Óptico

Antes que a MOT possa ser explicada em detalhes, cabe o desenvolvimento da idéia por trás de algo conhecido como melaço óptico. A justificativa para isso se deve pois a MOT, em suma, é também um melaço óptico quando consideramos os efeitos na velocidade dos átomos. Porém, no caso da MOT, utilizamos também um campo magnético quadrupolar para causar um efeito relativo à sua posição. Deixando este campo de lado por enquanto, vejamos como utilizar a força da pressão de radiação a fim de resfriar os átomos numa armadilha.

Primeiro, vamos imaginar um átomo de dois níveis que se move com velocidade  $v$  no sentido positivo do eixo  $x$  (trataremos o problema unidimensionalmente por conta de sua simplicidade, porém a mesma discussão se mantém para o caso tridimensional). Então, incidiremos sobre este átomo dois feixes laser: um co-(feixe 1) e outro contra-propagante (feixe 2) em relação à direção e sentido com que o átomo viaja. Levando em consideração o vetor de onda para cada

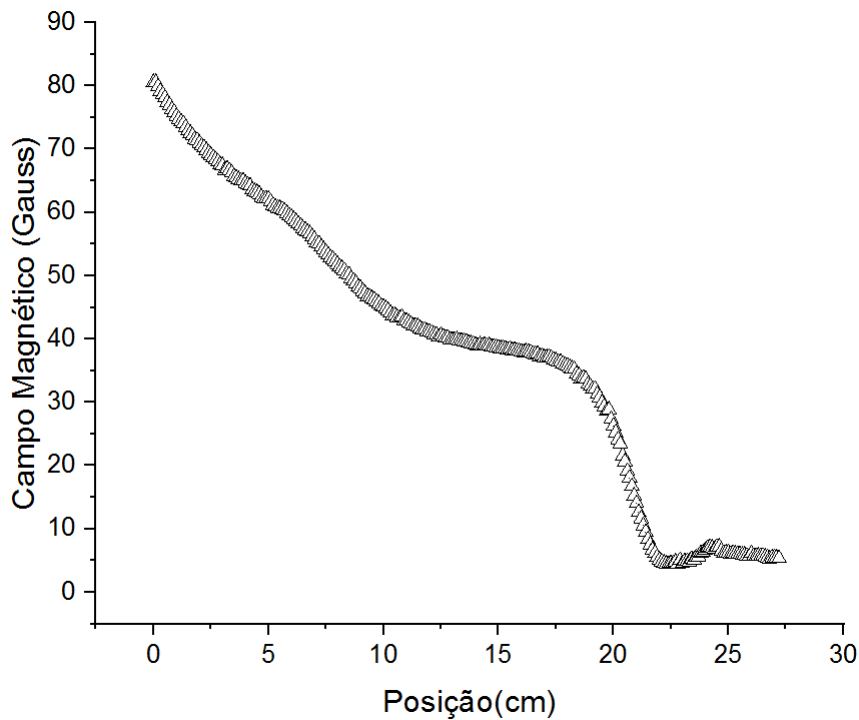


Figura 9: Gráfico do campo magnético gerado pelo ZS como função da posição. A origem do eixo das posições é arbitrária. A região de maior campo, à esquerda do gráfico, não pôde ser medida, pois a passagem interna para os átomos se afunila e a sonda de campo magnético não pôde entrar.

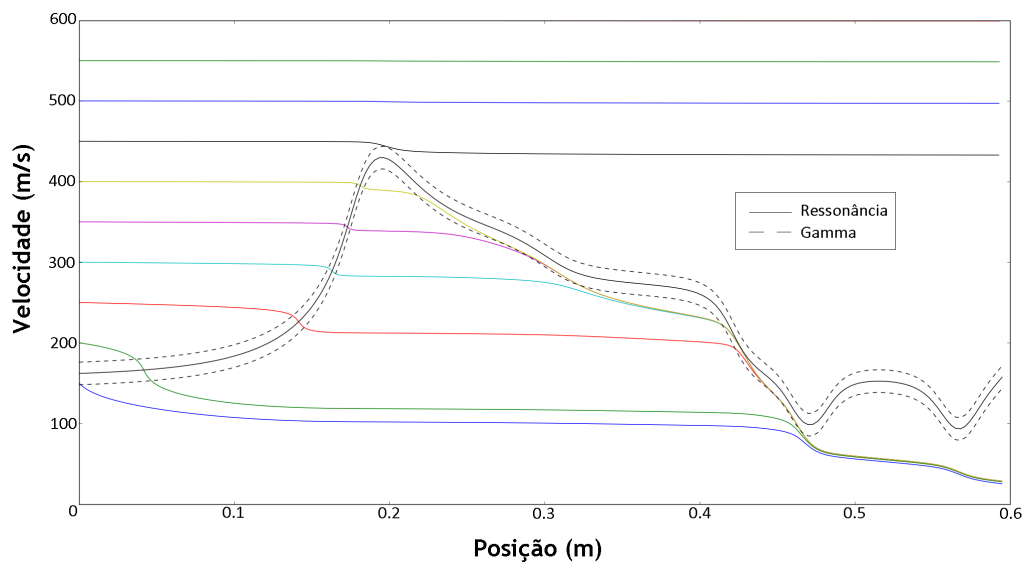


Figura 10: Gráfico para o cálculo numérico do comportamento da velocidade de átomos com diferentes velocidades iniciais quando estão no desacelerador Zeeman, como função da posição no desacelerador. A curva pontilhada mostra as classes de velocidade que estão em ressonância com a luz laser para cada posição, considerando uma largura de  $\Gamma$  para a ressonância.

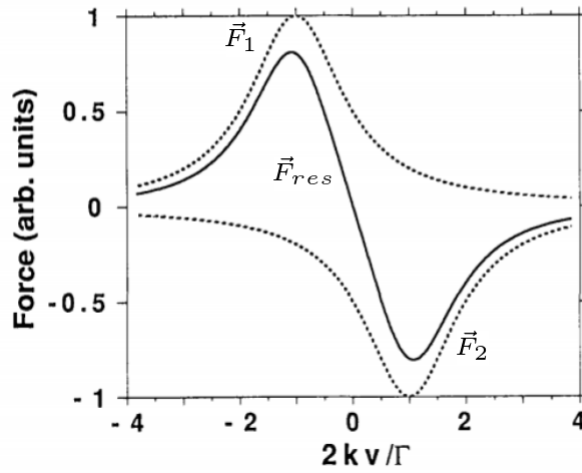


Figura 11: Gráfico das forças luminosas de cada feixe em relação à velocidade dos átomos, assim como a resultante vetorial de ambas.

Fonte: (10), com modificações

feixe, assim como a equação 3.2, encontramos a força de cada feixe no átomo, sendo dadas por:

$$F_1 = \hbar k \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + \left( \frac{2(\delta - kv)}{\Gamma} \right)^2} \quad (3.10)$$

e

$$F_2 = -\hbar k \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + \left( \frac{2(\delta + kv)}{\Gamma} \right)^2} \quad (3.11)$$

Analisando a figura 11, que mostra o comportamento de ambas as forças  $F_1$  e  $F_2$  (assim como da resultante  $\vec{F}_{res} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ ) supondo uma dessintonia  $\delta < 0$ , podemos perceber que  $F_1$  tem um comportamento globalmente positivo, e, para que esta seja máxima, então  $\delta - kv = 0$ , o que implica  $v = \frac{\delta \lambda}{2\pi}$ . Temos então que  $v_1 < 0$ , onde  $v_1$  é a velocidade para a qual o módulo da força  $\vec{F}_1$  é máximo. Ou seja, a força causada pelo feixe 1 será máxima para átomos que possuam velocidades negativas. Analogamente para  $F_2$ , que por sua vez é globalmente negativa, ela será máxima para átomos com  $v_2 > 0$ . Aliado a esta situação, também temos o fato de que a desaceleração causada pelo desacelerador Zeeman nos deixa num regime de baixas velocidades e, em primeira ordem em  $\vec{v}$ , se olharmos para a força resultante  $\vec{F}_{res}$ , é fácil mostrar que ela toma a forma:

$$F_{res} \simeq 4\hbar k^2 s_0 \frac{(2\delta/\Gamma)v}{\left( 1 + \left( \frac{2\delta}{\Gamma} \right)^2 \right)} \quad (3.12)$$

A qual pode ser interpretada como:

$$F_{res} = -\alpha v \quad (3.13)$$

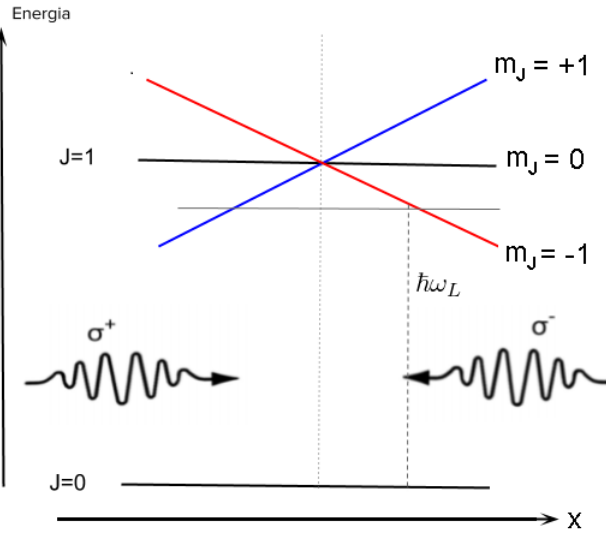


Figura 12: Energia do estado fundamental, de momento magnético  $J = 0$ , e dos subníveis magnéticos do estado excitado com momento magnético  $J = 1$ , para cada número quântico associado  $m_J$  (em cores, azul para  $+1$ , preto para  $0$  e vermelho para  $-1$ ), todos como função da posição do átomo ( $\vec{B} = B_0 x \hat{x}$ ). As linhas onduladas espessas representam luz vindo de cada lado do eixo  $x$ , com sua polarização respectiva indicada. A linha tracejada mostra a energia  $\hbar\omega_L$  que um fóton com frequência  $\omega_L$  pode fornecer ao ser absorvido pelo átomo.

$$\text{Com } \alpha = -4\hbar k^2 s_0 \frac{(2\delta/\Gamma)}{\left(1 + \left(\frac{2\delta}{\Gamma}\right)^2\right)}.$$

Isso nos mostra que através da interação com a luz, a força causada no átomo continua com seu comportamento dissipativo, resfriando os átomos que estiverem viajando contra-propagante ao feixe laser. Já se tivéssemos escolhido um regime com dessintonia positiva,  $\delta > 0$ , a força atuante nos átomos iria esquentá-los, não permitindo o aprisionamento. Esse comportamento dissipativo caracteriza o melaço óptico e prepara o conceito necessário para a construção de uma armadilha magneto-óptica.

### 3.5 MOT - Armadilha magneto-óptica

Introduzido o conceito de melaço óptico, cabe agora aliar à este efeito o uso de um campo magnético. A interação com o campo magnético que aqui acontece é a mesma citada no caso do desacelerador Zeeman, sendo ditada pelo mesmo hamiltoniano 3.7. Nós agora utilizaremos o efeito Zeeman para causar uma modulação espacial da força atômica, através da modulação espacial da ressonância atômica (tal qual aconteceu na seção 3.3). Se utilizada corretamente, criamos um potencial efetivo de confinamento, que será superposto à força dissipativa de resfriamento já discutida.

Num campo quadrupolar, criado por bobinas em configuração anti-Helmholtz, como é o caso em nosso experimento, temos um comportamento do tipo  $\vec{B}(x, y, z) = B_0(x\hat{x} + y\hat{y} - 2z\hat{z})$ . Para simplificação, iremos tratar o problema unidimensionalmente; no caso, escolheremos  $y = z = 0$ , ficando com  $\vec{B} = B_0 x \hat{x}$ . Um campo que varia numa direção tal qual  $\vec{B}$  citado implica que, numa posição  $x > 0$  ( $x < 0$ ), o campo magnético desvia a energia do sub-nível  $m_J = -1$  (

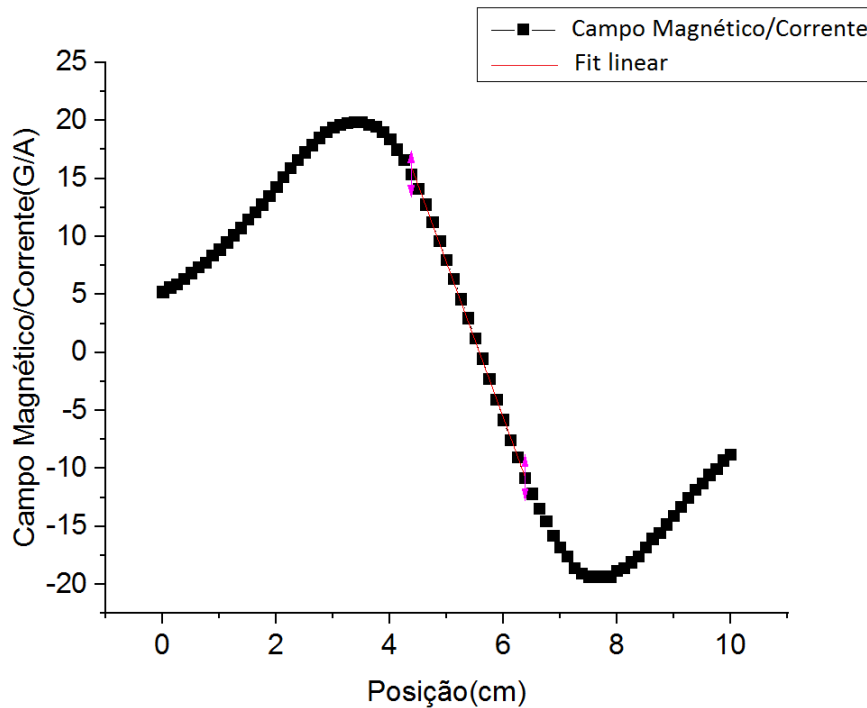


Figura 13: Campo magnético quadrupolar criado por ambas as bobinas, medido experimentalmente no eixo das mesmas, posicionadas a uma distância de  $\approx 4,25$  cm, em relação à posição. Em vermelho, um fitting linear teórico, feito através do software Origin, mostrando um gradiente central de 13 G/cm.A.

$m_J = +1$ ) para baixo. Sabendo que uma luz com polarização  $\sigma^-$  acopla o estado fundamental com o estado  $m_J = -1$  e que luz com polarização  $\sigma^+$ , o estado  $m_J = +1$ , então se iluminarmos átomos em  $x > 0$  com luz de polarização  $\sigma^-$ , teremos uma maior probabilidade de absorção, justificando portanto polarização  $\sigma^+$  para o feixe 1 e  $\sigma^-$  para o feixe 2. (20) Um exemplo para esta situação pode ser visto na figura 12, onde temos a representação dos níveis fundamental e excitado a partir de seus respectivos momentos magnéticos ( $J = 0$  e  $J = 1$ ), assim como o desdobramento Zeeman que ocorre no estado excitado. Com este tipo de comportamento, nossa MOT passa a funcionar de maneira otimizada desde que o zero do campo quadrupolar seja configurado para se localizar no centro geométrico da câmara, local desejado para que os átomos sejam capturados. e, mais do que isso, os lasers devem propagar-se necessariamente nos eixos próprios do campo. Portanto, não só a polarização, mas também a direção dos lasers utilizados são muito dependentes do campo escolhido.

Para criar o campo magnético quadrupolar desejado, as novas bobinas foram construídas numa geometria de estádio circular, com o objetivo do melhor uso do espaço físico disponível para elas sem que isso significasse uma grande perda no acesso óptico dos feixes. Essas bobinas foram fabricadas utilizando fios de cobre, com seção circular de 1,10 mm de diâmetro, onde para cada uma das bobinas conseguimos um total de aproximadamente 92 voltas. Para construí-las, utilizamos uma cola que é boa condutora térmica porém boa isolante elétrica, modelo Duralco 132-1, de forma que não criássemos contato entre cada uma das voltas assim como permitir um bom fluxo de temperatura, para que as bobinas não esquentassem completamente. Como ponto de preocupação, definimos a temperatura de 80 °C e obtivemos um comportamento

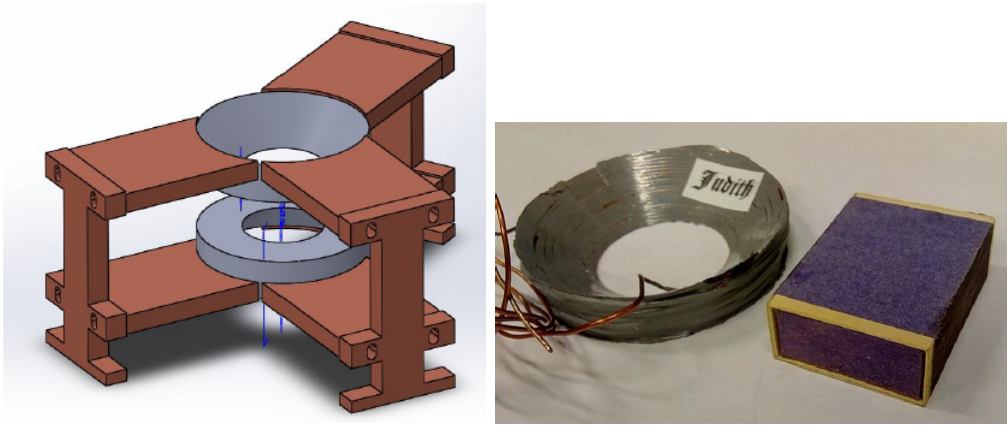


Figura 14: Design do suporte criado para segurar as bobinas e ajudar na dissipação de calor (esquerda) e foto de uma das bobinas utilizadas no experimento (direita), ao lado de uma caixa de fósforos para referência do tamanho.

Fonte: do autor.

dentro do esperado: uma das bobinas obteve uma temperatura de 88 °C, porém, neste teste, não foi utilizado o suporte em cobre que seria criado posteriormente para ajudar ainda mais a dissipação de calor. Com o suporte construído, nosso sistema não ultrapassou a temperatura de 75 °C. O campo magnético gerado pelas bobinas pode ser visto na figura 13, medido no eixo das próprias bobinas (com uma distância de  $\approx 4,25$  cm entre elas), e nos mostra o comportamento desejado: o de um campo quadrupolar. Já na figura 14 vemos o suporte em cobre criado pelo grupo assim como uma foto de uma das bobinas construídas.

Se imaginarmos, agora, um átomo parado e iluminá-lo com os feixes 1 e 2 (feixe 1 proveniente da esquerda e, feixe 2, da direita), as forças que tais feixes causam no átomo sofrem uma mudança por conta da presença do campo magnético, e passam a ser:

$$F_1 = \hbar k \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + \left( \frac{2(\delta + \frac{\mu_B m_J B_0 x}{\hbar})}{\Gamma} \right)^2} \quad (3.14)$$

e

$$F_2 = -\hbar k \frac{s_0 \Gamma / 2}{1 + s_0 + \left( \frac{2(\delta - \frac{\mu_B m_J B_0 x}{\hbar})}{\Gamma} \right)^2} \quad (3.15)$$

Onde temos então o novo termo  $\frac{\mu_B m_J B_0 x}{\hbar}$  aparecendo para cada um dos feixes (o termo  $kv$  não é considerado pois imaginamos, neste exemplo, o átomo parado). Nesse caso, se fizermos uma análise análoga ao caso do melaço óptico, onde agora nos concentramos num regime em que estamos sempre próximos da origem ( $x = 0$ ) e lembrando que estamos sempre num regime de baixa saturação, ao calcularmos a força resultante  $\vec{F}_{res} = \vec{F}_1 + \vec{F}_2$ , teremos como resultado:

$$F_{res} = \hbar k s_0 \frac{8\delta \mu_B g_J m_J B_0}{\Gamma(1 + 4\delta/\Gamma^2)^2} x \quad (3.16)$$

Onde podemos perceber um comportamento da forma:

$$F_{tot} = -kx \quad (3.17)$$

$$\text{com } k = -\hbar k s_0 \frac{8\delta\mu_B g_J m_J B_0}{\Gamma(1+4\delta/\Gamma^2)^2}$$

Que caracteriza uma força de confinamento. No caso, a melhor polarização a ser escolhida é  $\sigma^+$  para o feixe 1 e  $\sigma^-$  para o feixe 2. Ou seja, o feixe propagando-se da direita (esquerda) com polarização  $\sigma^-$  ( $\sigma^+$ ) exercerá força máxima em átomos deslocados para direita (esquerda) em relação ao centro do campo magnético quadrupolar. Considerando agora um átomo que tem uma velocidade diferente de zero, a força que rege nosso MOT possui então dois termos, um de caráter dissipativo e outro com caráter de confinamento:

$$F_{MOT} = -\alpha v - kx \quad (3.18)$$

### 3.6 Limite Doppler de Resfriamento e Transições Atômicas

A força de uma MOT tem, conforme 3.18, um caráter dissipativo (melaço óptico) trabalhando em conjunto com um caráter de confinamento (interação com campo magnético). Ou seja, numa MOT podemos resfriar e aprisionar os átomos no centro do nosso campo magnético quadrupolar, deixando-os prontos para serem aprisionados na armadilha puramente óptica de dipolo, objetivo final deste trabalho. Mas a armadilha dipolar tem uma profundidade máxima; para tanto, precisamos que os átomos estejam frios o suficiente antes da transferência. Será que podemos resfriar indefinidamente os átomos numa MOT?

A resposta é não. Temos um limite para a temperatura que podemos atingir e ele é conhecido como limite de resfriamento Doppler. Acontece que, por conta da emissão espontânea, pequenas flutuações ocorrem no momento final do átomo, o que faz com que a força oriunda da emissão espontânea tenha uma variância estritamente positiva. Porém, seu valor médio é zero (por isso a desprezamos no cálculo para a pressão de radiação: lá consideramos somente o valor médio da força luminosa exercida no átomo). Quando o resfriamento e confinamento causados pela MOT se equiparam ao aquecimento causado pelas flutuações da força, então atingimos o limite Doppler de resfriamento. Este limite, para luz de intensidade muito abaixo da intensidade de saturação, é dado por (20):

$$k_B T_{min} = \frac{\hbar\Gamma}{2} \quad (3.19)$$

com  $k_B$  a constante de Boltzmann,  $T_{min}$  a temperatura mínima que pode ser atingida e  $\Gamma$  a largura natural da transição atômica.

Pelas equações 3.3 e 3.19 (lembrando também da figura 7), vemos que se usarmos a transição azul teremos uma força de maior intensidade, porém um MOT mais quente, enquanto se usarmos a vermelha, teremos um MOT mais frio porém com uma força menos intensa.

Dito isso, podemos concluir que o caminho mais fácil é utilizar primeiro o MOT azul para aprisionar os átomos e depois o MOT vermelho para resfriá-los ainda mais. Ambos os MOTs e as configurações experimentais para obtenção dos mesmos serão tratados na próxima seção; nesta, faremos apenas uma apresentação dos sistemas laser utilizados. É a partir do MOT vermelho, com os átomos já em temperaturas da ordem de  $\mu\text{K}$ , que partimos para a armadilha óptica de dipolo.

Para a criação de nossos MOTs, contamos com 3 sistemas lasers, dispostos a seguir:

### 3.6.1 Sistema Azul

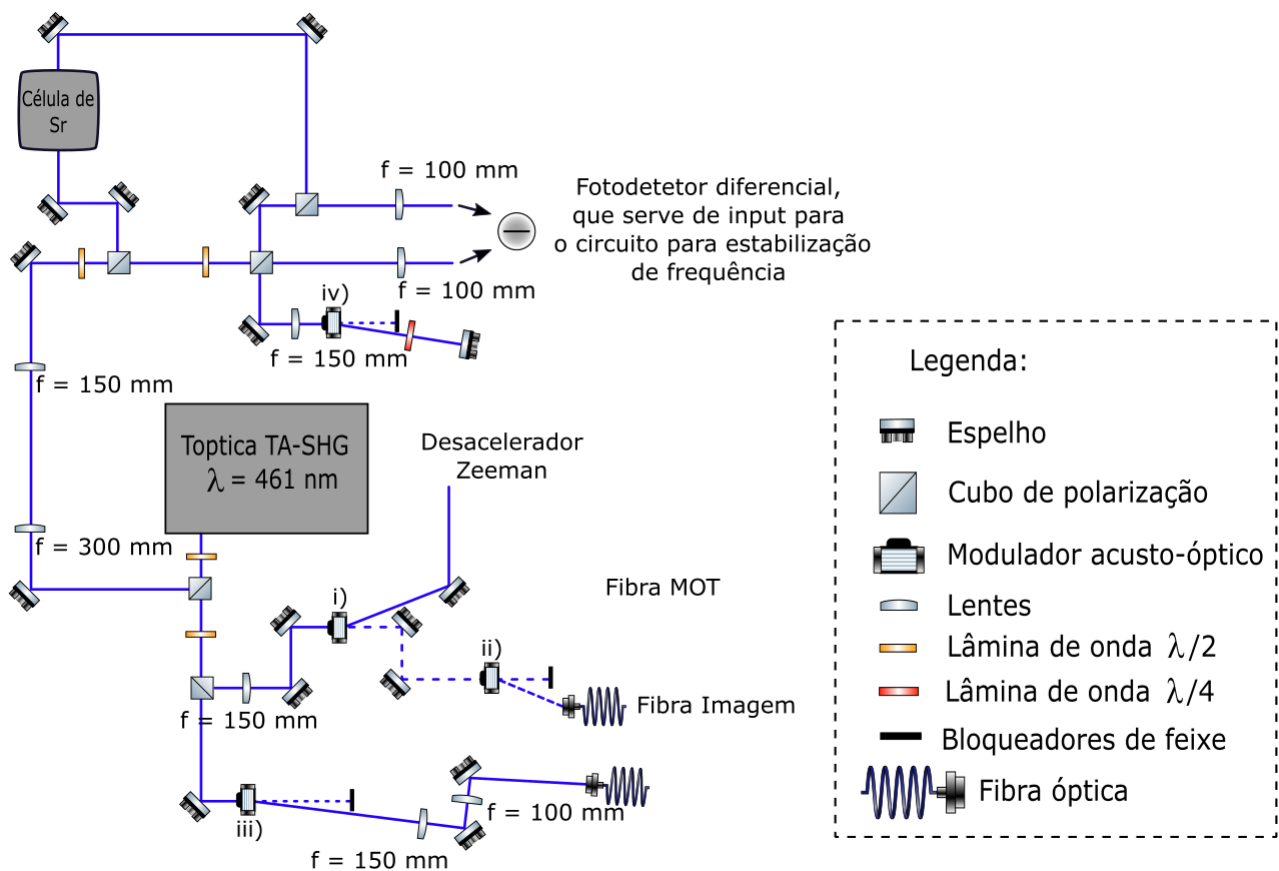


Figura 15: Esquemático simplificado da mesa óptica para o laser azul.

Fonte: do autor.

O laser azul é criado a partir de um diodo laser comercial, com frequência dobrada, da Toptica Photonics. Este é o modelo TA-SHG pro, com comprimento de onda final 461nm. Deste laser, nós obtemos os feixes de luz para diversos objetivos no experimento. Como por exemplo o feixe utilizado no desacelerador Zeeman, explicado na seção 3.3 e também os feixes contra-propagantes entre si, necessários para criação do MOT azul.

Na figura 15, há a presença de um componente óptico que merece destaque: o modulador acusto-óptico (AOM, do inglês *acusto-optic modulator*). Tal dispositivo funciona através de um



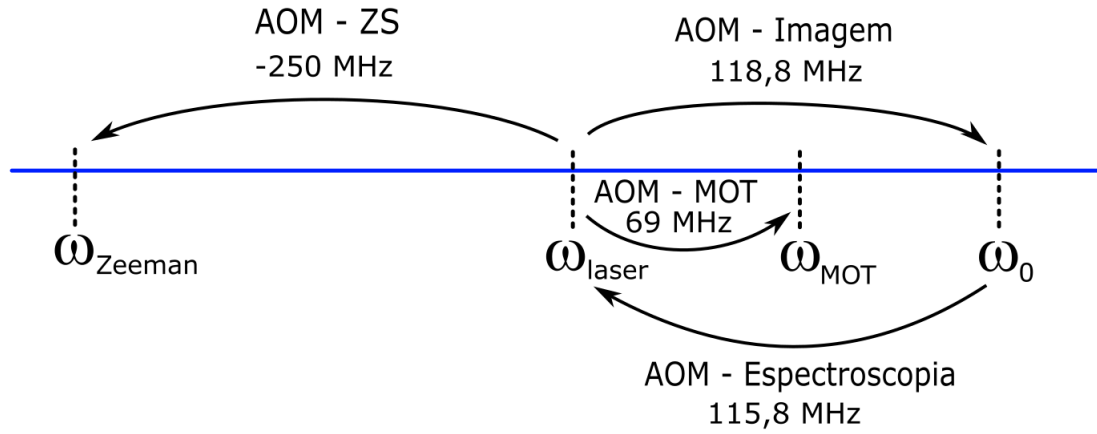


Figura 16: Esquemático simplificado mostrando o que o AOM de cada feixe utilizado no sistema azul faz com a respectiva frequência  $\omega_i$  em relação à ressonância  $\omega_0$ .

Fonte: do autor.

efeito acusto-óptico para difratar e, conseqüentemente, desviar a frequência do laser enviado. Dentro do AOM há um transdutor (dispositivo que, basicamente, transforma um tipo de energia em outro) que começa a vibrar por conta de um sinal elétrico que recebe. A partir disso o transdutor gera ondas sonoras, as quais atuam como planos que expandem ou pressionam, mudando o índice de refração de um determinado cristal montado junto ao transdutor. Assim, o feixe enviado sofre difração neste cristal modulado e um parâmetro de difração semelhante a difração de Bragg acaba ocorrendo. Por fim, temos que cada ordem difratada possui uma determinada frequência, identificada pela ordem difratada (normalmente, +1, 0 e -1).

O uso de AOMs nos dá a possibilidade de fazer com que diferentes feixes criados pelo sistema azul tenham seu respectivo efeito otimizado. Na figura 16, vemos um esquemático simplificado da ação dos AOMs utilizados nos feixes do sistema azul. Para o AOM do desacelerador Zeeman, identificado por *i*) na figura 15, realizamos uma mudança de -250 MHz, já o AOM *ii*), para o feixe utilizado na imagem de absorção, está configurado para +118,8 MHz; o *iii*), do feixe do MOT, configurado a +69 MHz e o AOM *iv*), utilizado na espectroscopia e disposto numa configuração de dupla passagem (por conta do ângulo de difração que o feixe sofre, um efeito colateral pode ser uma mudança na direção de propagação do feixe; quando este efeito não é desejado, utilizamos a configuração de dupla passagem para eliminá-lo (21)), opera a +115,8 MHz.

Como citado no parágrafo anterior, há ainda mais dois feixes provenientes do sistema azul. O primeiro é o feixe que vai para a célula de espectroscopia: esta parte da mesa óptica implementa um sistema de espectroscopia de absorção saturada (22) para o travamento da frequência do laser azul, estabilizando-o em relação a uma referência atômica e assim mantendo fixas as frequências relativas de cada feixe, como indicado na figura 16. Em poucas palavras, um pouco da luz azul passa por uma célula que contém um vapor de estrôncio. A intensidade do feixe laser transmitido é função da frequência do laser, pois próximo da ressonância a absorção aumenta. A técnica de espectroscopia de absorção saturada nos permite obter um sinal de

transmissão que não seja alargado pelo efeito Doppler dos átomos a temperatura ambiente, conforme discutido em (22). Nós detectamos então a intensidade do feixe transmitido com um fotodetector, e usamos este sinal eletrônico para estabilizar a frequência do laser na ressonância atômica através de uma técnica eletrônica de travamento, com um circuito PID comercial da Toptica.

Já o segundo é o feixe utilizado para imagem de absorção dos átomos. Este processo merece uma explicação mais detalhada, visto que é por ele que conseguimos medir várias características da nuvem aprisionada, tais como temperatura e tamanho.

### 3.6.1.1 Imagem de absorção

Esta técnica consiste em iluminarmos a nuvem aprisionada com uma luz ressonante e, a partir daí, capturar uma imagem da sombra criada no feixe pela nuvem de átomos, numa câmera CCD (dispositivo de carga acoplada, do inglês *Charge-coupled device*), a qual possui um sistema fotossensível. Vamos imaginar um feixe com intensidade  $I(\vec{r})$  atravessando uma nuvem atômica, com distribuição de densidade  $n(\vec{r})$ , se propagando pelo eixo  $x$ ; nesse caso, após atravessar a nuvem, o feixe (que possui frequência  $\omega_p$ , por exemplo), tem sua intensidade reduzida por (23):

$$dI(\vec{r}) = -\sigma(\omega_p)n(\vec{r})I(\vec{r})dx \quad (3.20)$$

$\sigma(\omega_p) = \frac{\hbar\omega_p\Gamma}{2I_{sat}} \frac{1}{1+(2\delta/\Gamma)^2}$  representa a seção de choque do átomo (supondo que estamos num regime de saturação muito baixa), podendo ser interpretada como a área de sombra que um átomo faz na luz. Integrando 3.20, chegamos na lei de Beer-Lambert:

$$I(\vec{r}) = I_0 e^{-\sigma(\omega_p) \int n(x,y,z)dx} \quad (3.21)$$

Com  $I_0$  a intensidade do feixe antes de atravessar a nuvem. Logo, vemos que a intensidade do feixe pós passagem pela nuvem carrega informações a respeito da mesma. Ainda, fatorando 3.21, podemos chegar numa expressão para a densidade bi-dimensional  $n(y, z)$ :

$$n(y, z) = \int n(x', y, z)dx' = \frac{1}{\sigma(\omega_p)} \ln\left(\frac{I_0}{I}\right) \quad (3.22)$$

Em nosso sistema, capturamos 3 imagens: feixe iluminando a nuvem completamente aprisionada, somente os feixes lasers utilizados para o aprisionamento (não há mais átomos) e, por último, uma imagem do sistema sem nenhuma luz laser incidindo a região em que se aprisiona a nuvem (com o objetivo de capturar toda e qualquer luminosidade de fundo). Para cada imagem, associamos uma respectiva intensidade:  $I_{\text{átomos}}$  para a primeira,  $I_{\text{probe}}$  para a segunda e  $I_{\text{dark}}$  para a terceira. Um programa desenvolvido em LabView pelo próprio grupo então faz a análise das imagens capturadas (a imagem normalizada obtida a partir deste software pode ser vista na figura 17) transformando os valores referentes à densidade óptica de cada pixel

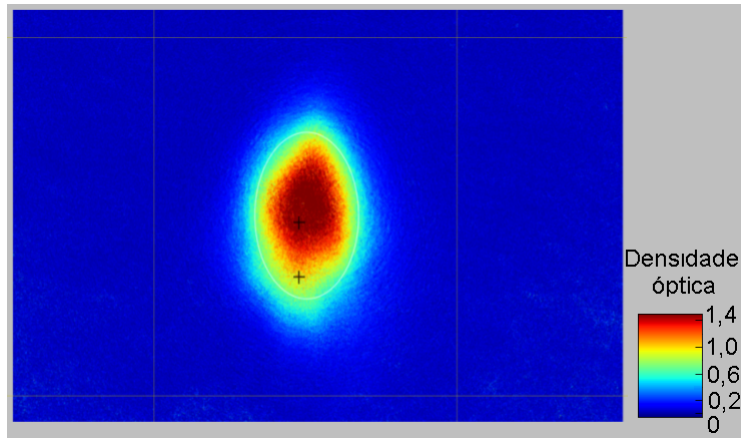


Figura 17: Imagem normalizada pelo programa em LabView através do processo de absorção. Aqui, representamos o MOT azul, onde quanto mais próximo do vermelho estiver a cor, mais opticamente densa está a nuvem.

Fonte: do autor.

da imagem numa matriz, assim podemos encontrar a intensidade inicial  $I_0$  normalizando a intensidade  $I_{probe}$  enquanto encontramos a intensidade final normalizando a intensidade  $I_{átomos}$ . Com estas intensidades, podemos calcular a densidade  $n(y, z)$  na forma:

$$n(y, z) = \frac{1}{\sigma(\omega_p)} \ln \left( \frac{I_{probe} - I_{dark}}{I_{átomos} - I_{dark}} \right) \quad (3.23)$$

A partir da densidade 3.23, podemos encontrar o número de átomos  $N$  da nuvem:

$$N = \int n(y, z) dy dz \quad (3.24)$$

De forma a termos total compreensão da geometria e da densidade de nossa nuvem, possuímos, em nossa mesa óptica, dois caminhos ópticos para realizar a imagem de absorção: um horizontal e um vertical. Ambos estes caminhos podem ser vistos na figura 23.

Outra característica importante que queremos obter da nuvem é a temperatura. Assumindo que os átomos aprisionados na nuvem não interagem entre si, então podemos dizer que, classicamente, estes obedecem à estatística de Boltzmann. Considerando um caso isotrópico, a distribuição do momento da nuvem aprisionada pode ser considerada como uma distribuição Maxwell-Boltzmann, o que tem como consequência uma distribuição de densidade gaussiana isotrópica, independente do formato inicial. (24) Ainda, pela conservação de energia de nosso sistema, temos que:

$$E_{cinética} = E_{térmica} \rightarrow \frac{1}{2} k_B T = \frac{1}{2} m v_{rms,y,z}^2 \quad (3.25)$$

com  $v_{rms,y,z}^2$  a velocidade quadrática média em cada um dos eixos  $y$  ou  $z$  que formam a imagem.

Já o tamanho da nuvem pode ser estimado por  $\sigma_{y,z}^2 = v_{rms,y,z}^2 t_{TOF}^2$ , onde  $t_{TOF}$  significa o tempo em que deixamos a nuvem expandir livremente, conhecido como tempo de voo. Podemos, assim, encontrar a temperatura da nuvem:

$$T = \frac{m}{k_B} \frac{\sigma_{y,z}^2}{t_{TOF}^2} \quad (3.26)$$

onde  $m$  é a massa e  $k_B$  a constante de Boltzmann.

### 3.6.2 Sistema Verde

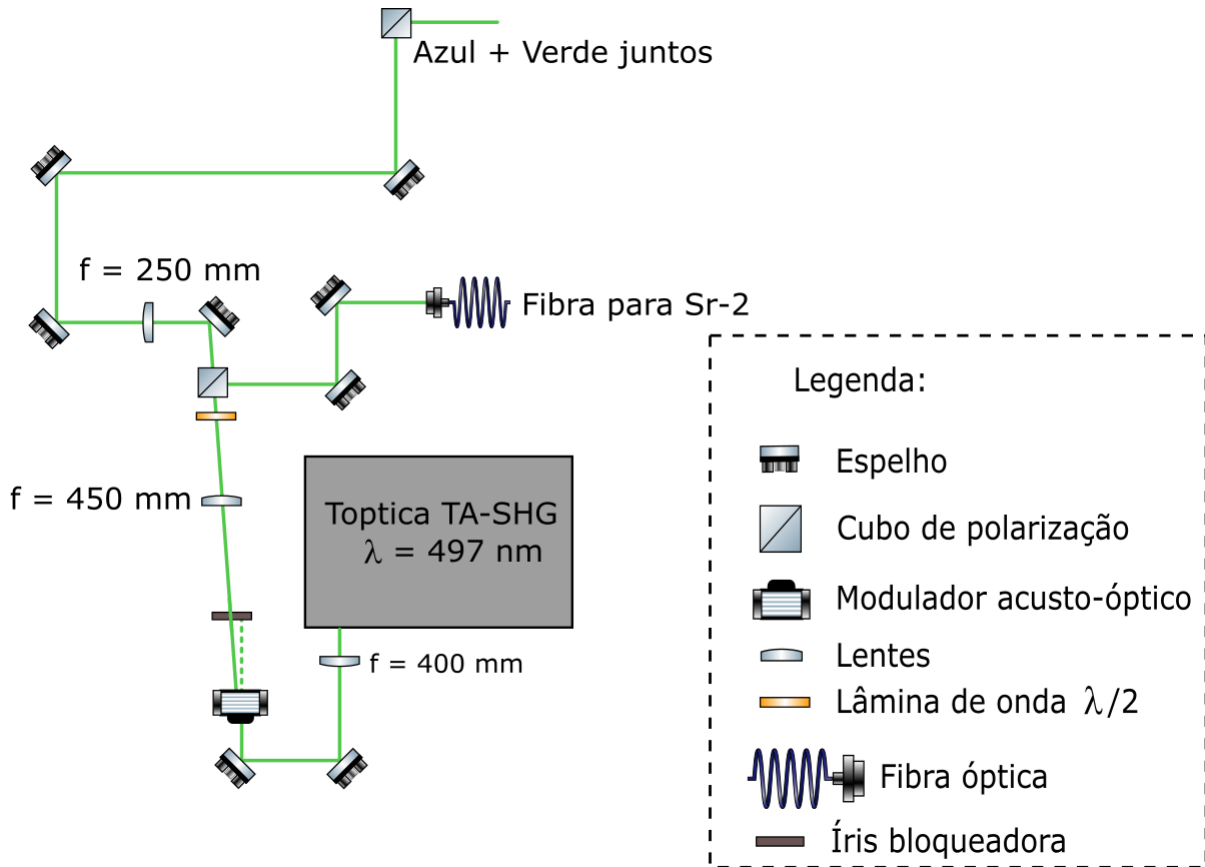


Figura 18: Esquemático simplificado da mesa óptica para o laser verde.

Fonte: do autor.

Este sistema é criado a partir de um diodo laser de frequência dobrada, comercial, da marca Toptica Photonics, modelo TA-SHG pro, fornecendo um feixe laser com comprimento de onda final de 497 nm. É importante citar que, para o MOT azul, a transição se dá entre  $[5s^2]^1S_0$   $[5s5p]^1P_1$ , e, numa taxa de 1 a cada 50000 transições, acontece um decaimento para o estado  $[5s4d]^1D_2$ , e daí para os estados  $[5s5p]^3P_J$ . O estado com momento magnético  $J = 2$  é um estado metaestável, ou seja, possui um tempo de vida longo (de  $\approx 1000$  s); ainda, enquanto o átomo estiver neste nível, ele não sofre ação da força luminosa que rege o MOT. Se considerarmos que a região de aprisionamento da nuvem é constituída pelo tamanho do feixe azul usado para o

MOT, com diâmetro de  $\approx 2$  cm, e que átomos nesta nuvem estejam a uma temperatura de 10 mK, então podemos calcular o tempo que o átomo leva para atravessar essa região: da ordem de 12 ms. Ou seja, tempo mais do que suficiente para que um átomo no estado  $J = 2$  saia da região do MOT e portanto não consiga ser aprisionado.

Para solucionar este tipo de problema, utilizamos a transição verde (497 nm), bombeando os átomos para o estado  $[5s5d]^3D_2$ . Deste, os átomos podem decair para o estado  $[5s5p]^3P_1$  retornando então para o estado fundamental e conseguindo, assim, serem resfriados, mas também há a possibilidade dos átomos decaírem para os estados  $[5s5p]^3P_2$  e  $[5s5p]^3P_0$ . Para átomos que decai no estado com momento magnético  $J = 2$ , ainda ocorre o rebombeamento, excitando-os novamente para o estado  $[5s5d]^3D_2$  até eventualmente decaírem para o estado com  $J = 1$  e fechando o ciclo pro resfriamento. Já os átomos que decaem para o estado com  $J = 0$ , que é também um estado metaestável por possuir também um tempo de vida longo, não sofrem ação do rebombeio, sendo então incapazes de concluir seu ciclo de resfriamento e assim não são aprisionados. Por sua vez, a proporção de átomos que cai para este nível é menor do que 0,1 %, mostrando que mesmo o esquema do rebombeio sendo imperfeito, possui uma alta eficiência no experimento. (25)

### 3.6.3 Sistema Vermelho

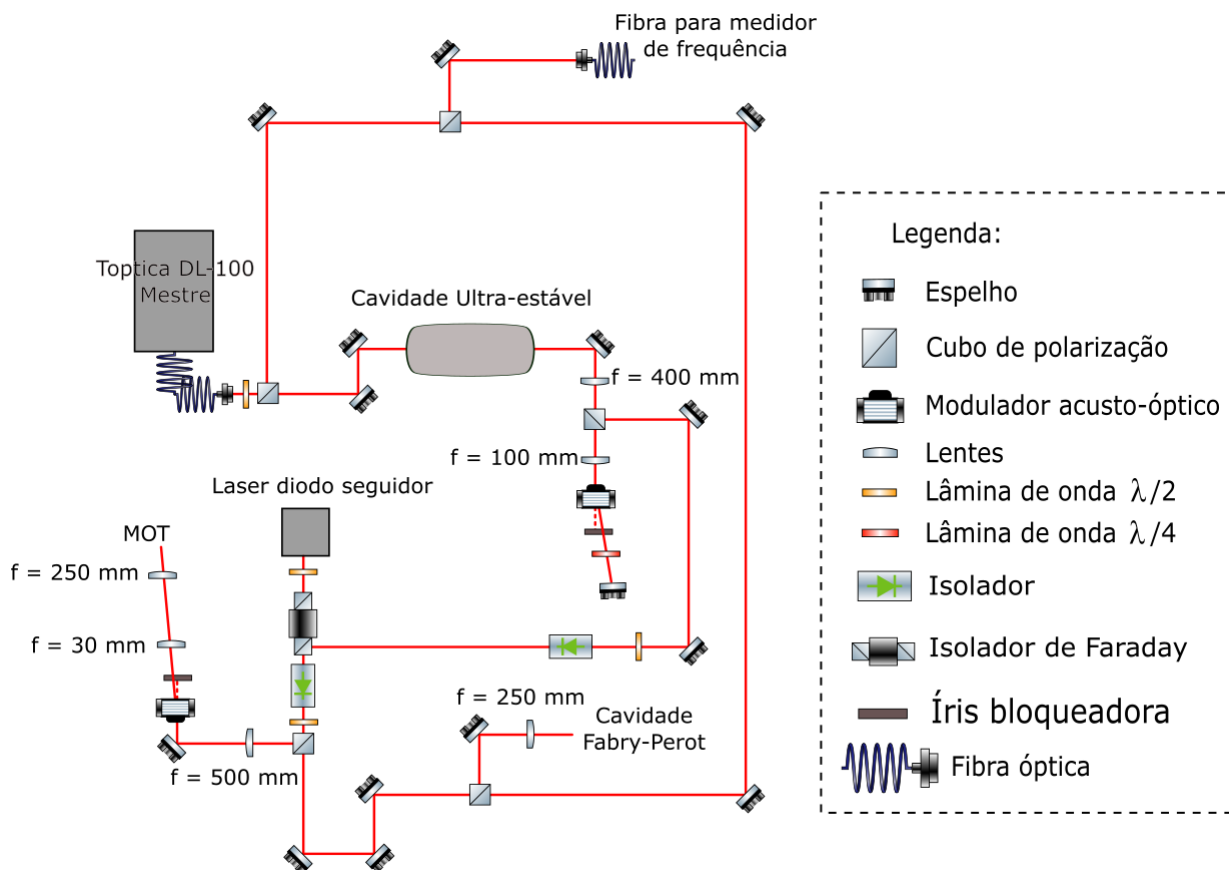


Figura 19: Esquemático simplificado da mesa óptica para o laser vermelho.

Fonte: do autor.

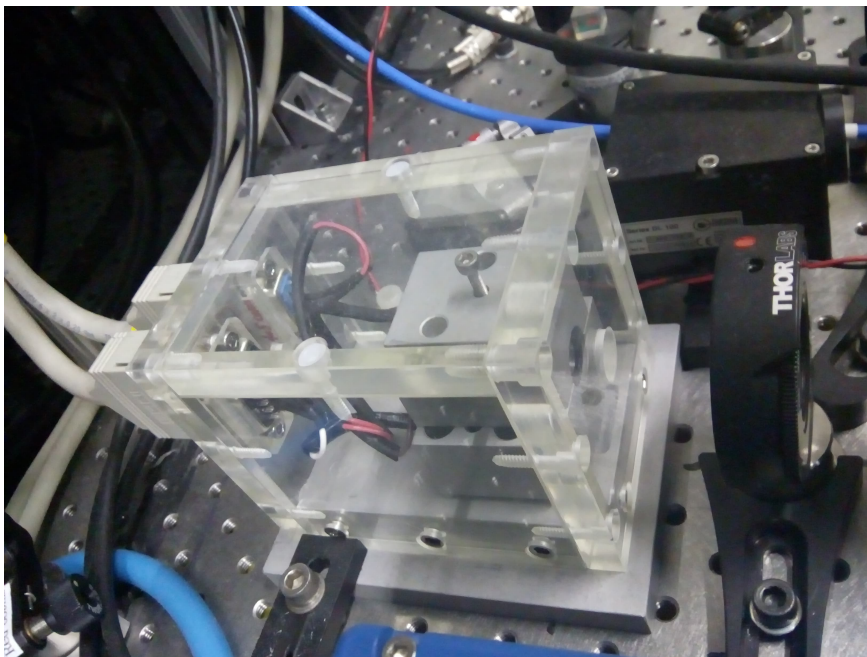


Figura 20: Foto do laser diodo seguidor construído pelo próprio grupo.

Fonte: do autor.

Sendo um sistema mais complexo, possui uma configuração do tipo mestre-seguidor. Neste tipo de configuração, um laser seguidor com alta potência, porém com ruído também muito alto, terá sua frequência controlada por uma frequência de outro laser chamado mestre, que possui um baixo nível de ruído. Esta estabilização de frequência é feita através de uma técnica conhecida como *injection locking* (26). Esta técnica faz com que o laser seguidor funcione exatamente na frequência injetada com baixo ruído (17). Isso faz com que a frequência final do sistema vermelho seja estável quando comparada com a largura natural de sua respectiva transição, de 7,6 kHz, desde que a frequência do laser mestre também seja estável.

Para criar o sistema do laser vermelho, usamos um diodo comercial da Toptica Photonics, modelo DL 100 pro, para o laser mestre e, para o seguidor, é utilizado um laser diodo dentro de um sistema de estabilização de temperatura, construído pelo próprio grupo.

### 3.7 MOTs obtidos

Nesta seção, teremos a discussão sobre os MOTs obtidos pelo grupo assim como as configurações necessárias para tal feito. Primeiro, cabe a explicação do sistema presente na parte da mesa óptica em que temos a câmara de ciência. Esta parte é constituída por três andares, que iremos denominar neste texto como: térreo, primeiro e segundo andar. O uso de andares se deve não só pela geometria, dependente da câmara, como também para facilitar o manuseio dos componentes ali instalados. Além destes andares, possuímos ainda uma mesa instalada verticalmente. Na figura 21, vemos uma foto de nossa mesa óptica que mostra todos os andares instalados; a câmara de ciência se situa no centro do 1° andar.

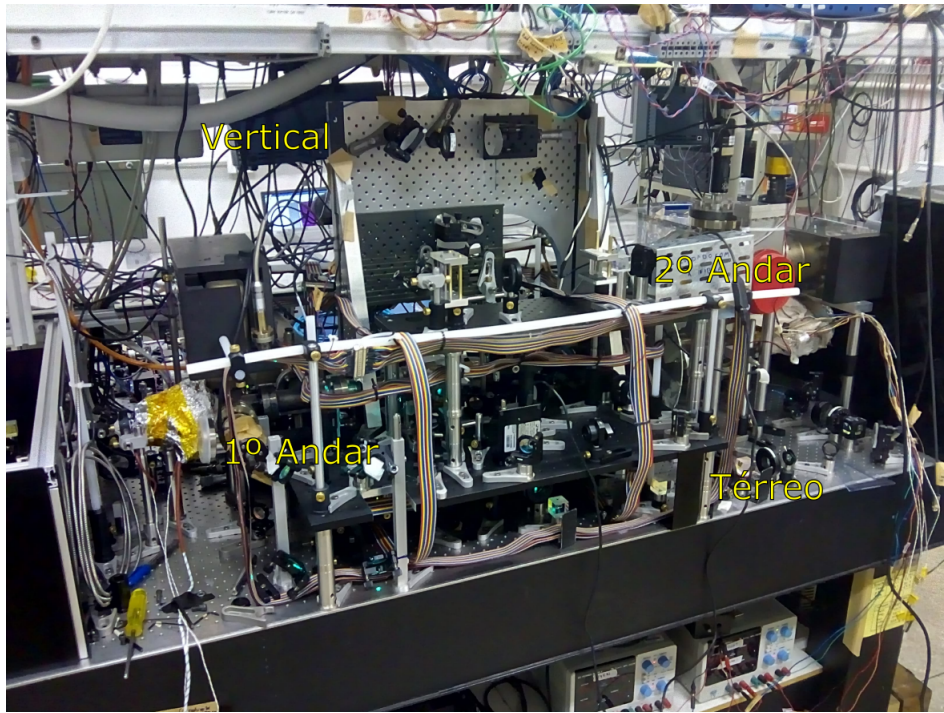


Figura 21: Foto do experimento mostrando ambas as seções assim como os andares, identificados na figura, instalados na seção da câmara de ciência. A câmara fica situada na região central do 1º andar.

Fonte: do autor.

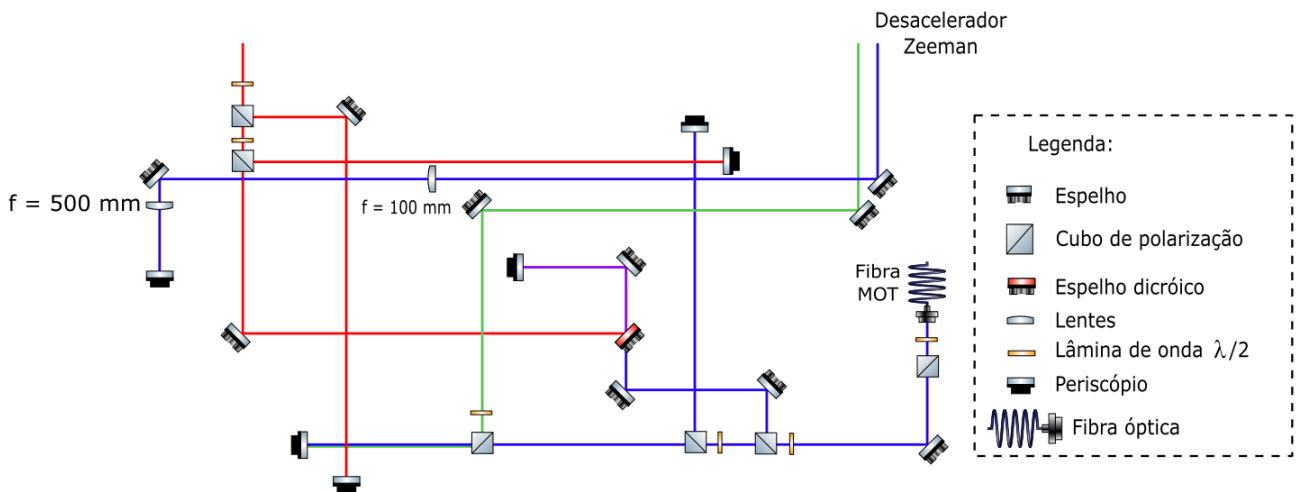


Figura 22: Esquemático para os feixes lasers no andar térreo da mesa óptica.

Fonte: do autor.

O térreo, o 1º andar e a mesa vertical são utilizados para criarmos os caminhos ópticos dos feixes necessários para ambos os MOTs azul e vermelho, assim como o feixe necessário para a imagem de absorção. No 2º andar (também utilizando parte do 1º e da mesa vertical), temos a disposição do caminho óptico para o feixe infra-vermelho. Este, porém, será tratado com mais detalhes no capítulo seguinte. Nas figuras 22 e 23, vemos os designs utilizados para o térreo e para o primeiro andar da mesa óptica, respectivamente.

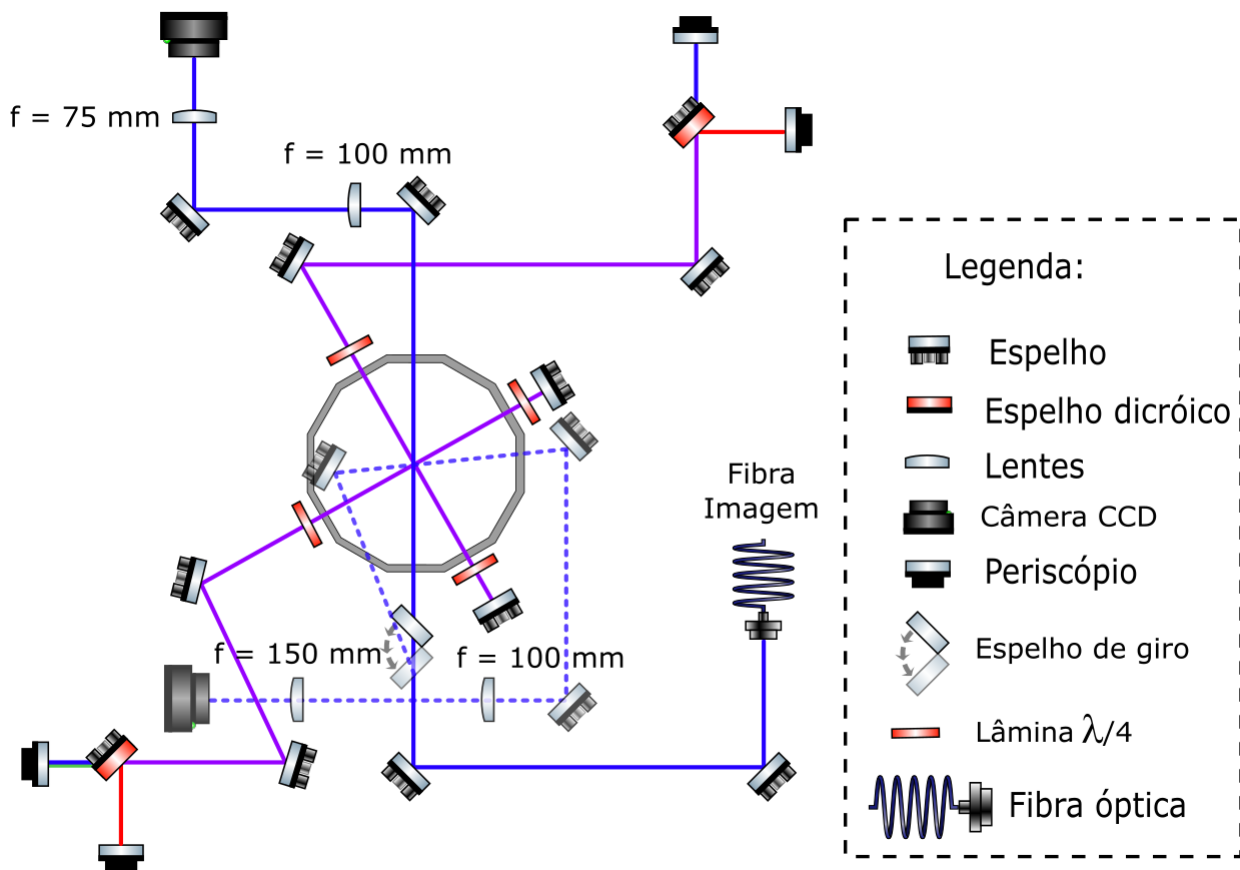


Figura 23: Esquemático para os feixes lasers no primeiro andar da mesa óptica. O feixe pontilhado, tal qual os componentes com opacidade menor representam o caminho óptico para o feixe de uma imagem de absorção da nuvem em uma incidência vertical, onde a câmera se situa no andar térreo da mesa. O dodecágono central representa nossa câmara de ciência.

Fonte: do autor.

Através de um computador de controle, conectado a uma placa comercial da *National Instruments*, modelos MF6259 e AO6723, conseguimos operar os aparatos necessários para o aprisionamento dos átomos através de sinais digitais. Temos uma sequência experimental para que o aprisionamento seja otimizado: desejamos primeiro aprisionar os átomos numa armadilha utilizando a transição azul e, posteriormente, a vermelha.

Para aprisionar átomos na transição azul de maneira eficiente, deixamos o MOT azul carregando por 2 s, tempo este necessário para carregar a sequência experimental nas placas de controle a partir do computador. As potências utilizadas nos feixes criados para efetuar o aprisionamento são: 49,2 mW para o Zeeman Slower, e para os feixes do MOT: 5,1 mW para o feixe A, 4,8 mW para o feixe B (ambos os feixes A e B podem ser vistos esquematizados na figura 23) e 8,3 mW para o feixe na direção  $\hat{z}$ . Porém, existem pequenas flutuações que ocorrem nas potências de nosso sistema por uma instabilidade do próprio laser. Dito isso, nosso grupo possui o costume de sempre realinhar e re-balancear a potência distribuída no sistema para reotimizar acoplamentos em componentes como os AOMs, por exemplo. Também é feita uma tabela das potências anotadas em cada um dos feixes do sistema azul, para que uma perda de potência gradual e uma flutuação muito destoante do normal, caso aconteçam, sejam notadas.



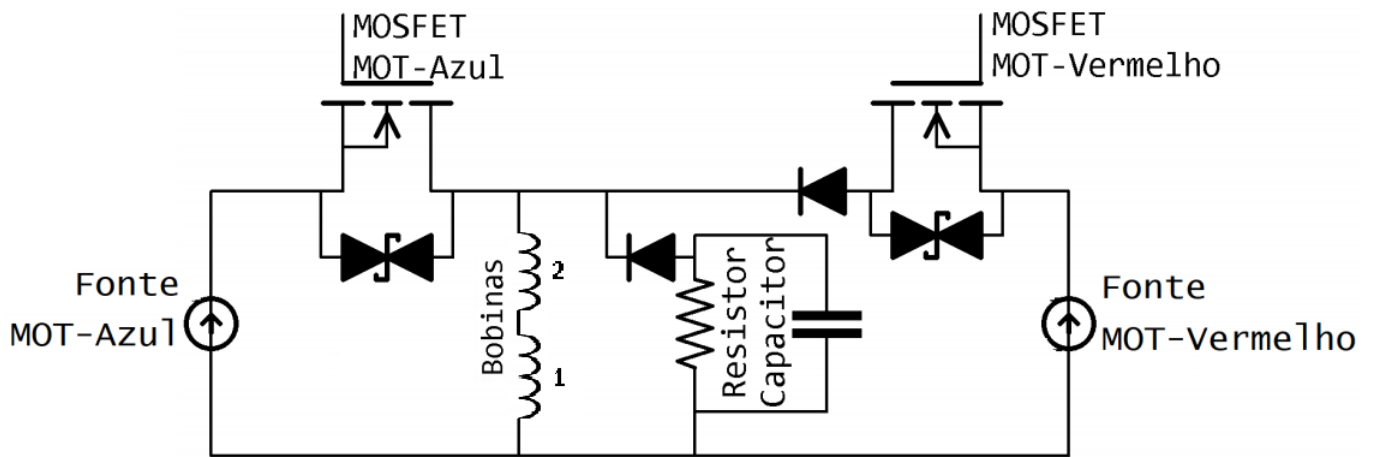


Figura 24: Circuito para ligamento e desligamento das bobinas para o campo quadrupolar.

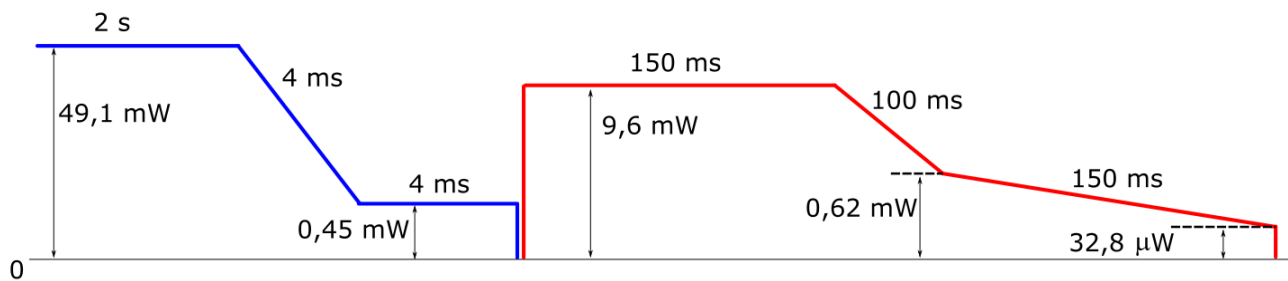


Figura 25: Esquemático da rampa de potências realizadas tanto para o MOT azul quanto para o vermelho. Também representado na figura está a duração de cada etapa.

Fonte: do autor.

Após os 2 s iniciais, uma rampa de potência no feixe azul é feita por 4 ms: configuramos um valor inicial e final da potência do feixe utilizado no aprisionamento, onde essa mudança de potência é feita gradualmente através de um software programado em Python, criado pelo próprio grupo. Este tipo de técnica, juntamente com outra conhecida por rampa de frequência, nos permite resfriar ainda mais a nuvem, onde os valores para as potências e frequências são testados e otimizados experimentalmente. Na figura 25 está uma representação esquemática de como as potências nos feixes azul e vermelho se comportam durante o aprisionamento. Temos os valores de 49,1 mW para a potência inicial e de 0,45 mW para a final, medidos antes da separação dos feixes do MOT. Isso configura um aprisionamento de  $4,5 \times 10^7$  átomos, a uma temperatura média de 7 mK.

Após esta primeira armadilha, conseguimos aprisionar os átomos desta nuvem utilizando a transição vermelha. Mas, para realizar esta mudança na transição utilizada, também devemos alterar o campo magnético. Se lembrarmos da equação 3.17, vemos que a utilização de diferentes campos magnéticos gera intensidades diferentes no termo de confinamento da força que rege nosso MOT (equação 3.18). Dessa forma, o uso de diferentes gradientes para o campo magnético quadrupolar utilizado se justifica e, para que isso possa ser feito, utilizamos um circuito criado

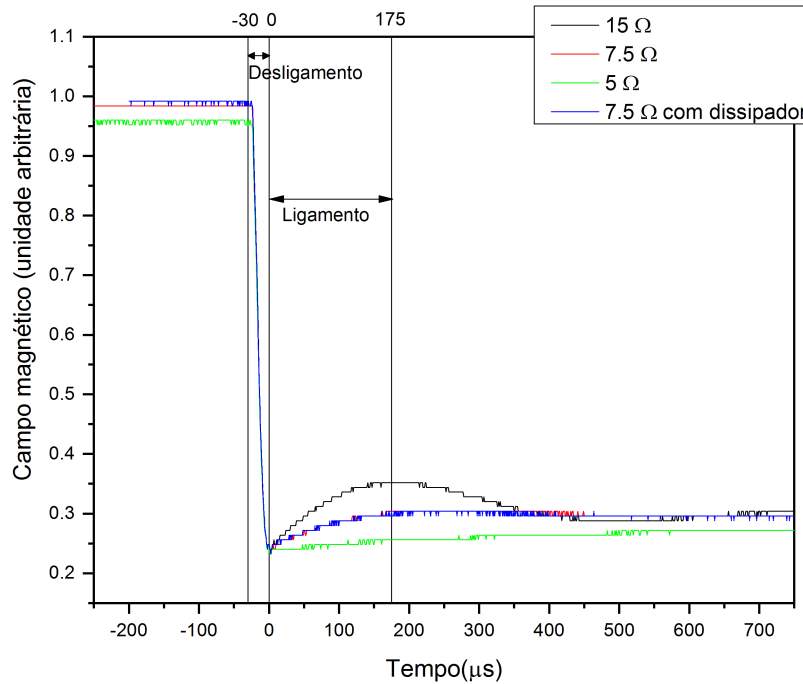


Figura 26: Caracterização para ligamento e desligamento das bobinas, utilizando diferentes resistências no circuito.

pelo grupo, representado na figura 24, para alterar a corrente das bobinas de modo a gerar o quadrupolo necessário para cada transição. Basicamente, o circuito desliga a corrente vinda de uma fonte específica para o MOT azul e, no menor tempo possível, as liga novamente numa corrente de uma fonte específica para o vermelho, tudo isto feito da maneira mais estável possível. Na figura 26, vemos o calibramento para o desligamento e ligamento das bobinas para diferentes resistências no circuito; como precisamos de um intervalo de tempo relativamente curto, o diodo presente no circuito não se comporta de maneira otimizada, não conseguindo dissipar a energia, assim, parte desta energia é dissipada pelo resistor, que acaba ajudando na otimização do funcionamento e na estabilidade do circuito. O valor para este resistor foi calibrado experimentalmente e tivemos como melhor resultado uma resistência equivalente a  $7,5 \Omega$ , com um tempo total de  $105 \mu\text{s}$  para desligar e re-ligar as bobinas. Pelo gráfico na figura 13, vemos que o gradiente obtido, medido no eixo das bobinas, foi de  $13 \text{ G/cm}$  para  $1 \text{ A}$ . Para a captura dos átomos, utilizamos  $4,54 \text{ A}$ , o que nos fornece um gradiente de  $59 \text{ G/cm}$ , para o MOT azul e  $0,5 \text{ A}$ , obtendo  $6,5 \text{ G/cm}$ , para o MOT vermelho.

Para realizar o MOT vermelho, buscamos como referência para o trabalho *Degenerate quantum gases of strontium* (9), tese de doutorado de Simon Stellmer. Isto se deve pois na versão anterior do experimento o laboratório não obteve êxito neste aprisionamento. Ou seja, não havia qualquer tipo de referência experimental do nosso próprio sistema para nos guiar na obtenção deste aprisionamento. Em seu trabalho, Stellmer propõe uma divisão de 5 estágios no processo de aprisionamento na transição vermelha, de forma a otimizá-la. Porém, para nosso

sistema em específico, obtivemos como melhor configuração uma divisão em 3 estágios somente. São eles:

1. Neste primeiro estágio, fazemos em conjunto com uma rampa na frequência, um scan da mesma, alargando artificialmente a transição: com relação à frequência de ressonância, dessintonizamos inicialmente nosso laser num valor máximo de  $-8$  MHz, que muda conforme realizamos a rampa de frequência, e  $-1,12$  MHz para o valor mínimo, escaneando a frequência do laser entre os limites deste estágio com uma frequência de  $30$  kHz; esse estágio possui uma duração de  $150$  ms, já a potência do feixe é mantida em  $9,6$  mW.
2. No segundo estágio, a metodologia é a mesma do primeiro (rampa em conjunto com scan de frequência), porém agora temos como valor máximo inicial uma dessintonia de  $-6$  MHz, enquanto o valor mínimo continua o mesmo,  $-1,12$  MHz. Possui uma duração de  $100$  ms e, durante este tempo, também realizamos uma rampa de potência, levando-a inicialmente do valor citado no primeiro estágio até um valor final de  $0,62$  mW.
3. Por fim, no terceiro estágio, realizamos uma rampa de frequência (onde não há mais um alargamento artificial da transição), a qual iniciamos numa dessintonia de  $-2$  MHz com relação à ressonância e terminamos numa dessintonia de  $-1,82$  MHz. Ao mesmo tempo, realizamos outra rampa de potência, levando o feixe do valor final do segundo estágio até um valor de  $32,8$   $\mu$ W, este estágio possui uma duração de  $150$  ms.

Na figura 27 temos uma representação esquemática sobre as rampas de frequências realizadas em todos os estágios do MOT vermelho. Após as devidas otimizações, conseguimos chegar num aprisionamento com valor melhor reprodutível de  $2,8 \times 10^6$  átomos numa temperatura de  $1,5$   $\mu$ K. Já nosso melhor valor constatado no MOT vermelho foi de  $5 \times 10^6$  átomos, numa temperatura de  $1,7$   $\mu$ K, considerando todos os três estágios. Com somente o primeiro estágio, o valor obtido foi de  $2,2 \times 10^7$  átomos a uma temperatura de  $24$   $\mu$ K, que também foi constatada como melhor transferência de átomos entre o MOT azul e o vermelho:  $71\%$ . Isso nos mostra que se não exigíssemos temperaturas tão baixas para se obter a armadilha óptica, a transferência de átomos entre uma armadilha e outra seria mais eficiente.

### 3.8 Bobinas de Compensação

Por último, na construção desta nova versão do experimento, também foram necessárias novas bobinas de compensação. Estas bobinas tem como objetivo neutralizar qualquer efeito de campos magnéticos externos, ou seja, com elas, pretendemos criar no centro geométrico de nosso sistema um campo magnético de fundo que seja nulo, fazendo com que os campos quadrupolares necessários para os aprisionamentos se comportem da maneira como desejamos; para tanto, funcionam numa configuração quase-Helmholtz. Estas bobinas foram imaginadas num formato como uma gaiola que englobasse toda a câmara de ciência. Tal geometria pode ser vista na figura 28. Já na figura 29, temos um gráfico do campo magnético gerado por uma destas

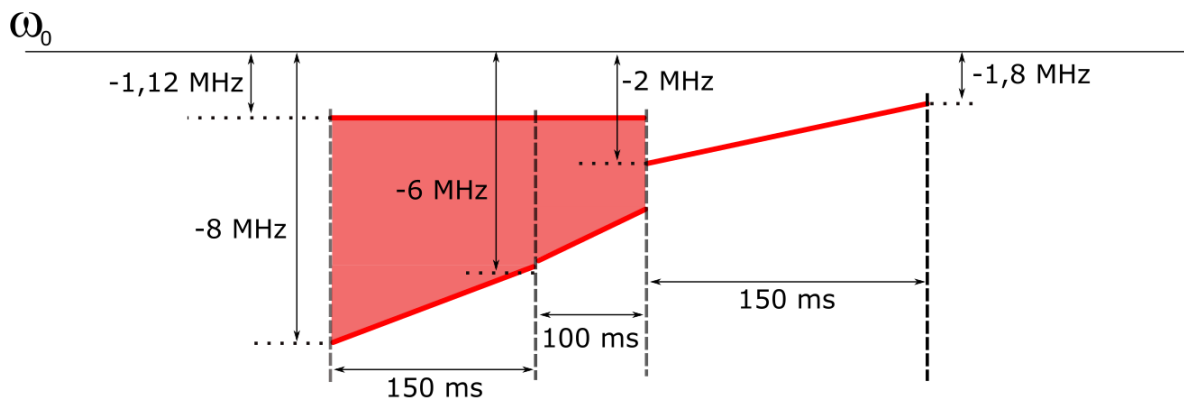


Figura 27: Esquemático da rampa de frequência utilizada nos estágios do MOT vermelho; onde os valores representados significam a ressonância empregada com relação à frequência de ressonância  $\omega_0$  da transição. Também representado na figura está a duração de cada etapa. A faixa vermelha representa o intervalo em que escaneamos a frequência tanto no primeiro quanto no segundo estágios.

Fonte: do autor.

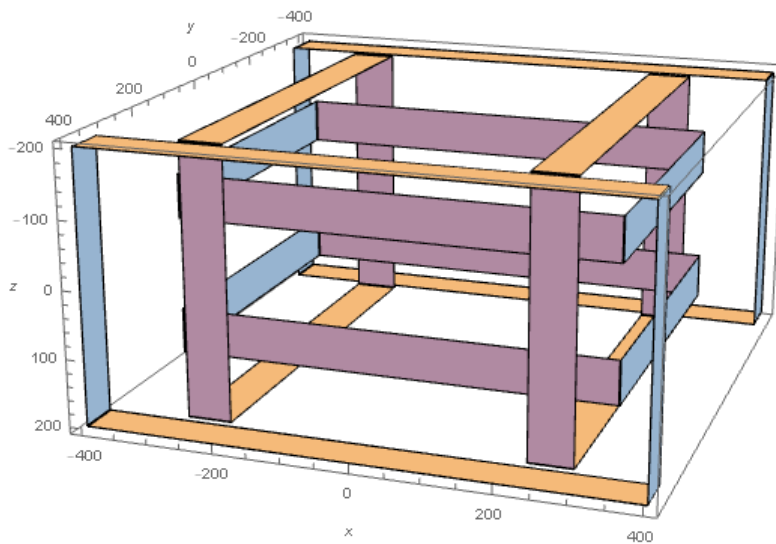


Figura 28: Simulação da geometria das bobinas de compensação.

Fonte: do autor.

bobinas em uma de suas direções no espaço, e vemos que, numa variação de 10 mm no espaço, o campo magnético varia de 0,02%, o que resulta num campo extremamente homogêneo, segundo o esperado para as bobinas de compensação.

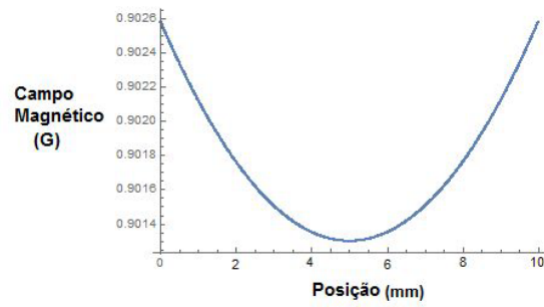


Figura 29: Gráfico do campo magnético por posição.

Com todas as configurações e otimizações realizadas e explicadas neste capítulo, onde temos como resultado um MOT vermelho de  $2,8 \times 10^6$  átomos a  $1,5 \mu\text{K}$ , podemos finalmente passar para a obtenção da armadilha óptica de dipolo. Como veremos no capítulo a seguir, o potencial óptico criado por esta armadilha possui um caráter conservativo e uma profundidade (relacionada a uma temperatura) que opera em valores de  $\mu\text{K}$ , por isso a obtenção do aprisionamento na transição vermelha foi um importante passo para se chegar mais próximo de uma amostra pertencente ao regime denso.

## 4 Armadilha Óptica de Dipolo

Após aprisionar átomos no MOT vermelho, passamos então para o objetivo final deste trabalho: a obtenção da armadilha óptica de dipolo. Ao contrário de um MOT, que aliado ao uso de lasers próximos à ressonância, está o uso do campo magnético quadrupolar, esta armadilha utiliza somente luz incidente altamente dessintonizada com as transições atômicas, o que cria uma força conservativa de dipolo resultante de uma interação dispersiva dos momentos de dipolo elétrico dos átomos. O mínimo deste potencial é utilizado para confinar os átomos espacialmente. (23)

### 4.1 Teoria da armadilha

No capítulo 1, fizemos um cálculo semi-clássico para a obtenção da força luminosa média que age sobre um átomo. Neste modelo, o átomo foi considerado como um sistema de dois níveis. É interessante notar que o termo da força dipolar também pode ser obtido a partir de um cálculo totalmente clássico, com o átomo agora representado por um dipolo induzido. Vamos aqui discutir a dedução completamente clássica, afim de mostrar que os resultados são de fato equivalentes.

Para captar aspectos essenciais envolvendo a armadilha óptica, faremos aqui um desenvolvimento comparativo ao feito no capítulo 1, porém aqui faremos uso de um modelo num regime totalmente clássico. Nosso campo de radiação será mais uma vez o campo elétrico oscilante clássico proveniente de um feixe laser com frequência  $\omega$ . Tendo polarização  $\vec{\epsilon}$  e amplitude  $E_0(\vec{r})$ , suposta real, o campo pode ser escrito como a parte real de um campo complexo  $\vec{\mathcal{E}}$ :

$$\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t) = \vec{\epsilon}E_0e^{i\omega t} \rightarrow \vec{E}(\vec{r}, t) = \Re(\vec{\mathcal{E}}(\vec{r}, t)) = E_0\Re(\vec{\epsilon}e^{-i\omega t}) \quad (4.1)$$

No caso de uma polarização linear,  $\vec{\epsilon}$  pode ser considerado real, e o campo elétrico escalar neste caso se torna simplesmente  $E = E_0\vec{\epsilon}\cos(\omega t)$ . Com um modelo simples de átomo, imaginando que o elétron é ligado harmonicamente a um núcleo muito mais massivo, temos que na presença de um campo elétrico externo, o centro da carga positiva não coincide com o da sua nuvem negativa. O campo exerce uma força que faz uma redistribuição das cargas no átomo, e esta nova distribuição se comporta como um dipolo elétrico. Sendo assim, também temos um momento de dipolo elétrico induzido, dado por:

$$\vec{p} = -e\vec{r} = \Re(\alpha(\omega) \vec{\mathcal{E}}) \quad (4.2)$$

onde  $e$  é a carga fundamental e  $\vec{r}$  a posição do elétron em relação ao núcleo positivo, suposto muito mais massivo e portanto considerado um referencial inercial.

O termo  $\alpha(\omega)$  representa a polarizabilidade atômica, e funciona como uma constante de proporcionalidade entre o momento de dipolo induzido e seu campo aplicado. Tal termo é complexo pois o campo elétrico oscilante que gera tal momento, pode, no geral, induzir também dipolos que oscilem fora de fase. A energia eletrostática de um dipolo induzido num campo elétrico  $\vec{E}$  pode ser dada pela seguinte fórmula, onde sua demonstração pode ser consultada na literatura (27):

$$V_{dip} = -\frac{1}{2} \langle \vec{p} \cdot \vec{E} \rangle \quad (4.3)$$

O termo  $\langle \dots \rangle$  representa uma média temporal sobre um período de oscilação da luz incidente, visto que não conseguimos medir um efeito instantâneo dada as frequências da luz visível, da ordem de  $10^{14}$  Hz. Supondo agora que temos uma polarização  $\vec{\epsilon}$  linear do campo elétrico, ou seja, ela é real, então:

$$\vec{p} = E_0 \vec{\epsilon} \Re(\alpha(\omega) e^{-i\omega t}) \quad (4.4)$$

Reescrevendo o termo exponencial em seno e cosseno, assim como a polarizabilidade em sua parte real e imaginária na forma  $\alpha(\omega) = \Re(\alpha) + i \Im(\alpha)$ , temos que o momento de dipolo é escrito como:

$$\vec{p} = E_0 \vec{\epsilon} [\Re(\alpha) \cos(\omega t) + \Im(\alpha) \sin(\omega t)] \quad (4.5)$$

Assim, a média temporal do produto escalar presente em 4.3 tem como resultado:

$$\langle \vec{p} \cdot \vec{E} \rangle = \frac{E_0^2}{2} \Re(\alpha) \quad (4.6)$$

Mas, sendo a intensidade de um feixe e, portanto, do campo elétrico aplicado no sistema, dada por  $I = \frac{E_0^2}{2\epsilon_0 c}$ , podemos chegar na seguinte equação para o potencial dipolar:

$$V_{dip} = -\frac{1}{2\epsilon_0 c} \Re(\alpha(\omega)) I \quad (4.7)$$

Ao mesmo tempo, também devemos considerar o trabalho realizado pelo campo elétrico no elétron do nosso dipolo induzido. Num intervalo de tempo  $dt$ , temos:

$$dW = \vec{F}_{el} \cdot d\vec{r} = -e\vec{E} \cdot \vec{v} dt \quad (4.8)$$

Com  $\vec{F}_{el}$  a própria força elétrica, enquanto  $\vec{r}$  a posição do elétron ( $\vec{v}$  a velocidade do mesmo). O trabalho médio realizado no sistema é a média sobre um período de oscilação do trabalho, ou seja:

$$\langle W \rangle = \int dW = \int_0^{2\pi/\omega} -e\vec{E} \cdot \vec{v} dt \quad (4.9)$$

Mas, lembrando da equação 4.2, podemos concluir que  $-e\vec{v} = \dot{\vec{p}}$ . Ainda, se considerarmos a potência média absorvida pelo dipolo, vemos que esta é média da energia envolvida durante o processo (no caso, média do trabalho realizado), dividida pelo tempo (o período em que o trabalho ocorre):

$$P_{abs} = \frac{\langle W \rangle}{2\pi/\omega} = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} \dot{\vec{p}} \cdot \vec{E} dt \quad (4.10)$$

O que podemos escrever como sendo a média de  $\dot{\vec{p}} \cdot \vec{E}$ , assim:

$$P_{abs} = \langle \dot{\vec{p}} \cdot \vec{E} \rangle \quad (4.11)$$

Com o momento de dipolo  $\vec{p}$  dado pela equação 4.5, e o campo elétrico por 4.1, a média temporal para o produto escalar da equação anterior resulta em:

$$P_{abs} = \frac{E_0^2 \omega}{2} \mathfrak{S}(\alpha) = \frac{\omega}{\epsilon_0 c} \mathfrak{S}(\alpha) I \quad (4.12)$$

Agora, se considerarmos que a luz incidente é na verdade um feixe de fótons com energia  $\hbar\omega$ , podemos então calcular a taxa de espalhamento  $\Gamma_{esp}$  de fótons por nosso dipolo, como num ciclo de absorção e emissão, sendo dada por:

$$\Gamma_{esp} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\epsilon_0 c} \mathfrak{S}(\alpha) I \quad (4.13)$$

Assim, temos duas expressões que representam características importantes de nossa armadilha: a 4.7, que representa o potencial dipolar e, portanto, nos mostra como nossa armadilha se comporta tal qual a intensidade da mesma; e a 4.13, representando quantos fótons são espalhados na nossa armadilha, o que, lembrando do caso citado para explicar o resfriamento de átomos nos capítulos anteriores, possui um comportamento que pode aquecer nossa amostra. Além disso, ambas as expressões dependem da polarizabilidade. Para encontrá-la, imaginamos primeiro nosso átomo no modelo de Lorentz: um elétron ligado harmonicamente ao núcleo atômico, assim como num sistema massa mola. Se aplicarmos a segunda lei de Newton nesse sistema:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) - m_e \Gamma_{amort} \vec{v} - m\omega_0^2 \vec{r} \quad (4.14)$$

Nesta equação,  $\vec{E}$  representa o campo elétrico,  $\vec{B}$  o campo magnético,  $m_e$  é a massa do elétron,  $\vec{v}$  sua velocidade,  $\vec{r}$  sua posição e  $\omega_0$  representa a frequência de ressonância, no caso, a frequência natural do sistema.

O primeiro termo no lado direito da equação é referente à força de Lorentz que age no elétron, considerando o campo eletromagnético da radiação. Já no segundo termo, temos a presença de  $\Gamma_{amort}$ , que representa a taxa de perda de energia devido à radiação emitida



pela carga acelerada; por isso, nesta equação, este segundo termo aparece tal qual um fator de amortecimento, se imaginarmos um modelo de oscilador harmônico. Um elétron acelerado harmonicamente irradia uma potência, cuja média pode ser escrita por (27):

$$\langle P_{irrad} \rangle = \frac{e^2 \omega^4 r_0^2}{12\pi\epsilon_0 c^3} \quad (4.15)$$

com  $r_0$  a amplitude de oscilação.

Se tal potência não é fornecida ao oscilador por uma fonte externa, então ela deve ser compensada por uma mudança na energia do oscilador, o que resulta na amplitude  $r_0$  decair com o tempo. Para este fim, consideramos a energia do oscilador como sendo  $E_{osc} = \frac{1}{2}m_e\omega^2 r_0^2$ . A constante de amortecimento é definida pela taxa de decaimento temporal dessa energia, e pode ser escrita como:

$$\Gamma_{amort} = \frac{P_{irrad}}{E_{osc}} = \frac{e^2 \omega^2}{6\pi\epsilon_0 m_e c^3} \quad (4.16)$$

O último termo presente no lado direito da equação 4.14 é referente à força elástica atuando no elétron, vide o modelo que estamos considerando. Se fatorarmos a equação 4.14, considerando também  $\vec{v} \times \vec{B} \approx 0$  (visto que  $v \ll c$ ), chegamos na seguinte equação de movimento:

$$\ddot{r} + \Gamma_{amort}\dot{x} + \omega_0^2 r = -\frac{eE(t)}{m_e} \quad (4.17)$$

Procurando uma solução oscilatória do sistema na forma do *ansatz*  $r(t) = r_0 e^{-i\omega t}$ , encontramos:

$$r_0 = \frac{eE(t)}{m_e} \frac{1}{(i\omega\Gamma_{amort} + \omega^2 - \omega_0^2)} \quad (4.18)$$

Tendo, portanto, como solução estacionária:

$$r(t) = \frac{e}{m_e} \frac{1}{(-\omega_0^2 + i\Gamma_{amort}\omega + \omega^2)} E(t) \quad (4.19)$$

Assim, substituindo 4.19 em 4.2, encontramos uma expressão para a polarizabilidade:

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{m_e} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\Gamma_{amort}\omega} \quad (4.20)$$

Onde, se substituirmos ainda a expressão encontrada para  $\Gamma_{amort}$ , ficamos com:

$$\alpha(\omega) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma_0/\omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\left(\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\right)\Gamma_0} \quad (4.21)$$

O termo  $\Gamma_0 = \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 \Gamma_{amort}$  é a taxa de amortecimento quando o sistema está em ressonância. Com tais elementos, encontramos as partes real e imaginária da polarizabilidade clássica:

$$\Re(\alpha) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\Gamma_0}{\omega_0^2} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\right)^2 \Gamma_0^2} \quad (4.22a)$$

$$\Im(\alpha) = 6\pi\epsilon_0 c^3 \frac{\omega^3}{\omega_0^4} \frac{\Gamma_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \left(\frac{\omega^3}{\omega_0^2}\right)^2 \Gamma_0^2} \quad (4.22b)$$

Substituindo tais equações em 4.7 e 4.13, assim como lembrando que numa armadilha óptica de dipolo estamos num regime longe da ressonância, isto é,  $|\omega - \omega_0| \gg \Gamma_0$ , e que as frequências de ressonância e de oscilação do campo possuem mesma ordem de magnitude, então podemos encontrar novas equações para o potencial dipolar e para a taxa de espalhamento, dadas por:

$$V_{dip}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma_0}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma_0}{\omega_0 + \omega} \right) I(r) \quad (4.23a)$$

$$\Gamma_{esp}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3 \hbar} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left( \frac{\Gamma_0}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma_0}{\omega_0 + \omega} \right)^2 I(r) \quad (4.23b)$$

Lembrando que a taxa de espalhamento pode significar um aquecimento de nosso sistema (e eventualmente perda da armadilha), queremos que esta diminua o máximo possível, sem que isso signifique diminuição do potencial (o que ocasiona uma força de menor intensidade e, portanto, também a perda da armadilha). Diminuir a intensidade do feixe não é uma opção, visto que ambos possuem igual dependência da mesma. Das variáveis que temos controle, nos resta a dessintonia  $\delta = \omega - \omega_0$ . Se estivermos num regime em que a frequência  $\omega$  do laser estiver muito longe da ressonância  $\omega_0$ , então conseguimos diminuir a taxa de espalhamento a um regime em que esta pode ser desprezada, não aquecendo nosso sistema. Para nosso experimento, consideramos  $\omega = 2\pi c/\lambda$  e  $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ , onde  $\lambda = 1064$  nm e  $\lambda_0 = 461$  nm são os comprimentos de onda do laser infra-vermelho e da transição atômica que consideramos como ressonância (azul), a qual possui largura natural  $\Gamma_0 = 2\pi \times (30 \cdot 10^6$  Hz). Calculando uma intensidade causada por um feixe de 2,4 W de potência, de mesma área da seção transversal que o nosso (onde consideramos um feixe de seção transversal circular com raio igual a 60  $\mu$ m), encontramos  $\Gamma_{esp} = 1,3 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ , o que podemos considerar como  $\Gamma_0 \approx 0$  para as escalas de tempo típicas do aprisionamento atômico. Portanto, nossa armadilha é puramente conservativa.

Ao mesmo tempo, para que o potencial tenha a profundidade suficiente para o aprisionamento, é necessário aumentar a potência dos lasers. Para encontrar a profundidade  $V_0$  da armadilha, basta substituir a intensidade máxima  $I_0$  na fórmula do potencial dipolar dada por

4.23a:

$$V_0 = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma_0}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma_0}{\omega_0 + \omega} \right) I_0 \quad (4.24)$$

Podemos simplificar as equações 4.23, fazendo a substituição de um novo termo  $\Delta = \frac{(\omega - \omega_0)(\omega_0 + \omega)}{2\omega_0}$ . Com isso, encontramos:

$$V_{dip}(r) = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma_0}{\Delta} I(r) \quad (4.25a)$$

$$\Gamma_{esp}(r) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3 \hbar} \left( \frac{\omega}{\omega_0} \right)^3 \left( \frac{\Gamma_0}{\Delta} \right)^2 I(r) \quad (4.25b)$$

Nesta simplificação, a profundidade aparece reescrita como:

$$V_0 = \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma_0}{\Delta} I_0 \quad (4.26)$$

### 4.1.1 Equivalência com o cálculo quântico

Faremos agora a demonstração de como o potencial e a taxa de espalhamento aqui encontrados são equivalentes aos demonstrados no capítulo 2.

#### 4.1.1.1 Taxa de espalhamento

Primeiro, lembremos que, no caso quântico, nós supomos uma aproximação da forma  $|\delta| = |\omega - \omega_0| \ll \omega, \omega_0$ . Relembrando este caso, a taxa de espalhamento de fótons (que é a taxa de absorção de fótons) encontrada é dada por:

$$\Gamma_{esp,q} = \Gamma \rho_{ee} = \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{(1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2)} = \frac{\Omega^2/2\Gamma^2}{1 + \Omega^2/2\Gamma^2 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (4.27)$$

Mas, para a armadilha dipolar, temos que a dessintonia será muito maior do que a frequência de Rabi:  $\delta \gg \Omega$ . Além disso,  $\delta \gg \Gamma$ . Dessa forma:

$$\Gamma_{esp,q} \approx \frac{\Gamma}{2} \frac{\Omega^2/2\Gamma^2}{4\delta^2/\Gamma^2} \quad (4.28)$$

Como o fator de saturação em ressonância é dado por  $s_0 = \frac{I}{I_{sat}} = \frac{\Omega^2}{2\Gamma^2} = \frac{I}{(\hbar\Gamma\omega_0^3/12\pi c^2)}$ , então, podemos escrever:

$$\Gamma_{esp,q} \approx \frac{\Gamma}{2} \frac{12\pi c^2}{\hbar\Gamma\omega_0^3} \frac{I(\vec{r})}{4\delta^2/\Gamma^2} \quad (4.29)$$

Ou ainda:

$$\Gamma_{esp} \approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} \right)^2 \quad (4.30)$$

Se, agora, fixarmos a aproximação  $|\omega - \omega_0| \ll \omega, \omega_0$  na equação 4.23b (de forma a tornar ambas as equações para a taxa de espalhamento comparáveis), isso nos leva a dizer que  $\omega + \omega_0 \gg |\omega - \omega_0|$ . Também, como a diferença entre as frequências é muito pequena,  $\omega \approx \omega_0$ . Assim:

$$\Gamma_{esp} \approx \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left( \frac{\Gamma_0}{\omega - \omega_0} \right)^2 \quad (4.31)$$

Encontramos, portanto, exatamente o mesmo resultado, a menos de considerarmos que a taxa de perda de energia  $\Gamma_0$  do dipolo clássico é agora a largura natural  $\Gamma$  do nível de energia. Os dois resultados concordam no regime em que  $|\omega - \omega_0| \gg \Omega, \Gamma$  e  $|\omega - \omega_0| \ll \omega, \omega_0$ . É válido notar que, para nossa armadilha dipolar, a condição  $|\omega - \omega_0| \ll \omega, \omega_0$  não é necessariamente verdadeira, pois a dessintonia será grande. Mas a fórmula para  $\Gamma_{esp}$  clássico é válida mesmo neste regime.

#### 4.1.1.2 Potencial Dipolar

Como mostrado no capítulo 2, a força dipolar encontrada possui um caráter conservativo, já que pode ser derivada de um potencial. Relembrando, este é dado por:

$$V_{dip,q}(\vec{R}) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + s(\vec{R})) \quad (4.32)$$

No limite em que  $\delta \gg \Omega$  para a armadilha óptica, então  $s(\vec{r}) \ll 1$ , e assim  $\ln(1 + s(\vec{R})) \approx s(\vec{R})$ . Logo, podemos dizer que:

$$V_{dip,q}(\vec{R}) \approx \frac{\hbar\delta s(\vec{R})}{2} = \frac{\hbar\delta}{2} \frac{s_0(\vec{R})}{(1 + s_0(\vec{R}) + 4\delta^2/\Gamma^2)} \quad (4.33)$$

Como no cálculo do tópico anterior, supomos o regime em que  $\delta \gg \Omega, \Gamma$ , assim:

$$\frac{s_0(\vec{R})}{1 + s_0(\vec{R}) + 4\delta^2/\Gamma^2} \approx \frac{s_0(\vec{R})}{4\delta^2/\Gamma^2} = \frac{\Gamma^2}{4\delta^2} \frac{I(\vec{R})}{I_{sat}} = \frac{\Gamma^2}{4\delta^2} \frac{I(\vec{R})}{\hbar\Gamma\omega_0^3/12\pi c^2} = \frac{3\pi c^2\Gamma}{\hbar\omega_0^3\delta^2} I(\vec{R}) \quad (4.34)$$

O que resulta em, substituindo na equação 4.33:

$$V_{dip,q}(\vec{r}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma}{\omega - \omega_0} I(\vec{R}) \quad (4.35)$$

Enquanto isso, no limite  $|\omega - \omega_0| \ll \omega, \omega_0$  (onde o resultado quântico é válido), vemos que o potencial dado por 4.23a toma a forma:

$$V_{dip}(\vec{R}) \approx \frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \frac{\Gamma_0}{\omega - \omega_0} I(\vec{R}) \quad (4.36)$$

Que nos mostra a equivalência também para o potencial (e portanto para a força dipolar) entre o caso clássico apresentado neste capítulo e o cálculo quântico feito anteriormente, bastando, novamente, que façamos a interpretação correta para os termos  $\Gamma$  e  $\Gamma_0$ .

## 4.2 Características da Armadilha

O potencial dipolar encontrado na seção anterior possui um comportamento globalmente negativo caso  $\Delta < 0$  (conforme 4.25a), o qual, ao notar a relação de proporcionalidade do mesmo com a intensidade do feixe, vemos que teremos o menor potencial na área em que o feixe laser for mais intenso. Como a dependência de  $\Delta$  para as frequências  $\omega$  e  $\omega_0$  é a mesma da dessintonia  $\delta$ , vemos que luz de dessintonia  $\delta < 0$  (ou seja, para o vermelho) tem um mínimo de potencial na região de maior intensidade, onde portanto os átomos serão aprisionados. Num feixe gaussiano circular, temos que sua intensidade pode ser dada por (23):

$$I(r, z) = I_0 \frac{w_0^2}{w(z)^2} \exp\left(-\frac{2r^2}{w_0^2} \frac{1}{1 + (z/z_R)^2}\right) \quad (4.37)$$

$r$  e  $z$  são, respectivamente, as coordenadas radial e longitudinal do feixe gaussiano com relação ao ponto de foco do feixe;  $I_0 = \frac{2P}{\pi w_0^2}$  é a intensidade máxima do feixe, com  $P$  a potência do mesmo.

O termo  $w_z = w_0 \sqrt{1 + (z/z_R)^2}$  é conhecido como cintura do feixe, onde  $w_0$  é a cintura no ponto de foco, ou seja, a menor cintura possível de um feixe gaussiano. Já  $z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$  é a distancia Rayleigh, a qual, no eixo de propagação do feixe, faz com que a área da seção transversal do mesmo dobre de seu valor no ponto de foco. Porém, no nosso caso, nosso feixe gaussiano é elíptico, isto é, é um feixe assimétrico, com diferentes cinturas para cada um de seus eixos. A intensidade para um feixe assimétrico é calculada por:

$$I(r, z) = I_0 \frac{w_{0,x} w_{0,y}}{w_x(z) w_y(z)} \exp\left(-\frac{2x^2}{w_{0,x}^2} \frac{1}{1 + (z/z_{R,x})^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{w_{0,y}^2} \frac{1}{1 + (z/z_{R,y})^2}\right) \quad (4.38)$$

$w_i(z) = w_{0,i} \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_{R,i}}\right)^2}$  é a cintura do eixo  $i$  numa determinada distância  $z$ , já  $z_{R,i} = \frac{\pi w_{0,i}^2}{\lambda}$  é a distância Rayleigh para cada eixo.

Mesmo num feixe assimétrico, a região de maior intensidade do feixe é a central (o feixe não perde seu caráter gaussiano). Isso significa que há um potencial mínimo nessa região, o que implica que uma nuvem atômica com baixa energia térmica  $k_B T$  ( $k_B$  a constante de Boltzmann

e  $T$  a temperatura) será aprisionada na mesma. Devido ao seu comportamento, a região central desse potencial pode, em suma, ser aproximada para um oscilador harmônico tridimensional, com um eixo de simetria ao longo do eixo óptico (ao longo da direção de propagação do feixe). Podemos, dessa maneira, escrever:

$$V_{dip} = \frac{1}{2}m\omega_x^2x^2 + \frac{1}{2}m\omega_y^2y^2 + \frac{1}{2}m\omega_z^2z^2 \quad (4.39)$$

Aqui, somos apresentados a parâmetros importantes: as frequências de oscilação da nossa armadilha,  $\omega_x$ ,  $\omega_y$  e  $\omega_z$ . Fazendo uma aproximação quadrática em torno do ponto zero para a intensidade dada por 4.38, e igualando as duas relações do potencial dipolar encontradas, 4.25a e 4.39, encontramos:

$$\omega_x^2 = \frac{12\pi c^2 \Gamma_0}{m\Delta} \frac{I_0}{w_{0x}^2 \omega_0^3} \quad (4.40a)$$

$$\omega_y^2 = \frac{12\pi c^2 \Gamma_0}{m\Delta} \frac{I_0}{w_{0y}^2 \omega_0^3} \quad (4.40b)$$

$$\omega_z^2 = \frac{3\pi c^2 \Gamma_0}{m\Delta \omega_0^3} \frac{I_0(z_{R,x}^2 + z_{R,y}^2)}{z_{R,x}^2 z_{R,y}^2} \quad (4.40c)$$

Outro cálculo necessário para nossa armadilha é a densidade espacial da nuvem aprisionada (queremos, afinal, descobrir se a amostra é pertencente ou não ao regime denso). Vamos supor o potencial como o apresentado para a aproximação harmônica, dado por 4.39, e que a nuvem possui  $N$  átomos a uma temperatura  $T$ .

A densidade espacial dos átomos aprisionados nesta nuvem pode ser encontrada através da física estatística, onde utilizamos a distribuição de Maxwell-Boltzmann. A probabilidade  $\mathcal{P}$  de se encontrar um átomo numa posição  $\vec{r}(x, y, z)$  com velocidade  $v^2 = v_x^2 + v_y^2 + v_z^2$  é proporcional ao fator de Maxwell-Boltzmann:

$$\mathcal{P}(v_x, v_y, v_z, x, y, z) \propto e^{-E/k_B T} = e^{-\frac{(mv^2/2) + V(\vec{r})}{k_B T}} \quad (4.41)$$

Para calcularmos a distribuição de probabilidade somente nas posições, podemos integrar a distribuição de probabilidade nas variáveis da velocidade

$$\mathcal{P}(x, y, z) = \int \mathcal{P}(v_x, v_y, v_z, x, y, z) dv_x dv_y dv_z \propto \int e^{-\frac{mv_x^2}{2k_B T}} e^{-\frac{mv_y^2}{2k_B T}} e^{-\frac{mv_z^2}{2k_B T}} e^{-\frac{V(\vec{r})}{k_B T}} dv_x dv_y dv_z \propto e^{-\frac{V(\vec{r})}{k_B T}} \quad (4.42)$$

Podemos então escrever que  $\mathcal{P} \propto e^{-\frac{V(\vec{r})}{k_B T}}$ .

Além disso, também temos que a densidade atômica  $n$  é proporcional à densidade de probabilidade  $\mathcal{P}$  de encontrarmos um átomo na posição  $(x, y, z)$ . Chamando a constante de

proporcionalidade de  $n_0$ , podemos dizer que:

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\frac{V(\vec{r})}{k_B T}} \quad (4.43)$$

Substituindo o potencial harmônico tridimensional, ficamos com:

$$n(x, y, z) = n_0 e^{-\frac{m\omega_x^2 x^2}{2k_B T}} e^{-\frac{m\omega_y^2 y^2}{2k_B T}} e^{-\frac{m\omega_z^2 z^2}{2k_B T}} \quad (4.44)$$

Se calcularmos a densidade na origem, temos como resultado  $n(0, 0, 0) = n_0$ . Isso significa que  $n_0$  é na verdade a densidade espacial no centro da nossa armadilha, e podemos calcular este número a partir da normalização de  $n(x, y, z)$  (ora, se  $n$  é a densidade atômica da nossa nuvem, ao integrarmos esta densidade sobre o volume da mesma, devemos encontrar o número de átomos  $N$ ):

$$N = \int n(x, y, z) dx dy dz = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m\omega_x^2 x^2}{2k_B T}} dx \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m\omega_y^2 y^2}{2k_B T}} dy \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{m\omega_z^2 z^2}{2k_B T}} dz \quad (4.45)$$

As integrais possuem formato conhecido (são as integrais gaussianas) e assim, o resultado encontrado para  $n_0$  é:

$$n_0 = \omega_x \omega_y \omega_z \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} N \quad (4.46)$$

Já a densidade espacial esperada para a nuvem como um todo pode ser calculada através da seguinte equação:

$$n(x, y, z) = \omega_x \omega_y \omega_z \left( \frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{3/2} N e^{-\frac{m\omega_x^2 x^2}{2k_B T}} e^{-\frac{m\omega_y^2 y^2}{2k_B T}} e^{-\frac{m\omega_z^2 z^2}{2k_B T}} \quad (4.47)$$

Porém, o programa em LabView que faz o tratamento das imagens de absorção nos mostra a densidade a partir de um cálculo diferente. Para isso, ele utiliza a seguinte fórmula:

$$n_{LabView}(x, y, z) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} e^{-\frac{x^2}{\sigma_x^2}} e^{-\frac{y^2}{\sigma_y^2}} e^{-\frac{z^2}{\sigma_z^2}} \quad (4.48)$$

Onde os termos  $\sigma_i = \frac{1}{\omega_i} \left( \frac{k_B T}{m} \right)^{1/2}$  (encontramos igualando 4.46 com 4.49) representam a distância em que é preciso estar, em relação ao centro da armadilha, para que a densidade da mesma caia num fator  $e^{1/2}$ , isto é, nesta região, teremos uma densidade com 60% do valor no centro. Podemos então interpretar que este termo indica também o tamanho típico de nossa nuvem, com a densidade no centro, para este caso, dada por:

$$n_{0, LabView} = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \quad (4.49)$$

Temos portanto duas equações para a densidade da nuvem, que no fim depende somente de parâmetros que podem ser observados e medidos experimentalmente: número de átomos, temperatura da amostra, tamanho típico da nuvem e frequências próprias da armadilha harmônica criada. Com ambas estas equações, uma comparação direta entre a densidade medida experimentalmente e a densidade esperada calculada é possível, basta para isso medir os parâmetros necessários com relação à qual comparação se quer fazer (seja com a equação 4.46 ou com a 4.49). Assim, podemos afirmar de fato se nossa amostra está ou não de acordo com nossas previsões e, conseqüentemente, se ela pertence ou não ao regime denso.

### 4.3 Aparato experimental e Resultados obtidos

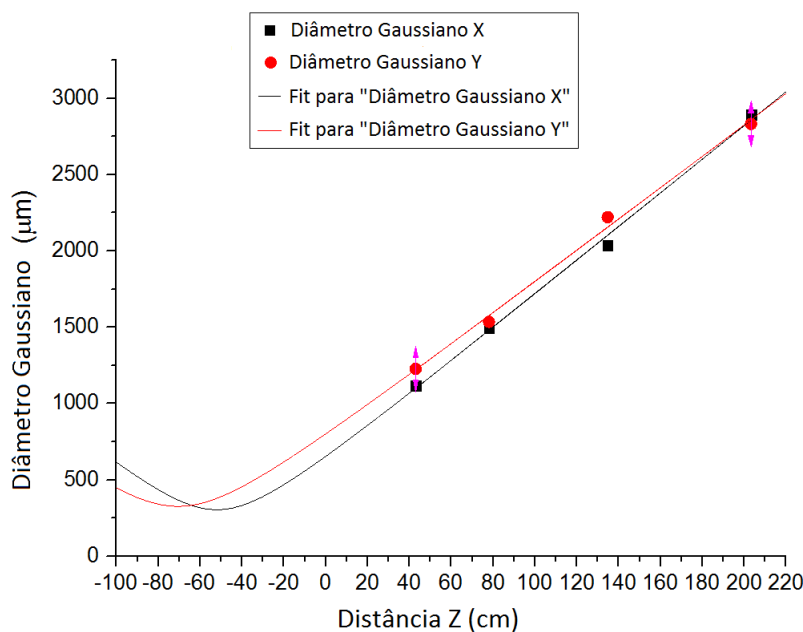


Figura 30: Gráfico dos diâmetros gaussianos do laser com relação à distância  $z$  a partir da saída do feixe.

Para criar a armadilha, utilizamos um laser comercial Mephisto MOPA da empresa Coherent. Ele nos fornece um feixe com comprimento de onda  $\lambda = 1064$  nm, o suficiente para nos deixar longe de qualquer ressonância do  $^{88}\text{Sr}$  relevante para nós, e uma potência de 25 W. Caracterizamos o feixe produzido por tal aparelho e medimos uma divergência de  $0,00111^\circ$  para o eixo  $x$  e  $0,00104^\circ$  para o eixo  $y$  (considerando que o feixe se propaga no eixo  $z$ ). Um gráfico dos diâmetros do feixe nos eixos  $x$  e  $y$  com relação à distância  $z$  em que a câmera utilizada para captura de imagem do feixe foi colocada, o qual pode ser visto na figura 30. Já na figura 31, podemos ver o design criado para o caminho óptico do laser infra-vermelho até a fibra que o leva para a parte da mesa óptica em que se encontra a câmara de ciência. O objetivo deste design é não só compensar a divergência do feixe, mas também ajustar o mesmo nos tamanhos necessários para um ótimo acoplamento tanto no modulador acusto-óptico quanto no acoplador para a fibra óptica.



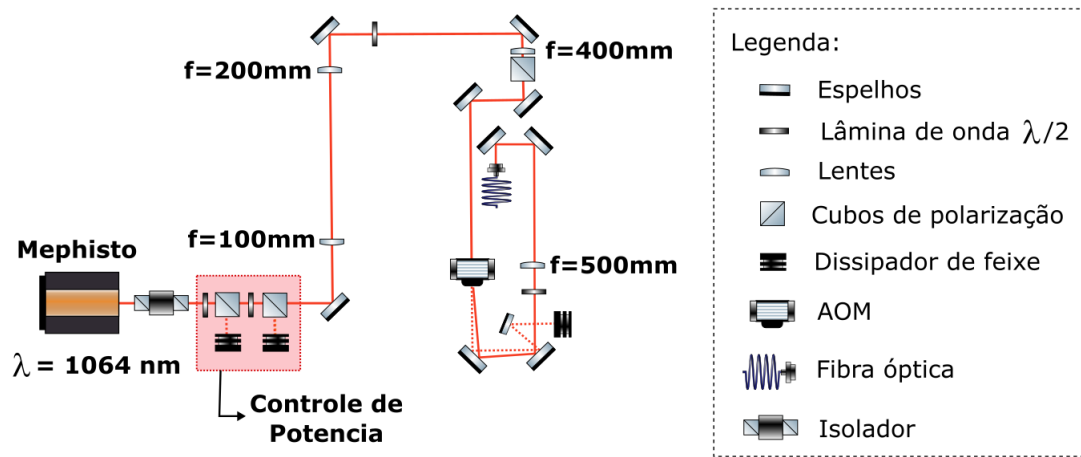


Figura 31: Design seguido para o caminho óptico do laser Mephisto.

Como é necessária uma alta potência para capturar os átomos, logo os componentes utilizados nesta parte devem suportar este tipo de regime. É o caso da fibra que utilizamos. Como esta fibra leva o feixe infra-vermelho da parte da mesa onde se encontra o Mephisto até onde temos a câmara de ciência (que será dividido posteriormente com o objetivo de formar os dois braços da armadilha, um vertical e outro horizontal), logo, ela deve aguentar potência suficiente para ambos os feixes que compõe a ODT (sigla do inglês, *Optical Dipole Trap*). O objetivo de se utilizar dois braços para nosso aprisionamento é melhorar sua eficiência, confinando os átomos aprisionados numa região menor do que se a ODT fosse criada por um feixe só. Para isso, compramos uma fibra óptica da NKT-photonics, modelo Aeroguide, que consegue suportar até 15 W.

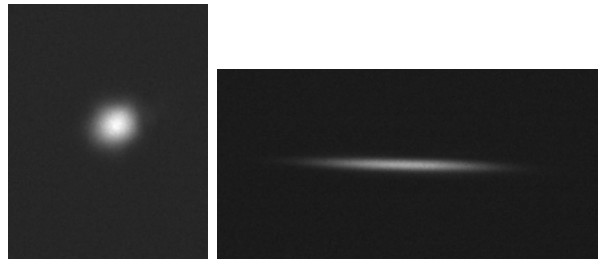


Figura 33: Imagem dos feixes vertical (esquerda) e horizontal (direita), capturada na mesma distância em que se imagina aprisionar os átomos (20 cm para o vertical e 15 cm para o horizontal a partir da última lente de cada braço). Conseguimos cinturas de  $w_x = 240 \mu\text{m}$  e  $w_y = 17 \mu\text{m}$  para o feixe horizontal; enquanto para o feixe vertical,  $w_x = 62 \mu\text{m}$  e  $w_y = 59 \mu\text{m}$ .

Fonte: do autor.

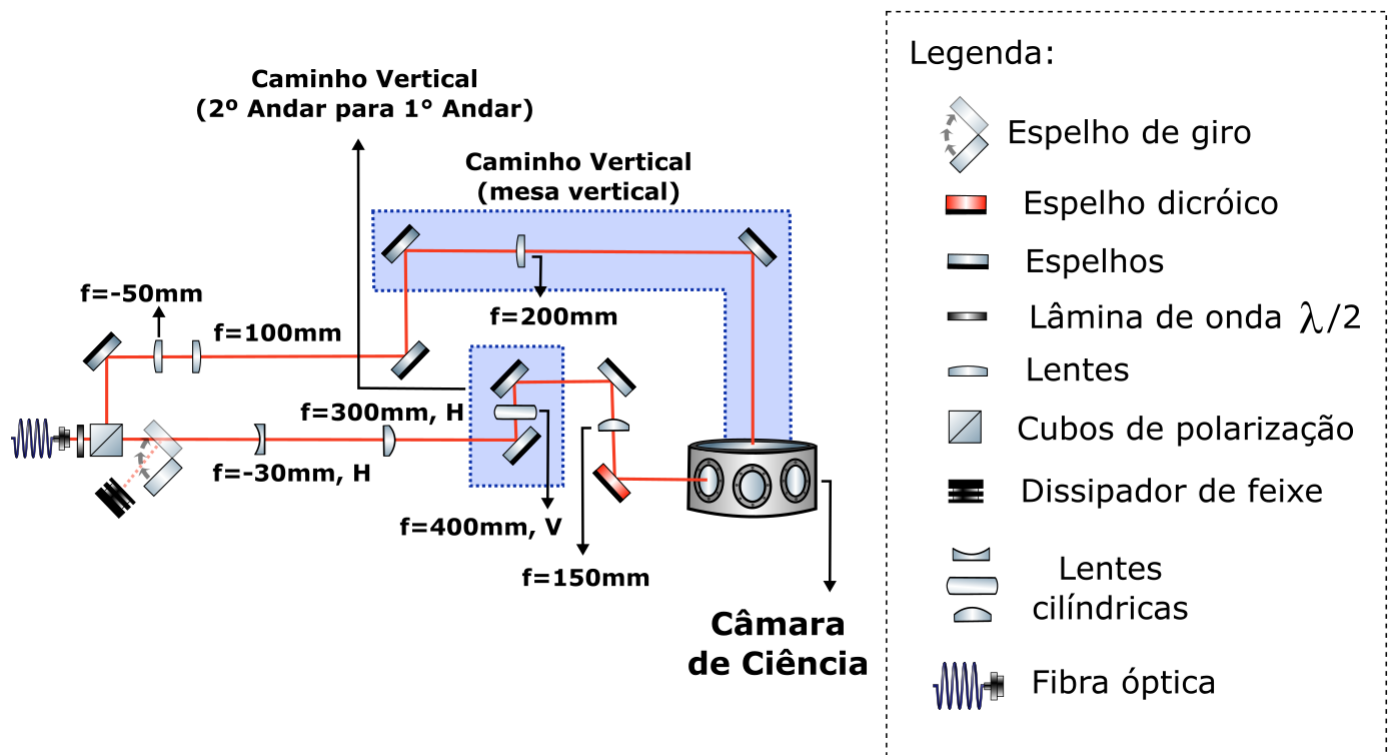


Figura 32: Design para o caminho óptico do laser Mephisto, pós passagem pela fibra óptica, já na seção da câmara de ciência. O feixe refletido pelo cubo é o braço vertical enquanto o feixe transmitido é o braço horizontal. Esta mesa óptica encontra-se no 2º andar de nosso experimento, onde as áreas realçadas em azul identificam a parte do caminho que se encontra na direção vertical, de modo que ambos os feixes terminem seu caminho iluminando a nuvem perpendicularmente entre si. Devido ao uso de lentes cilíndricas, no desenho também temos a identificação de qual eixo a lente cilíndrica atua, sendo H para horizontal e V para vertical.

A fibra possui dois colimadores em suas extremidades: componentes que ajustam o tamanho necessário do feixe para otimizar o acoplamento na fibra. Com o conjunto fibra-colimadores, conseguimos um feixe de aproximadamente 1 mm de diâmetro na saída. A partir daí, conforme a figura 32, um design para cada braço da armadilha foi montado. Na figura, o feixe que é transmitido pelo cubo de polarização (segue em linha reta) é o braço horizontal, enquanto o feixe refletido é o braço vertical. Para nossa armadilha, uma imagem de cada feixe

usado nos braços da armadilha pode ser vista na figura 33. Essa imagem foi capturada numa distância equivalente à que imaginamos capturar os átomos, ou seja, na região de foco das lentes (20 cm para o vertical e 15 cm para o horizontal a partir da última lente de cada braço). Conseguimos cinturas de  $w_x = 240 \mu\text{m}$  e  $w_y = 17 \mu\text{m}$  para o braço horizontal; enquanto, para o vertical,  $w_x = 62 \mu\text{m}$  e  $w_y = 59 \mu\text{m}$ .

Para podermos comparar os resultados obtidos com o previsto pela teoria, criamos uma simulação através do programa Wolfram Mathematica, onde calculamos diversos parâmetros para nossa armadilha: comportamento do potencial, profundidade, frequências e densidade. Considerando a transferência do MOT vermelho para a ODT obtida por Simon Stellmer em seu experimento, que foi de 50% (9), calculamos o número de átomos previsto para nossa armadilha a partir do MOT vermelho de nosso sistema, supondo também uma transferência de 50%, o que equivale a  $1,4 \times 10^6$  átomos (também adotamos que a temperatura na armadilha seria a mesma deste MOT,  $1,5 \mu\text{K}$ ). A partir destes parâmetros, supondo também uma potência de  $2,4 \text{ W}$  para cada braço da armadilha, obtivemos os seguintes resultados:

- Densidade esperada no centro da nuvem:  $5,8 \times 10^{14}$  átomos/ $\text{cm}^3$ , ou 56 em unidades de  $1/\lambda^3$ , ou seja, lembrando que uma amostra é considerada no regime denso quando é da ordem de  $1/\lambda^3$ , isso mostra que uma amostra neste regime é plausível para nosso sistema.
- Frequências esperadas:  $\omega_x = 2\pi \times (235 \text{ Hz})$ ,  $\omega_y = 2\pi \times (234 \text{ Hz})$  e  $\omega_z = 2\pi \times (803 \text{ Hz})$ . Se conseguirmos medir estas frequências para nossa armadilha, teremos a possibilidade de calcular a densidade da nuvem obtida experimentalmente e compará-la diretamente com a citada anteriormente.
- Profundidade da armadilha:  $17 \mu\text{K}$ . Isto significa que qualquer átomo que possuir energia térmica tal que, dividida por  $k_B$ , seja menor do que  $17 \mu\text{K}$  será aprisionado na ODT. Como nosso MOT vermelho opera, ao final do terceiro estágio, a temperaturas de  $1 \mu\text{K}$ , temos que a transferência prevista de 50% é, também, plausível.

Também podemos encontrar o comportamento do potencial óptico criado pela armadilha em todas as três dimensões. Na figura 34, o vemos nos eixos  $x$  e  $y$ , onde percebemos mais facilmente o comportamento harmônico para nossa armadilha no mínimo do mesmo. Já na figura 35, vemos o potencial no eixo  $z$ , onde já consideramos o efeito da gravidade, que atua na profundidade do potencial. Para efeitos de comparação, colocamos também na figura 36 como seria o aprisionamento nesta direção sem considerarmos o efeito da gravidade (neste tipo de situação, nossa profundidade seria de  $41,5 \mu\text{K}$ ).

Com o primeiro alinhamento do braço horizontal, já detectamos um aprisionamento de átomos, onde utilizamos toda a potência disponível para a armadilha, que na época equivalia a  $2,8 \text{ W}$ . Aprisionamos  $4 \times 10^6$  átomos a uma temperatura de  $1,7 \mu\text{K}$ , que resultou numa transferência de 80% do MOT vermelho obtido no dia:  $5 \times 10^6$  átomos a  $1,7 \mu\text{K}$ . Descobrimos, porém, que este aprisionamento não estava acontecendo na região de foco do feixe, conforme

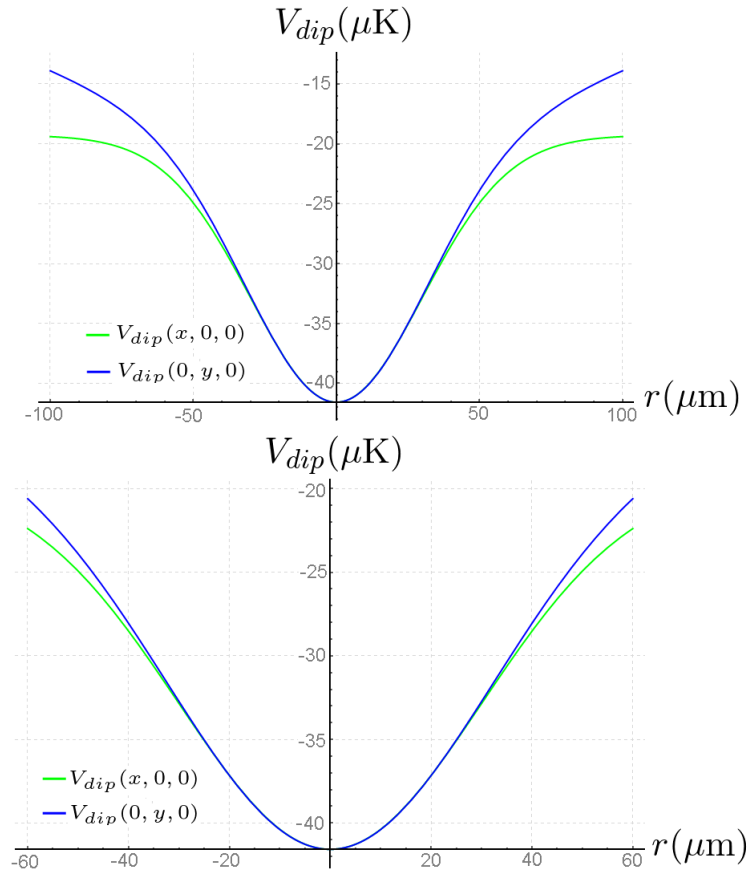


Figura 34: Potencial óptico, nos eixos  $x$  e  $y$ , em unidades de temperatura em relação à posição  $r$  no espaço. A imagem inferior representa a região central da imagem superior, ampliada.

esperávamos. Por conta disso, conseguimos observar uma frequência neste primeiro aprisionamento (que pode ser vista na figura 37): sendo os átomos aprisionados fora do foco, estes tendem a sentir uma atração para a região de menor potencial (localizado no foco do feixe). Se capturarmos imagens da nuvem deixando os átomos aprisionados por um tempo cada vez maior, podemos ver um comportamento oscilatório na ODT e então fitar o gráfico obtido para encontrar a frequência de oscilação. Em nosso caso, encontramos uma frequência de 2 Hz; este valor é muito menor do que as frequências calculadas pois a ODT criada por um único feixe não é tão confinante quanto a criada por ambos os braços, especialmente na direção de propagação do feixe. Por essa razão, a armadilha com os feixes cruzados é necessária: ela cria um confinamento suficiente nas 3 direções do espaço.

Ao alinharmos o braço vertical da armadilha, alguns contra-tempos surgiram. Primeiro, descobrimos que os espelhos utilizados para o feixe infra-vermelho antes da fibra óptica apresentavam uma perda significativa de potência (cerca de 10% em cada um deles), fora um mal acoplamento do feixe na fibra óptica para o infra-vermelho (com eficiência de somente 60%); tudo isso resultou em potências finais de 2,09 W para o braço horizontal e 1,36 W para o vertical. Ao mesmo tempo, também tivemos o problema de o  $^{88}\text{Sr}$  depositado no forno do experimento começar a acabar, o que significa um número de átomos cada vez menor disponível para o aprisionamento. Ambos estes fatores contribuíram para um baixo número de átomos

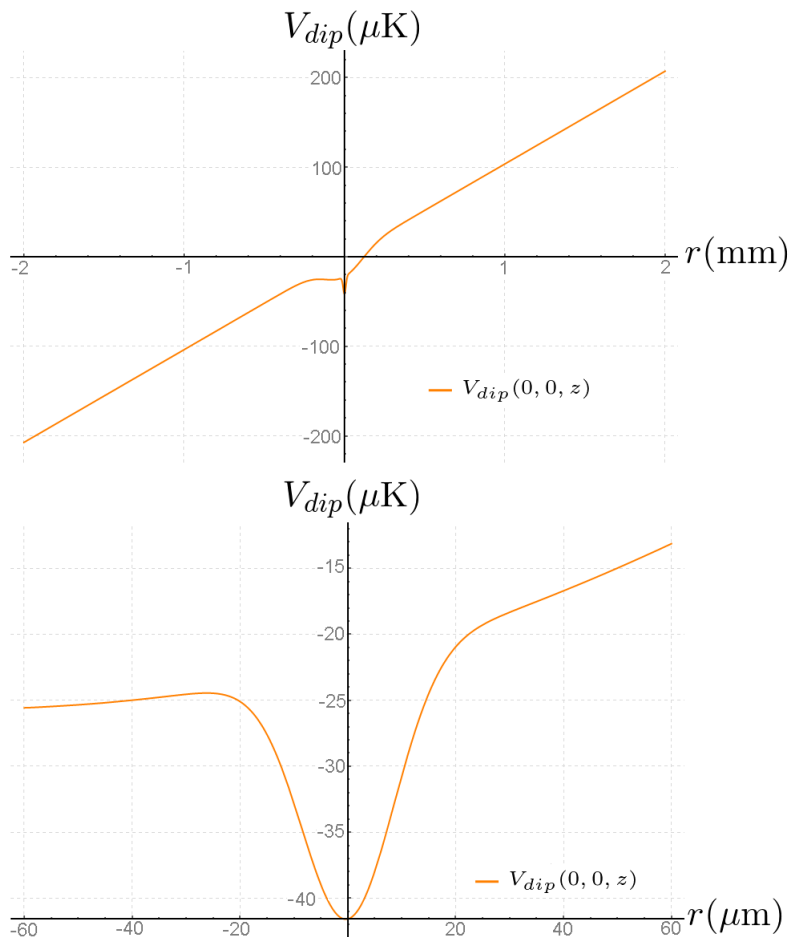


Figura 35: Potencial óptico, no eixo  $z$  em unidades de temperatura em relação à posição  $r$  no espaço. A imagem inferior representa a região central da imagem superior, ampliada.

na nossa ODT, quando utilizamos os dois braços da mesma:  $8,3 \times 10^5$ , a uma temperatura de  $1,7 \mu\text{K}$ . Imagens da nuvem obtida nesta configuração podem ser vistas na figura 38, onde temos tanto a imagem vertical quanto a imagem horizontal.

Realizando a mesma simulação novamente para nosso sistema, porém agora nas configurações citadas no parágrafo anterior. Obtemos, para as frequências, os novos valores de  $\omega_x = 2\pi \times (178 \text{ Hz})$ ,  $\omega_y = 2\pi \times (182 \text{ Hz})$  e  $\omega_z = 2\pi \times (749 \text{ Hz})$ . Já a densidade esperada, a partir de 4.46, passou a ser  $1,5 \times 10^{14}$  átomos/ $\text{cm}^3$  (15, em unidades de  $1/\lambda^3$ ).

Com a nuvem nestas configurações, a densidade obtida, medida através de 4.49, foi de  $1,8 \times 10^{12}$  átomos/ $\text{cm}^3$  (0,17 em unidades de  $1/\lambda^3$ ). Temos, portanto, valores de densidade com uma diferença relevante entre o esperado e o obtido experimentalmente. A justificativa para esta diferença está presente em alguns fatores. Além dos já citados anteriormente sobre a perda de potência nos espelhos e o fim do depósito do forno, também existe a possibilidade da imagem de absorção capturada pela nossa nuvem possuir uma densidade óptica alta o suficiente para saturar a imagem. Acontece que, se a nuvem possuir uma densidade óptica muito alta, então a imagem da nuvem in situ (ou seja, sem tempo de voo) não resulta num número de átomos real (o LabView acaba calculando um número menor do que o aprisionado). O que fazemos para medir o número correto de átomos é colocar um tempo de voo de modo

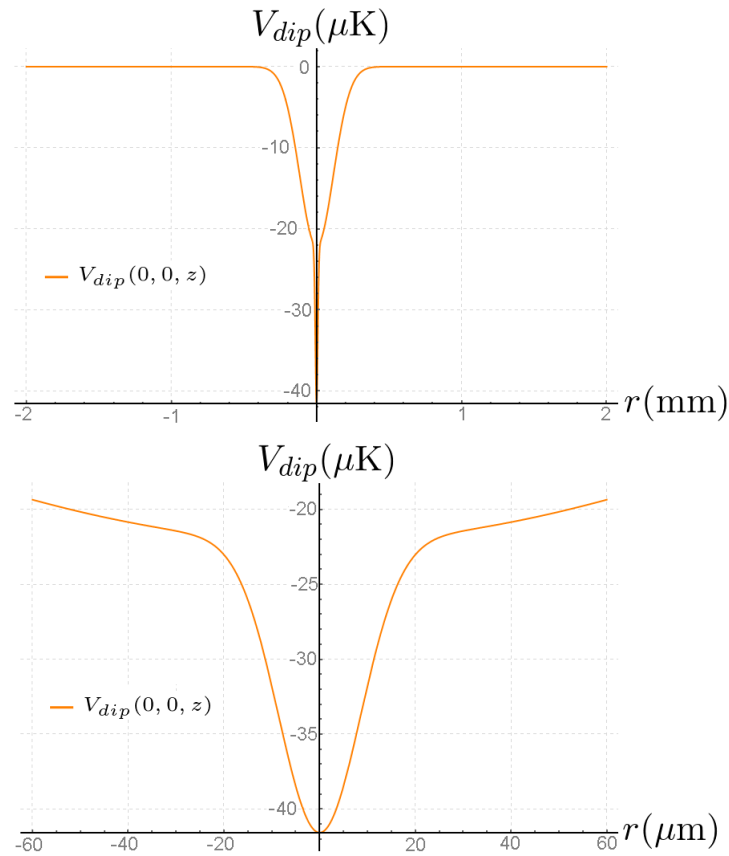


Figura 36: Potencial óptico, no eixo  $z$  em unidades de temperatura em relação à posição  $r$  no espaço, desta vez sem a atuação do potencial gravitacional. A imagem inferior representa a região central da imagem superior, ampliada, onde podemos perceber uma nova profundidade de 41,5  $\mu\text{K}$ .

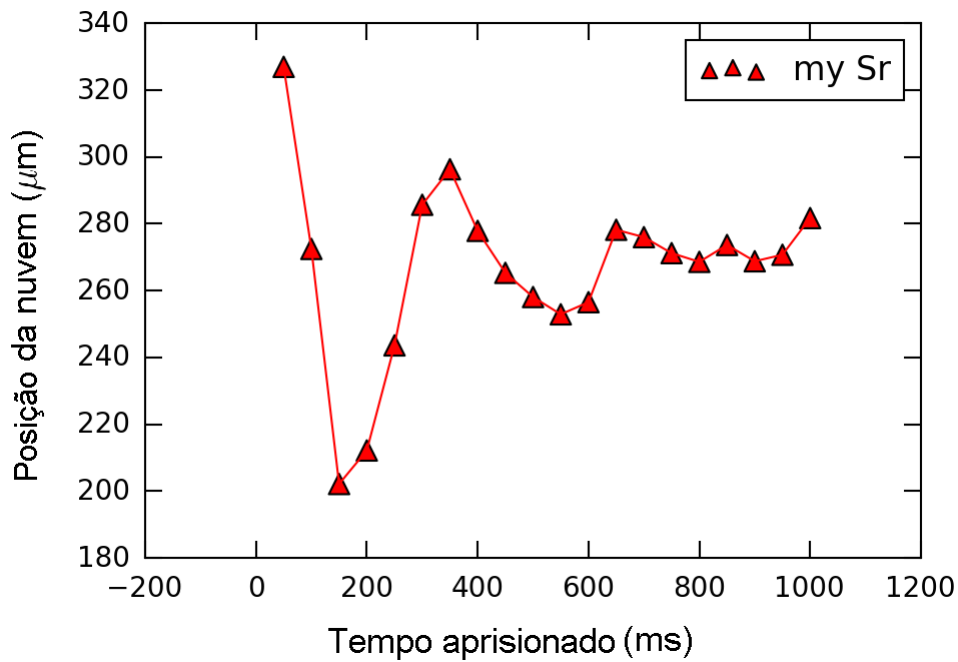


Figura 37: Gráfico da posição da nuvem em relação ao tempo em que a nuvem fica aprisionada, mostrando seu comportamento oscilatório.

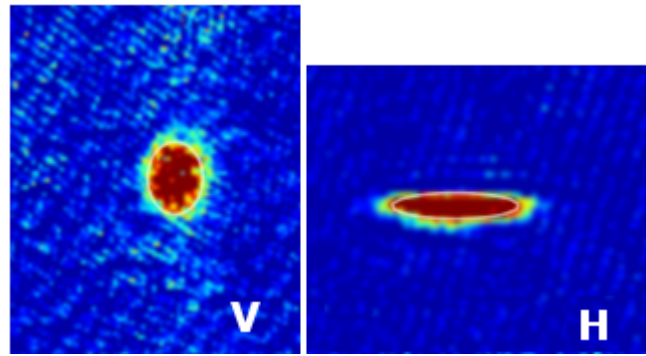


Figura 38: Imagem de absorção capturada da armadilha óptica de dipolo. Imagem capturada pelo feixe de imagem vertical à esquerda, enquanto à direita temos uma capturada pelo feixe de imagem horizontal.

a deixar a nuvem expandir, evitando a saturação. Por outro lado, perdemos a informação do tamanho, que só pode ser medido mesmo *in situ*. Como a imagem *in situ* está saturada, o tamanho vai ficar superestimado, sendo esse o erro que podemos ter. Outro fator seria o limite de difração para nosso sistema de imageamento, que pode ter sido atingido. Este limite, em nosso sistema, está em  $3 \mu\text{m}$ ; como nossa nuvem já está na ordem deste tamanho, portanto pode ser considerada próxima o suficiente pra que este limite tenha sido possivelmente atingido. Também há, infelizmente, o fato de não conseguirmos medir as frequências para nossa armadilha final, visto que as amplitudes de oscilação são muito pequenas quando a armadilha é muito confinante. Esta medida das frequências, juntamente com a temperatura medida, nos possibilitaria calcular o tamanho da nuvem segundo a fórmula para  $\sigma_i$  dada na seção anterior, sem sofrer dos efeitos de saturação e difração mencionados acima. Podemos estimar o quão importante esta medida é devido à também discrepância entre os valores calculados e os valores obtidos para o tamanho da nuvem. Enquanto os calculados foram  $\sigma_x = 11,6 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_y = 11,4 \mu\text{m}$  e  $\sigma_z = 2,7 \mu\text{m}$ ; a nuvem que conseguimos aprisionar revelou tamanhos de  $\sigma_x = 67 \mu\text{m}$ ,  $\sigma_y = 34 \mu\text{m}$  e  $\sigma_z = 13 \mu\text{m}$ . Ou seja, quando conseguirmos medir as frequências da nossa armadilha final, uma comparação mais confiável entre a densidade esperada e a densidade medida (assim como entre os tamanhos) poderá ser realizada.

Em contra-partida, há em nosso sistema uma perspectiva de melhora relevante. Os espelhos foram trocados, com os quais agora temos uma perda de menos que 1% em cada um. O acoplamento da fibra também foi otimizado, onde conseguimos agora uma eficiência de 73%, que nos resultou em já conseguir obter os 2,4 W em cada braço. Também começamos o processo de *baking* para a seção do forno do experimento, onde depositamos uma nova quantidade de  $^{88}\text{Sr}$  no sistema, que nos garantirá um número de átomos maior para o aprisionamento. Com estas otimizações, podemos afirmar que a obtenção de uma armadilha com densidade na ordem de  $1/\lambda^3$  será feita em nosso experimento, deixando assim o regime denso acessível para nosso grupo, onde poderemos estudar a física do espalhamento coletivo de átomos.

## 5 Conclusão

Remontar basicamente vários elementos necessários para utilização de nosso experimento foi algo tão recompensador quanto difícil. A troca da câmara de ciência permitiu uma re-organização e reconstrução dos componentes que a rodeavam, e as vantagens e facilidades que esta nova versão nos proporcionou foram relevantes. Neste processo de construção, houve o aprendizado em diversas áreas: eletrônica (construção e testes de circuitos para AOMs, VCOs - do inglês *Voltage Controller Oscillator*, controladores de tensão - e servo-motores, por exemplo), eletromagnetismo (construção e caracterização de bobinas utilizadas no experimento assim como o estudo e aprendizado da interação do campo magnético gerado por estas), termodinâmica (na produção do vácuo necessário para nosso sistema) e, obviamente, física atômica (principal área de nossa pesquisa).

A primeira etapa neste processo de reconstrução foi o *baking*, com o objetivo de reconstituir o vácuo desejado. Aqui, conseguimos pressões de  $7,4 \times 10^{-10}$  mbar e  $2,7 \times 10^{-9}$  mbar em diferentes partes do experimento. Após isto, reconstruímos os caminhos ópticos para os lasers utilizados em cada sistema, obedecendo à nova geometria determinada pela câmara de ciência. Também foi necessária a construção de novos andares da mesa óptica, para aumentar o espaço físico disponível e a eficiência do mesmo no aspecto do manuseio pelos cientistas do grupo. O produto final com a construção destes novos andares pode ser visto na figura 21, no capítulo 3 deste trabalho. Construímos então as bobinas para criação do campo quadrupolar, obtendo um gradiente de 13 G/cm para 1 A, fornecendo portanto o comportamento desejado para que o aprisionamento tanto na transição azul quanto na transição vermelha pudesse ser realizado.

Com o alinhamento dos feixes pronto e as bobinas devidamente caracterizadas e testadas, chegamos à etapa de obtenção das armadilhas magneto-ópticas. Para obter o nosso MOT azul, a maior parte do trabalho se conteve no alinhamento correto dos feixes e na operação precisa das bobinas criadas. Em pouco tempo, conseguimos a obtenção de um MOT azul que aprisionava  $4,5 \times 10^7$  átomos, a uma temperatura média de 7 mK. Quando passamos para a obtenção do MOT vermelho, estávamos numa etapa mais complicada. Foi o primeiro MOT vermelho criado pelo grupo, portanto, não havia nenhum parâmetro ou referência de nosso próprio sistema (mesmo que numa versão anterior) que pudéssemos seguir com o intuito de se obter esse aprisionamento.

Utilizando uma divisão em 3 estágios com o objetivo de otimizar este MOT, realizamos primeiro um alargamento artificial da transição, escaneando a frequência em determinados valores de dessintonia com relação à ressonância, de forma que mais átomos aprisionados no MOT azul possam entrar em ressonância com o feixe. Partimos então para mais uma etapa de alargamento artificial, porém com diferentes valores para a dessintonia e, então, terminamos num último estágio composto por uma rampa de frequência única, onde o alargamento artificial não é mais utilizado. Neste processo, também realizamos uma rampa de potência nos feixes. Após



a otimização de todas estas configurações, chegamos num aprisionamento de  $2,8 \times 10^6$  átomos a uma temperatura de  $1,5 \mu\text{K}$ . O melhor MOT vermelho constatado por nosso grupo, utilizando somente o primeiro estágio, foi de  $2,2 \times 10^7$  átomos aprisionados a uma temperatura de  $24 \mu\text{K}$  (o que foi registrado como a melhor transferência de átomos do MOT azul para o MOT vermelho: 71%). Já o melhor MOT vermelho considerando a implementação dos 3 estágios foi de  $5 \times 10^6$  átomos a  $1,7 \mu\text{K}$ . Conforme calculado pela simulação criada através do Wolfram Mathematica para os parâmetros esperados de nossa ODT, tivemos como valor esperado para a profundidade do potencial óptico  $17 \mu\text{K}$ . Isto nos permitiu concluir que a amostra obtida no aprisionamento utilizando a transição vermelha foi um importante passo para a obtenção da ODT, consolidando um ótimo resultado para o primeiro MOT vermelho realizado por nosso grupo.

A simulação citada também nos proporcionou calcular outros parâmetros esperados para nossa ODT. Para a densidade espacial esperada, tivemos um valor de  $5,8 \times 10^{14}$  átomos/cm<sup>3</sup>; já para as frequências, encontramos  $\omega_x = 2\pi \times (235 \text{ Hz})$ ,  $\omega_y = 2\pi \times (234 \text{ Hz})$  e  $\omega_z = 2\pi \times (803 \text{ Hz})$ . Estes cálculos foram feitos imaginando uma transferência de 50% dos átomos aprisionados no MOT vermelho, mantendo a temperatura de  $1,7 \mu\text{K}$ , e utilizando uma potência de  $2,4 \text{ W}$  em cada braço da armadilha. Porém, no processo de alinhamento dos feixes infra-vermelhos da armadilha, acabamos enfrentando alguns problemas.

Primeiro, percebemos que a potência após a fibra desse sistema estava com um valor muito baixo. Isso aconteceu pois espelhos localizados antes da fibra tinham uma baixa taxa de reflexão (perdíamos por volta de 10% de potência em cada espelho) assim como o acoplamento do feixe na fibra estava com uma baixa eficiência (o máximo que chegávamos era 60%). Além disso, o depósito de <sup>88</sup>Sr no forno havia começado a acabar, o que tem como consequência um número de átomos cada vez menor possível para aprisionamento. Por conta destes fatores, o máximo de potência que conseguíamos para os braços eram  $2,09 \text{ W}$ , para o horizontal, e  $1,36 \text{ W}$ , para o vertical. Isso resultou num aprisionamento de  $8,3 \times 10^5$  átomos a uma temperatura de  $1,7 \mu\text{K}$ . Neste regime, a densidade espacial esperada para a nuvem passou a ser  $1,5 \times 10^{14}$  átomos/cm<sup>3</sup> (15, em unidades de  $1/\lambda^3$ ), enquanto as frequências esperadas seriam  $\omega_x = 2\pi \times (178 \text{ Hz})$ ,  $\omega_y = 2\pi \times (182 \text{ Hz})$  e  $\omega_z = 2\pi \times (749 \text{ Hz})$ .

A densidade espacial obtida com esta amostra, porém, resultou em  $1,8 \times 10^{12}$  átomos/cm<sup>3</sup> (0,17 em unidades de  $1/\lambda^3$ ). A discrepância entre o valor medido e o valor esperado para a densidade pode ser explicado por uma série de fatores. O primeiro deles envolve a imagem de absorção, que pode possuir uma densidade óptica muito alta, saturando a imagem e tornando a medida do tamanho não confiável. Para corrigir uma densidade óptica alta, uma solução é adicionar um tempo de voo na hora de fazer a imagem, deixando os átomos expandirem livremente, mas nisso acabamos perdendo a informação quanto ao tamanho da nuvem. Outro fator é quanto ao limite de difração, que pode ter sido atingido para nosso sistema. Já que teoricamente ele se encontra em  $3 \mu\text{m}$  e, como a nuvem possui tamanhos na ordem deste limite, podemos considerá-la próxima o suficiente para que ele tenha sido atingido. Ainda, como as oscilações de nossa armadilha possuem uma amplitude muito pequena, devido ao fato de termos

um potencial muito confinante, não tivemos, infelizmente, resultados satisfatórios na medição das frequências, o que implica em não conseguir obter uma comparação direta e confiável entre as densidades esperada e obtida experimentalmente. Estamos, nesta etapa do experimento, trabalhando para medir estas frequências e assim confirmar nossa previsão teórica.

Ao mesmo tempo, também já solucionamos alguns dos problemas citados. Trocamos os espelhos utilizados na mesa óptica do infra-vermelho (com agora uma perda de menos que 1% em cada), também melhoramos o acoplamento, obtendo uma eficiência de 73%, possibilitando 2,4 W em cada braço. Estamos, inclusive, realizando o processo de *baking* para a seção do forno do experimento, onde fizemos um novo depósito de  $^{88}\text{Sr}$  no forno, o que nos permitira novamente um alto número de átomos para o aprisionamento. Com estes fatores otimizados, podemos afirmar que uma amostra com densidade espacial na ordem de  $1/\lambda^3$  é possível.

Por fim, podemos concluir que os resultados obtidos com este trabalho foram extremamente satisfatórios, onde reconstruímos um experimento a partir de uma etapa quase inicial até a obtenção da primeira armadilha óptica de dipolo para  $^{88}\text{Sr}$  do nosso grupo. Podendo afirmar que o regime denso é agora acessível e que, neste regime, teremos a influência dos termos de curto alcance, as quais transformam o espalhamento de luz num efeito coletivo dos átomos, temos como situação final um experimento pronto para estudos de uma física extremamente interessante.

# Referências

- 1 DARRIGOL, O. *A History of Optics: From greek antiquity to the nineteenth century*. [S.l.]: Oxford University Press, 2012. Citado na página 11.
- 2 ROSSUM van; NIEUWENHUIZEN. Multiple scattering of classical waves: microscopy, mesoscopy, and diffusion. *Review fo Modern Physics*, v. 71, n. 1, p. 313–371, 1986. Citado na página 11.
- 3 HULST, H. C. vann de. The solid particles in interstellar space. *Recherches Astronomiques de l'observatoire d'Utrecht*, v. 11, n. 2-i, 1946. Citado na página 11.
- 4 TUCHIN, V. *Tissue optics: light scattering methods and instruments for medical diagnosis*. [S.l.]: SPIE - the international society for optics and photonics, 2007. Citado na página 11.
- 5 JENNEWEIN et al S. Coherent scattering of near-resonant light by a dense, microscopic cloud of cold two-level atoms: Experiment versus theory. *Physical Review A*, v. 5, p. 97, 2018. Citado na página 11.
- 6 GUERIN et al. Light interacting with atomic ensembles: collective, cooperative and mesoscopic effects. *Journal of Modern Physics*, v. 9, p. 64, 2016. Citado na página 11.
- 7 LAHAYE et al. Evaporative cooling of a guided rubidium atomic beam. *Physical Review A*, v. 72, 2005. Citado na página 12.
- 8 CASTILHO, P. *New experimental system to study coupled vortices in a two-species Bose-Einstein condensate  $^{23}\text{Na}$ - $^{41}\text{K}$  with tunable interactions*. Tese (Doutorado) — Instituto de Física de São Carlos - IFSC, Universidade de São Paulo - USP, 2017. Citado na página 12.
- 9 STELLMER, S. *Degenerate quantum gases of strontium*. Tese (Doutorado) — Faculty of Mathematics, Computer Science and Physics, University of Innsbruck, 2013. Citado 4 vezes nas páginas 12, 28, 49 e 66.
- 10 METCALF, P. v. d. S. H. J. *Laser Cooling and Trapping*. [S.l.]: Springer-Verlag New York, 1999. Citado 4 vezes nas páginas 12, 19, 23 e 34.
- 11 HÄNSCH, A. L. S. T. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, v. 13, n. 1, p. 68–69, 1975. Citado na página 12.
- 12 LETT et al P. Optical molasses. *Journal of the Optical Society of America B*, v. 6, n. 11, p. 2084–2107, 1989. Citado na página 12.
- 13 RAAB et al E. L. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 59, n. 23, p. 2631–2634, 1987. Citado na página 12.
- 14 COHEN-TANNOUDJI, C. *Quantum Mechanics*. [S.l.: s.n.], 1973. Citado na página 14.
- 15 STECK, D. A. *Quantum and Atom Optics*. [S.l.: s.n.], 2007. Citado na página 17.
- 16 ASPECT CLAUDE FABRE, G. G. A. *Optique quantique: Majeure de Physique*. École polytechnique, Département de physique: [s.n.], 2003. Citado na página 22.

- 17 MORIYA, P. H. *Collective effects in light scattering from cold strontium clouds*. Tese (Doutorado) — Instituto de Física de São Carlos - IFSC, Universidade de São Paulo - USP, 2016. Citado 4 vezes nas páginas 25, 28, 31 e 45.
- 18 O'HANLON, J. F. *A User's guide to Vacuum Technology*. [S.l.]: John Wiley Sons, 2003. Citado na página 27.
- 19 GUEVARA-BERTSCH et al. Design and characterization of a zeeman slower. *arXiv:1601.06273v1*, 2016. Citado na página 30.
- 20 FOOT, C. J. *Atomic Physics*. [S.l.]: Oxford University P, 2003. Citado 3 vezes nas páginas 30, 36 e 38.
- 21 DONLEY et al. Double-pass acousto-optic modulator system. *Review of Scientific Instruments*, v. 76, n. 063112, 2005. Citado na página 40.
- 22 DERMTRÖDER, W. *Laser Spectroscopy*. [S.l.]: Springer Berlin Heidelberg, 1973. Citado 2 vezes nas páginas 40 e 41.
- 23 GRIESMAIER, A. *Dipole-dipole interaction in a degenerate quantum gas: Bose-Einstein Condensation of chromium atoms*. Tese (Doutorado) — Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, 2006. Citado 3 vezes nas páginas 41, 53 e 60.
- 24 SHIOZAKI, R. F. *Quantum turbulence and thermodynamics on a trapped Bose-Einstein condensate*. Tese (Doutorado) — Instituto de Física de São Carlos - IFSC, Universidade de São Paulo - USP, 2013. Citado na página 42.
- 25 MORIYA et al. Comparison between 403 nm and 497 nm repumping schemes for strontium magneto-optical traps. *Journal of Physics Communications*, v. 2, n. 12, 2018. Citado na página 44.
- 26 CHOW, W. W. Theory of line narrowing and frequency selection in an injection locked laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, QE-19, n. 2, p. 243–249, 1986. Citado na página 45.
- 27 JACKSON, J. D. *Classical Electrodynamics*. [S.l.]: John Wiley Sons, 1962. Citado 2 vezes nas páginas 54 e 56.