

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SÃO CARLOS
CENTRO DE CIÊNCIAS EXATAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE FÍSICA

MATHEUS DO AMARAL MARTINS

IMPLEMENTAÇÃO DE UMA AMOSTRA
ATÔMICA FRIA 2D PARA O ESTUDO DO
ESPALHAMENTO DE LUZ EM REGIMES
DENSOS BIDIMENSIONAIS

SÃO CARLOS

2025

MATHEUS DO AMARAL MARTINS

IMPLEMENTAÇÃO DE UMA AMOSTRA
ATÔMICA FRIA 2D PARA O ESTUDO DO
ESPALHAMENTO DE LUZ EM REGIMES
DENSOS BIDIMENSIONAIS

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, ao Departamento de Física da Universidade Federal de São Carlos, para obtenção do título de mestre em Física.

Orientador: Prof. Raul Celistrino Teixeira, D.Sc.

SÃO CARLOS

2025

AGRADECIMENTOS

Agradeço imensamente à minha família: minha mãe, meu tio, minha avó e minhas irmãs. Vocês sempre foram minha base e minha maior fonte de força. Mais uma vez, sem vocês, nada disso seria possível. Também agradeço aos meus amigos Alexandre, Mateus e Mayk, que estiveram sempre presentes.

Ao meu orientador, professor Raul, meu sincero agradecimento por sua paciência, dedicação e constante disposição para ajudar. Aos meus companheiros de laboratório do Sr1 Pablo, Márcia, Ana e Pedro, foi um muito bom compartilhar meus dias com vocês. Agradeço também a Dali, Gustavo e Claudio, do Sr2 foi realmente muito divertido passar esse tempo com vocês. Vocês foram os melhores parceiros de laboratório que eu poderia ter.

Em especial, um agradecimento extra ao Pablo e à Ana. Vocês são pessoas maravilhosas e cientistas brilhantes, e me ajudaram imensamente ao longo do mestrado. Vou sentir muita falta dos dias de laboratório com todos vocês.

RESUMO

Nesta dissertação, é apresentada uma etapa intermediária para a implementação de uma amostra atômica fria bidimensional (2D), voltada para o estudo do espalhamento de luz em regimes densos. O trabalho concentra-se no desenvolvimento e caracterização de um sistema experimental capaz de manipular e comprimir uma armadilha de átomos frios de estrôncio 88 (^{88}Sr), utilizando uma armadilha dipolar óptica e um padrão de interferência conhecido como accordion óptico.

Além disso, foi implementado um sistema de feedback para corrigir a posição do padrão de interferência, assegurando a estabilidade necessária para experimentos futuros. Simulações foram realizadas para prever as características da nova armadilha e avaliar a viabilidade do estudo da interação luz-matéria nesse regime. Os resultados indicam um aumento significativo na densidade espacial da nuvem atômica, associado a uma melhora na profundidade óptica do sistema, tornando-o mais adequado para investigações de fenômenos coletivos em regime denso.

Palavras-chave: átomos frios, aprisionamento atômico, interação luz-matéria, espalhamento coletivo de luz.

ABSTRACT

This dissertation presents an intermediate step toward the implementation of a two-dimensional (2D) cold atomic sample for studying light scattering in dense regimes. The work focuses on developing and characterizing an experimental system capable of manipulating and compressing a cold-atom trap of strontium 88 (^{88}Sr) using an optical dipole trap and an interference pattern known as an optical accordion.

Additionally, a feedback system was implemented to correct the position of the interference pattern, ensuring the stability required for future experiments. Simulations were conducted to predict the characteristics of the new trap and assess the feasibility of studying light-matter interactions in this regime. The results indicate a significant increase in the atomic cloud's spatial density, along with an improvement in the system's optical depth, making it more suitable for investigating collective phenomena in dense regimes.

Keywords: Cold atoms, light-matter interaction, collective scattering of light.

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	7
2	TEORIA SOBRE INTERAÇÃO ENTRE ÁTOMOS E LUZ	9
2.1	HAMILTONIANO DO SISTEMA PARA UM ÚNICO ÁTOMO	9
2.2	MATRIZ E OPERADOR DENSIDADE	12
2.3	EQUAÇÕES ÓPTICAS DE BLOCH	13
2.4	MODELO DOS DIPOLOS ACOPLADOS	16
2.5	EFEITOS COLETIVOS EM UM CONJUNTO DE ÁTOMOS	23
2.6	TRANSMISSÃO COERENTE	25
3	EXPERIMENTO ATUAL	28
3.1	O ^{88}Sr	28
3.2	SISTEMA DE LASERS	29
3.2.1	Sistema de Laser Azul	29
3.2.2	Sistema de Laser Verde	30
3.2.3	Sistema de Laser Vermelho	33
3.2.4	Sistema de Laser Infravermelho	33
3.3	MÉTODOS DE IMAGEM	34
3.3.1	Imagem de absorção	34
3.3.2	Imagem de contraste de fase	35
3.4	DESACELERADOR ZEEMAN	37
3.5	MOT AZUL	40
3.6	MOT VERMELHO	43
3.7	ARMADILHA DIPOLAR ÓPTICA	45
4	ACCORDION	49
4.1	SIMULAÇÃO	51
4.2	CARACTERIZAÇÃO	53
4.2.1	Telescópio	53
4.2.2	Fitting	53

4.3	SISTEMA DE FEEDBACK	54
4.3.1	Implementação do Labsript	55
4.3.2	RUNMANAGER	56
4.3.3	BLACS	57
4.3.4	LYSE	57
4.3.5	Estabilidade após implementação	57
4.3.6	CORREÇÃO CONTINUA	58
4.3.7	CORREÇÃO COM PAUSAS	58
5	CONCLUSÃO	61

1 INTRODUÇÃO

Na física atômica e molecular, a interação entre a luz e a matéria é um fenômeno de grande interesse. Para estudá-lo, é necessário analisar os efeitos resultantes dessa interação, sendo o espalhamento de luz pela matéria um dos principais deles. Nesse processo, a luz incidente é desviada por partículas ou átomos, originando padrões que revelam propriedades intrínsecas do sistema.

Quando tratamos do espalhamento de luz em um conjunto de átomos, diferente do caso um único átomo, podemos observar o surgimento de fenômenos coletivos, como por exemplo subradiância e a superradiância (1). Esses efeitos coletivos estão no foco de pesquisas especialmente por suas potenciais aplicações em óptica quântica e fotônica (2, 3), sendo que tais fenômenos têm seu comportamento modificado quando alteramos a densidade(4) e a geometria do sistema.

Os estudos sobre efeitos coletivos de espalhamento de luz podem ser categorizados em dois grupos com base no regime de densidade da amostra atômica, que pode ser diluída ou densa. O regime diluído é caracterizado pela condição $\frac{\rho}{k^3} \ll 1$, onde ρ é a densidade espacial e $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ é o comprimento de onda da transição atômica. Por outro lado, o regime denso é definido pela condição $\frac{\rho}{k^3} \gtrsim 0,1 - 1$.

Os efeitos coletivos da dispersão de luz no regime de altas densidades permanecem amplamente desconhecidos. A armadilha óptica dipolar (ODT), em particular, desempenha um papel crucial nesse contexto quando tratamos de amostras de alta densidade espacial. Esse sistema de armadilhamento utiliza feixes de laser intensos para confinar átomos em regiões específicas do espaço, criando amostras densas e bem definidas. A capacidade de manipular a densidade espacial e a geometria do sistema com precisão é essencial para investigar fenômenos coletivos que emergem em gases atômicos, especialmente no contexto de espalhamento de luz.

Atualmente, a ODT utilizada no experimento está mais quente do que inicialmente esperávamos, o que resulta em uma expansão maior ao longo do eixo z. Embora uma nuvem atômica muito expandida ao longo da direção longitudinal possa apresentar uma profundidade óptica considerável, isso não garante uma alta densi-

dade espacial. Portanto, para prosseguir com os estudos sobre os efeitos coletivos no regime de átomos densos, seria prudente comprimir ainda mais a nuvem.

A compressão adicional da nuvem atômica será realizada por meio da criação de outra armadilha óptica de dipolo, gerada pelo padrão de interferência de dois feixes de laser verdes. Essa abordagem foi inspirada nos artigos (5) e (6), que descreve a implementação de um "acordeão óptico", onde um potencial de rede com espaçamento ajustável dinamicamente é criado. Esse método permite carregar os átomos em uma única franja do padrão de interferência da rede quando o espaçamento entre os locais da rede é grande e, em seguida, alcançar um alto grau de confinamento à medida que o espaçamento diminui. Embora nosso sistema não inclua uma compressão dinâmica das franjas, nosso objetivo é transferir os átomos da armadilha atual para uma nova armadilha localizada no centro máximo do padrão de interferência entre os dois feixes.

Além disso, como fenômenos coletivos como subrâdiancia e superrâdiancia tem seu comportamento modificado em função da densidade da nuvem, com isso em mente, neste trabalho é proposto um método de obter uma geometria 2D em nuvem atômica fria de ^{88}Sr para que seja possível estudar o espalhamento de luz em regime denso nesta.

2 TEORIA SOBRE INTERAÇÃO ENTRE ÁTOMOS E LUZ

Neste capítulo, abordaremos os principais aspectos da interação entre radiação eletromagnética e sistemas atômicos. Para isso, apresentaremos o formalismo matemático necessário para descrever teoricamente nosso sistema. Começaremos considerando o caso da luz interagindo com um único átomo e, em seguida, generalizaremos para o caso de múltiplos átomos utilizando a abordagem do modelo de dipolos acoplados.

2.1 HAMILTONIANO DO SISTEMA PARA UM ÚNICO ÁTOMO

Para compreender a interação luz-matéria podemos fazer uma simplificação inicial e considerar um caso geral de um hamiltoniano de um átomo livre com um próton e um elétron dado pela equação abaixo:

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

com m_p sendo a massa do próton, m_e a massa do elétron e $V(|\vec{r}_p - \vec{r}_e|)$ o potencial coulombiano de interação entre o próton e o elétron. Mudando as coordenadas para que o hamiltoniano fique em 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 $M = m_p + m_e$ e $\mu = \frac{m_p m_e}{M}$. Considerando agora radiação incidente neste átomo, em uma situação que o átomo seja muito menor do que o comprimento de onda da radiação incidente (como na interação entre átomos e luz visível) de forma que temos apenas o termo de dipolo elétrico, o Hamiltoniano de interação será:

$$\hat{\vec{d}} \cdot \vec{E} = e\hat{r} \cdot \vec{E}_0(R) \cos(\vec{k} \cdot \vec{R} - \omega t) \quad (2.3)$$

onde \hat{d} é o operador momento de dipolo e \vec{E} é o campo elétrico da radiação incidente. Portanto, o hamiltoniano total do sistema fica:

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

onde temos um hamiltoniano perturbado $\hat{H}'(t)$ dado pela equação anterior e dois hamiltonianos não perturbados dados por:

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

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

Para facilitar nossa análise, podemos realizar algumas simplificações. Primeiramente, vamos considerar um átomo como um sistema de dois níveis, representados pelo estado fundamental $|g\rangle$ e o estado excitado $|e\rangle$.

Além disso, vamos identificar duas escalas de tempo distintas neste problema. Uma delas é externa, relacionada ao movimento geral do átomo, onde ele pode mudar de velocidade e, conseqüentemente, de momento. A outra é interna, relacionada ao tempo de transição entre o estado fundamental e o estado excitado, conseqüentemente variando de uma maneira muito mais rápida que a externa. Nessa escala de tempo interna, a taxa de decaimento é representada por $t_{dec} = \frac{1}{\Gamma}$, onde Γ é a largura natural de transição.

Portanto, podemos separar as coordenadas R e r , e devido ao fato de que o tamanho característico do átomo é significativamente menor do que a escala espacial de variação do campo elétrico, substituímos o operador de posição do centro de massa pelo seu valor médio. Assim, R se torna uma variável clássica, que será tratada como constante por conta da evolução rápida das variáveis internas.

Sendo ω_0 a frequência natural da transição entre o estado fundamental e o excitado e considerando a energia do estado $|g\rangle$ como sendo nula temos que o hamiltoniano

niano não perturbado é dado por:

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

De forma que após considerar as relações de Euler, e tomando $\Phi(R) = \vec{k} \cdot \vec{R}$ como sendo a fase do campo elétrico, podemos reescrever o hamiltoniano:

$$\hat{H} = \hbar\omega_0|e\rangle\langle e| + e \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_0(R) \left(\frac{e^{i(\Phi(R)-\omega t)} + e^{-i(\Phi(R)-\omega t)}}{2} \right) \quad (2.7)$$

Sendo $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}'$ com \hat{H}' representando a parte dipolar, podemos reescrever \hat{H}' como:

$$\hat{H}'(t) = \langle g|\hat{H}'(t)|e\rangle|g\rangle\langle e| + \langle e|\hat{H}'(t)|g\rangle|e\rangle\langle g| \quad (2.8)$$

onde o primeiro termo dessa equação é dado por:

$$\langle g|\hat{H}'(t)|e\rangle = \langle g|e \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_0(R) \frac{e^{i(\Phi(R)-\omega t)}}{2} |e\rangle + \langle g|e \hat{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{E}_0(R) \frac{e^{-i(\Phi(R)-\omega t)}}{2} |e\rangle \quad (2.9)$$

aqui podemos definir a frequência de Rabi, que descreve a intensidade de acoplamento entre o campo e o átomo, ou seja, a taxa com que ocorrem oscilações entre dois estados quânticos em um sistema, quando este é submetido a um campo eletromagnético, por:

$$\Omega = \frac{\langle g|e \mathbf{r} \cdot \mathbf{E}_0(R)|e\rangle}{\hbar} \quad (2.10)$$

A frequência de Rabi será real se o campo elétrico \vec{E}_0 for real, assim, podemos reescrever $\hat{H}'(t)$ como:

$$\begin{aligned} \hat{H}'(t) = & \left(\frac{\hbar\Omega}{2} e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + \frac{\hbar\Omega}{2} e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t} \right) |g\rangle\langle e| \\ & + \left(\frac{\hbar\Omega}{2} e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + \frac{\hbar\Omega}{2} e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t} \right) |e\rangle\langle g| \end{aligned} \quad (2.11)$$

De forma que o hamiltoniano do sistema em forma matricial se torna:

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \frac{\hbar\Omega}{2} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) \\ \frac{\hbar\Omega}{2} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) & \hbar\omega_0 \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

2.2 MATRIZ E OPERADOR DENSIDADE

Para incorporar a emissão espontânea em nosso modelo, mantendo a descrição quântica, recorreremos a uma generalização do estado de um sistema denominado matriz densidade. Os elementos de matriz do operador densidade são dados por:

$$\rho_{ij} = \langle i | \rho | j \rangle \quad (2.13)$$

onde os elementos na diagonal indicam a população em determinado estado e os elementos não diagonais representam as coerências, fornecendo informações sobre a fase e o grau de coerência entre diferentes componentes da superposição dos estados.

De forma que em um sistema de dois níveis a matriz se torna:

$$\hat{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{gg} & \rho_{ge} \\ \rho_{eg} & \rho_{ee} \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Com a evolução temporal sendo representada por:

$$\frac{\partial \hat{\rho}}{\partial t} = -\frac{i}{\hbar} [\hat{H}, \hat{\rho}] \quad (2.15)$$

2.3 EQUAÇÕES ÓPTICAS DE BLOCH

Através da matriz de densidade e da evolução temporal mostrados anteriormente é possível obter a evolução temporal para cada um dos elementos ρ_{ij} . Chegamos nas relações abaixo, aplicando comutador na equação 2.15.

$$\frac{\partial \rho_{gg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{eg} - \rho_{ge}) \quad (2.16a)$$

$$\frac{\partial \rho_{ge}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{ee} - \rho_{gg}) - \frac{\omega_0}{i} \rho_{ge} \quad (2.16b)$$

$$\frac{\partial \rho_{eg}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{gg} - \rho_{ee}) + \frac{\omega_0}{i} \rho_{eg} \quad (2.16c)$$

$$\frac{\partial \rho_{ee}}{\partial t} = \frac{\Omega}{2i} (e^{-i\Phi(R)} e^{i\omega t} + e^{i\Phi(R)} e^{-i\omega t}) (\rho_{ge} - \rho_{eg}) \quad (2.16d)$$

Fazendo uma transformação, temos:

$$\rho'_{ge} = \rho_{ge} e^{-i\omega t} \quad (2.17)$$

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

Como os termos dependentes de ω oscilam rapidamente e, portanto, podem ser ignorados, podemos fazer uma simplificação conhecida como aproximação de onda giratória, ou rotating wave approximation (RWA)(7). Essa aproximação é utilizada quando lidamos com radiação eletromagnética próxima da ressonância da transição. Para alinhar a teoria com o que é mensurável, realizamos essa aproximação, interpretando apenas os termos que têm um impacto significativo em uma escala de tempo maior do que um instante infinitesimal. Assim, descartamos os termos que, em média temporal, tendem a zero. Com $\Delta = \omega - \omega_0$ sendo a dessintonia do laser com relação à frequência natural de ressonância entre os estados fundamental

e excitado, temos:

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

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

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

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

Agora, adicionando os termos referentes à emissão espontânea que podem ser deduzidos a partir dos modos do vácuo da radiação eletromagnética, temos:

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

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

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

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

Essas equações, conhecidas como Equações Ópticas de Bloch (EOB), representam a evolução temporal de um sistema atômico de dois níveis quando submetido à interação com um campo elétrico. Agora, fazendo a seguinte substituição de variáveis nas EOB:

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

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

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

Temos:

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

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

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

Podemos encontrar a solução estacionária dessas equações ao igualarmos essas derivadas temporais a zero:

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

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

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

Onde s é o parâmetro de saturação dado por:

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

Assim, podemos reescrever o parâmetro que descreve a população do estado excitado como:

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

Em regime de baixa saturação onde $s \ll 1$, temos que $\rho_{ee} \approx s/2$:

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

Ou seja, em uma situação de ressonância o valor da população do estado excitado será máximo, uma vez que $\Delta = \omega - \omega_0$.

Também é possível escrever o parâmetro de saturação como:

$$s = \frac{s_0}{1 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (2.27)$$

onde s_0 é o parâmetro de saturação em ressonância dado por:

$$s_0 = \frac{2\Omega^2}{\Gamma^2} = \frac{2\langle d \rangle^2 E_0^2}{\Gamma^2 \hbar^2} = \frac{I}{I_{sat}} \quad (2.28)$$

sendo a intensidade da radiação definida por $I = E_0^2/2\mu_0 c$ e a intensidade de saturação $I_{sat} = \frac{\hbar^2 \Gamma^2}{4\mu_0 c \langle d \rangle^2}$. Assim, podemos reescrever I_{sat} , que indicará a intensidade necessária para saturar a transição, como:

$$I_{sat} = \frac{\hbar \Gamma \omega_0^3}{12\pi c^2} \quad (2.29)$$

2.4 MODELO DOS DIPOLOS ACOPLADOS

Agora, iremos considerar uma situação mais próxima da realidade do nosso experimento, onde temos sistemas com alta densidade espacial em que o espalhamento da luz ganha um caráter coletivo, nesse regime a interação entre os átomos faz com que a luz não excite cada um deles individualmente, mas sim modos coletivos, cujas respostas podem ser completamente diferentes daquelas observadas nos átomos isolados.

Para estudar essa condição, utilizamos a abordagem vetorial do Modelo dos Dipolos Acoplados, uma vez que temos um sistema denso com um laser incidente no qual a luz será espalhada pelos N átomos excitando uma transição com momento angular $J = 0 \rightarrow J = 1$, sendo o modelo ideal para o nosso caso.

O hamiltoniano total do sistema será a soma do hamiltoniano para os átomos, o hamiltoniano para a luz e da interação entre os dois. Para um átomo com $J = 0$ no

estado fundamental e $J = 1$ no estado excitado, temos um nível excitado degenerado composto pelos três subníveis $|e_{j,-1}\rangle$, $|e_{j,0}\rangle$ e $|e_{j,+1}\rangle$, que representam as projeções -1,0 e 1 do momento angular no eixo $+z$ de quantização respectivamente. Com uma luz incidente se propagando na direção z , é possível excitar a transição $|g_j\rangle \leftrightarrow |e_{j,\pm 1}\rangle$, enquanto a transição $|g_j\rangle \leftrightarrow |e_{j,0}\rangle$ pode acontecer através da emissão e reabsorção de fótons dentro da nuvem atômica.

O hamiltoniano para átomos livres é dado por

$$\hat{H}_a = \sum_{j=1\dots N} \sum_{\alpha=x,y,z} \hbar\omega_0 |e_j, \alpha\rangle \langle e_j, \alpha| \quad (2.30)$$

onde $\omega_0 = ck_0$ é a frequência da ressonância atômica, e a origem das energias está no estado fundamental $|g_j\rangle$.

Durante a discussão para um único átomo abordamos as deduções sem passarmos pelos modos de vácuo da luz, entretanto, aqui iremos quantizar a luz, pois a interação efetiva entre os emissores se dá através dos modos do vácuo da luz. O hamiltoniano da luz então é descrito pela soma dos infinitos modos quantizados do campo eletromagnético e dado por:

$$\hat{H}_{EM} = \sum_{\mathbf{k}, \epsilon} \hbar\omega_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}^\dagger \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon} \quad (2.31)$$

onde $\hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}^\dagger$ e $\hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}$ são os operadores de criação e destruição de um fóton no modo (\mathbf{k}, ϵ) , \mathbf{k} é o vetor de onda da luz e ϵ é a polarização.

Na aproximação dipolar para o hamiltoniano da interação entre a luz e os átomos, quando negligenciamos termos de ordem superior para o acoplamento entre o átomo e a radiação, como dipolar magnético e quadrupolar elétrico, o termo de interação será dado por

$$\hat{H}_{int} = - \sum_{j=1\dots N} \hat{\mathbf{d}}_j \cdot (\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_j) + \mathbf{E}_l(\mathbf{r}_j)) \quad (2.32)$$

com $\hat{\mathbf{d}}_j$ sendo o momento dipolar do átomo j dado por:

$$\hat{\mathbf{d}}_j = \sum_{\alpha} \mathbf{d}_{\alpha} |g_j\rangle \langle e_{j\alpha}| + \mathbf{d}_{\alpha}^* |e_{j\alpha}\rangle \langle g_j| = \mathbf{d}_{\alpha} \hat{\sigma}_{j,\alpha} + \mathbf{d}_{\alpha}^* \hat{\sigma}_{j,\alpha}^{\dagger} \quad (2.33)$$

além disso, separamos o campo elétrico da luz em duas componentes. A primeira $\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}_j)$ que é o operador de campo elétrico da radiação eletromagnética quantizada na posição $\mathbf{r}_j = (x_j, y_j, z_j)$ do átomo j , dado por:

$$\hat{\mathbf{E}}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{k}, \epsilon} \sqrt{\frac{\hbar \omega_{\mathbf{k}}}{2 \epsilon_0 V}} \left(\hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon} \boldsymbol{\epsilon} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} + \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}^{\dagger} \boldsymbol{\epsilon}^* e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} \right) \quad (2.34)$$

onde $\omega_{\mathbf{k}}$ é a frequência do modo do vetor de onda \mathbf{k} , $\boldsymbol{\epsilon}$ é um vetor unitário apontando para a direção de polarização do modo e V é um volume de quantização, um volume artificial no qual são obtidos os modos eletromagnéticos quantizados, que é igualado ao infinito no final dos cálculos se o sistema estiver no espaço livre. A segunda componente $\mathbf{E}_l(\mathbf{r}_j)$ é o campo elétrico correspondente à luz laser monocromática coerente incidente, que tratamos como um campo clássico devido ao elevado número médio de fótons no feixe laser, dada por:

$$\mathbf{E}_l(\mathbf{r}) = \text{Re} \left[E_l(\mathbf{r}) e^{-i\omega_l t} \boldsymbol{\epsilon}_l \right] = \frac{E_l(\mathbf{r}) e^{-i\omega_l t} \boldsymbol{\epsilon}_l + E_l^*(\mathbf{r}) e^{i\omega_l t} \boldsymbol{\epsilon}_l^*}{2} \quad (2.35)$$

Portanto, o hamiltoniano total $\hat{H} = \hat{H}_a + \hat{H}_{EM} + \hat{H}_{int}$ será dado por:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\substack{j=1 \dots N \\ \alpha=x,y,z}} \left[\hbar \omega_0 \hat{\sigma}_{j,\alpha}^{\dagger} \hat{\sigma}_{j,\alpha} - \frac{1}{2} \left(d \hat{\sigma}_{j,\alpha} \boldsymbol{\epsilon}_{\alpha} + d^* \hat{\sigma}_{j,\alpha}^{\dagger} \boldsymbol{\epsilon}_{\alpha}^* \right) \left(E_l(\mathbf{r}_j) e^{-i\omega_l t} \boldsymbol{\epsilon}_l + E_l^*(\mathbf{r}_j) e^{i\omega_l t} \boldsymbol{\epsilon}_l^* \right) \right] \\ & + \sum_{\mathbf{k}, \epsilon} \hbar \omega_{\mathbf{k}} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon} - \hbar \sum_{\substack{j=1 \dots N \\ \alpha=x,y,z}} \sum_{\mathbf{k}, \epsilon} \left[g_{\mathbf{k}} e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} \hat{\sigma}_{j,\alpha} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon} \boldsymbol{\epsilon}_{\alpha} \cdot \boldsymbol{\epsilon} + g_{\mathbf{k}}^* e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} \hat{\sigma}_{j,\alpha}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}^{\dagger} \boldsymbol{\epsilon}_{\alpha}^* \cdot \boldsymbol{\epsilon} \right. \\ & \left. + g_{\mathbf{k}} e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} \hat{\sigma}_{j,\alpha} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon}^{\dagger} \boldsymbol{\epsilon}_{\alpha} \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* + g_{\mathbf{k}}^* e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_j} \hat{\sigma}_{j,\alpha}^{\dagger} \hat{a}_{\mathbf{k}, \epsilon} \boldsymbol{\epsilon}_{\alpha}^* \cdot \boldsymbol{\epsilon} \right] \end{aligned} \quad (2.36)$$

onde $g_{\mathbf{k}} = d \sqrt{\frac{\omega_{\mathbf{k}}}{2 \hbar \epsilon_0 V}}$ é a frequência Rabi do acoplamento escalar entre a transição atômica e um modo eletromagnético de frequência de vácuo $\omega_{\mathbf{k}}$ e $\hat{\sigma}_{j,\alpha}^{\dagger} \hat{\sigma}_{j,\alpha} = (|e_{j,\alpha}\rangle \langle g_j|)(|g_j\rangle \langle e_{j,\alpha}|) = |e_{j,\alpha}\rangle \langle e_{j,\alpha}|$.

Alguns termos do hamiltoniano mencionado são altamente anti-ressonantes e não

afetarão as transições atômicas. Para eliminar esses termos utilizamos novamente a aproximação conhecida como aproximação de onda girante (RWA)(7). Uma abordagem para identificar esses termos não ressonantes é redefinir novos operadores em um referencial rotativo:

$$\begin{aligned}\hat{\beta}_{j,\alpha} &= e^{i\omega_l t} \hat{\sigma}_{j,\alpha} \\ \hat{\beta}_{j,\alpha}^\dagger &= e^{-i\omega_l t} \hat{\sigma}_{j,\alpha}^\dagger \\ \hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon} &= e^{i\omega_k t} \hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon} \\ \hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon}^\dagger &= e^{-i\omega_k t} \hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}^\dagger\end{aligned}$$

Considerando as definições dos operadores atômicos e as relações de comutação para os operadores de radiação (8), temos as seguintes relações de comutação:

$$\begin{aligned}[\hat{\sigma}_{j,\alpha}, \hat{\sigma}_{j',\alpha'}] &= [\hat{\sigma}_{j,\alpha}^\dagger, \hat{\sigma}_{j',\alpha'}^\dagger] = 0 \\ [\hat{\sigma}_{j,\alpha}, \hat{\sigma}_{j',\alpha'}^\dagger] &= \delta_{j,j'} \delta_{\alpha,\alpha'} (|g_j\rangle \langle g_j| - |e_{j,\alpha}\rangle \langle e_{j,\alpha}|) \\ [\hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}, \hat{a}_{\mathbf{k}',\epsilon'}] &= [\hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}^\dagger, \hat{a}_{\mathbf{k}',\epsilon'}^\dagger] = 0, \forall \mathbf{k}, \mathbf{k}', \epsilon, \epsilon' \\ [\hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}, \hat{a}_{\mathbf{k}',\epsilon'}^\dagger] &= \delta_{\mathbf{k},\mathbf{k}'} \delta_{\epsilon,\epsilon'} \\ [\hat{\sigma}_{j,\alpha}, \hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}] &= [\hat{\sigma}_{j,\alpha}, \hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}^\dagger] = [\hat{\sigma}_{j,\alpha}^\dagger, \hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}] = [\hat{\sigma}_{j,\alpha}^\dagger, \hat{a}_{\mathbf{k},\epsilon}^\dagger] = 0, \forall j, \alpha, \mathbf{k}, \epsilon\end{aligned}$$

Aplicando essas propriedades aos operadores e considerando o limite do regime linear, ou seja, supomos que a população do estado excitado é muito pequena de forma que estamos ignorando os efeitos de saturação da transição atômica, como o alargamento da linha de saturação da transição ou uma dependência não linear da susceptibilidade da nuvem atômica em relação ao campo elétrico da luz incidente, isso corresponde a assumir uma população do estado fundamental igual a 1, e de todos os estados excitados iguais a zero, para quaisquer átomos. Portanto, obtemos:

$$\frac{d\beta_{j,\alpha}}{dt} = i\Delta\hat{\beta}_{j,\alpha} + i\frac{\Omega_{j,\alpha}}{2} + i\sum_{\mathbf{k},\epsilon} g_{\mathbf{k}}^* \epsilon_{\alpha}^* \cdot \epsilon, e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_j} e^{i(\omega_l - \omega_k)t} \hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon} \quad (2.37)$$

$$\frac{d\hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon}}{dt} = i\sum_{\substack{j=1,\dots,N \\ \alpha=x,y,z}} g_{\mathbf{k}} \epsilon_{\alpha} \cdot \epsilon^* e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_j} e^{i(\omega_k - \omega_l)t} \hat{\beta}_{j,\alpha} \quad (2.38)$$

$$\frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}^\dagger}{dt} = \left(\frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}}{dt} \right)^\dagger \quad (2.39)$$

$$\frac{d\hat{b}^\dagger}{dt} = \left(\frac{d\hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon}}{dt} \right)^\dagger \quad (2.40)$$

onde definimos a frequência Rabi do acoplamento entre a luz que entra e a transição do átomo j como $\Omega_{j,\alpha} = \frac{d^* E_l(\mathbf{r}_j)}{\hbar} \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^* \cdot \boldsymbol{\epsilon}_l$ e a dessintonia do laser em relação à ressonância atômica, $\Delta = \omega_L - \omega_0$.

Agora, desejamos entender os graus de liberdade da luz, para isso, precisamos encontrar um solução formal para o operador $\hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon}$ em qualquer instante t , integrando a Equação 2.38:

$$\hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon}(t) = \hat{b}_{\mathbf{k},\epsilon}(0) + i \sum_{\substack{j=1\dots N \\ \alpha=x,y,z}} g_{\mathbf{k}} \boldsymbol{\epsilon}_\alpha \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}_j} \int_0^t dt' e^{i(\omega_k - \omega_l)t'} \hat{\beta}_{j,\alpha}(t') \quad (2.41)$$

De forma que obtemos:

$$\frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}}{dt} = i\Delta \hat{\beta}_{j,\alpha} + i \frac{\Omega_{j,\alpha}}{2} - \sum_{\mathbf{k},\epsilon} \sum_{\gamma=x,y,z} |g_{\mathbf{k}}|^2 \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^* \cdot \boldsymbol{\epsilon} \boldsymbol{\epsilon}_\gamma \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_m)} \int_0^t dt' e^{i(\omega_l - \omega_k)(t-t')} \hat{\beta}_{m,\gamma}(t') \quad (2.42)$$

O último termo da equação acima representa um acoplamento efetivo entre o operador $\hat{\beta}_{j,\alpha}$ e cada um dos operadores $\hat{\beta}_{m,\gamma}$, e podemos escrever este termo como:

$$B_{j,\alpha,m,\gamma}(t) = \sum_{\mathbf{k},\epsilon} |g_{\mathbf{k}}|^2 \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^* \cdot \boldsymbol{\epsilon} \boldsymbol{\epsilon}_\gamma \cdot \boldsymbol{\epsilon}^* e^{i\mathbf{k}\cdot(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_m)} \int_0^t dt' e^{i(\omega_l - \omega_k)(t-t')} \hat{\beta}_{m,\gamma}(t') \quad (2.43)$$

Assim, a equação 2.42 pode ser expressa como:

$$\frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}}{dt} = i\Delta\hat{\beta}_{j,\alpha} + i\frac{\Omega_{j,\alpha}}{2} - \sum_{\substack{m=1\dots N \\ \gamma=x,y,z}} B_{j,\alpha,m,\gamma}(t) \quad (2.44)$$

Utilizando tratamento de Wigner-Weisskopf [12] do acoplamento entre os átomos e os modos da radiação eletromagnética, e também desprezando os efeitos de retardamento na propagação da luz entre os átomos, a interação entre átomos pode ser escrita como:

$$B_{j,\alpha,m,\gamma}(t) = \frac{\Gamma}{2} V_{j,\alpha,m,\gamma} \hat{\beta}_{m,\gamma}(t) \quad (2.45)$$

onde a taxa de decaimento natural do nível atômico Γ é dada por

$$\Gamma = \frac{d^2\omega_0^3}{3\pi\epsilon_0\hbar c^3} \quad (2.46)$$

e onde $V_{j,\alpha,m,\gamma}$ é uma matriz adimensional dada por:

$$V_{j,\alpha,m,\gamma} = \frac{3}{2} \frac{e^{ik_0 r_{jm}}}{ik_0 r_{jm}} \left[r_{jm}^2 \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^* \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\gamma - (\mathbf{r}_{jm} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^*) (\mathbf{r}_{jm} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\gamma) \right. \\ \left. + \left(\frac{i}{k_0 r_{jm}} - \frac{1}{(k_0 r_{jm})^2} \right) \left(r_{jm}^2 \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^* \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\gamma - 3 (\mathbf{r}_{jm} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\alpha^*) (\mathbf{r}_{jm} \cdot \boldsymbol{\epsilon}_\gamma) \right) \right] \quad (2.47)$$

onde $\mathbf{r}_{jm} = r_{jm} \hat{r}_{jm}$ é o vetor que vai do átomo j até o átomo m , e r_{jm} é a distância interatômica, $\boldsymbol{\epsilon}_\alpha$ e $\boldsymbol{\epsilon}_\gamma$ os vetores de polarização dos dipolos atômicos e $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$. Aqui podemos notar que a interação entre os átomos depende da distância entre eles, de forma que para baixa densidade espacial onde $k_0 r_{jm} \gg 1$ os termos $1/r_{jm}^2$ e $1/r_{jm}^3$ podem ser desprezados, pois representam uma interação entre átomos de curto alcance.

Podemos reescrever a Equação (2.5) utilizando a (2.6), de forma que temos:

$$\frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}^-}{dt} = \frac{i\Omega_{j,\alpha}}{2} + \sum_{\substack{m=1,\dots,N \\ \gamma=x,y,z}} K_{j,\alpha,m,\gamma} \hat{\beta}_{m,\gamma}^- \quad (2.48)$$

Onde $K_{j,\alpha,m,\gamma}$ determina o acoplamento efetivo entre os dipolos atômicos, e é dado por:

$$K_{j,\alpha,m,\gamma} = -\frac{\Gamma}{2}V_{j,\alpha,m,\gamma} + i\Delta\delta_{j,m}\delta_{\alpha,\gamma} \quad (2.49)$$

Quando $\Omega_{j,\alpha} = 0$ para todo j e α , ou seja, na ausência de excitação a laser dos átomos, e na ausência de acoplamento entre os átomos ($K_{j,\alpha,m,\gamma} = 0$ para $j \neq m$), temos:

$$\frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}^-}{dt} = \left(i\Delta - \frac{\Gamma}{2}\right)\hat{\beta}_{j,\alpha}^- \quad (2.50)$$

Este conjunto de equações tem a mesma solução para cada átomo já que, na ausência de acoplamento entre os átomos, cada um deles se comporta como se estivesse sozinho no espaço. Tendo um comportamento idêntico, podemos entender que: para um único átomo, a fase de sua coerência muda com a frequência relativa Δ , e a amplitude de coerência decai com uma taxa $\frac{\Gamma}{2}$. podemos demonstrar então que a população do estado excitado decai com taxa Γ :

$$\begin{aligned} \frac{d(\hat{\beta}_{j,\alpha}^+\hat{\beta}_{j,\alpha}^-)}{dt} &= \frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}^+}{dt}\hat{\beta}_{j,\alpha}^- + \frac{d\hat{\beta}_{j,\alpha}^-}{dt}\hat{\beta}_{j,\alpha}^+ \\ &= \left(-i\Delta - \frac{\Gamma}{2}\right)\hat{\beta}_{j,\alpha}^+\hat{\beta}_{j,\alpha}^- + \left(i\Delta - \frac{\Gamma}{2}\right)\hat{\beta}_{j,\alpha}^+\hat{\beta}_{j,\alpha}^- = \Gamma\hat{\beta}_{j,\alpha}^+\hat{\beta}_{j,\alpha}^- \end{aligned} \quad (2.51)$$

Se incluirmos o acoplamento efetivo entre os dipolos atômicos na equação (2.39), os dipolos deixarão de ser independentes um do outro. Nós devemos resolver esse conjunto de $3N$ equações diferenciais de primeira ordem através da diagonalização da matriz K . Essa matriz é anti-hermitiana e simétrica, assim podemos achar um conjunto de $3N$ números λ_n e \mathbf{v}_n vetores, de forma que $\mathbf{K}\mathbf{v}_n = \lambda_n\mathbf{v}_n$.

A matriz K vai possuir dimensão $M = 3N$ e terá $3N$ autovalores, que escrevemos $\lambda_n = -\Gamma_n/2 + i\Delta_n$, com $n \in \{1, \dots, 3N\}$. Esses autovalores estão relacionados a modos normais que serão combinações lineares dos $3N$ operadores $\sigma_{j,\alpha}$, e que podemos chamar de \hat{v}_n para $n \in \{1, \dots, 3N\}$.

Cada um desses modos evolui no tempo de forma independente, pois são modos

normais da matriz K, temos então:

$$\frac{d\hat{v}_n}{dt} = \left(i\Delta_n - \frac{\Gamma_n}{2} \right) \hat{v}_n \quad (2.52)$$

que tem solução dada por $\hat{v}_n(t) = \hat{v}_n(0)e^{(i\Delta_n - \frac{\Gamma_n}{2})t}$. Vamos supôr que possamos excitar um modo normal específico \hat{v}_n enviando um feixe de laser, de modo a excitar cada dipolo atômico com amplitude e fase definidas, que correspondem exatamente à combinação linear de dipolos atômicos que configuram esse modo normal. Neste caso, todos os outros modos normais terão uma amplitude inicial $\hat{v}_m = 0$ for $m \neq n$. Isso implica que a taxa de decaimento da amplitude de todos os dipolos atômicos na nuvem será a mesma ao longo do tempo e dada por $\frac{\Gamma_n}{2}$, diferente do caso para átomo único $\frac{\Gamma}{2}$.

2.5 EFEITOS COLETIVOS EM UM CONJUNTO DE ÁTOMOS

Ao examinarmos efeitos coletivos em conjuntos de átomos, um dos observáveis de interesse é a transmissão de luz através da amostra. No regime diluído, cada átomo na nuvem atômica absorve a luz incidente de maneira independente. Assim, a intensidade de uma onda plana incidente será atenuada à medida que atravessa a nuvem, seguindo a lei de Beer-Lambert:

$$I = I_0 e^{-b} \quad (2.53)$$

onde b o parâmetro chamado de profundidade óptica, representado pelo termo em inglês *optical depth* (OD), que para uma nuvem diluída é dado por:

$$b = \sigma(\Delta) \int \rho(r) dz \quad (2.54)$$

sendo $\sigma(\Delta)$ a seção de choque do espalhamento de luz por um átomo:

$$\sigma(\Delta) = \frac{\sigma_0}{1 + 4\frac{\Delta^2}{\Gamma^2}} \quad (2.55)$$

e $\sigma_0 = 3\lambda^2/2\pi$ é a seção de choque de espalhamento em ressonância.

A relação linear entre a profundidade óptica e a densidade espacial da amostra descrita pela eq. 2.52 é típica do regime diluído, onde a absorção de luz ocorre de forma independente para cada átomo. Por outro lado, no regime denso onde $\rho/k_0^3 \gtrsim 0.1 - 1$, a lei Beer-Lambert não se aplica mais, uma vez que um fóton espalhado por um átomo satura outro átomo próximo e os termos de curto alcance dominam a interação, se tornando um fenômeno coletivo.

Por exemplo, a modificação da taxa de decaimento discutida no capítulo anterior é um fenômeno coletivo. Os modos que apresentam $\Gamma_n < \Gamma$ são chamados de modos subradiantes uma vez que o decaimento da excitação atômica será mais lento que para átomos independentes, por outro lado, $\Gamma_n > \Gamma$ são chamados superradiantes e o decaimento da excitação atômica será mais rápido que para átomos independentes.

Como dito anteriormente, no estudo de átomos frios, o espalhamento de luz desempenha um papel crucial na investigação das propriedades dos átomos e suas interações. Um aspecto importante do espalhamento de luz em sistemas de átomos frios é o comportamento coletivo dos átomos, que pode levar a efeitos interessantes, como superradiância e subradiância.

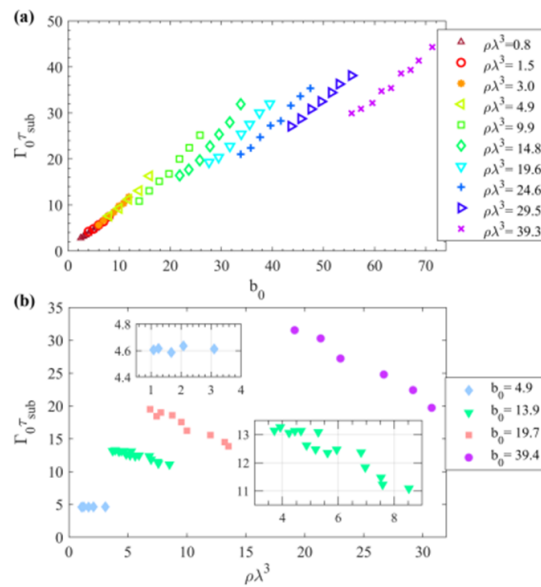


Figura 1: Tempo de vida do subradiante em função de várias densidades e para vários valores de b_0 Fonte: [4]

A ideia da superradiância apareceu inicialmente para o caso onde todos os átomos dentro de um volume de raio muito menor do que λ , sendo conhecida como a superradiância de Dicke [7]. Nessa situação a superradiância ocorre quando um grupo de N átomos excitados interage com um campo de luz cujo comprimento de onda é significativamente maior do que a separação entre eles. Nesse processo, os emissores interagem coletiva e coerentemente com a luz, o que leva o grupo a emitir um pulso de alta intensidade proporcional a N^2 . A superradiância deduzida aqui é uma espécie de generalização, em que a emissão não escala como N^2 . Além disso, tais fenômenos coletivos são modificados conforme uma variação da densidade, como por exemplo o tempo de vida subradiante [4], conforme mostrado na Figura 1. Na figura temos os tempos de vida subradiantes para um conjunto de diferentes profundidades e densidades ópticas. Para densidades menores, os conjuntos de pontos de dados correspondentes a diferentes ρ colapsam na mesma linha, o que também é observado no modelo escalar no regime diluído. Isso indica que os efeitos de densidade são insignificantes para densidades mais baixas. No entanto, para $\rho\lambda^3 \gtrsim 5$, os conjuntos de dados não colapsam mais juntas, em vez disso, amostras com maior densidade apresentam tempos de vida subradiantes mais curtos para uma dada profundidade óptica. Esse efeito de densidades maiores fica ainda mais evidente na Figura 2(b), onde os tempos de vida subradiantes são apresentados em função da densidade para vários valores de b_0 . Novamente, para densidades menores, não há efeito visível da densidade na emissão de longa duração, mas para $\rho\lambda^3 \gtrsim 5$, os tempos de vida tardios se tornam mais curtos com o aumento da densidade.

2.6 TRANSMISSÃO COERENTE

Os efeitos de densidade em um conjunto atômico podem ser detectados se medindo o espectro de transmissão coerente usando luz de baixa intensidade próxima à ressonância. De forma geral, a transmissão coerente se refere à propagação de ondas que mantêm uma relação de fase e polarização bem definidas após passar por uma amostra, dessa forma, é do nosso interesse a parte transmitida pela amostra dado um campo total incidente. Para um ponto \mathbf{r} na direção de propagação do laser, o

campo total será(9):

$$\mathbf{E}_T(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_l(\mathbf{r}) - i \frac{dk_0^3}{6\pi\epsilon_0} \sum_{\substack{m=1\dots N \\ \gamma=x,y,z}} V_{j,\alpha,m,\gamma} \langle \hat{\beta}_{m,\gamma}^- \rangle \quad (2.56)$$

Outra forma de calcular a transmissão coerente é através do coeficiente de transmissão coerente ($T(\Delta)$), dado por(10):

$$T(\Delta) = 1 + \frac{3i}{(w_0 k_0)^2} \sum_{\substack{j=1\dots N \\ \alpha=x,y,z}} \frac{E_l(\mathbf{R}_j)}{E_0} c_{j,\alpha}(\Delta) \quad (2.57)$$

onde $c_{j,\alpha}(\Delta)$ tem a função de redimensionar as amplitudes dipolo e é representado por:

$$c_{j,\alpha}(\Delta) = \frac{dk_0^3}{3\pi\epsilon_0 E_0} \langle \hat{\beta}_{j,\alpha}^- \rangle \quad (2.58)$$

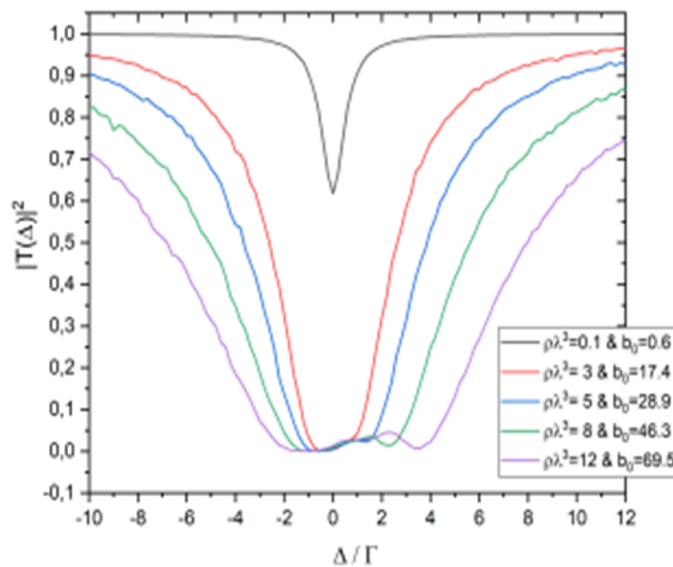


Figura 2: Espectros de transmissão coerente para diferentes densidades atômicas
Fonte:[5]

Na simulação mostrada na Figura 2 temos os espectros de transmissão coerente calculados a partir do modelo de dipolos acoplados e podemos observar que para um regime com densidade óptica de $\rho\lambda^3 = 0.1$ obtemos um espectro simétrico com uma largura de linha de aproximadamente Γ , como deveríamos esperar no regime

diluído. Entretanto, observa-se um alargamento do espectro e o aparecimento de um splitting na curva da transmissão coerente em alta densidade, como pode ser visto nas outras curvas apresentadas. Esses alargamentos das curvas de transmissão são consequência direta de efeitos coletivos entre os dipolos atômicos que foram explicados anteriormente. Já o splitting, é possivelmente causado pela transmissão incoerente da luz, que é um resultado de múltiplos espalhamentos de fótons em nossa amostra, que voltam a se propagar na direção da luz incidente.

3 EXPERIMENTO ATUAL

3.1 O ^{88}Sr

Também relevante para a discussão é o elemento químico escolhido para nosso estudo, uma vez que cada átomo possui suas transições atômicas específicas, sendo a decisão sobre qual elemento trabalhar deixada a critério de cada equipe definida segundo os objetivos científicos que se quer alcançar. Em nosso laboratório, optamos pelo estrôncio, mais precisamente pelo seu isótopo mais abundante, o estrôncio-88, que representa 82,58% de todo o estrôncio natural. O estrôncio, classificado como um metal alcalino terroso, apresenta dois elétrons em sua camada de valência, possibilitando estados singletos (com spin total igual a 0) e tripletos (spin total igual a 1).

O ^{88}Sr é um isótopo bosônico, caracterizado por possuir spin inteiro, não exibir estrutura hiperfina e apresentar momento magnético total do estado fundamental nulo ($J = 0$). A propriedade de possuir um estado fundamental não degenerado torna o ^{88}Sr privilegiado para o estudo do espalhamento de luz no regime denso por conta de sua compatibilidade com o modelo dos dipolos acoplados. Na figura a seguir, são apresentadas as transições atômicas e os estados do ^{88}Sr .

Além disso, esse elemento possui estados metaestáveis e transições atômicas tanto largas quanto estreitas. As transições largas permitem capturar um grande número de átomos em um conjunto atômico, enquanto as transições estreitas possibilitam a obtenção de uma nuvem atômica de mais baixa temperatura, além disso, transições super estreitas entre o nível fundamental e os níveis metaestáveis também têm aplicação para a implementação de relógios atômicos de padrão ótico de frequência,(11). Em nosso experimento, empregamos transições largas para uma captura inicial dos átomos e estreitas para atingir temperaturas ainda mais baixas.

As principais linhas de transição para nosso elemento incluem a 461 nm (azul), com largura natural $\Gamma = 2\pi \times 30,5$ MHz, a 689 nm (vermelha), com $\Gamma = \pi \times 7,6$ kHz, e a 497 nm (verde), utilizada para o re-bombeamento, tema que será abordado

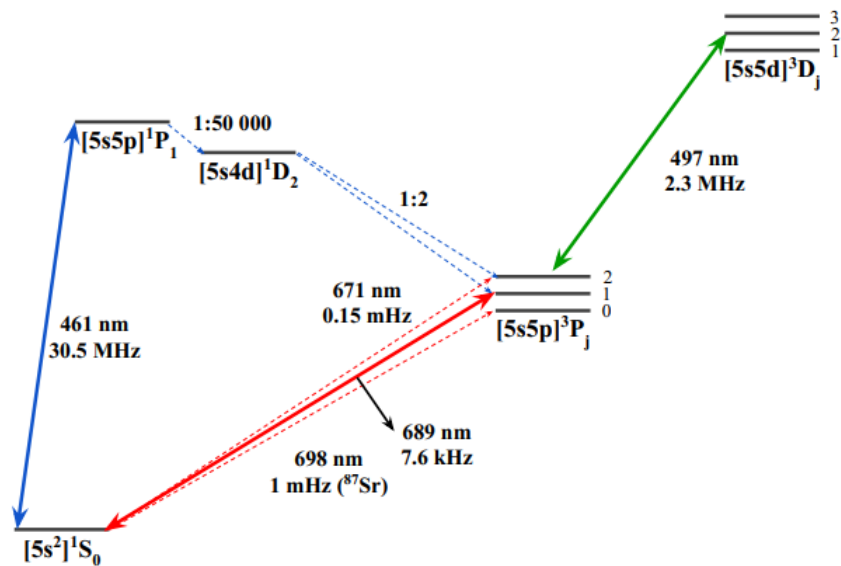


Figura 3: Alguns níveis de energia e linhas de transição do ^{88}Sr

posteriormente.

3.2 SISTEMA DE LASERS

3.2.1 Sistema de Laser Azul

A luz a 461nm, chamada de laser azul, é gerada a partir do uso de um laser comercial com dobramento de frequência da Toptica Photonics. Especificamente, utilizamos o modelo TA-SHG, que emprega uma configuração onde inicialmente há uma radiação infravermelha gerada por um laser de diodo. Essa radiação é amplificada por um MOPA e entra em uma cavidade de gravata borboleta que contém um cristal interno responsável por dobrar a frequência. Ou seja, é um laser que incorpora um Gerador de Segundo Harmônico (SHG) para produzir luz com a largura de linha apropriada necessária para nosso experimento, que, no nosso caso, é de 461 nm.

O laser azul é subdividido para 5 usos principais: a luz para espectroscopia, a luz do desacelerador Zeeman, a luz da Armadilha Magneto-Óptica, a luz de Imagem de Absorção e a luz utilizada para estabilizar outro laser azul presente em nosso

experimento.

Para estabilizar a frequência do laser azul, utilizamos uma técnica chamada espectroscopia de absorção saturada.

Para isso, começamos com dois feixes azuis contrapropagantes (um bombeio e um de sonda). Ambos os feixes possuem a mesma frequência e são direcionados para uma célula contendo estrôncio, mantida a uma temperatura em torno de 350°C que é isolada com lã de vidro e papel alumínio, garantindo seu isolamento térmico do ambiente externo.

Quando ambos os feixes estão simultaneamente ressonantes com a transição azul dos átomos de estrôncio a transição é saturada, causando uma queda no espectro de absorção do feixe de sonda. Esse sinal de absorção é utilizado como referência de frequência.

Introduzimos esse sinal de absorção em um circuito Lock-in comercial da Toptica que gera um feedback para ajustar o laser e manter sua frequência estável. Isto resulta em uma estabilidade da ordem de 1 MHz.

3.2.2 Sistema de Laser Verde

Nós produzimos luz de comprimento de onda 497 nm (chamada de luz verde) utilizando o modelo SHG . Esse feixe é usado no processo de rebombeio.

Para estabilizar a frequência do laser verde implementamos uma cavidade Fabry-Perot regular cujo comprimento é previamente estabilizado usando o laser azul como referência de frequência. Em seguida, travamos o laser verde na cavidade, sendo que enviamos simultaneamente ambos os lasers azul e verde, com polarizações opostas, o que permite a detecção simultânea da transmissão de cada um.

A cavidade utilizada é composta por um par de espelhos parcialmente refletorres que se encontram no mesmo eixo de forma que fiquem paralelos, sendo que um dos seus espelhos é mantido fixo enquanto o outro é móvel, a fim de que a largura da cavidade seja ajustável pela deformação de um piezoelétrico acoplado ao espe-

lho móvel através da aplicação de uma tensão elétrica. Quando uma luz incidente atinge o primeiro espelho, parte do feixe é transmitido e parte é refletido, ao atingir o segundo espelho, parte da luz transmitida também é parcialmente refletida e parcialmente transmitida, e assim sucessivamente, conforme a figura abaixo. Após uma volta completa dentro da cavidade o feixe acaba divergindo, para compensar esse efeito os espelhos tem um formato esférico, de forma que o feixe seja continuamente refocalizado. Portanto, as ondas irão se sobrepor dentro da cavidade, resultando em interferências construtivas e destrutivas.

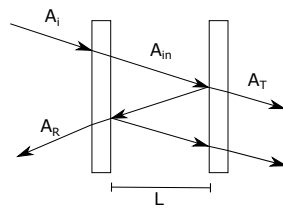


Figura 4: Esquema do laser ao incidir a cavidade Fabry-Perot. A_i é a luz incidente, A_{in} os feixes internos, A_T o feixe transmitido e A_R o feixe refletido. No experimento o feixe será incidido com um ângulo igual a zero e os espelhos serão côncavos.

A intensidade da luz transmitida tem picos bem definidos em determinados comprimentos de onda, onde a distância entre os picos de transmissão é chamada de *free spectral range* (Intervalo livre de frequência).

A fim de que o travamento da cavidade ocorra, um sinal de modulação é gerado e enviado ao VCO (voltage-controlled oscillator), que o transforma em um sinal de frequência variável no tempo. Esse sinal, por sua vez, é aplicado ao AOM (acousto-optic modulator) que modula a frequência da luz verde, permitindo o travamento da cavidade para essa luz. Paralelamente, outro sinal de modulação, de uma frequência distinta para evitar interferência com o travamento do verde, é enviado diretamente ao piezo da cavidade, modulando assim o comprimento da cavidade e, conseqüentemente, sua ressonância para a luz azul. Um fotodetector localizado após a cavidade identifica a quantidade de luz transmitida e envia um sinal eletrônico, cuja tensão é proporcional à transmissão pela cavidade, para o circuito lock-in, que produz um sinal de erro a partir do sinal de transmissão. Após ser gerado, o sinal de erro é enviado até um controlador PI (proporcional integral) onde um sinal de correção é criado e enviado a uma cerâmica piezoelétrica acoplada à cavidade para controlar

seu comprimento e mantê-la em um valor que garanta a transmissão máxima da luz azul, portanto, a mantendo estabilizada. Desta forma, transferimos a estabilidade do laser azul para a cavidade, que passa a ter seu comprimento estável.

A cavidade utilizada para a estabilização tem o *free spectral range* (FSR) dado por $\Delta_{FSR} = c/2L = 3$ GHz para uma cavidade de comprimento L , e a finesse para a luz verde será $F = \Delta\nu/\Delta_{FSR}$, logo $\Delta\nu = 60$ MHz. Para transferir a estabilidade do laser azul para o laser verde, é necessário ter ambos os lasers em ressonância com a cavidade simultaneamente. A luz verde transmitida através da cavidade é detectada por um fotodetector, e o sinal eletrônico resultante é enviado para um circuito lock-in, o Digilock. Este circuito gera um sinal de correção que é aplicado ao controle da posição da grade de difração do laser verde. Ao ajustar a posição da grade, controlamos o comprimento de onda da luz verde, garantindo que ela permaneça em ressonância com a cavidade.

Quando ambos os feixes estão simultaneamente em ressonância com a cavidade, selecionamos um pico de transmissão específico para estabilizar o sistema. Para travar o comprimento da cavidade de Fabry-Perot, utilizamos um circuito lock-in feito sob medida e um controlador Proporcional-Integral-Derivativo (PID), que foram desenvolvidos com esse objetivo específico.

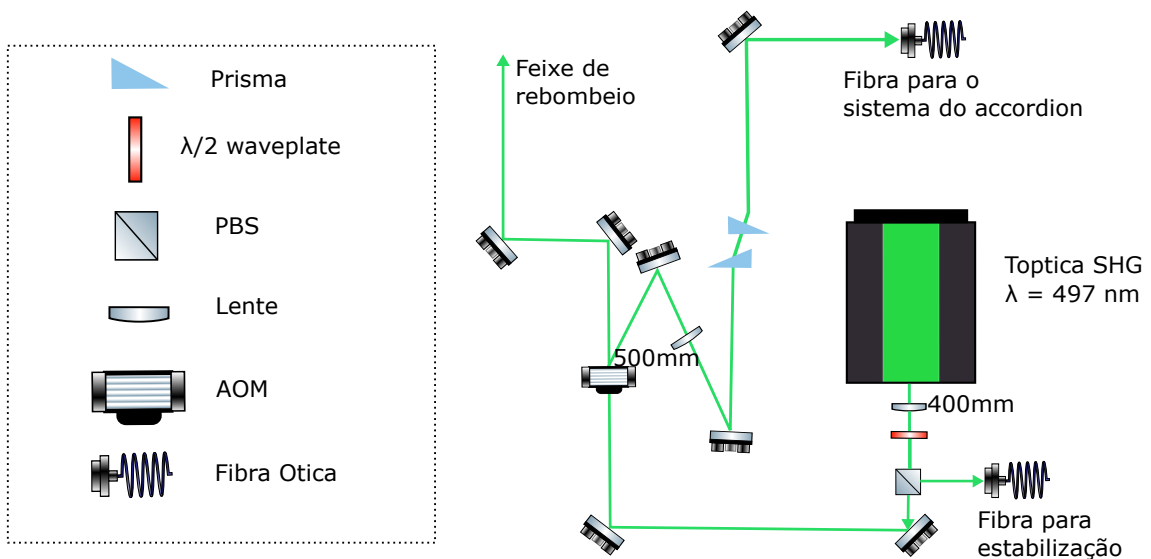


Figura 5: Esquema simplificado do caminho óptico do laser verde

3.2.3 Sistema de Laser Vermelho

No sistema do laser vermelho adotamos uma configuração mestre-seguidor para obtermos mais potência óptica para o experimento. Utilizamos o diodo comercial modelo DL 100 Pro como nosso laser mestre. Além disso, para o seguidor, empregamos um laser de diodo dentro de um sistema de estabilização de temperatura desenvolvido internamente pelo nosso grupo de pesquisa. No contexto do nosso experimento, o sistema do laser vermelho é encarregado de gerar uma das MOTs.

Para estabilizar a frequência do laser mestre, utilizamos uma cavidade Fabry-Perot ultraestável. A cavidade não tem seu comprimento estabilizado, sendo suspensa no vácuo e operada na temperatura de coeficiente de dilatação linear nulo da cerâmica comercial Zerodur. Utilizada nessas condições, a cavidade é muito estável, tendo uma variação da frequência de sua ressonância inferior a 5 MHz por ano.

A estabilização deste laser utiliza a técnica Pound-Drever-Hall (PDH), que possibilita o ajuste ativo do laser para se alinhar com a condição de ressonância da cavidade de referência. Além disso, essa técnica pode reduzir a largura de linha do laser caso a cavidade óptica seja mais estável do que a própria fonte do laser.

A potência de saída do laser vermelho é de 12 mW, o que é insuficiente para atender às exigências do experimento. Para aumentar a potência disponível de luz vermelha para o experimento, nós utilizamos a luz do laser DL 100 Pro em uma configuração Mestre-Seguidor. Essa técnica é conhecida como *injection lock*(12), no qual o laser seguidor sincroniza em fase com o mestre, resultando em características espectrais idênticas para ambos os lasers. Essa sincronização permite amplificar a potência disponível na frequência desejada, sem comprometer as características espectrais obtidas com o sistema de estabilização de frequência.

3.2.4 Sistema de Laser Infravermelho

Para gerar uma armadilha óptica confinante, que vai aprisionar nossa nuvem atômica, utilizamos um laser infravermelho com dois feixes distintos: um feixe gaussiano elíptico propagando-se na horizontal e um feixe gaussiano circular propagando-se na

vertical que se cruzam na região de aprisionamento atômico, além disso, utilizamos moduladores acústico-ópticos para gerar uma diferença de frequência entre os dois feixes, evitando assim efeitos de interferência entre eles. O laser utilizado foi um modelo comercial Mephisto MOPA da empresa Coherent, que fornece um feixe com comprimento de onda de 1064 nm, em uma configuração distante da ressonância, e oferece uma potência de 25 W. Recentemente temos observado uma diminuição dessa potência ao longo do tempo e atualmente estamos usando menos de 12 W para todo o sistema infravermelho. Um esquema simplificado do caminho óptico do laser infravermelho pode ser visto na figura abaixo:

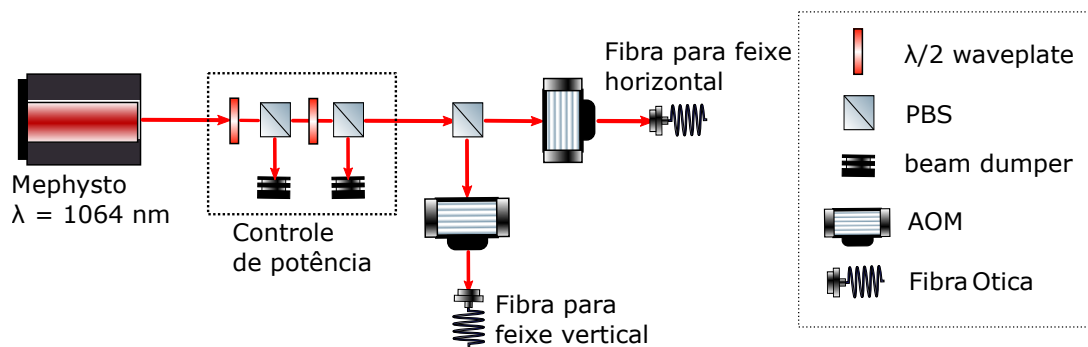


Figura 6: Esquema simplificado do caminho óptico do laser infravermelho

3.3 MÉTODOS DE IMAGEM

Utilizamos dois métodos de imagem no experimento, sendo imagens de absorção para nuvens menos densas e Imagem de contraste de fase para nuvens mais densas. A diferença entre esses dois tipos de imagem serão discutidas adiante.

3.3.1 Imagem de absorção

As imagens das Armadilhas Magneto-Ópticas (MOTs) são obtidas ao direcionar um feixe ressonante para a nuvem atômica, cujo diâmetro é consideravelmente maior que o tamanho da própria nuvem. Isso permite que uma câmera CCD registre a sombra produzida pela absorção dos átomos. Essas imagens são capturadas após desativar a armadilha, ou seja, após termos desligado a luz e o campo magnético da MOT, o que permite que os átomos caiam livremente devido à influência da

gravidade e expandam livremente sob influência da distribuição de velocidades da amostra. O intervalo de tempo entre o desligamento da armadilha e a obtenção da imagem é conhecido como tempo de voo e geralmente tem a duração de alguns milissegundos. Infelizmente, essa técnica de imagem tem suas limitações que ficaram mais nítidas adiante na investigação de nuvens atômicas densas, como ocorre no caso das armadilhas de dipolo, mas é adequada para caracterizar nuvens menos densas.

A imagem de absorção nos permite obter o perfil de densidade bidimensional da amostra, que é obtido a partir da profundidade óptica da amostra na posição transversal $b(x, y)$, a mesma apresentada na eq. 2.52. Isso ocorre porque a intensidade da luz transmitida, registrada pela câmera, é expressa como:

$$I_t(x, y, \Delta_{AI}) = e^{-b(x,y)} I_0(x, y) \quad (3.1)$$

Sendo $I_0(x, y)$ a intensidade inicial da luz incidente antes de interagir com a amostra, ou seja, a luz que chegaria à câmera na ausência da amostra

Então, para um feixe de imagem ressonante com qualquer transição atômica que vai do estado fundamental para um estado excitado, temos o perfil de densidade 2D

$$\rho_{2D}(x, y) = \frac{b_0(x, y)}{\sigma_0} = -\frac{1}{\sigma_0} \ln \left(\frac{I_t(x, y, \Delta_{AI} = 0)}{I_0(x, y)} \right) \quad (3.2)$$

onde para o caso de um feixe de imagem não ressonante temos:

$$b(x, y, \Delta_{AI}) = \sigma_0 \frac{1}{1 + 4 \frac{\Delta_{AI}^2}{\Gamma^2}} \rho_{2D}(x, y) \quad (3.3)$$

3.3.2 Imagem de contraste de fase

A imagem de contraste de fase é uma técnica não destrutiva que permite medir a fase acumulada da luz longe de ressonância após interagir com a amostra atômica. Essa fase é então utilizada para obter o perfil de densidade da nuvem atômica, integrado na direção de propagação da luz. A imagem de contraste de fase explora as variações de fase para obter informações sobre a amostra, isso a torna especialmente

sensível a variações de densidade em amostras. Aqui o perfil de densidade 2D, ele é obtido por meio da medição da mudança de fase induzida pelos átomos na luz incidente. Essa mudança de fase está relacionada com a profundidade óptica na ressonância por:

$$\phi(x, y, \Delta_{\text{PCI}}) = -\frac{\Delta_{\text{PCI}}}{1 + 4\frac{\Delta_{\text{PCI}}^2}{\Gamma^2}} b_0(x, y) \quad (3.4)$$

A intensidade não varia simplesmente devido a uma mudança de fase, portanto, para obter informações precisas, é necessário realizar uma medição interferométrica. Seguindo essa abordagem, reescrevemos o campo elétrico transmitido na configuração de Imagem de Contraste de Fase como uma combinação do campo de incidente e do campo difratado. Dessa forma, obtemos com esta técnica novamente o perfil de densidade da nuvem, sendo uma abordagem que funciona até mesmo em altas densidades.(13)

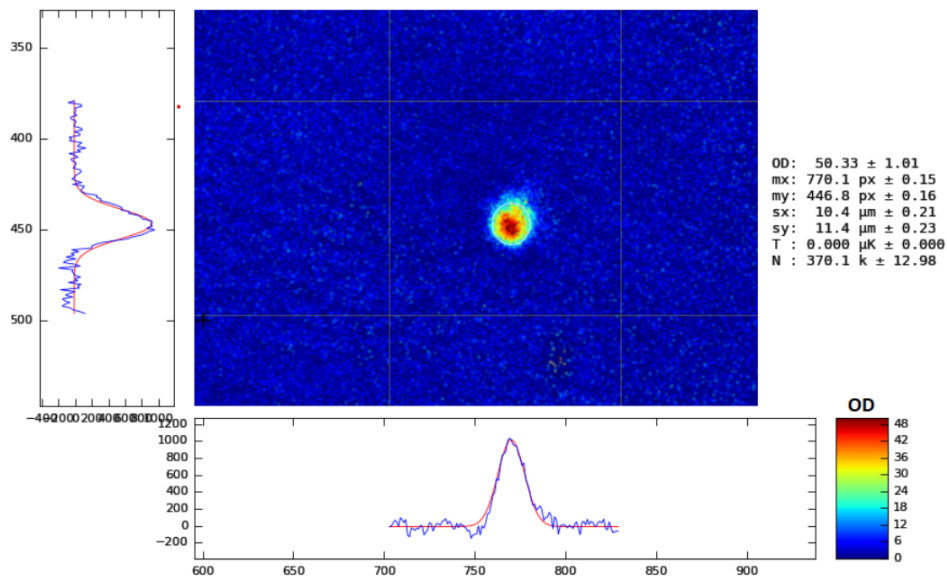


Figura 7: Imagens de contraste de fase da nuvem de átomos aprisionada na armadilha de dipolo ótico.

3.4 DESACELERADOR ZEEMAN

As baixas temperaturas e altas densidades em experimentos de átomos frios permitem o estudo de uma ampla gama de fenômenos interessantes relacionados à interação luz-matéria.

Um aspecto fundamental para a obtenção de amostras de átomos frios é a força feita nos átomos pela luz laser usada para resfriá-los e capturá-los. A força pode ser separada em duas partes: uma parte conservativa e uma parte dissipativa. A componente dissipativa é chamada de pressão de radiação, e a componente conservativa é chamada de força dipolar.

A força dissipativa é dada por(14):

$$F_{\text{dissipativa}} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (3.5)$$

onde Γ é a largura natural de transição, $s_0 = 2\Omega^2/\Gamma^2$ é o parâmetro de saturação em ressonância, $\Delta = \omega - \omega_0$ é a dessintonia. Essa força dissipativa, ou pressão de radiação, é utilizada para as etapas iniciais de resfriamento de nossa nuvem, como a desaceleração Zeeman e as das armadilhas magneto-ópticas.

Já a equação da força dipolar será dada por:

$$F_{\text{dipolar}} = -\hbar \delta \frac{\vec{\nabla}_R E_0(R)}{E_0(R)} \frac{s_0}{1 + s_0 + 4\delta^2/\Gamma^2} \quad (3.6)$$

onde onde E_0 é a amplitude do campo no foco do feixe usado.

A força dipolo é conservativa, portanto é possível atribuir um potencial a ela, chamado dipolar potencial, dado por:

$$V_{\text{dip}}(R) = \frac{3\pi c^2 \Gamma_0}{2\omega_0^3 \Delta} I(R) \quad (3.7)$$

onde $I(R)$ é a distribuição de intensidade do feixe incidente. Portanto, podemos aprisionar átomos com o efeito puramente óptico da armadilha de dipolo, graças à natureza conservativa da força dipolar utilizada.

O procedimento experimental atual tem início na sublimação e colimação do gás de estrôncio em um forno que possui micro-tubos em suas extremidades, o forno é aquecido até 550°C termicamente isolado do ambiente para reduzir as perdas de calor e manter a temperatura elevada. A medição da temperatura é realizada utilizando termopares posicionados externamente ao forno, sendo que os microtubos estão submetidos a temperaturas de aproximadamente 600°C para evitar entupimento pelos átomos de estrôncio. Após passarem pelos micro-tubos e serem colimados os átomos chegam ao Desacelerador Zeeman (conforme a figura abaixo).

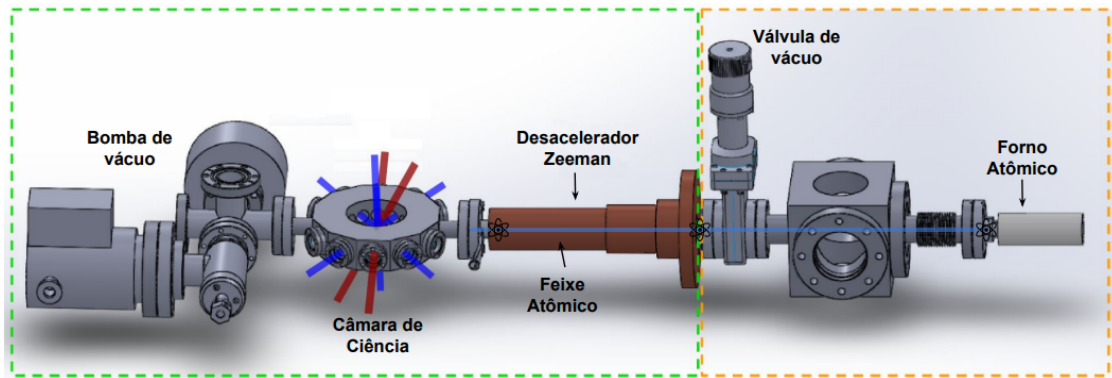


Figura 8: Esquema do experimento
Fonte: (15)

No Desacelerador Zeeman, onde é realizada a primeira etapa de resfriamento, é utilizado um feixe de 461nm dessintonizado 370 MHz abaixo da ressonância da transição $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$, com polarização circular positiva, de forma que sempre esteja ressonante com a transição para o nível excitado $m_J = +1$ para que assim seja realizado o processo de absorção-emissão da luz para o resfriamento dos átomos, e também é utilizado um campo magnético que varia no espaço.

O campo magnético é utilizado pois quando os átomos são desacelerados, o laser se afasta cada vez mais da ressonância por conta do efeito Doppler. Entretanto, esse problema é contornado através da influência do campo magnético que varia no espaço, onde temos uma quebra da degenerescência do nível excitado do átomo através do efeito Zeeman, fazendo com que o seu estado excitado seja subdividido em três níveis degenerados, onde cada nível tem uma frequência de ressonância diferente, onde temos uma condição de ressonância como função da velocidade do átomo e do campo magnético, conforme a equação abaixo:

$$\Delta_{D,Z}(v, B) = \Delta + kv - g_J \mu_B B(x) m_J \quad (3.8)$$

onde Δ é a dessintonia em campo zero e velocidade zero, v é velocidade dos átomos em relação ao feixe, g_J é fator de Landé para a transição atômica, μ_B é Magneton de Bohr, m_J é número quântico magnético com direção de quantização dada pela direção de propagação da luz e B o campo magnético considerado positivo na direção de propagação do feixe luminoso.

Portanto, temos que os valores das frequências de ressonância irão variar no espaço através da sua dependência do campo magnético, tendo como consequência que a transição atômica excitada pela luz continue em ressonância com o feixe mesmo sob a influência do efeito Doppler. O desacelerador Zeeman possui aproximadamente 280 mm de comprimento e um diâmetro interno que diminui gradualmente de 12 mm para 4 mm. Geralmente, os átomos reduzem suas velocidades para uma ordem de grandeza menor do que a velocidade inicial após passarem pelo desacelerador Zeeman, saindo de uma velocidade térmica média de 484 m/s iniciais, que é calculada a partir da temperatura medida do forno, para algumas dezenas de m/s ao fim do mesmo. A velocidade final é calculada por meio de simulações que se fundamentam na desaceleração à qual os átomos estão sujeitos na seção do desacelerador Zeeman. Pela Equação 3.6, quando atingirmos um regime de alta saturação, onde temos $s_0 \gg 1$, temos o valor máximo da força de dispersão necessária para desacelerar os átomos dado por $\vec{F}_{\text{máx}} = \frac{\hbar \vec{k} \Gamma}{2}$. Dessa forma, a desaceleração será dada por (16):

$$a_d = \hbar k \frac{\Gamma}{2m} \quad (3.9)$$

com m sendo a massa do átomo, a velocidade será dada por:

$$v(x) = \sqrt{v_0^2 - 2a_d x} \quad (3.10)$$

onde v_0 é a velocidade inicial dos átomos, logo ao deixarem o forno.

A parte final do desacelerador Zeeman está conectada à câmara de ciência que

permite que permitindo que os átomos atinjam seu centro geométrico com um perfil de velocidades concentrado abaixo da velocidade máxima de captura da armadilha magneto-óptica onde eles serão aprisionados.

3.5 MOT AZUL

Finalmente chegamos à etapa de aprisionamento dos átomos em três direções através da Armadilha Magneto-Óptica (MOT, na sigla em inglês).

Antes de discutir o armadilhamento propriamente dito, é importante entender o processo de resfriamento dos átomos, e para isso será apresentado a técnica de melaço óptico. O melaço óptico consiste na utilização de lasers contra-propagantes com uma dessintonia vermelha em relação a transição atômica, de forma que a força resultante é chamada então de força de melaço óptico, e dada por (17):

$$\mathbf{F}_{OM} = 4\hbar k^2 \frac{I}{I_s} \frac{2\Delta/\Gamma}{\left[1 + \left(\frac{2\Delta}{\Gamma}\right)^2\right]} v \quad (3.11)$$

De forma que para $|kv| \ll |\Delta|$, a força de melaço óptico torna-se linear em relação à velocidade, como ilustrado na Figura 7. É importante notar que a força de melaço óptico é capaz de resfriar os átomos que estejam viajando de forma contrarrapante ao laser, mas não os confina.

Agora podemos discutir o processo de armadilhamento de fato, a MOT é uma armadilha que opera em três dimensões e demanda a presença de três conjuntos de feixes contrapropagantes e um gradiente de campo magnético gerado por um par de bobinas dispostas na configuração anti-Helmholtz, então, para compreender o funcionamento de uma armadilha magneto-óptica 3D, nós podemos inicialmente considerar um modelo 1D, com a posição dos átomos parametrizada por x , sendo a ideia principal a utilização do campo magnético e do momento linear da luz circularmente polarizada para produzir uma força que empurra os átomos para o centro da armadilha e os resfria. Ao aplicarmos um campo da forma $B(x) = A.x$, teremos novamente uma quebra de degenerescência dos subníveis magnéticos que irá

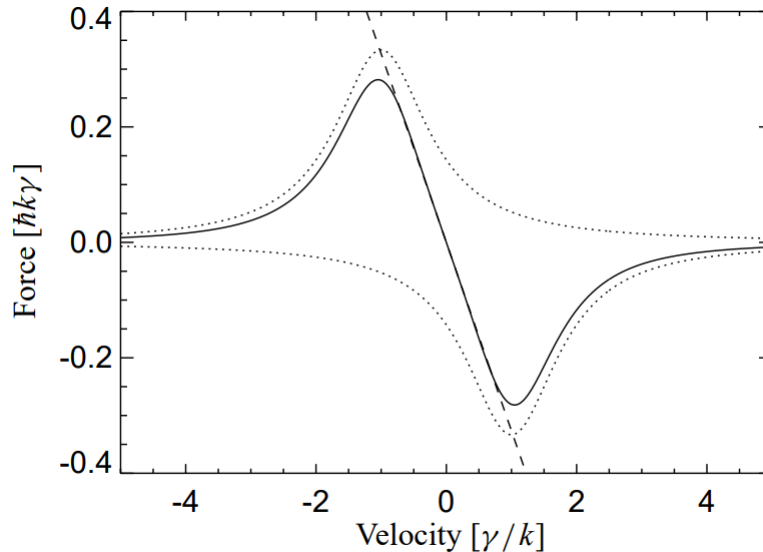


Figura 9: Dependência da velocidade das forças de resfriamento óptico para melão óptico unidimensional. Os dois traços pontilhados mostram a força de cada feixe, e a curva sólida é a soma deles.

Fonte:(17)

depender da posição do átomo. Se aplicarmos feixes contrapropagantes, sendo a polarização circular σ^+ pela esquerda e σ^- pela direita e com dessintonia para o vermelho da transição atômica, os átomos que estão à esquerda do centro do campo magnético irão absorver mais luz com polarização σ^- porque o subnível magnético com $m_J = -1$ está mais ressonante nesta região do que o subnível $m_J = +1$, e os átomos que estão à direita do centro do campo magnético irão absorver mais luz com polarização σ^+ porque devido ao efeito Zeeman, à direita do centro do campo magnético o subnível $m_J = +1$ encontra-se mais ressonante com a luz. Portanto, todos os átomos acabam sofrendo a influência de uma força que os puxa para o centro da armadilha, os aprisionando e resfriando nessa posição.

Após os átomos entrarem na câmara de ciência, eles são sujeitos ao primeiro MOT com três pares de feixes azuis retrorrefletidos com cintura de 5, 6 mm e potência dada por $P(x, y, z) = (5, 1 \text{ mW}, 4, 8 \text{ mW}, 8, 3 \text{ mW})$. Estes feixes estão próximos de ressonância com a transição $^1S_0 \leftrightarrow ^1P_1$ que possui comprimento de onda de 460.8 nm, e uma largura $\Gamma_a = 2\pi \times 30.5 \text{ MHz}$, optamos pela dessintonização do laser que maximiza a densidade óptica da nuvem atômica, além disso, as bobinas anti-Helmholtz geram para este MOT um gradiente de campo magnético de 55 G/cm na

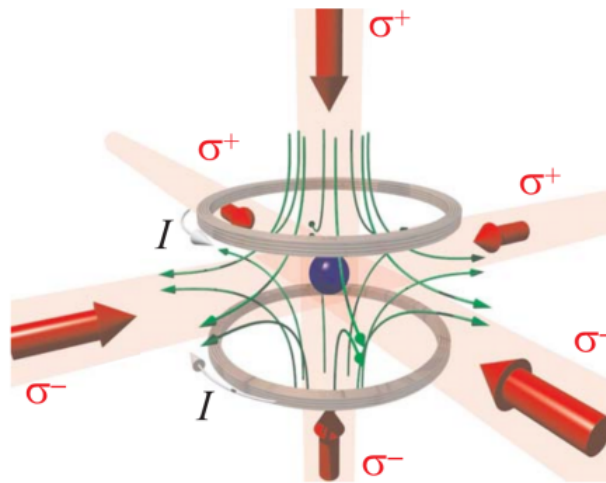


Figura 10: Configuração de uma armadilha magneto-óptica, mostrando os três pares de feixes contrapropagantes e o campo magnético gerado pelas duas bobinas anti-Helmholtz.

Fonte:(18)

direção do eixo das bobinas.

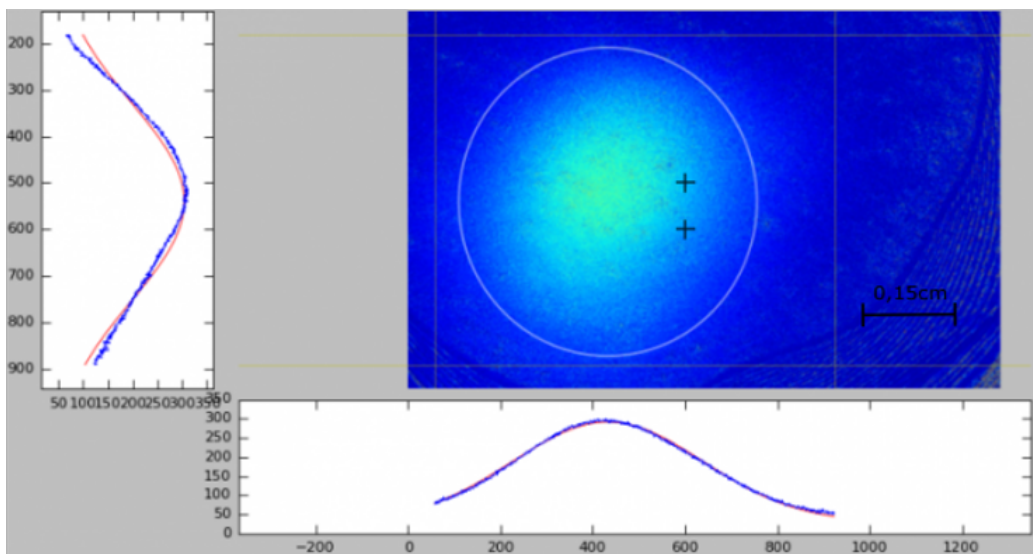


Figura 11: Imagem de absorção para o MOT azul

Além disso, numa taxa de 1 a cada 50000 transições do estado fundamental para o $[5s5p]^1P_1$, existe a possibilidade de que ao ser excitado, o estrôncio decaia para o estado $[5s4d]^1D_2$ e em seguida para o $[5s5p]^3P_2$, sendo este um subnível metaestável, ou seja, um caso onde os átomos deixariam de sentir a influência dos lasers e como consequência, deixariam de ser resfriados. Entretanto, pode-se recuperar esses átomos através do rebombeio, onde é utilizada uma luz verde com comprimento de onda de 497 nm que faz com que o átomo seja excitado para o nível $[5s5d]^3D_2$

que em seguida decai para o nível $[5s5p]^3P_1$ que por sua vez decai para o estado fundamental, assim voltando para o processo de resfriamento. Portanto, o envio de luz de rebombeio na região de produção do MOT aumenta o seu tempo de vida e, assim, o número final de átomos capturados.

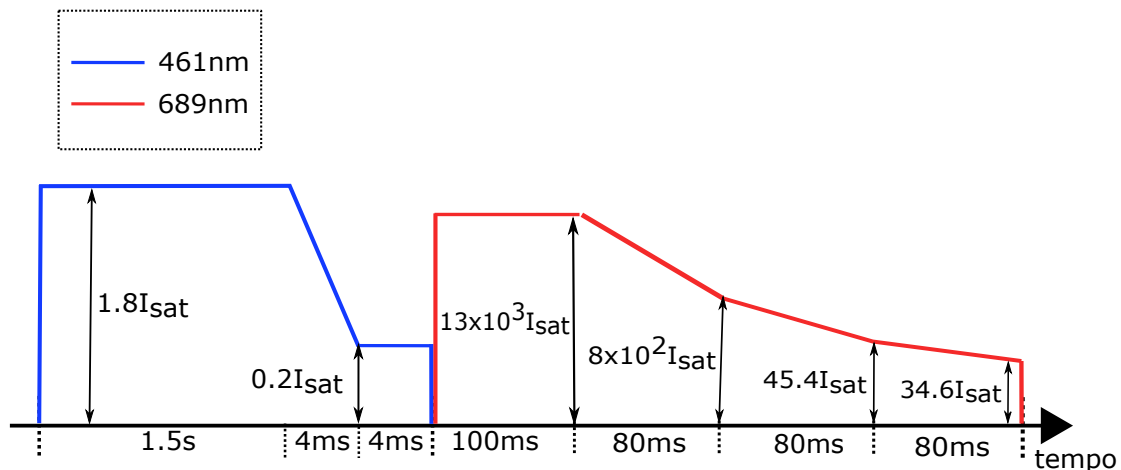


Figura 12: Rampas da sequencia experimental para MOTs azuis e vermelhos.

Para efetivamente capturar os átomos na transição azul, é empregado um tempo de espera de 1.5 segundos para carregar o MOT azul. Para reduzir ainda mais a temperatura da nuvem após o tempo de carregamento do MOT, é implementada uma rampa de potência nos feixes de aprisionamento por 4 milissegundos, reduzindo a potência para menos de 10% de seu valor inicial. Isso resulta em uma nuvem de átomos frios com temperaturas próximas ao limite Doppler da transição azul, que é de $750\mu\text{K}$. Na figura 12 podemos encontrar as rampas experimentais para a sequência MOT azul.

A nuvem obtida nessa etapa tem cerca de 8×10^7 átomos e uma temperatura de 1 mK e pode ser vista na Figura 11.

3.6 MOT VERMELHO

Após o MOT azul, a nuvem é aprisionada em um segundo MOT, chamado de MOT Vermelho. O MOT vermelho é gerado por meio de uma transição estreita, o que permite a produção de uma nuvem de átomos frios com temperaturas extremamente baixas [13]. No entanto, devido ao alcance limitado de captura de velocidade

deste MOT , é necessário primeiro prender os átomos utilizando a transição azul mais larga. Aqui realizamos uma segunda etapa de resfriamento utilizando a transição $^1S_0 \leftrightarrow ^3P_1$ com comprimento de $\lambda = 689.26\text{nm}$ e largura $\Gamma = 7.4\text{kHz}$,

Após desativar os feixes do MOT azul, os feixes do MOT vermelho são ativados imediatamente. O campo magnético também é ajustado de 55 G/cm para $6,5\text{ G/cm}$ com um pequeno atraso de $30\mu\text{s}$. Seguindo o conceito descrito em [13], implementamos quatro rampas de frequência e potência nos feixes do MOT vermelho durante o processo de resfriamento.

Durante a primeira rampa, com duração de 100 ms , a intensidade total dos seis feixes da armadilha é mantida em $13 \times 10^3 I_{sat,red}$, onde $I_{sat,red} = 3.04\mu\text{W/cm}^2$ é a intensidade de saturação da transição. A dessintonia é varrida de um mínimo de -7 MHz até um máximo de 0 MHz , com uma taxa de variação de 35 kHz . Isso permite que os feixes interajam com uma variedade maior de velocidades atômicas.

Na segunda rampa, com duração de 80 ms o valor mínimo da dessintonia varia de -7 MHz a -5 MHz , enquanto o máximo apresenta uma pequena variação de $-0,02\text{ MHz}$. Durante esse período, também ocorre uma redução na potência dos feixes de $13 \times 10^3 I_{sat,red}$ para $8 \times 10^3 I_{sat,red}$

Durante a terceira rampa, com duração de 80 ms , a varredura de frequência é interrompida, e o MOT opera em modo monocromático, e a dessintonia é mais próxima da ressonância de -1 MHz para $-0,6\text{ MHz}$. Simultaneamente, a potência é drasticamente reduzida para $45,4 I_{sat,red}$.

Na quarta rampa, também com duração de 80 ms , a frequência permanece constante no valor final da terceira rampa, enquanto a potência é levemente ajustada de $454, I_{sat,red}$ para $34,6 I_{sat,red}$. A seleção desses valores é baseada na melhoria da transferência de átomos do MOT vermelho para uma armadilha dipolar óptica.

Por fim, obtemos uma nuvem com aproximadamente 1×10^7 átomos e com temperatura de aproximadamente $2\mu\text{K}$, uma imagem de absorção pode ser vista na Figura 13.

Devido à transição estreita, a força de pressão da radiação gerada pela luz não é

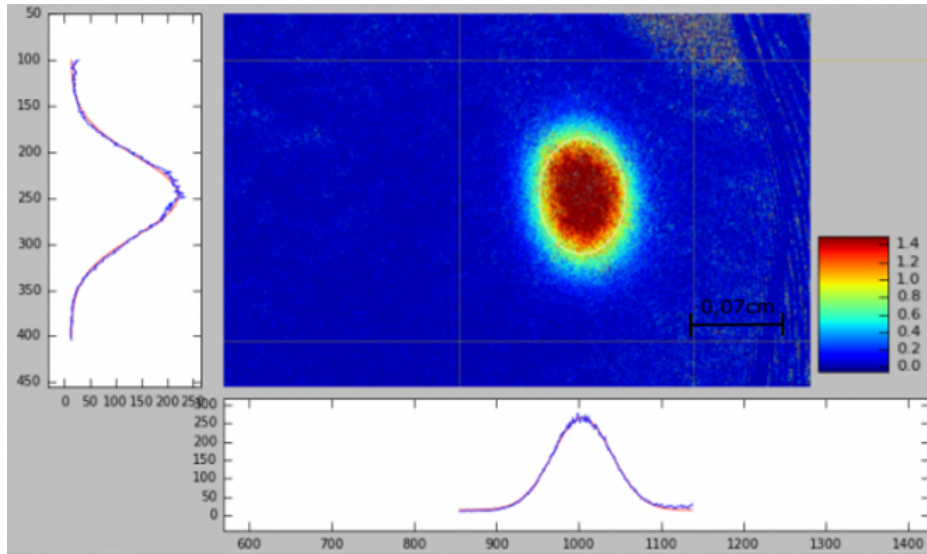


Figura 13: Imagem de absorção para o MOT vermelho

particularmente intensa, permitindo a influência significativa da gravidade nos átomos. Isso resulta na compressão da nuvem e deslocamento do centro de massa na direção z . Conseqüentemente, os átomos no MOT Vermelho interagem principalmente com o feixe que se propaga na direção $+z$. Assim, para intensidades baixas nos feixes do MOT, há o risco de alguns átomos não absorverem um fóton, possibilitando sua fuga da nuvem. Essa condição impõe uma limitação à vida útil da nuvem, restringindo-a a alguns milissegundos.

3.7 ARMADILHA DIPOLAR ÓPTICA

Ao contrário da Armadilha Magneto-Óptica, que depende da força de pressão de radiação, a Armadilha Dipolar Óptica (ODT) depende puramente da força dipolar. A ODT é produzida por dois feixes de laser infra-vermelho com comprimento de onda de 1064 nm que têm o foco no centro da nuvem atômica, sendo um feixe elíptico gaussiano propagando-se na direção horizontal e um feixe circular gaussiano que tem um ângulo de 15° em relação à direção vertical z . Atualmente, os feixes horizontal e vertical possuem potências de aproximadamente $P_H = 1.78$ W e $P_V = 0.75$ W, respectivamente. No entanto, devido às perdas de potência ao atravessar lentes e as janelas da câmara de ciência, estimamos que a potência efetiva na nuvem seja de aproximadamente $P_H = 1.2$ W e $P_V = 0.5$ W

Além disso, a nuvem obtida é obtida com uma melaça óptica(19) na transição vermelha sobreposta à ODT, sendo que nessas condições é possível obter uma nuvem com aproximadamente 3.7×10^5 átomos, temperatura de $1.5 \mu\text{K}$ e 3.7×10^5 átomos.

A força dipolo utilizada na armadilha é conservativa, o que permite associar a ela um potencial conhecido como potencial dipolar, expresso por:

$$V_{dip}(\mathbf{R}) = \frac{3\pi c^2 \Gamma_0}{2\omega_0^3 \delta} I(\mathbf{R}) \quad (3.12)$$

A distribuição de intensidade do feixe incidente é representada por $I(\mathbf{R})$, e para um feixe elíptico gaussiano que se propaga na direção z , pode ser expressa da seguinte forma:

$$I(R, z) = I_0 \frac{w_{0,x} w_{0,y}}{w_x(z) w_y(z)} \exp\left(-\frac{2x^2}{w_{0,x}^2} \frac{1}{1 + (z/z_{R,x})^2}\right) \exp\left(-\frac{2y^2}{w_{0,y}^2} \frac{1}{1 + (z/z_{R,y})^2}\right) \quad (3.13)$$

onde $w_{0,i}$ é a cintura do feixe no eixo i e $z_{R,i}$ é o Rayleigh range. O parâmetro $I_0 = \frac{2P}{\pi w_{0,x} w_{0,y}}$ é a intensidade máxima do feixe e P é a potência. Para dessintonias negativas, o potencial é atrativo, apresentando um mínimo onde a intensidade luminosa é máxima. Em torno do mínimo, podemos fazer uma aproximação quadrática do potencial, que se escreve na forma:

$$V_{dip} = \frac{1}{2} m \Omega_x^2 x^2 + \frac{1}{2} m \Omega_y^2 y^2 + \frac{1}{2} m \Omega_z^2 z^2 + V_0 \quad (3.14)$$

Sendo Ω_x , Ω_y e Ω_z as frequências de oscilação da armadilha. A densidade espacial da nuvem depende dessas frequências e é dada por:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 e^{-\frac{m\Omega_x^2 x^2}{2k_B T}} e^{-\frac{m\Omega_y^2 y^2}{2k_B T}} e^{-\frac{m\Omega_z^2 z^2}{2k_B T}} \quad (3.15)$$

onde ρ_0 é a densidade no meio da nuvem, e é dado por:

$$\rho_0 = \rho(0, 0, 0) = \Omega_x \Omega_y \Omega_z \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} N \quad (3.16)$$

Definindo o tamanho da nuvem gaussiana atômica como o raio em $1/\sqrt{e}$, as frequências de oscilação também estão relacionadas ao tamanho através da seguinte expressão:

$$s_i = \frac{1}{\Omega_i} \left(\frac{k_B T}{m} \right)^{1/2} \quad \text{para } i \in (x, y, z) \quad (3.17)$$

Assim, a densidade espacial pode ser reescrita em termos do tamanho da nuvem:

$$\rho(x, y, z) = \frac{N}{(2\pi)^{3/2} s_x s_y s_z} e^{-\frac{x^2}{2s_x^2}} e^{-\frac{y^2}{2s_y^2}} e^{-\frac{z^2}{2s_z^2}} \quad (3.18)$$

Além disso, a profundidade óptica b_0 também pode ser expressa em função do tamanho da nuvem:

$$b_0 = \frac{N}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sigma_0} \quad (3.19)$$

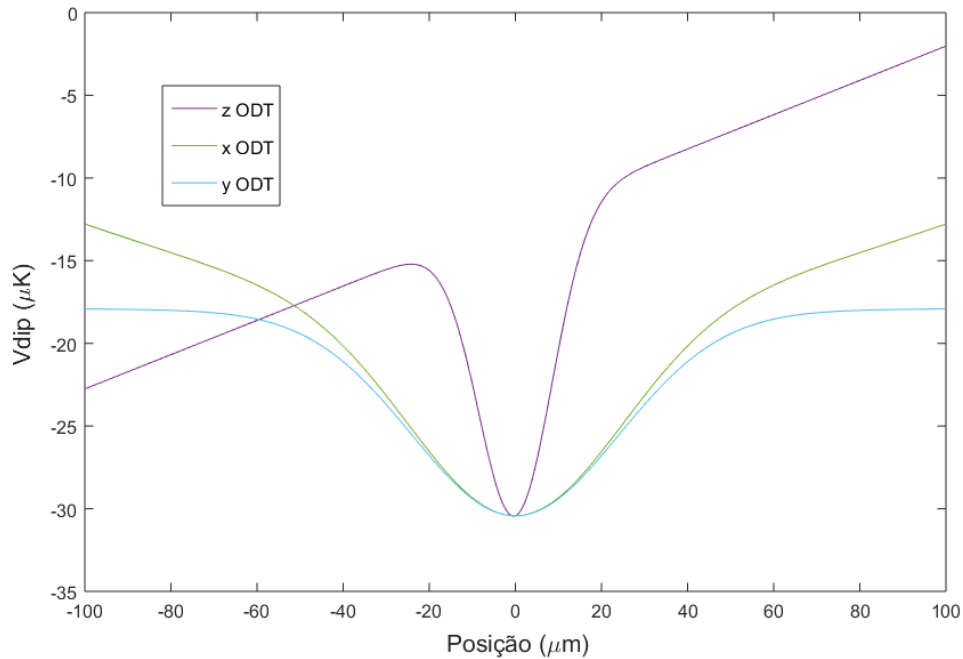


Figura 14: Potencial dipolar da ODT nas direções x, y e z

Através de simulações para as características dos feixes utilizados na ODT e da nuvem citadas acima, as frequências de oscilação serão: $F(x, y, z) = \frac{\Omega}{2\pi} =$

(178, 174, 571) Hz, densidade espacial no centro, em unidades de $1/\lambda^3$ dada por $\rho\lambda^3 = 5.97$, $b_0 = 51.5$ e dimensões em $(x, y, z) = (10.6, 10.8, 3.3) \mu m$.

Para a captura da nuvem, os feixes horizontal e vertical da ODT são ativados simultaneamente por 300 ms antes de desativar os feixes do MOT vermelho, e mantidos ligados por mais 40 ms de tempo de espera. Após a conclusão da quarta rampa do MOT vermelho, desligamos o campo magnético das bobinas do MOT, mas mantemos a luz vermelha ativa por 70 ms para gerar o melaço óptico. Durante esta fase, a intensidade e o detuning da luz vermelha são mantidos constantes nos valores de $3, 4I_{sat,red}$ e $-0,02$ MHz, respectivamente.

As imagens exibidas previamente representam a densidade ótica da nuvem, de forma que devido à limitada quantidade de luz transmitida em altas densidades óticas somos capazes ver nuvens com densidade ótica máxima de ≈ 4 . Para contornar esse problema e conseguir imagens dos átomos armazenados na ODT foi implementado um sistema de imagem dispersiva que funciona através da mudança na fase do feixe de laser não-ressonante devido à dispersão atômica. A nuvem obtida experimentalmente possui as seguintes características abaixo e pode ser vista na Figura 7.(20):

- Densidade espacial no centro, em unidades de $1/\lambda^3$ dada por $\rho\lambda^3 = 4.4$.
- Profundidade ótica $b_0 = 50.33$.
- Dimensões nas direções dadas por $(x, y, z) = (10.4, 11.4, 4.1) \mu m$.
- Temperatura de $1.43 \mu K$.
- Frequência de oscilação de $F(z) \approx 567$ Hz.

4 ACCORDION

Além da densidade, a geometria do sistema também tem influência nos efeitos coletivos dos átomos, como por exemplo, para um caso de uma rede 2D, podemos observar uma melhora na fidelidade do armazenamento de fótons que se deve à redução na perda de luz que ocorre como resultado dos estados subradiantes criados pela excitação seletiva de certos átomos na rede. [10]

O regime bidimensional que buscamos se enquadra em uma situação onde o nosso sistema tem apenas dois graus de liberdade, sendo portanto, muito mais confinante em uma das direções da nuvem do que nas outras duas. Aqui, a bidimensionalidade será atingida quando $d \ll \lambda$ sendo d a espessura da nuvem e λ o comprimento de onda da luz usada na armadilha.

Para que isso seja possível iremos utilizar um accordion óptico, sendo essa uma montagem experimental que utiliza o padrão de interferência gerado por dois feixes de luz que permite a compressão do gás em uma das direções.

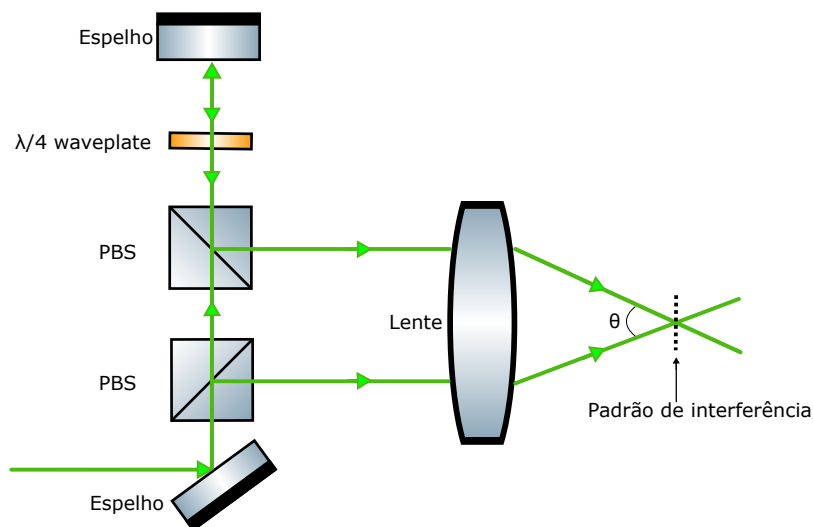


Figura 15: Esboço da montagem experimental do accordion óptico

O padrão de interferência será gerado por um par de divisores de feixe de polarização (PBSs) que divide um único feixe de laser com um comprimento de onda de $\lambda = 532\text{nm}$ em dois feixes paralelos que se propagam ao longo do mesmo eixo. Esses dois feixes se cruzam no plano focal de uma lente, criando uma rede óptica

unidimensional (1D) por meio de sua interferência. A posição do feixe de entrada nos PBSs é ajustável por meio de um estágio de translação motorizado, que controla a distância entre os dois feixes refletidos. Esse grau de controle é importante pois o ângulo entre os feixes no plano focal irá determinar o espaçamento dos planos no padrão de interferência, conforme a equação abaixo:

$$d = \frac{\lambda}{2\text{sen}(\frac{\theta}{2})} \quad (4.1)$$

onde d é a distância entre os planos, λ é o comprimento de onda do laser usado a armadilha, e θ é o ângulo entre os dois feixes.

Um piezoelétrico preso ao espelho refletindo o feixe superior regula a fase relativa entre os dois feixes, o que determina a posição absoluta das franjas. Para garantir polarização idêntica, os dois feixes passam por um cubo divisor de feixe de polarização comum localizado logo antes da lente. Um esquema dessa montagem pode ser visto na Figura 15 e uma foto na Figura 16.

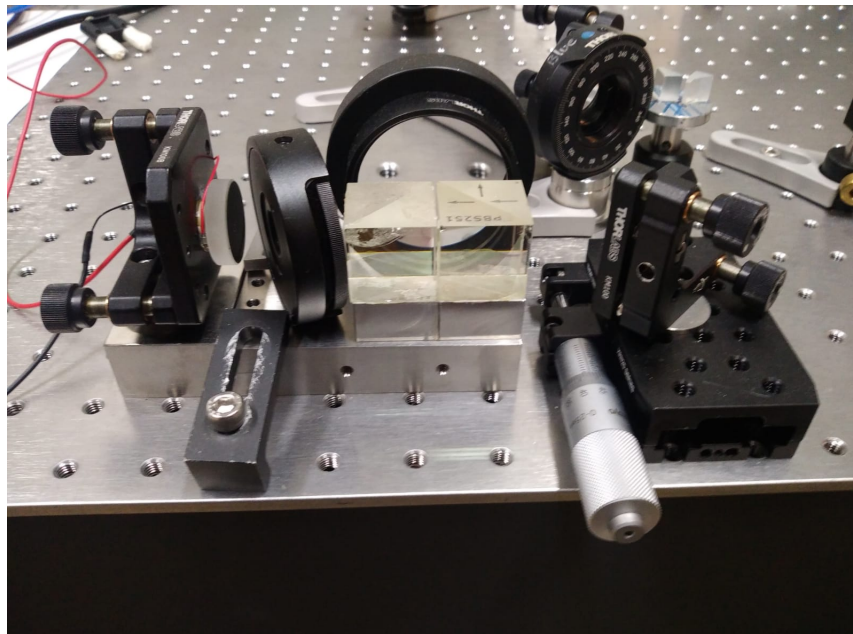


Figura 16: montagem do accordion óptico

4.1 SIMULAÇÃO

Com o espaço disponível em uma das janelas da câmara de ciência é possível fazer com que os feixes do accordion tenham um ângulo máximo de aproximadamente 12 graus entre si. Além disso, assumimos um aumento da temperatura da nuvem durante o processo de compressão para a transferência dos átomos para o novo potencial. Assim, consideramos uma temperatura aproximada de $5 \mu\text{K}$ para a nuvem. Nessa condição, foi realizada uma simulação para verificar o potencial confinante que seria formado nesse padrão de interferência que pode ser visto na Figura 17.

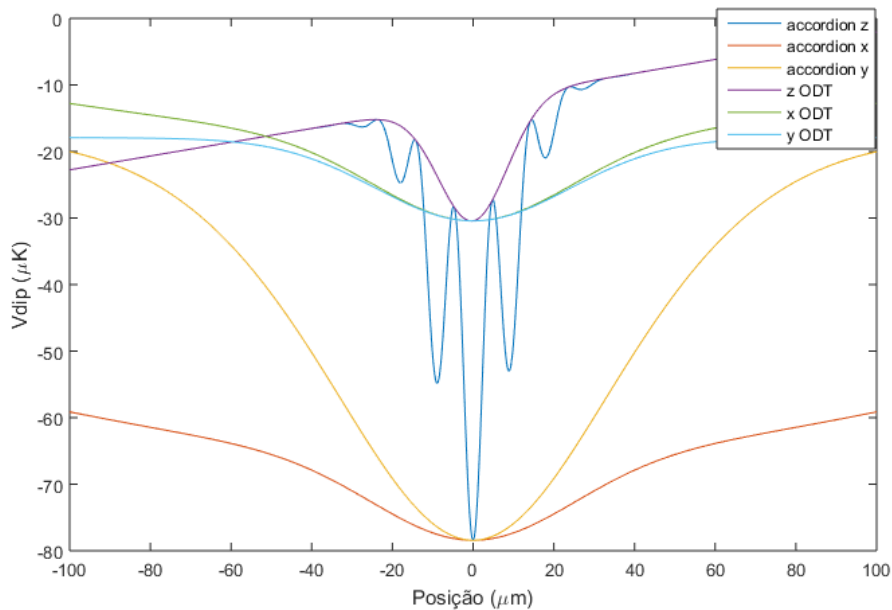


Figura 17: Potencial dipolar nas direções x, y e z para o accordion e para a odt

- Espera-se que nestas condições obtenhamos uma densidade espacial no centro da nuvem de 3.3×10^{14} átomos/cm³.
- Dimensões em μm de $(x,y,z) = (19.1 \mu\text{m}, 10.8\mu\text{m}, 0.67 \mu\text{m})$.
- Frequências de oscilação $F(x, y, z) = \frac{\Omega}{2\pi} = (180, 319, 5163)$ Hz.
- Densidade espacial no centro em unidades de $1/\lambda^3$: $\rho\lambda^3 = 16.5$.
- Profundidade óptica $b_0 = 28.9$.

O potencial gerado pelo accordion aumentou significativamente a densidade espacial no centro da nuvem, passando de $\rho\lambda^3 = 4.4$ na ODT para $\rho\lambda^3 = 16.5$. Esse aumento está diretamente associado ao forte confinamento imposto pelo accordion, refletido no crescimento expressivo das frequências de oscilação, especialmente no eixo z , onde passaram de 567 Hz na ODT para 5163 Hz no accordion.

Além disso, a profundidade óptica b_0 diminuiu de 51.5 para 28.9, indicando uma menor interação da luz com os átomos ao longo do caminho óptico. Essa redução melhora a relação entre densidade e profundidade óptica, tornando o sistema mais adequado para investigações no regime denso. Por fim, a maior curvatura do potencial resultou em um confinamento mais eficiente, levando a uma nuvem atômica mais compacta e homogênea.

4.2 CARACTERIZAÇÃO

4.2.1 Telescópio

A implementação de um telescópio para monitoramento das franjas foi necessária devido a dois problemas. O primeiro deles decorre da impossibilidade de posicionar a câmera no foco do setup, uma vez que esse espaço já é ocupado pelos átomos na câmara de ciência. O segundo problema está relacionado à resolução da câmera utilizada para capturar as imagens, que é de $3.75 \mu m$, um valor próximo ao tamanho das franjas geradas pelo accordion, resultando em inconsistências no ajuste.

Por isso, utilizamos um telescópio conforme ilustrado na figura abaixo. Houve uma magnificação de aproximadamente quatro vezes do tamanho original do feixe.

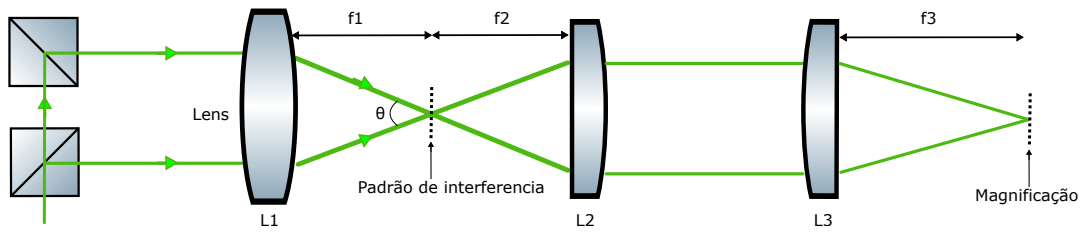


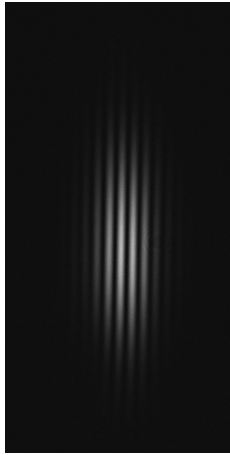
Figura 18: telescópio utilizado para a magnificação das franjas

4.2.2 Fitting

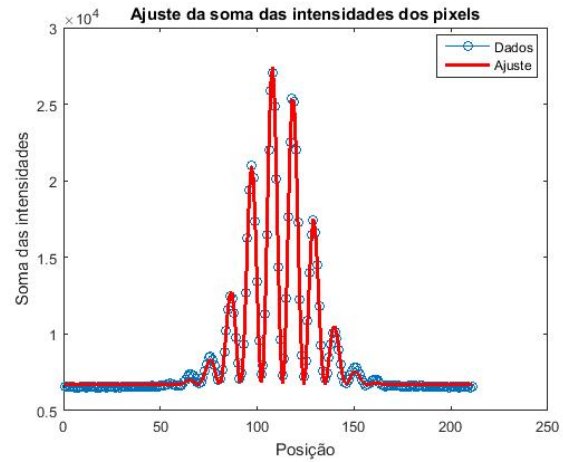
A análise do padrão de interferência foi realizada utilizando a equação abaixo que descreve um padrão de interferência composto por uma oscilação modulada por um envelope gaussiano. Através dessa expressão e a utilização das imagens de magnificação, foi possível extrair os parâmetros associados à equação.

$$f(x) = I_0 + Ae^{-\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} \cos(kx(x - x_0) + \phi)^2 \quad (4.2)$$

onde I_0 é a intensidade da franja central, A é a amplitude x_0 é um offset constante, ϕ é a fase, $\sigma = w_0/\sqrt{2}$, sendo w_0 a cintura do feixe e $kx = \lambda/2\pi$ é o espaçamento entre as franjas.



(a) Padrão de interferência.



(b) fitting do padrão de intererencia.

Figura 19: Padrão de interferência e ajuste (fitting) da soma das intensidades dos pixels. A imagem (a) mostra o padrão de interferência obtido, enquanto o gráfico (b) exhibe a soma das intensidades dos pixels ao longo da posição, juntamente com o ajuste (fitting) realizado para análise. Os pontos azuis representam os dados experimentais, e a linha vermelha representa o ajuste teórico.

Após a caracterização, foi verificada uma instabilidade em diversos parâmetros. Entre eles, a posição central da franja é essencial para otimizar o desempenho do acordeão. Variações na localização central da franja durante a compressão podem resultar em efeitos indesejados de aquecimento. Além disso, a alteração significativa na posição da franja central pode ocasionar o deslocamento dos átomos para fora do foco da imagem durante o processo de compressão. Essa instabilidade pode ser corrigida através de um piezo acoplado a um espelho na montagem do acordeão.

4.3 SISTEMA DE FEEDBACK

Para controlar a diferença de trajetória dos dois feixes, e portanto controlar a fase, utilizamos um piezo colado no espelho que reflete um dos feixes. Esse controle é importante pois o valor da diferença fase entre os feixes determina a posição das franjas do padrão de interferência.

A fase do padrão de interferência pode ser determinada a partir de imagens tiradas por uma câmera, por meio de um processo de ajuste de curva discutido

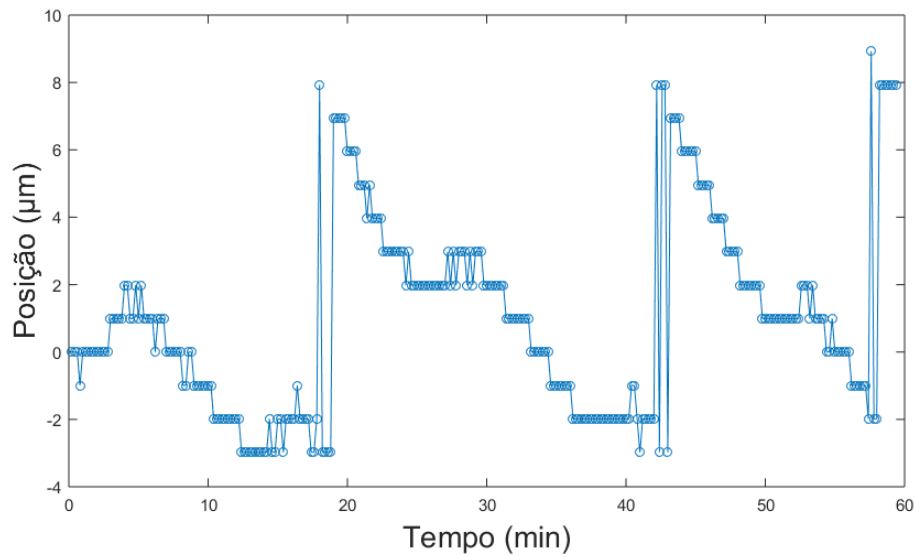


Figura 20: instabilidade da posição do centro das franjas durante uma hora.

anteriormente. A posição das franjas também pode ser obtida diretamente a partir do ajuste de curva.

A estabilização da fase ativa é conduzida por um loop de feedback, que regularmente mede e corrige a fase. A fase é capturada por imagens obtidas por uma câmera. Ao realizar uma análise de ajuste da curva da imagem da câmera, tanto a fase quanto a posição do máximo do padrão de interferência podem ser determinados. O erro da posição é medido em relação a uma posição específica no chip da câmera. Com base nessa diferença de posição, um sinal é gerado e enviado a um dispositivo Raspberry Pi, que por sua vez transmite a informação para uma placa da National Instruments e a converte em um sinal que pode assumir valores entre -10V e 10V, o qual será enviado para o piezoelétrico.

4.3.1 Implementação do Labscript

Todo o processo da análise das imagens e realização da correção é feita através do labscript. O LabScript é uma estrutura utilizada para composição, controle, execução e análise de experimentos, permitindo a construção de um sistema que realiza correções em sistemas complexos de forma autônoma, sendo uma solução ideal para realizar experimentos mais precisos.

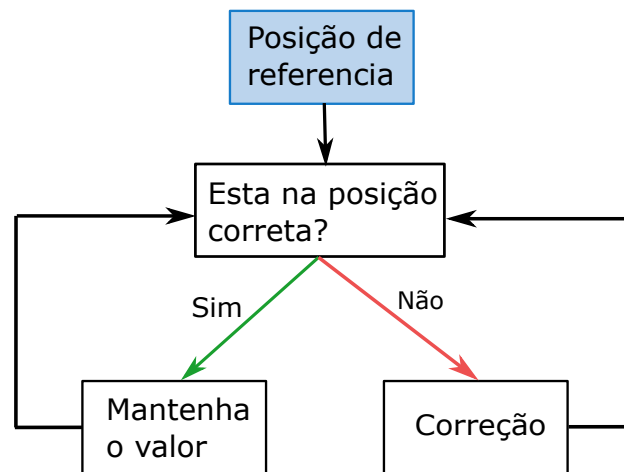


Figura 21: Fluxograma do sistema de correção

O conjunto LabScript, que também é utilizado para o controle do experimento, é composto por vários programas, cada um com um objetivo específico. O labscript é a biblioteca principal do conjunto. Ele fornece a estrutura para a composição, controle, execução e análise de experimentos. De forma geral a estrutura funciona em três partes principais que serão descritas adiante: runmanager, blacs e lyse.

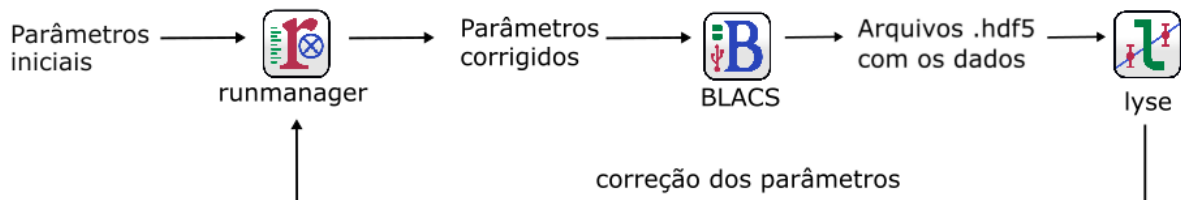


Figura 22: blocos sistema LabScript

4.3.2 RUNMANAGER

O RunManager é a primeira parte do processo de correção, responsável por coordenar e organizar os experimentos. Sua principal função é criar sequências temporais detalhadas, especificando quando e como os dispositivos experimentais devem ser acionados durante a execução de um experimento. O RunManager permite uma programação precisa de eventos, como a ativação de lasers, o controle de campos magnéticos e a aquisição de dados.

Essencialmente, o RunManager simplifica a criação de experimentos complexos, fornecendo uma interface amigável para definir os parâmetros temporais e os eventos

associados.

4.3.3 BLACS

O BLACS (Bristol Laboratory Control System) atua como um sistema de controle centralizado para laboratórios que utilizam o Labscript. Ele é projetado para integrar e sincronizar dispositivos experimentais, facilitando a comunicação entre o hardware e o software. O BLACS desempenha um papel crucial na execução e monitoramento em tempo real dos experimentos e também.

4.3.4 LYSE

E por fim, o lyse fornece análise em tempo real dos dados experimentais. Enquanto o experimento está em andamento, o Lyse permite a visualização e análise dos dados adquiridos instantaneamente. Isso é essencial para avaliar a qualidade dos dados em tempo real e ajustar parâmetros experimentais conforme necessário. O Lyse também oferece a capacidade de salvar subconjuntos de dados relevantes para análises posteriores, facilitando a interpretação dos resultados.

Além disso, com base nas análises feitas, o Lyse permite que os parâmetros salvos no runmanager sejam editados para otimização de determinada variável do experimento, sendo essa a principal aplicação no nosso caso.

4.3.5 Estabilidade após implementação

Como dito anteriormente, o Lyse permite a correção de determinados parâmetros do sistema. No nosso caso, a nossa variável de interesse é a posição do máximo do padrão de interferência

O piezo acoplado no espelho é do modelo PA44M3KW, apresentando um amplo range de tensão que se mostra adequado para a correção da fase.

Ao analisar as medidas da instabilidade da fase, observa-se que o intervalo de -10 a 10 volts que a placa pode fornecer ao piezo é mais do que suficiente para realizar

a correção necessária.

4.3.6 CORREÇÃO CONTINUA

Nas figuras abaixo temos a correção sendo realizada continuamente. Como utilizamos um telescópio para ampliar o padrão de interferência, devemos sempre dividir os valores da posição por um fator 4, os valores da posição nas figuras são referentes ao padrão de interferência original, e portanto, já corrigidos.

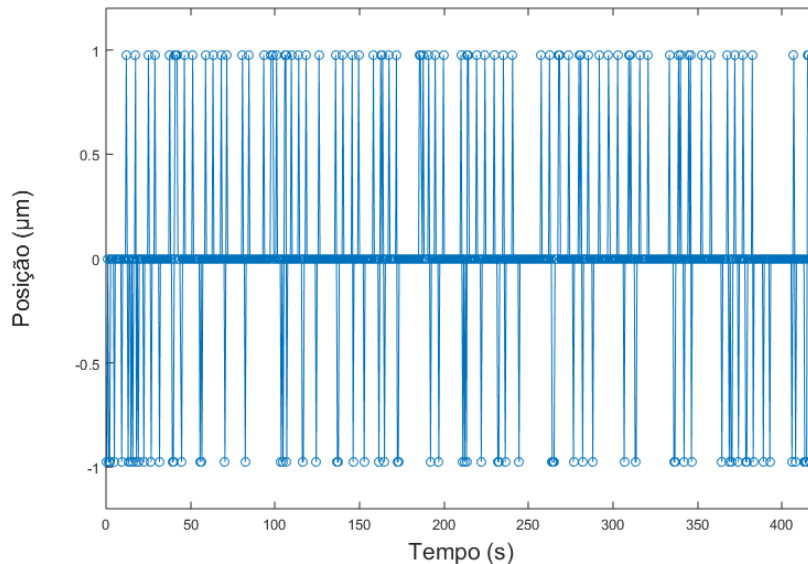


Figura 23: Posição da franja central com correções sendo feitas continuamente

4.3.7 CORREÇÃO COM PAUSAS

Embora a correção da posição do máximo do padrão de interferência possa ser realizada de forma rápida, é fundamental minimizar o tempo gasto com essas correções. Para isso, realizamos uma caracterização experimental que consistiu em corrigir a posição do máximo do padrão de interferência e, em seguida, aguardar um intervalo de tempo antes de realizar uma nova correção. Foram testados intervalos de 1 minuto, 3 minutos e 5 minutos entre as correções.

Correções realizadas a cada 1 minuto demonstraram ser tão eficazes quanto correções contínuas. Esse intervalo oferece uma margem segura para ajustar a posição

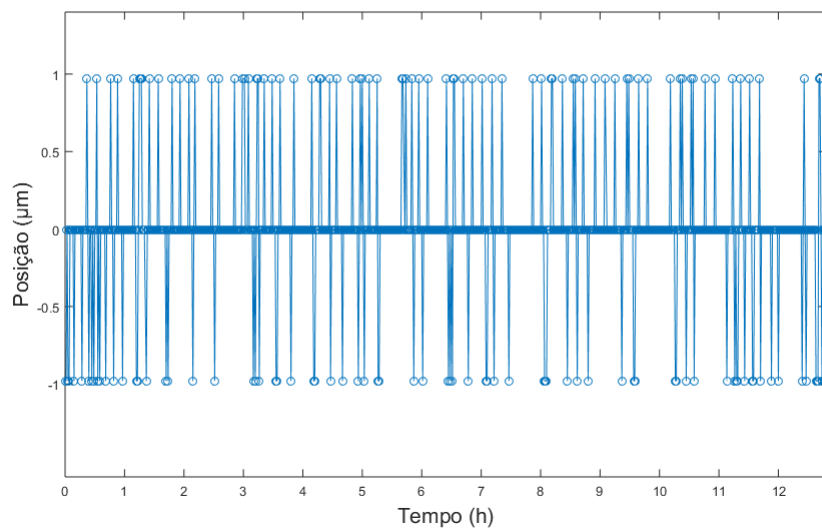


Figura 24: Posição da franja central com correções sendo feitas com pausas de 1 minuto

do máximo ao final de cada sequência experimental, garantindo a estabilidade da franja central no padrão de interferência.

Para correções realizadas a cada 3 minutos, observaram-se deslocamentos da franja central da ordem de $2\mu\text{m}$. Apesar dessa variação, ela ainda pode ser considerada aceitável em comparação com o tamanho das franjas, indicando que correções dentro desse intervalo são viáveis para a implementação do sistema experimental.

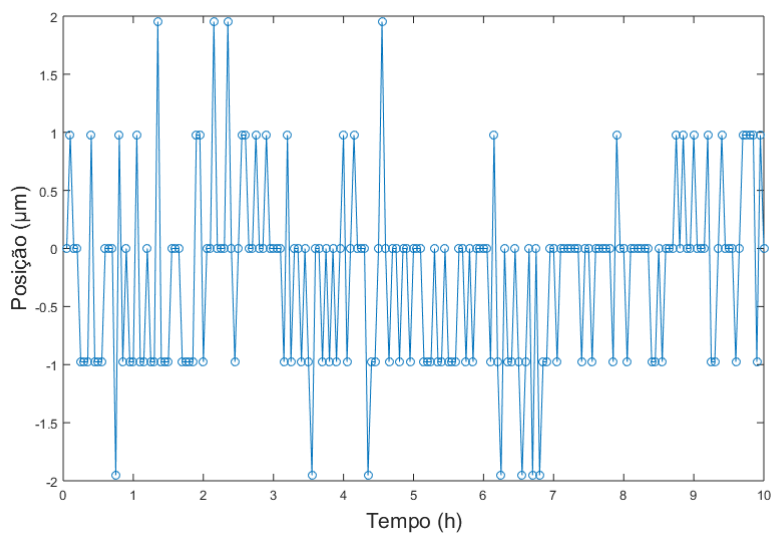


Figura 25: Posição da franja central com correções sendo feitas com pausas de 3 minutos

Por outro lado, correções realizadas a cada 5 minutos apresentaram maior instabilidade. Em alguns momentos, a franja central foi corrigida para posições significativamente diferentes do valor original. Além disso, picos de até $3\mu\text{m}$ foram registrados, o que pode resultar no deslocamento de átomos para fora da franja central, comprometendo a precisão do sistema.

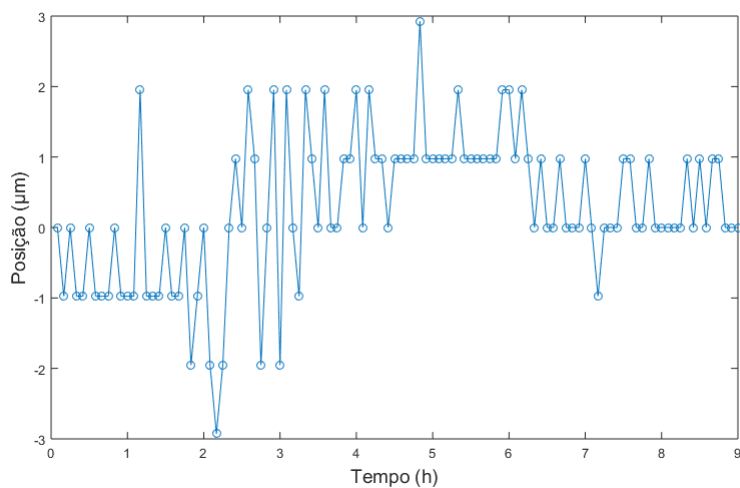


Figura 26: Posição da franja central com correções sendo feitas com pausas de 5 minutos

5 CONCLUSÃO

Neste trabalho, foi discutida a implementação de uma amostra atômica fria bi-dimensional (2D) para o estudo do espalhamento de luz em regimes densos.

De forma geral, aqui foi completada a etapa intermediária para a implementação de um accordion óptico. Através de simulações que levam em consideração situações palpáveis em nosso experimentos, tivemos resultados que indicam uma densidade espacial significativamente maior e em uma geometria mais próxima de 2D. A simulação do potencial gerado pelo acordeão mostrou um aumento na densidade espacial da nuvem, de $\rho\lambda^3 = 4.4$ na ODT para $\rho\lambda^3 = 16.5$ átomos/cm³, com frequências de oscilação significativamente maiores, especialmente no eixo z, onde a frequência passou de 567 Hz para 5163 Hz. Outro resultado que sugere que a implementação desse sistema no experimento seja promissora é a redução do valor da profundidade óptica b_0 de 51,5 para 28,9, tornando o sistema mais adequado para investigações em regime denso.

Além disso, a implementação do sistema de correção, demonstrou ser promissora para a correção da posição do padrão de interferência do accordion óptico. As Figuras 23, 24 e 25 mostram a efetividade do sistema de correção, demonstrando a capacidade de manter a posição do padrão de interferência dentro de limites aceitáveis para a realização de experimentos. A técnica de correção com pausas, especialmente com intervalos de 1 minuto, apresenta-se como uma estratégia eficiente para otimizar o tempo de correção sem comprometer a estabilidade do sistema. Essa abordagem permite que o sistema opere de forma autônoma, realizando ajustes periódicos na posição do padrão de interferência e garantindo a qualidade dos experimentos.

Atualmente, o esquema do accordion utilizado possui uma montagem fixa, sendo que a única forma de variar o ângulo entre os feixes é manualmente. Portanto, mesmo que seja possível implementar o sistema como está no experimento, é fundamental, para os próximos passos, desenvolver um método automático de ajuste do espaçamento e da largura das franjas, proporcionando um novo grau de liberdade.

Por fim, para obter uma amostra 2D, ainda é necessário remover os átomos que

ficaram presos em franjas adjacentes à franja central do accordion. Uma das possíveis abordagens para isso é a utilização de luz ressonante de 689 nm em conjunto com um gradiente de campo magnético.

Referências

- 1 GUERIN, W.; ARAÚJO, M. O.; KAISER, R. Subradiance in a large cloud of cold atoms. *Phys. Rev. Lett.*, American Physical Society, v. 116, p. 083601, Feb 2016. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.083601>>. 7
- 2 CHANG, D. E. et al. Colloquium: Quantum matter built from nanoscopic lattices of atoms and photons. *Rev. Mod. Phys.*, American Physical Society, v. 90, p. 031002, Aug 2018. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.90.031002>>. 7
- 3 JAVANAINEN, J.; RUOSTEKOSKI, J. Light propagation beyond the mean-field theory of standard optics. *Optics Express*, v. 24, n. 7, p. 993–1001, Feb 2016. Disponível em: <<https://optics.osa.org/abstract.cfm?URI=OE-24-7-993>>. 7
- 4 CIPRIS, A. et al. van der waals dephasing for dicke subradiance in cold atomic clouds. *Phys. Rev. A*, American Physical Society, v. 103, p. 033714, Mar 2021. Disponível em: <<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevA.103.033714>>. 7
- 5 LI, T. C. et al. Real-time control of the periodicity of a standing wave: an optical accordion. *Optics Express*, v. 16, n. 8, p. 5465–5470, Jun 2008. Disponível em: <<https://optics.osa.org/abstract.cfm?URI=OE-16-12-5465>>. 8
- 6 VILLE, J.-L. et al. Loading and compression of a single two-dimensional bose gas in an optical accordion. *Physical Review A*, v. 95, p. 013632, 2016. Disponível em: <<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:119492330>>. 8
- 7 FOOT, C. J. Atomic physics. *Oxford University Press*, 2005. Oxford, ISBN 0198506953, 9780198506959. 13, 19
- 8 GERRY, C.; KNIGHT, P. L. Introductory quantum optics, ch. 2. *Cambridge University Press*, 2005. ISBN not provided. 19
- 9 CIPRIS, A. Long-lived collective modes of light in cold atoms: experimental and numerical studies on subradiance and anderson localization. *Université Côte D’Azur, Nice*, p. 80, 2022. Accessible at: 10 Oct. 2023. Disponível em: <<https://theses.hal.science/tel-03706978>>. 26
- 10 ANDREOLI, F. et al. The maximum refractive index of an atomic medium. *Physical Review X*, v. 11, n. 1, p. 011026, 2021. 26

- 11 ROBINSON, J. et al. Direct comparison of two spin-squeezed optical clock ensembles at the 1017 level. *Nature Physics*, v. 20, p. 208–213, 2024. Disponível em: <<https://doi.org/10.1038/s41567-023-02310-1>>. 28
- 12 Chow, W. W. Theory of line narrowing and frequency selection in an injection locked laser. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, v. 19, p. 243–249, fev. 1983. 33
- 13 FERNANDEZ, M. F. et al. Phase-contrast imaging of a dense atomic cloud. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:275336225>, 2025. 36
- 14 METCALF, H. J.; STRATEN, P. van der. Laser cooling and trapping. *Springer-Verlag New York*, 1999. [S.l.]. 37
- 15 MAGNANI, P. H. N. Armadilha Óptica de dipolo para ^{88}Sr . *Universidade Federal de São Carlos*, 2019. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de São Carlos, São Carlos, 2019. Disponível em: <<https://repositorio.ufscar.br/handle/ufscar/11482>>. 38
- 16 GUEVARA-BERTSCH, M. et al. *Design and characterization of a Zeeman Slower*. 2016. 39
- 17 LETT, P. D. et al. Optical molasses. *J. Opt. Soc. Am. B*, OSA, v. 6, n. 11, p. 2084–2107, November 1989. Cited on pages 54, 57, 58. Disponível em: <<http://josab.osa.org/abstract.cfm?URI=josab-6-11-2084>>. 40, 41
- 18 COURTEILLE, P. W. *Interaction of light with cold atoms*. 2023. Accessible at: 30 aug. 2023. Disponível em: <<https://www.ifsc.usp.br/~strontium/>>. 42
- 19 HÄNSCH, T. W.; SCHAWLOW, A. L. Cooling of gases by laser radiation. *Optics Communications*, v. 13, n. 1, p. 68, 1975. 46
- 20 FERNÁNDEZ, M. F. Coherent light-matter interaction in dense atomic clouds. *Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo*, 2023. Tese (Doutorado em Física Teórica e Experimental). 48