

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FISICA DE SÃO CARLOS

ANDRES DAVID RODRIGUEZ SALAS

Geração de uma Armadilha Magneto-óptica de Estrôncio 88

São Carlos

2012

ANDRES DAVID RODRIGUEZ SALAS

Geração de uma Armadilha Magneto-óptica de Estrôncio 88

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

Área de concentração: Física Aplicada
Orientador: Prof. Dr. Philippe Wilhelm Courteille

Versão Original

São Carlos

2012

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

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

RODRIGUEZ SALAS, ANDRES DAVID
Geração de uma Armadilha Magneto-óptica de Estrôncio
88 / ANDRES DAVID RODRIGUEZ SALAS; orientador
Philippe Wilhelm Courteille -- São Carlos, 2012.
84 p.

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

1. Resfriamento de átomos.. 2. Estrôncio.. 3.
Armadilha magneto-óptica.. I. Wilhelm Courteille,
Philippe , orient. II. Título.

A Deus pela oportunidade de viver.
Na memória de meu avô Andrés Rodriguez, aos meus pais
Adelina Rodriguez e Julio Rodriguez pelo apoio.
A minha namorada Mayerlenis por seu amor e carinho.

AGRADECIMENTOS

Ao Deus todo poderoso por brindar-me muitas alegrias na minha vida.

Ao Professor Dr. Philippe Courteille, por permitir me fazer parte de sua equipe de trabalho.

Ao Helmar Bender, por seus conselhos e ensinamentos, ao Dominik Vogel por compartilhar muitos momentos bons no laboratório e grã ajuda em este trabalho. Ao Romain Bachelard pela colaboração nas correções do trabalho. Ao Paulo Hisao Moriya pela correção no português deste trabalho.

A todo o pessoal do grupo de óptica, por seu constante ajuda cada dia meu mestrado, especialmente ao Gustavo Telles, Evaldo, Bene, Cristiane, Isabel e o pessoal da LIEPO.

Ao pessoal da oficina mecânica quem fizeram parte do êxito na construção do sistema de vácuo, especialmente a Carlos Pereira por seu incondicional ajuda e por não falar não.

Aos técnicos Cassio e Luis por suas dicas para a construção do sistema do forno.

Ao grupo de Fotonica pela ajuda e sempre colaboração e amizade, em especial a Marcos pela ajuda para cortar os microtubos e seus valiosos conselhos.

Ao Instituto de Física de São Carlos, pela oportunidade de realização do curso de mestrado.

À CAPES, pela concessão da bolsa de mestrado.

A meus amigos Rubenz Fonseca, Edwin Pedrozo, Wilson Rosado por seu apoio e amizade.

A minha família pelo apoio e compreensão.

Finalmente a minha namorada por seu apoio, carinho, amor e por que sempre esta meu lado dando me forças para seguir adiante.

Bienaventurados los que lloran, porque ellos recibirán consuelo."

Mateo 5:4

"En nuestros locos intentos, renunciamos a lo que somos por lo que esperamos ser."

William Shakespeare

" Os conceitos e princípios fundamentais da ciência são invenções livres do espírito humano"

Albert Einstein

RESUMO

RODRIGUEZ, S.A. **Geração de uma armadilha magneto-óptica de estrôncio 88**. 2012. 86p. Dissertação (Mestrado em Ciências) Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

Neste trabalho se apresenta a construção da montagem de um sistema experimental para resfriar átomos de estrôncio. A construção do sistema está enfocada ao estudo do espalhamento coletivo em nuvens atômicas frias e ultra frias por meio da teoria de Mie. O estrôncio é um elemento que conta com dois estágios de resfriamento, o primeiro utilizando a transição forte entre estados singletos $^1S_0-^1P_1$ de $\Gamma = (2\pi)32 \text{ MHz}$, e uma transição fraca entre estados singleto e tripleto $^1S_0-^3P_1$ de $\Gamma = (2\pi) 7.5 \text{ MHz}$. O objetivo de este trabalho é a construção do sistema para resfriar átomos de estrôncio utilizando a primeira transição. A construção do sistema se apresenta em várias partes, primeiro a construção de um forno como fonte de vapor de estrôncio, onde o estrôncio metálico é aquecido até uma temperatura de $T = 600 \text{ }^\circ\text{C}$. O forno conta com um sistema de microtubos encarregados de colimar o feixe atômico, estes microtubos têm um diâmetro interno de $D \approx 180 \mu\text{m}$ e um comprimento de 8mm. depois de implementação do forno e o sistema de microtubos foi medido o perfil de velocidades transversais e a divergência do feixe atômico que sai do forno, a largura tem um valor de $w_r = (2\pi)108 \text{ MHz}$ a divergência do feixe de $\alpha \approx 4,12$. A segunda parte do sistema conta com a construção do desacelerador Zeeman responsável de desacelerar os átomos do feixe atômico utilizando um feixe laser contrapropagante de $\lambda = 461 \text{ nm}$ circularmente polarizado com uma desintonização utilizada após a caracterização do sistema foi de $\Delta = (-2\pi)580 \text{ MHz}$. Os átomos sentiram os efeitos da força de pressão radiativa dentro de um tubo de comprimento de 0.28m, para compensar o efeito Doppler causado pelo movimento dos átomos foi utilizado um arranjo de bobinas em configuração “*spin flip*” para gerar o campo magnético suficiente para compensar tal efeito. A terceira e principal parte do sistema foi a construção da armadilha magneto-óptica (AMO), os átomos que vêm saem do desacelerador Zeeman são confinados e resfriados pela combinação de seis feixes contrapropagantes, dos quais três são retro refletidos utilizando a transição de $\Gamma = (2\pi)32 \text{ MHz}$, a desintonização dos feixes após a caracterização do sistema foi de $\Delta = (-2\pi)39 \text{ MHz}$ e a polarização oposta para cada par de feixe da mesma direção. Depois da construção do sistema foi feita a primeira armadilha magneto-óptica de átomos de estrôncio 88, a temperatura dos átomos na armadilha foi de para o eixo vertical da expansão foi de $T_V = 4.7 \text{ mK}$ e para o eixo horizontal $T_H = 4 \text{ mK}$, também foi medido o tempo de carga dos átomos na armadilha $t_{\text{carga}} = 0.15 \text{ s}$ como bombeamento óptico de estado $^3P_2-^3D_2$. O tempo de vida foi de 0.3s e 0.03s com e sem bombeamento óptico respectivamente.

Palavras-chave: Resfriamento de átomos. Estrôncio. Armadilha magneto-óptica.

ABSTRACT

RODRIGUEZ, S.A. **Generation of a magneto-optical trap of strontium 88**.2012. 86p. Dissertação (Mestrado em Ciências) Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.

This work presents the construction of the assembly of an experimental system for cooling strontium atoms. The construction of the system is focused on the collective scattering in atomic cold cloud and ultra cold using the Mie theory. The strontium is an element that has two stages of cooling, the first using the strong transition between singlet states 1S_0 - 1P_1 of $\Gamma = (2\pi) 32 \text{ MHz}$, and a second stages is the weak transition between singlet and triplet states 1S_0 - 3P_1 de $\Gamma = (2\pi) 7.5 \text{ MHz}$. The objective of this work is building the system for cooling strontium atoms using the first transition. The construction of the system is presented in several parts, first is described the construction of oven as vapor source strontium, where the strontium metal is heated to Temperature Range $T = 600 \text{ }^\circ\text{C}$. The oven has a microtubule system responsible for collimate the atomic beam, these microtubules has an internal diameter of $D \approx 180 \mu\text{m}$ and a length of 8 mm . After implementation of the oven system and the microtubes were measured transverse velocity profile and the divergence of the atomic beam that leaves the oven, the width value was $w_r = (2\pi)108 \text{ MHz}$ and beam divergence value was $\alpha \approx 4,12$. The second part of the system relies on the construction of the Zeeman decelerator responsible for decelerating the atoms of the atomic beam using a laser beam anti-propagating of $\lambda = 461 \text{ nm}$ with a circularly polarized, the detuning used after of the characterization of the system was $\Delta = (-2\pi)580 \text{ MHz}$. Atoms felt the effects of pressure force radiative within a tube length of 0.28 m to compensate the Doppler shift due to motion of atoms was used an arrangement of coils in configuration "*spin flip*" to generate the magnetic field sufficient to compensate this effect. The third and main part of the system was the construction of magneto-optical trap (MOT), the atoms coming out of the Zeeman decelerator are confined and cooled by a combination of six counterpropagating beams, three of which are retro reflected using the transition of $\Gamma = (2\pi)32 \text{ MHz}$, the detuning of beam after the characterization of the system was $\Delta = (-2\pi) 39 \text{ MHz}$ and the opposite polarization for each pair of beam in the same direction. After of the construction of the system was made the first magneto-optical trap of strontium atoms 88, the temperature of the trap was atoms to the vertical axis of expansion was $T_V = 4.7 \text{ mK}$ and the horizontal axis $T_H = 4 \text{ mK}$ 4, also was measured load time of the atoms in the trap $t_{charge} = 0.15 \text{ s}$ as optical pumping state 3P_2 - 3D_2 . The lifetime with and without optical pumping was $t_{life} = 0.3 \text{ s}$ and $t_{life} = 0.03 \text{ s}$ respectively.

Keywords: cold atoms. Strontium. Magneto-optical Trap.

LISTA DE GRAFICOS

Gráfico 1 - Distribuição das velocidades dos átomos de estrôncio no interior do forno de acordo com a equação 1 quando são aquecidos com uma $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$	26
Gráfico 2 - Densidade atômica do Estrôncio em função da temperatura correspondente ao Graf. 5.....	28
Gráfico 3 - Medida do perfil de velocidades transversais dos átomos que saem do forno com uma temperatura de $T = 600\text{ }^{\circ}\text{C}$. O eixo horizontal representa a frequência do scan do laser e o eixo vertical é intensidade do sinal de absorção tomada pelo fotodetector.O pico do lado esquerda da pantalha e causado pela volta do scan.A medida do scan no é tão precisa por que medimos a amplitude do scam com um medidor de onda que tem uma precisão muito grande, comparada com a largura da linha.....	33
Gráfico 4 - Configuração do número de voltas para o desacelerador Zeeman dependendo do comprimento. O comprimento efetivo do desacelerador é de 0,25 m.O número de voltas necessárias para gerar o campo necessário foi feita utilizando um fit.....	42
Gráfico 5 - Campos magnéticos que interagem com os átomos dentro do tubo Zeeman.Linha azul é o campo magnético ideal em configuração Spin Flip.Linha verde forte é o campo de compensação produzido pela AMO. Linha verde lima é campo produzido pelas bobinas.Linha vermelha é superposição entre os campos que produzem as bobinas e o campo da AMO.	44
Gráfico 6 - Os gráficos da direita se pode observar os valores de campo magnético para AMO para resfriar átomos de estrôncio.A figura da direita de pantalha encima corresponde ao valor do campo na direção radial, abaixo-se encontra o valor do campo magnético na direção axial.....	48
Gráfico 7 - Sinal de espectroscopia de absorção saturada para a transição $^1S_0-^1P_1$ (linha azul) de vapor de estrôncio. a línea vermelha é ajuste das datas experimentais. Na gráfica se pode observar o isótopo de estrôncio 88 e86.....	55
Gráfico 8 - Medida do tempo de vida da armadilha magneto-óptica. A linha azul representa o ajuste dos dados experimentais utilizando a equação 18.....	68
Gráfico 9 - Tempo de vida da AMO com e sem bombeamento no estado 3P2 ao estado 3D2. A linha azul representa o ajuste.....	69
Gráfico 10 - Estimativa da temperatura da amostra fria de átomos de estrôncio depois da expansão nos dois eixos da imagem: (a) horizontal e (b) vertical;feita com o feixe de bombeamento ligado e como uma temperatura no forno de $T = 593\text{ }^{\circ}\text{C}$ e pressão na câmara de $P = 1,9\text{ }10^{-9}\text{ mbar}$ para um numero de átomos de $N \approx 90106\text{ atomos}$	70
Gráfico 11 - Medida da variação do número de átomos dependendo da desintonização dos feixes do Zeeman gráfico 12.a, dos feixes do AMO. gráfico 12.b e para o feixe	72

	de prova gráfico 12.b.....	
Gráfico 12 -	Dependência do número de átomos da relação entre as intensidades dos feixes que entram na AMO. Os feixes I_1 e I_3 . Estas intensidades são as intensidades correspondentes para um feixe de que faz parte do plano de refrigeração vertical I_1 e outro feixe o feixe de refrigeração axial. A relação se muda rotando o ângulo da lâmina $\lambda/2$ que esta antes do cubo polarizador $BSP4$	73
Gráfico 13 -	Variação do número de átomos (linha azul) e do tamanho da mostra vertical (linha verde lima) na dependência da intensidade total dos feixes da AMO. As condições da medida foram às mesmas dadas na secção 4.41.....	74
Gráfico 14 -	Variação do número de átomos dependendo da intensidade no feixe de bombeamento.....	75
Gráfico 15 -	Variação do número de átomos dependendo da corrente nas bobinas no Zeeman.....	76
Gráfico 16 -	Variação do número de átomos dependendo da corrente das bobinas da AMO. As medidas foram feitas com o valor de corrente ótimo no desacelerador Zeeman. $I = 6.25 A$	76

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 -	Distribuição dos átomos dentro do forno, aonde os átomos que possuem velocidades paralelas às paredes dos microtubos ou um ângulo mínimo θ podem sair do forno para se formar parte de um feixe de átomos.....	27
Figura 2 -	Forno feito de aço inoxidável com seus respectivos comprimentos.....	29
Figura 3 -	Composição das agulhas comerciais.....	30
Figura 4 -	(a) Corte dos microtubos com um feixe laser de alta potencia de $P = 40$ mW. (b) vista frontal dos microtubos colocados na peça de aço inox.....	31
Figura 5 -	Desenho do forno para esquentar átomos de estrôncio.	32
Figura 6 -	Esquema Experimental para medir o perfil das velocidades transversais dos átomos. Foi utilizado um laser de $\lambda = 461$ nm com uma potencia de $P = 2$ mW para intersectar a os átomos que saem do forno com um ângulo reto.....	33
Figura 7 -	Feixe atômico atravessando o seis caminhos à câmara principal em direção á câmara principal.....	35
Figura 8 -	Esquema general do funcionamento do desacelerador Zeeman. Os átomos quando saem do forno tem uma velocidade inicial v_0 e quando passam pelo desacelerador devido à força de radiação tem uma velocidade muito menor que a inicial. Os blocos vermelhos na figura representam as bobinas que produz os campos magnéticos que ajudam a compensar o efeito Doppler.	37
Figura 9 -	Esquema general de la técnica conocida como Melaza Óptica.....	43
Figura 10 -	Esquema de resfriamento do átomo quando é submetido a dos feixes lasers contrapropagantes a força aplicada ao átomo sem presencia de campo magnético. [extraída do BIDEL (28)]......	44
Figura 11 -	a) Configuração dos feixes lasers e as bobinas que produzem uma Armadilha Magneto-Óptica, cada para de feixes tem polarização circular oposta. As bobinas que ajudam ao confinamento do campo magnético na armadilha espacial têm configuração anti-Helmholtz. b) esquema do funcionamento da armadilha magneto óptica para um átomo de dois níveis com $J=0$ no estado base e $J = 1$ para o estado excitado no eixo z. Na presencia do campo magnético o nível se desdobram em três estados Zeeman igualmente espaçados.....	46
Figura 12 -	Câmara principal para confinar átomos de estrôncio. La forma geométrica é hexagonal com seis janelas laterais CF40 e duas janelas transversais CF100 para oferecer muito acesso óptico. As cotas da câmara estão em milímetros.	49
Figura 13 -	Desenho do suporte da bobinas Helmholtz com resfriamento superior e	

	inferior. As bobinas se encontram separadas com um comprimento de 75 mm aproximadamente. Na figura de embaixo se mostra as bobinas na câmara principal.....	50
Figura 14 -	A primeira parte da montagem do sistema de vácuo para resfriar átomos de estrôncio. a) a montagem na mesa óptica. b) principais partes do sistema de vácuo do forno.....	51
Figura 15 -	A segunda parte da montagem do sistema de vácuo para resfriar átomos de estrôncio. a) a montagem na mesa óptica. b) desenho da montagem do sistema de vácuo na câmara principal.....	52
Figura 16 -	Esquema experimental da espectroscopia de absorção saturada para o laser 461 nm.....	54
Figura 17 -	Esquema geral dos feixes laser para resfriar átomos de estrôncio para a transição $^1S_0-^1P_1$. O plano $x-y$ é o plano da mesa óptica onde esta feita a maior parte da montagem, o eixo z corresponde à mesa vertical onde estão os dois feixes que formam parte do plano $2D$ do melaço óptico.....	58
Figura 18 -	Esquema general dos níveis de energia para resfriar átomos do estrôncio 88. Os estados singletos e tripletos estão separados pela linha com traços grossos. Os níveis entre o mesmo estado estão separados pelas linhas com traços finos. As transições entre estados singletos e tripletos estão proibidas de acordo com a regra de seleção para o Spin $\Delta s=0$	60
Figura 19 -	Fotografia da fluorescência mostra de átomos frios de estrôncio 88 na transição $^1S_0-^1P_1$	61
Figura 20 -	Captura de uma imagem de absorção. O feixe laser ressonante com átomos é incidido na nuvem de átomos, estes absorvem a radiação e forma um padrão de sombras captado pela câmara CCD.....	63
Figura 21 -	Típicas Sequência da imagem de absorção de uma amostra de átomos frios de estrôncio 88Sr: (a) é imagem de absorção dos átomos, (b) é a imagem sem átomos, só com o feixe de prova e (c) é o ruído de fundo do sistema.....	63
Figura 22 -	Imagem do Programa <i>Ultracold Atoms imaging v1.5</i> para a distribuição espacial em os eixos vertical e horizontal.....	65
Figura 23 -	Imagens dos átomos de estrôncio para diferentes tempos de voo.....	70

SUMARIO

1 INTRODUÇÃO.....	21
1.1 Motivação	21
1.2 Átomos ultrafrios de estrôncio	22
1.2 Apresentações do Trabalho.....	23
2 CONSTRUÇÃO DE UM SISTEMA EXPERIMENTAL PARA RESFRIAR ÁTOMOS DE ESTRÔNCIO.....	25
2.1 Forno de átomos de estrôncio	25
2.1.1 Feixe de átomos de estrôncio	26
2.1.2 Construção do Forno.....	29
2.1.3 Construção dos microtubos	30
2.1.4 Perfil das velocidades transversais do forno	32
2.2 Desaceleração e resfriamento de laser de átomos neutros de estrôncio	35
2.2.1 Pressão de radiação.....	36
2.2.2 Desacelerador Zeeman.....	37
2.2.3 Campo Magnético no desacelerador Zeeman	38
2.2.4 Construção do Desacelerador Zeeman para Átomos de Estrôncio.....	39
2.2.5 Construção do desacelerador Zeeman	41
2.2.6 Melaço óptico	42
2.2.7 Armadilha magneto-óptica.....	45
2.2.8 Bobinas anti-Helmholtz	47
2.2.9 Construção da armadilha magneto óptica	48
2.2.10 Construção das bobinas.....	49
2.3 Construção do sistema vacuo	50
2.4 Estabilização do laser 461 nm	52
2.4.1 Espectroscopia de absorção saturada.....	53

2.4.2 Moduladores de opto - acústicos (AOM).....	56
2.4.5 Sistema óptico para resfriar átomos de estrôncio	56
3 PROCEDIMENTO PARA OBTER NUVEMS DE ATOMOS DE ESTRONCIO	
FRIOS E ULTRAFRIOS.....	59
3.1 Armadilha Magneto Óptica $^1S_0-^1P_1$	59
3.2 Preparação da montagem experimental para fazer uma <i>AMO</i> com átomos de ^{88}Sr com a transição $^1S_0-^1P_1$	60
3.3 Imagens de absorção.....	62
4 RESULTADOS	67
4.1 Taxa de carga da armadilha.....	67
4.2 Taxa de descarga	68
4.3 Medida da temperatura dos átomos.....	70
4.4 Caracterizações do sistema	71
4.4.1 Número de átomos dependendo da dessintonização.....	71
4.4.2 Dependência do número de átomos na relação de intensidade entre feixes da AMO	72
4.4.3 Bombeamento dependendo da intensidade	75
4.4.4 Corrente ótima nas bobinas do desacelerador Zeeman.....	75
4.4.5 Corrente ótima nas bobinas da AMO.....	76
5 CONCLUSOES.....	79
REFERÊNCIAS.....	81

1 INTRODUÇÃO

1.1 Motivação

Um tema interessante no estudo da interação luz-matéria é o espalhamento da luz pelas partículas, fenômeno o qual pode ser tratado de varias maneiras dependendo do comprimento do ente espalhador. Na escala macroscópica, a aplicação da teoria de Mie (1) para o espalhamento de luz incidente em objetos com tamanho grande o suficiente ou com distribuições de densidades contínuas ou, ainda, geometria esférica. Tal teoria é originada da solução das equações de Maxwell para a radiação eletromagnética espalhada por um corpo com geometria esférica, considerando ondas propagantes dentro e fora de um médio dielétrico contínuo.

Na escala microscópica é o tratamento por teoria Rayleigh, utilizada quando o objeto em análise é formado por amostras desordenadas de pequenos corpos espalhadores. Esta análise só pode ser feita quando o tamanho do objeto é muito menor que o comprimento de onda da luz incidente.

A conexão dentro das escalas corresponde a um fenômeno chamado como superradiância, cuja análise foi feita por Dicke (2) Isso é evidenciado apenas em estudos atuais (3, 4, 5, 6) onde os efeitos coletivos contribuem fortemente ao espalhamento por nuvens atômicas. Por exemplo, descobriu-se há pouco tempo (7-9) que a pressão radiativa pode ser reduzida ou aumentada em várias ordens de grandeza, o que pode afetar de maneira significativa a manipulação óptica, aprisionamento e resfriamento óptico de átomos por feixes de laser.

Recentemente, mostrou-se ainda que o espalhamento coletivo pode ser mapeado com a teoria de Mie (10) se introduzimos uma quantidade bem conhecida, o índice de refração η , o que acarreta em muitas conseqüências como, por exemplo, a utilização das ressonâncias de Mie em nuvens de átomos.(11)

Por fim, a teoria de Mie facilita o tratamento da interação de uma nuvem atômica com um feixe de laser incidente, mas, para poder chegar a um melhor entendimento dos fenômenos físicos anteriormente expostos, é necessário uma fonte de amostras frias e ultrafrias de átomos. Salvo esta condição, pode-se construir uma montagem experimental para

resfriar nuvens de átomos até chegar ao condensado de Bose-Einstein e à degenerescência quântica (12).

1.2 Átomos ultrafrios de estrôncio

Como já vimos na seção anterior, para o estudo de efeitos coletivos precisamos uma amostra de átomos ultrafrios, para este fim construiu-se uma montagem para confinar e resfriar átomos de estrôncio em uma armadilha magneto-óptica. A escolha do estrôncio, para chegar à amostra ultrafria e à degenerescência quântica, se deve ao fato de sua versatilidade, sendo utilizado em relógios atômicos ultra precisos no regime óptico(13-15); em protótipos adequados para a computação quântica (16-17); moléculas ultra resfriadas (18-19); em testes de variação de constantes fundamentais no tempo (20) entre outras aplicações.

Muitas destas aplicações têm a ver com a estrutura eletrônica do estrôncio, que é um metal alcalino terroso do grupo 2 na tabela periódica, ou seja, tem dois elétrons em sua camada de valência. Essa propriedade tem conseqüências importantes no resfriamento e captura dos átomos para a degeneração quântica.

Os experimentos para resfriar estrôncio se dão dentre os quatro isótopos estáveis que tem o estrôncio: os bósons ^{88}Sr , ^{86}Sr e ^{84}Sr , com uma abundância natural de 82,6%, 9,2% e 1,2%, respectivamente, e os férmions ^{87}Sr , com 7% de abundância. Apesar de grandes esforços, não é possível condensar o isótopo ^{86}Sr (21-22), pois o comprimento de espalhamento para o processo de evaporação é desfavorável, com um valor aproximado de $a \approx +1000a_0$, onde a_0 é o raio de Bohr e o sinal positivo representa interação repulsiva. De fato, quando o comprimento de espalhamento é muito grande, os átomos são sujeitos à colisões inelásticas e são expulsados da armadilha. Já para o isótopo ^{88}Sr acontece o contrário, pois o comprimento de espalhamento é muito pequeno, com valor aproximado de $a \approx -2a_0$, e com interação atrativa. Isso quer dizer que as colisões dos átomos quando $|a|$ é pequeno a termalização é lenta, então o processo de evaporação é difícil. O ^{87}Sr é um férmion não pode evaporar, pois não fazem colisões de onda S em temperaturas baixas (23), que é um férmion e, por esse motivo, não se pode chegar ao condensado de Bose Einstein, mas este isótopo é importante para fazer padrões de relógios atômicos. (24)

Então o melhor candidato para fazer condensado é o ^{84}Sr , que tem um comprimento de espalhamento de $a \approx +123a_0$ que representa uma quantidade razoável para atingirmos o processo de evaporação. Pois vários grupos obtiveram o condensado como este isótopo, apesar de sua pouca abundância natural. (25-26)

O processo de confinamento e resfriamento de átomos de estrôncio se pode dividido em duas partes. A primeira utiliza-se da transição forte de $\lambda = 461 \text{ nm}$ entre estados singletos $^1S_0 - ^1P_1$ para conseguir forças de pressão de radiação elevadas para poder resfriar os átomos que se encontrem inicialmente quentes. A segunda parte para o resfriamento é utilizada na linha de intercombinação de linhas entre estados singletos e tripletos, com $\lambda = 689 \text{ nm}$, em $^1S_0 - ^3P_1$.

1.2 Apresentações do Trabalho

O objetivo geral de nosso grupo é estudar o fenômeno de espalhamento coletivo da radiação em uma amostra resfriada de átomos de estrôncio, aproveitando a sua versatilidade da qual surgem outras aplicações interessantes como colocar os átomos em redes ópticas para estudar bandas fônicas proibidas (27) e também relógios atômicos de estrôncio como padrões de tempo (24). Para estas aplicações é necessária a construção de uma montagem para resfriar átomos de estrôncio do isótopo 84 para fazer um condensado.

Este trabalho é o resultado de um novo experimento no Grupo de Óptica, do Instituto de Física de São Carlos-USP, e enfoca a construção da montagem experimental do sistema para resfriar e confinar átomos de estrôncio. A construção foi planejada no começo de meu mestrado e se iniciou em julho de 2011, com a obtenção de nossa primeira armadilha magneto-óptica em fevereiro de 2012 utilizando a primeira parte do resfriamento utilizando transição $^1S_0 - ^1P_1$, resultado que será apresentado neste trabalho.

No capítulo 2, apresentamos a construção de um aparato experimental para a montagem do sistema resfriamento átomos de estrôncio. Em suas seções explicitamos a construção das principais partes do experimento, como a construção do forno na seção 2.1, do desacelerador Zeeman e da armadilha magneto-óptica (AMO) na seção 2.2, a montagem do sistema de vácuo na seção 2.3 e, na última seção (2.4), a estabilização do laser 461 nm .

O capítulo 3 foca nos níveis de energia do estrôncio, na preparação do sistema experimental para fazer uma armadilha magneto-óptica, seção 3.1, e como foi obtida a imagem de absorção da armadilha magneto-óptica azul de estrôncio, na seção 3.2. Já no capítulo 4, apresentamos os resultados da medida da taxa de carga da armadilha magneto-óptica (seção 4.1), do tempo de descarga dos átomos (seção 4.2), os cálculos da temperatura da nuvem de estrôncio (seção 4.3) e, por fim, as medidas de caracterização do sistema. No último capítulo fazemos as conclusões pertinentes e perspectivas futuras do trabalho.

2 CONSTRUÇÃO DE UM SISTEMA EXPERIMENTAL PARA RESFRIAR ÁTOMOS DE ESTRÔNCIO

Para poder confinar e resfriar átomos de estrôncio, até temperaturas baixas, em uma armadilha magneto-óptica (ou AMO) é necessário a construção de um sistema experimental que pode ser dividido nas seguintes partes: o forno, onde se produz o feixe de átomos; o tubo Zeeman, onde os átomos são desacelerados com ajuda de um feixe laser e campos magnéticos produzidos pelas bobinas no tubo Zeeman; e a câmara principal, onde os átomos desacelerados são confinados e resfriados até temperaturas baixas, com ajuda, agora, de seis feixes contrapropagantes e um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. Além disso, o sistema possui um sistema de alto e ultra alto vácuo que não permite qualquer dispersão atômica pela câmara, para não haver colisões com os átomos de estrôncio da armadilha. Nas próximas seções, descreveremos a montagem geral do experimento com uma descrição detalhada do desenho e da construção das três partes descritas e, por fim, a configuração do sistema de vácuo.

2.1 Forno de átomos de estrôncio

Nos experimentos com átomo frios, é necessário dispor de uma fonte que forneça um número adequado de átomos para a câmara principal, onde, depois, eles serão armadilhados. Dependendo da aplicação, é possível utilizar fornos para obter altas densidades de átomos. (28)

O objetivo do nosso grupo é fazer experimentos de átomos frios e ultrafrios até chegar ao Condensando de Bose-Einstein. O isótopo de estrôncio que vamos utilizar é o 84, que tem uma abundância de 0,56% do estrôncio natural, o que aumenta o tempo necessário para carregar tais átomos na armadilha. Neste contexto, a construção de um forno que permitisse a obtenção de elevadas densidades atômicas de estrôncio 84 se fez necessária.

A construção do forno pode ser dividida nas seguintes partes:

1. Construção de uma câmara para armazenar e aquecer o estrôncio sólido;
2. Construção e desenvolvimento de microtubos para colimar o feixe atômico que sai do forno;

Na próxima seção abordaremos a montagem do forno e na última seção, trataremos da média da distribuição das velocidades transversais do feixe atômico e do ângulo de dispersão do feixe.

2.1.1 Feixe de átomos de estrôncio

Para gerar um feixe de átomos com suficiente densidade atômica é necessário rever alguns conceitos estatísticos importantes, incluindo, o arranjo dos átomos no forno quando eles são aquecidos a certa temperatura.

O comportamento dos átomos no interior de um forno, que está sendo aquecida a certa temperatura, obedece explicitamente à distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann em um intervalo de $[v, v + dv]$ em todas as direções, como se mostra na seguinte equação

$$f(v)dv = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} v^2 e^{-\frac{mv^2}{k_B T}} dv, \quad (1)$$

Onde m é a massa do estrôncio, T a temperatura do forno e k_B a constante de Boltzmann. O propósito de nosso forno, além de aquecer o estrôncio que se encontra inicialmente no estado sólido para levá-lo para o estado de vapor, é gerar um feixe colimado de átomos de modo que estes cheguem até a armadilha magneto-óptica (AMO).

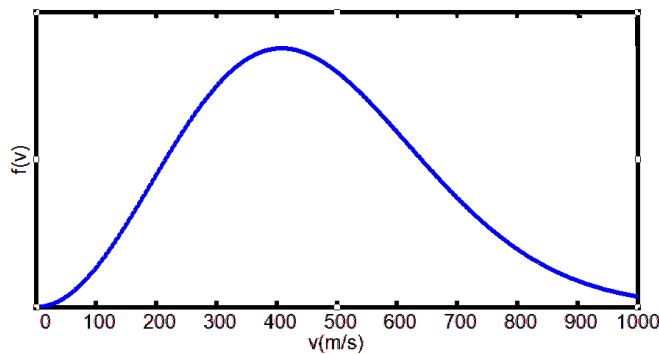


Gráfico 1- Distribuição das velocidades dos átomos de estrôncio no interior do forno de acordo com a equação 1 quando são aquecidos com uma $T = 600$ °C.

Na saída da câmara, os átomos atravessam os microtubos que atuam como colimador de feixe, conforme a figura 1. O fluxo de átomos saindo dos microtubos é descrito por (29).

$$\Phi(v, \theta) = n \frac{v_T}{\sqrt{2\pi}} \pi r_T^2 \frac{1}{\pi} j(\theta) f'(v), \quad (2)$$

Onde n é a densidade atômica do vapor do estrôncio que depende da temperatura T , $f_{feixe}(v)$ é o fluxo de átomos que sai do forno, $v_T = \sqrt{2k_B T/m}$ é a velocidade dos átomos para o feixe e $j(\theta)$ dada em (29) é a distribuição angular, com θ sendo o ângulo de dispersão, r_T o raio dos microtubos e $v_{feixe} = 400\text{m/s}$ a velocidade mais provável de átomos no forno. A distribuição de velocidade vistas pelos átomos quando escapam dos microtubos diferem por um fator v da equação (1) da seguinte forma

$$f_{feixe}(v)dv \sim v^3 e^{-\frac{v^2}{v_T^2}} dv. \quad (3)$$

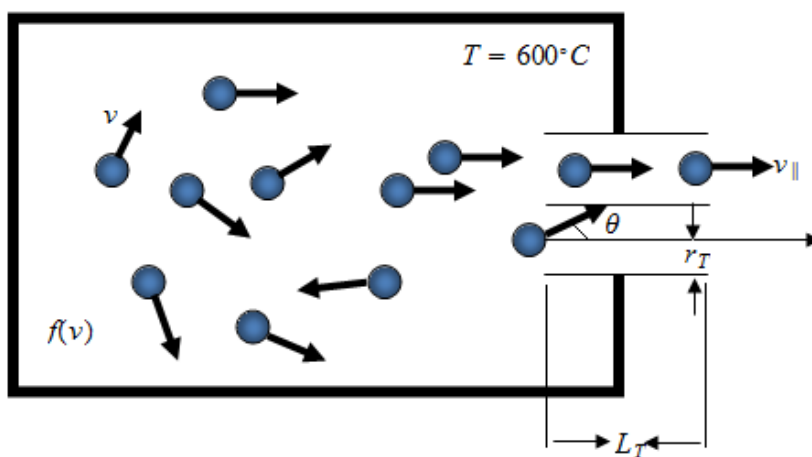


Figura 1 - Distribuição dos átomos dentro do forno, aonde os átomos que possuem velocidades paralelas às paredes dos microtubos ou um ângulo mínimo θ podem sair do forno para se formar parte de um feixe de átomos.

A Fig. 1 ilustra o comportamento descrito anteriormente, deve-se notar que os átomos dentro da câmara do forno, que está sendo aquecida até a temperatura de $T = 600\text{ }^\circ\text{C}$, têm diferentes velocidades e direções. Assim, somente os átomos com velocidade na direção paralela, $v_{||}$, à dos microtubos ou com alguma componente na mesma direção ou de tal forma de que seu ângulo seja mínimo para entrar nos orifícios, poderão escapar e fazer parte do feixe de átomos. A densidade atômica é um fator importante na equação (1), pois é necessário um fluxo mínimo de átomos para que haja um número suficiente destes na armadilha, é dada por

$$n(T) = \frac{P(T)}{k_B T}, \quad (4)$$

Onde $P(T)$ é a pressão exercida por os átomos de um gás em função da temperatura.

O comportamento do gás segue a relação de Clausius-Clapeyron, que determina o equilíbrio entre a fase sólida e a fase de vapor (30), com isso a pressão, em milibar, para o gás de estrôncio segue a seguinte relação

$$P(T) = 10^{8.77 - \frac{8390}{T}}. \quad (5)$$

Substituindo a Eq.(5) na Eq.(4), obtém-se uma nova relação, que mostra como a densidade atômica varia dependendo da temperatura,

$$n(T) = \frac{10^{8.77 - \frac{8390}{T}}}{k_B T}. \quad (6)$$

Como pode-ser observar na Fig. 2, uma temperatura de 600 °C corresponde a uma densidade atômica aproximadamente de $5,0 \cdot 10^{14}$ átomos/cm³.

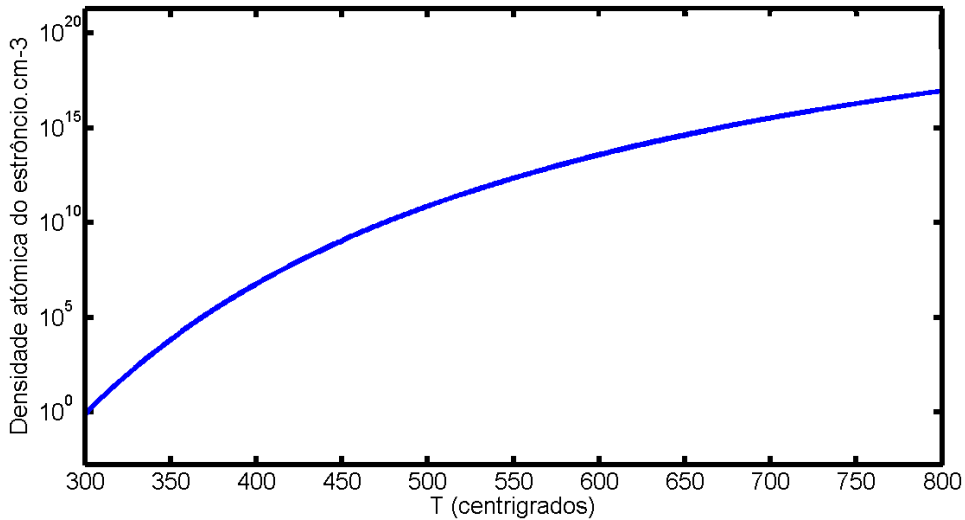


Gráfico 2 - Densidade atômica do Estrôncio em função da temperatura correspondente ao Graf. 5.

Quando o comprimento dos microtubos, $L_T = 0.18 \text{ mm}$, é muito maior que o seu diâmetro interno, $r_t = 8 \text{ mm}$, ou seja, $r_t \ll L_T$, a distribuição angular da Eq.(2) pode ser aproximada segundo $\theta \approx 0$, o que leva à $j(0) \approx 1$, assim, o fluxo total, dependente da temperatura do forno, é determinado pela expressão

$$\Phi_T = n \frac{v_T}{\sqrt{2\pi}} \pi r_T^2 N_{\text{tubos}}, \quad (7)$$

Onde $f_{\text{fixe}}(v)$ é a distribuição das velocidades (normalizada à unidade) dos átomos que entram nos microtubos, r_T é o raio dos microtubos e N_{tubos} é o número de microtubos. Assim, se consideramos $T = 600 \text{ °C}$ e $N_{\text{tubos}} = 104$ teremos um fluxo total de aproximadamente $2,5 \cdot 10^{11}$ átomos/scm³ saindo do forno através dos microtubos em direção à armadilha magneto-óptica (ver Fig. 2).

2.1.2 Construção do Forno

O forno construído para nossa experiência consiste, na verdade, de um acoplamento de dois fornos, conforme a Fig. (2) (que apresentam todos os detalhes do desenho do forno), e tem duas partes principais: o primeiro é o corpo principal de aço inoxidável não magnético, que contém a câmara de estrôncio e os microtubos, e a flange CF40, que atua como o acoplamento da parte seguinte do sistema. A câmara onde é depositado o estrôncio tem 6 mm de diâmetro e 75 mm de comprimento.

O primeiro destes fornos permite esquentar uniformemente, através de um fio aquecedor, uma ampla área do forno, com um comprimento de 120 mm que vai da terminação do flange CF40 até o final, compreendendo a câmara onde o estrôncio é depositado em pequenos pedaços, a superfície superior dos microtubos e parte da saída do feixe de atômica.

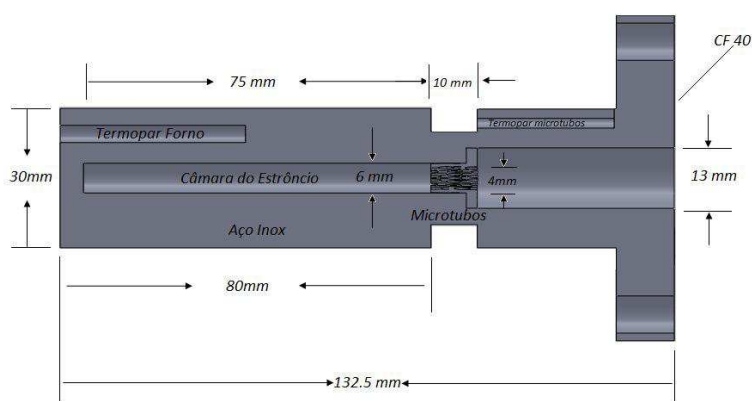


Figura 2 - Forno feito de aço inoxidável com seus respectivos comprimentos.

O segundo forno é específico para o aquecimento dos microtubos e se faz necessário para evitar sedimentação do estrôncio dentro deles mesmo, o que pode ser obtidos com temperaturas mais altas nos microtubos, que a temperatura da câmara superior do estrôncio. A fim de monitorar esta temperatura foi necessário abrir um orifício de $D = 4\text{ mm}$ e de comprimento $d = 40\text{ mm}$ para introduzir um sensor de temperatura. Esta segunda parte também foi construída de aço inoxidável não magnético, com um comprimento de $c = 10\text{ mm}$ e possui um orifício de $d = 4\text{ mm}$ em forma cilíndrica onde estão depositados os 104 microtubos.

2.1.3 Construção dos microtubos

Os microtubos são feitos a partir de agulhas utilizadas, geralmente, como uma interface entre uma seringa e a pele para o transporte de um líquido que contém medicamentos e possuem um adaptador de plástico ligado com um polímero à agulha de aço inoxidável, com forme a Fig. 3. Para nossos propósitos, as agulhas são usadas como meio colimador do feixe atômico gerado no forno, pois apresentam uma geometria semelhante aos microtubos, comumente utilizados para colimar o feixe atômico nas experiências de átomos frios de estrôncio (28). Tal colimação é muito importante, pois ajuda a manter um bom vácuo na armadilha e, assim, evitar que outros átomos de outros elementos interajam como os átomos aprisionados.

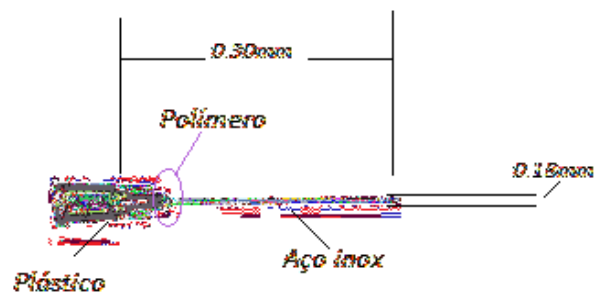


Figura 3 – Composição das agulhas comerciais.

As agulhas usadas têm um diâmetro exterior de $D_{ext} = 0,30 \text{ mm}$ e um diâmetro interior de $D_{int} = 0,18 \text{ mm}$ e um comprimento de $c = 13 \text{ mm}$. Para transformar essas agulhas comerciais em microtubos colimadores fizemos o seguinte procedimento: primeiramente, foi feita a remoção do plástico e dos polímeros mediante aquecimento usando um soprador térmico (modelo *Steinel HL 1500*) a uma temperatura de $500 \text{ }^\circ\text{C}$; depois, as agulhas são submetidas a uma limpeza com acetona em um banho de ultrassom (modelo *LimpSonico LS8DA2/X*), durante 30 minutos; e, por fim, as agulhas são cortadas para atingir as especificações desejadas.

Neste processo de corte, as agulhas foram colocadas em uma porta amostra de vidro fixada com uma fita adesiva na direção perpendicular ao feixe de laser, conforme ilustrado na Fig. 4, e cortadas utilizando um sistema laser *Ti: Safira pulsado* com comprimento de onda $\lambda = 775 \text{ nm}$, potência de $P = 40 \text{ mW}$, taxa de repetição de $T = 1 \text{ kHz}$ e duração de pulso de $t = 150 \text{ fs}$.

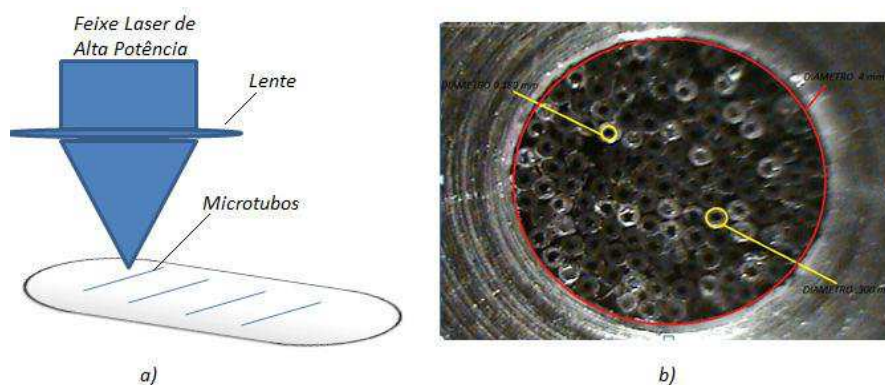


Figura4 – (a) Corte dos microtubos com um feixe laser de alta potencia de $P = 40$ mW. (b) vista frontal dos microtubos colocados na peça de aço inox.

Depois do corte, uma nova limpeza é realizada, segundo o mesmo procedimento já descrito, e os microtubos foram colocados na peça de aço inoxidável localizada dentro do forno utilizando um microscópio óptico por reflexão, como mostrado na Fig.4(b).

A Fig. 5 mostra os dois fornos que constituem o sistema geral usado em nosso experimento, assim como os respectivos fios utilizados para aquecer tanto a câmara principal, quanto a dos microtubos de estrôncio que possuem duas resistências de $xxxx$ e xxx , respectivamente. O forno também dispõe de dois canais para colocar termopares que fazem o monitoramento da temperatura e possui um recobrimento com material cerâmico refratário, que atua como uma interface entre o aço e o arame aquecedor para evitar curto-circuito. Por fim, ainda, um bloco de poliuretano, que serve como um isolante térmico para evitar perda de calor para o meio ambiente.

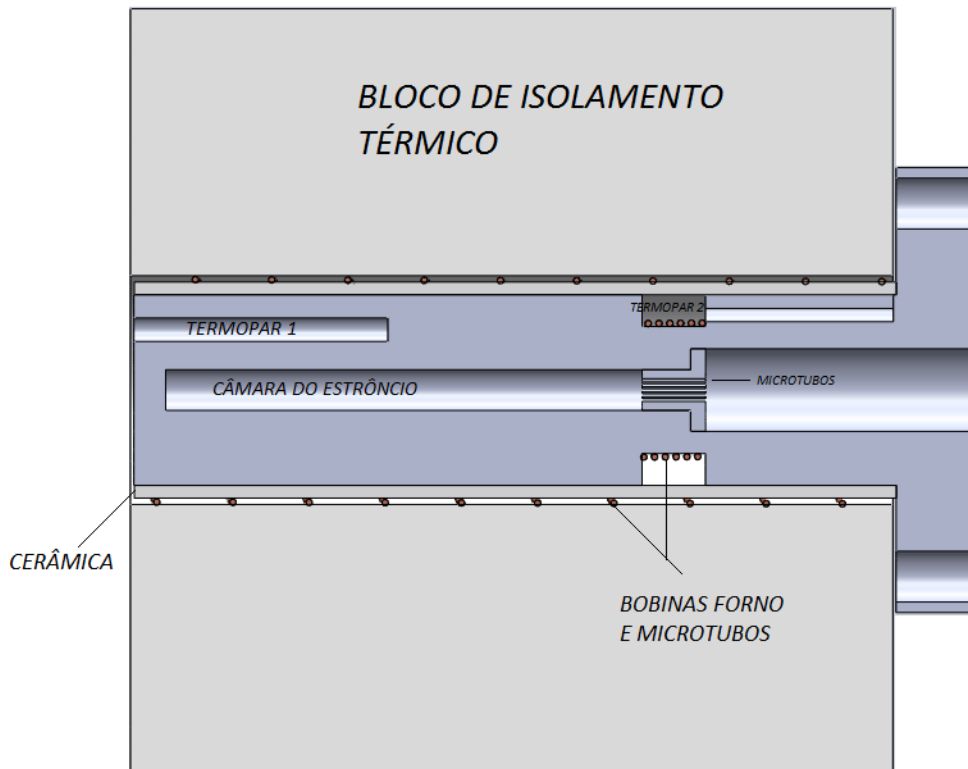


Figura5 - Desenho do forno para esquentar átomos de estrôncio.

2.1.4 Perfil das velocidades transversais do forno

Para verificar a eficiência do forno e dos microtubos é interessante medir a largura do perfil transversal das velocidades dos átomos de estrôncio na saída do forno. No arranjo experimental do sistema, mostrado na Fig. 6, o feixe de átomos é interceptado transversalmente por um feixe de laser, de comprimento de onda $\lambda = 461 \text{ nm}$ e, a partir do espectro de absorção, podemos medir a largura Doppler na transição $^1S_0 - ^1P_0$. O sinal de absorção dos átomos é captado por um fotodetector localizado em na frente do feixe de laser.

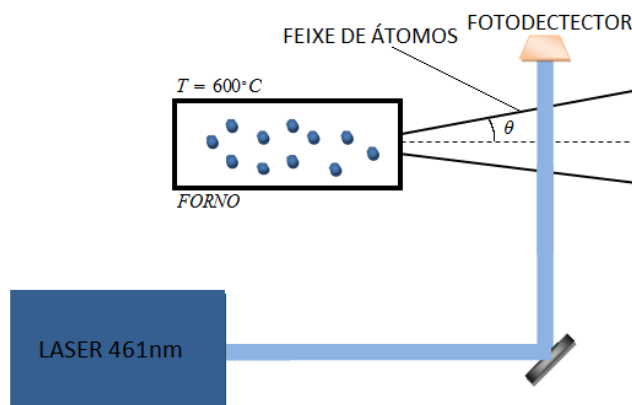


Figura6 - Esquema Experimental para medir o perfil das velocidades transversais dos átomos. Foi utilizado um laser de $\lambda = 461\text{ nm}$ com uma potencia de $P = 2\text{ mW}$, para intersecar a os átomos que saem do forno com um ângulo reto.

Os átomos dentro do forno seguem a distribuição de Maxwell-Boltzmann, estes experimentam um alargamento da largura natural da transição quando estes absorvem a radiação com comprimento de onda $\lambda = 461\text{ nm}$, um fenômeno que se chama alargamento Doppler. Para a transição forte do estrôncio $^1S_0 - ^1P_1$ o alargamento segue-se da relação $\Delta\omega_D = 1.7v_{feixe}/\lambda$, (31) onde v_{feixe} é a velocidade mais provável dos átomos no feixe. Para o estrôncio à temperatura de 600°C , o alargamento Doppler é $\Delta\omega_D = 1,5\text{ GHz}$, aproximadamente.

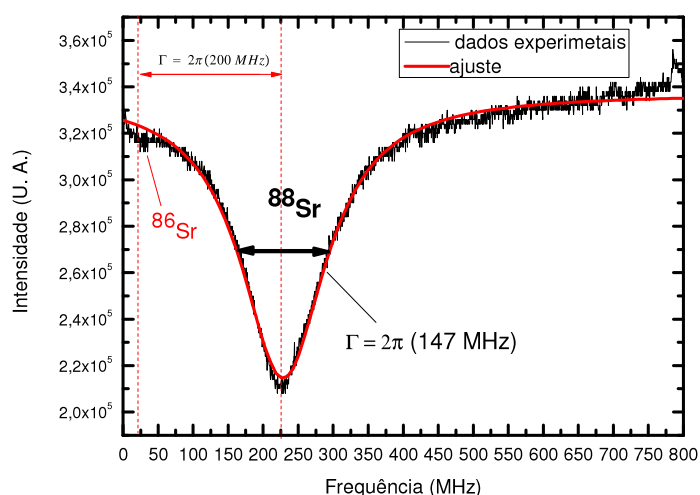


Gráfico 3 - Medida do perfil de velocidades transversais dos átomos que saem do forno com uma temperatura de $T = 600^\circ\text{C}$. O eixo horizontal representa a frequência do scan do laser e o eixo vertical é intensidade da sinal de absorção tomada pelo fotodetector. O pico do lado esquerda da pantalha e causado pela volta do scan. A medida do scan não é tão precisa por que medimos a amplitude do scan com um medidor de onda que tem uma precisão muito grande, comparada com a largura da linha.

Para medir a frequência residual dos átomos foi necessário modular a rede de dispersão acoplada ao laser de diodo, introduzindo um *scan* ao seu piez. A amplitude do *scan* foi calibrada utilizando um medidor de comprimento de onda, modelo *High Finesse WS-6* com precisão absoluta de $f = 600 \text{ MHz}$. Ajustando o *offset* da modulação do piezo e a amplitude do *scan*, pode-se obter uma medida com melhor precisão procurando o valor onde os átomos estão em ressonância com o feixe laser, estimando a diferença entre a frequência máxima e mínima da amplitude do *scan*, que para nosso caso foi de 800 MHz . Com este valor podemos procurar o valor da largura dos átomos que fazem parte do feixe atômico.

A medida da largura Doppler residual dos átomos que passam pelos microtubos foi feita utilizando um ajuste lorentziano (linha vermelha), representado pela equação

$$y = y_0 - \frac{2A}{\pi} \frac{w}{4(x - x_c)^2 + w^2}, \quad (8)$$

com os seguintes parâmetros utilizados: largura $w = (2\pi)147 \text{ MHz}$, a altura do pico $y_0 = 3,36 \times 10^5$, o centro $x_c = 228 \text{ MHz}$ e a área da curva $A = 2,8 \times 10^7$.

As dessintonizações dos diferentes isótopos são, se utilizamos o isótopo ^{88}Sr com referência a 0 MHz , de: ^{87}Sr à frequência -60 MHz , ^{86}Sr à -130 MHz e ^{84}Sr a -270 MHz (32). Ao analisar o Graf. 3, vemos um pequeno pico localizado a 200 MHz do pico maior, que correspondente a ^{88}Sr , mas este não corresponde ao isótopo ^{87}Sr porque está localizado a uma frequência menor do que a metade da largura do pico de ^{88}Sr , já o isótopo ^{84}Sr está suficientemente afastado para ser visto, assim, neste caso, o pico corresponde ao ^{86}Sr . Se compararmos o valor da espectroscopia e o valor que se encontra em vermelho no Graf. 3, podemos observar uma diferença de 53 MHz , que pode ser justificada como um erro do equipamento pois as medidas da amplitude do *scan* do laser foram realizadas utilizando um equipamento, *Wavemeter HighFinesse WS6*, que tem precisão 600 MHz .

Se usarmos como referência a diferença da frequência entre os dois isótopos de estrôncio ^{86}Sr e ^{88}Sr pode redefinir a largura do pico das velocidades transversais como aproximadamente $w_r = (2\pi)108 \text{ MHz}$. Assim, o valor do ângulo de propagação do feixe átomo, α é a constante de proporcionalidade entre as duas larguras é dado pela relação $\alpha = w_r/w_D$ (31), onde w_r é a largura residual dos átomos, w_D é o alongamento Doppler dos átomos no interior do forno e α é o ângulo de dispersão do feixe atômico que sai do forno.

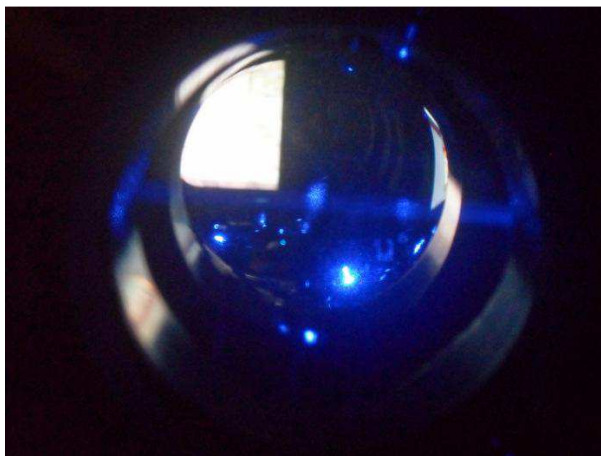


Figura 7 - Feixe atômico atravessando o seis caminhos à câmara principal em direção á câmara principal.

Para nosso experimento, o forno apresenta um ângulo de espalhamento $\alpha \approx 4,12^\circ$, que é um ângulo pequeno, que garante que o feixe de atômico será transportado com poucas perdas até a câmara e não vai a feitar o vácuo, como na Fig. 7 que mostra o feixe atômico por uma janela lateral do cubo seis caminhos.

2.2 Desaceleração e resfriamento de laser de átomos neutros de estrôncio

William Phillips foi o primeiro a usar o conceito de pressão de radiação para desacelerar um feixe de átomos de sódio (32). Depois, Steven Chu e seus colaboradores mostraram o método conhecido como melço óptico para resfriar um vapor de átomos nas três direções espaciais (33). Isso levou ao que hoje é conhecido como armadilha magneto-óptica, que é atualmente usada na maioria dos experimentos de átomos frios (34) Outra importante contribuição para este tema foi feita por Cohen-Tannoudji, que explicou a razão pela qual o método do melço óptico produz temperaturas mais baixas do que aquelas preditas por um método que ele chamou de “*Cooling Sisyphus*” (35) Nesta seção faremos uma breve revisão dos conceitos importantes para desacelerar e resfriar um feixe de átomos de estrôncio por meio da força de radiação.

2.2.1 Pressão de radiação

Quando um átomo absorve radiação há uma mudança de momento do átomo, ou seja, a força de radiação é proporcional à taxa de troca de momento ou, ainda, igual à taxa de espalhamento da luz que é fornecida levando a troca de momento. Assim, a força de radiação, de intensidade I , que atua na área A é dada por $F_{rad} = IA/c$ e é força de pressão radiativa que atua em um átomo quando é submetido à radiação. A magnitude da força de pressão radiativa pode ser escrita como o momento que os fótons transmitem aos átomos, $\hbar k$, multiplicada pela taxa de espalhamento, R_{esp} , definida para um átomo de dois níveis como

$$R_{esp} = \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\Omega^2}{2}}{\Delta^2 + \frac{\Omega^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{2}} \quad (9)$$

Onde Γ a largura da transição, Δ a dessintonização e Ω a frequência de Rabi, relacionada como a intensidade da seguinte forma, $I/I_{sat} = 2\Omega^2/\Gamma^2$ (onde I é a intensidade da radiação e I_{sat} a intensidade de saturação). Então a força de pressão radiativa que um átomo este submetido se pode expressar como:

$$F'_{Rad} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I/I_{sat}}{1 + I/I_{sat} + 4\Delta^2/\Gamma^2} \quad (10)$$

E representa o princípio de funcionamento do desacelerador Zeeman que, como seu nome indica, serve para frear um feixe de átomos, como veremos na próxima seção. Esta equação também é o princípio do melaço óptico para resfriar mostras de átomos utilizando três feixes de luz que coincidem no centro de um plano cartesiano onde os átomos estão confinados, como será mostrado mais à frente. Neste trabalho, utilizamos a força de pressão de radiação para desacelerar e resfriar um feixe de átomos de estrôncio, que vem de o forno com $T = 600^\circ\text{C}$, e ficarão em uma armadilha magneto-óptica.

2.2.2 Desacelerador Zeeman

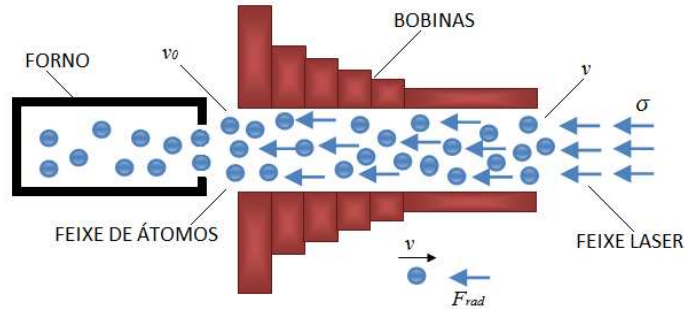


Figura8 - Esquema geral do funcionamento do desacelerador Zeeman. Os átomos quando saem do forno tem uma velocidade inicial v_0 e quando passam pelo desacelerador devido à força de radiação tem uma velocidade muito menor que a inicial. Os blocos vermelhos na figura representam as bobinas que produzem os campos magnéticos que ajudam a compensar o efeito Doppler.

O desacelerador Zeeman, como o próprio nome diz, é um aparelho que serve para desacelerar um feixe de átomos utilizando a pressão de radiação de um feixe laser contrapropagante a eles. Devido ao movimento dos átomos dentro do tubo Zeeman, eles experimentam o efeito Doppler, isso quer dizer que os átomos vem a frequência da luz mudada e a pressão de radiação perde eficiência, para anular este efeito é necessário colocar um campo magnético ao longo do tubo Zeeman que excita os níveis do átomo criando um deslocamento de frequência, que compensa o efeito Doppler.

Na Fig. 8 temos a configuração geral do funcionamento deste dispositivo, onde os átomos, quando saem do forno, sentem a influência da pressão de radiação do feixe de laser, como explicado na seção 2.2.1. Devido a esta interação, a velocidade dos átomos é mais baixa na saída do tubo Zeeman, v , do que ados átomos saindo do forno ou, de forma mais direta, $v \ll v_0$. Já o arranjo das bobinas, que estão entorno a tubo, serve para produzir o campo magnético responsável de compensar o efeito Doppler.

A força que sentem os átomos dentro do desacelerador Zeeman é dada por

$$F_{rad} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{I}{I + I_{sat}} \left(1 + 4 \frac{(\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \kappa B)^2}{(\Gamma \sqrt{1 + I/I_{sat}})^2} \right)^{-1}, \quad (11)$$

Onde $I_{sat} = hc\pi\Gamma/3\lambda^3$ é a intensidade de saturação; Δ a dessintonização; $-\vec{k} \cdot \vec{v}$ é a mudança de frequência aparente devido ao efeito Doppler, com k sendo o vetor de onda da radiação, v é a velocidade dos átomos e o sinal negativo significa que o feixe de átomos e o

feixe do laser são contrapropagantes; κB é a mudança da frequência da transição, dependente do sentido de propagação dos átomos, devido ao efeito Zeeman, com B sendo o módulo do campo magnético externo gerado pelas bobinas em torno do tubo e $\kappa = g_J m_J \mu_B$, com g_J sendo o índice de Landé, $e\mu_B$ o momento dipolar magnético.

Quando a pressão de radiação é máxima podemos calcular a desaceleração máxima que os átomos experimentam no dispositivo e, conseqüentemente, o comprimento mínimo necessário para que os átomos atinjam uma velocidade pequena comparado com a velocidade inicial. Para obter esse máximo, a intensidade do feixe que interage com os átomos tem que ser muito maior que intensidade de saturação dos átomos ($I \gg I_{sat}$) e se a condição $\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v} \pm \kappa B = 0$ é satisfeita para qualquer ponto da trajetória do feixe de átomos, então a expressão da força de radiação, dada pela equação (11), pode ser reescrita como:

$$F_{rad} = \hbar k \frac{\Gamma}{2}, \quad (12)$$

Dependendo apenas da largura da transição. Agora, utilizando a segunda lei de Newton, podemos encontrar a desaceleração máxima que alcançam os átomos dentro do desacelerador Zeeman

$$a_{max} = -\frac{\hbar k \Gamma}{2M}, \quad (13)$$

que é constante. A partir da Eq. (13) podemos definir a velocidade de recuo ao qual o feixe atômico está sujeito $v_{rec} = \hbar k/M$, onde M é a massa do átomo e também a distância mínima que este deve percorrer até atingir uma velocidade muito pequena comparada com a velocidade inicial, v_0 , dada por

$$L_0 = \frac{v_0}{2a_{max}}. \quad (14)$$

2.2.3 Campo Magnético no desacelerador Zeeman

Conforme mencionamos anteriormente, o campo magnético aplicado ao longo da direção de propagação do feixe atômico tem um papel muito importante no funcionamento deste dispositivo, pois a pressão de radiação só se torna efetiva quando o campo consegue compensar o efeito Doppler causado pelo movimento dos átomos. Para calcular o perfil do campo magnético, voltamos à condição $\Delta - kv - \kappa B = 0$. A velocidade dos átomos sujeitos a

uma desaceleração constante, em função da posição ao longo do eixo do desacelerador Zeeman, z , é dada por

$$v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L_0}}. \quad (15)$$

Assim, o perfil do campo magnético depende da velocidade dos átomos dentro do dispositivo é

$$B(z) = B_0 \sqrt{1 - \frac{z}{L_0} + \frac{\Delta}{\kappa}} \quad (16)$$

Onde $B_0 = 2\pi v_{\text{feixe}}/\lambda\kappa$, é o campo máximo que pode ser gerado e depende da temperatura, da velocidade inicial dos átomos e do comprimento de onda $\lambda = 461 \text{ nm}$ do feixe de laser. A dependência do comprimento de onda na Eq. (15) é mostrada no Graf. 4.

Existem atualmente três configurações do campo utilizadas para cancelar o efeito Doppler que sentem os átomos no desacelerador Zeeman. Uma delas é decrescente, com campo magnético, com o seu valor máximo no início do dispositivo, decrescendo com o comprimento do tubo até chegar à zero. Outra é crescente, com campo magnético partindo de um valor mínimo, crescendo até seu máximo no comprimento total do tubo. A última configuração é denominada “*spin flip*” e é uma mistura das duas configurações anteriores, conforme a Fig. 4, pois começa com um valor máximo que diminui a zero para ser crescente no final do desacelerador.

Para nosso trabalho, escolhemos esta ultima configuração de campo magnético por oferecer várias vantagens como, por exemplo, o fato de que o valor de campo magnético máximo é menor que nas outras configurações, por isso o número de voltas, das bobinas, necessárias para gerar o campo é menor e que no final do comprimento do desacelerador Zeeman, a magnitude do campo magnético tem um decaimento abruptamente com feixe atômico saindo da ressonância, i.e., os átomos se liberam da interação com feixe Zeeman para ser confinados limpamente na armadilha. (31)

2.2.4 Construção do Desacelerador Zeeman para Átomos de Estrôncio

Uma das componentes principais do desacelerador Zeeman é um tubo oco de aço inoxidável metálico de comprimento $0,28 \text{ m}$, onde os átomos de estrôncio são desacelerados,

que contém dois flanges CF40, uma de elas ligada a uma válvula que separa a câmara de resfriamento transversal e a outra à câmara principal. Este tubo é desenhado para manter um gradiente de vácuo entre as duas partes principais do sistema: o forno (incluindo a câmara de resfriamento transversal) e a câmara principal; que é obtido realizando cinco orifícios cilíndricos seguidos, com 56 mm de comprimento, e de diâmetro que aumentam gradualmente a partir de $4, 6, 8, 10$ e 12 mm no interior do tubo, como se mostra na Fig. 2. O diâmetro externo é de 16 mm e é revestido por outro cilindro oco concêntrico de 22 mm , com o espaço entre eles utilizado como um sistema de resfriamento com água para evitar a emissão do calor gerado das bobinas chegue aos átomos que passam através dos microtubos, mas como o calor gerado não é suficientemente grande o sistema de refrigeração não é necessário e no foi utilizado.

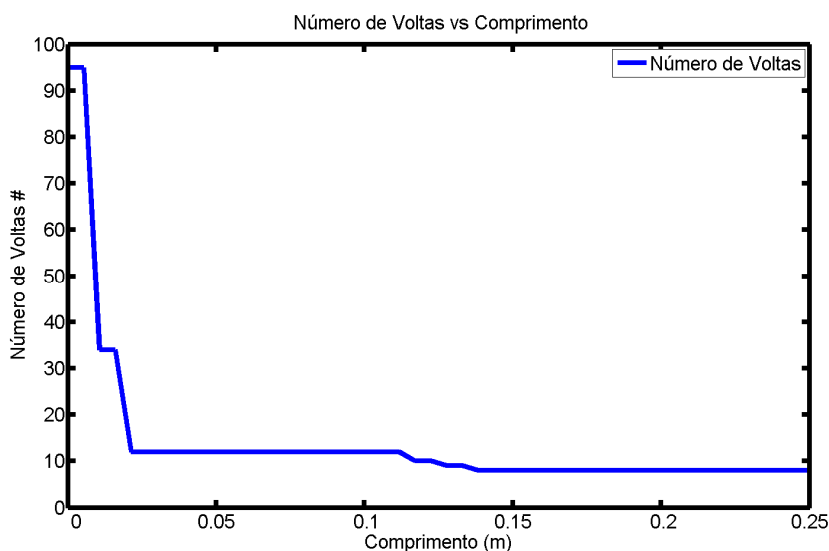


Gráfico 4 - Configuração do número de voltas para o desacelerador Zeeman dependendo do comprimento. O comprimento efetivo do desacelerador é de $0,25\text{ m}$. O número de voltas necessárias para gerar o campo necessário foi feita utilizando um fit.

Outra parte importante do desacelerador Zeeman são as bobinas tipo solenoide, as quais são responsáveis por gerar o campo magnético que irá compensar o efeito de Doppler, como foi explicado anteriormente. As bobinas são feitas de um fio de cobre retangular de classe 200 para uma corrente máxima de 50 A , veja o Graf. 4 que mostra o arranjo das bobinas em torno do tubo de desaceleração, calculada a partir de um fit com o número de voltas. Os arranjos começam com duas camadas de 95 voltas, seguido de duas de 35 voltas, onde o valor do campo é forte, depois temos outras camadas de 35, 12, 11, 10e8, respectivamente. As bobinas são conectadas em série com uma única fonte bipolar *High Finesse* de $12\text{ Ae}8\text{ V}$, modelo *BCD 12/8*.

2.2.5 Construção do desacelerador Zeeman

Nesta seção, vamos nos focar apenas no estrôncio. Para poder frear o feixe de átomos de estrôncio dentro do desacelerador Zeeman, além da teoria exposta anteriormente, devemos considerar alguns parâmetros de grande importância, como a velocidade mais provável dos átomos que estão no feixe, a partir da qual se calcula o valor do campo magnético máximo. Para uma temperatura de $T = 600$ °C, a velocidade mais provável dos átomos no feixe é de $v_0 = 400$ m/s.

Outro parâmetro importante é a estrutura Zeeman dos níveis de energia. O estrôncio no estado excitado 1P_1 , que tem momento angular total $J = 1$, ou seja, na presença de um campo magnético o nível excitado se desdobra em três subníveis, $m_J = -1, 0, +1$; com isso, a diferença de energia será $\Delta E(m_J = \pm 1) = \pm \kappa B$ e $\Delta E(m_J = 0) = 0$. O número de Landé é 1, dado que as contribuições do momento de spin total é nula e o deslocamento Zeeman para a transição do Estrôncio $^1S_0 - ^1P_1$ então é igual a $\kappa = 1,4$ MHz/G aproximadamente.

Como se pode observar na Eq. 9, a desaceleração máxima depende só da largura da transição, que no caso da transição $^1S_0 - ^1P_1$ do estrôncio, antes de sair do slower, é de aproximadamente $a_{max} \sim 1 \times 10^6$ m/s² e a velocidade de recuo dos átomos é de $v_{rec} = 9,8 \times 10^{-3}$ m/s. Se a desaceleração no interior do dispositivo se mantém constante, podemos calcular o comprimento necessário para desacelerar os átomos de estrôncio, que de acordo com a Eq. (14), tem um valor de $L_0 = 0,12$ m.

Para nosso caso, o desacelerador Zeeman tem um comprimento efetivo de 0,25 m assim, o valor resultante da Eq. (14) depende que a intensidade do feixe laser seja muito maior que intensidade de saturação, que para o caso do estrôncio tem o valor de $I_{sat} \approx 42$ mW/cm³. Para fazer os cálculos do campo magnético ideal nosso desacelerador Zeeman a intensidade no feixe laser foi calculada com de $I = 2I_{sat}$.

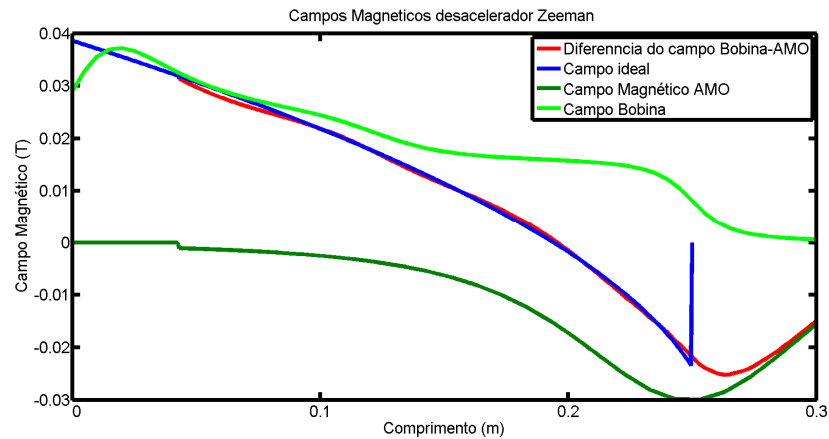


Gráfico 5 - Campos magnéticos que interagem com os átomos dentro do tubo Zeeman. Linha azul é o campo magnético ideal em configuração Spin Flip. Linha verde forte é o campo de compensação produzido pela AMO. Linha verde clara é campo produzido pelas bobinas. Linha vermelha é superposição entre os campos que produzem as bobinas e o campo da AMO.

Para fazer os cálculos do campo magnético foi necessário ter em conta o efeito do campo magnético das bobinas da armadilha aos átomos dentro do Zeeman, devido ao perto de elas ao tubo do Zeeman. O Graf.5 mostra o campo magnético ideal (linha azul), que obedece a configuração de *Spin flip* calculado com a Eq. (16), necessário para desacelerar os átomos e tem um fator de segurança de 0,8 na desaceleração, pelo simples fato de que os átomos não sentem uma força máxima já que satisfizemos a condição $I = 2I_{sat}$. O campo tem um pico de 0,04 T no início do desaccelerador Zeeman e desce lentamente até o comprimento final do dispositivo. No mesmo gráfico se observa o campo produzido pelas bobinas no tubo Zeeman (linha verde clara), que começa com uma amplitude 0,03 T no início, sobe de forma rápida para aproximadamente 0,04 T e vai decaindo lentamente a zero. Outro fator importante para o nosso dispositivo é o campo produzido pela armadilha magneto-óptica (linha verde escura), que é usado para compensar o campo produzido pelas bobinas. A superposição entre os dois campos, das bobinas e da AMO, produz um campo muito próximo do campo ideal nos 0,25 mm, onde a desaceleração acontece. (linha vermelha).

2.2.6 Melaço óptico

Na seção anterior foi mostrado como um feixe de atômico de estrôncio é desacelerado por um feixe de radiação laser contrapropagante, onde a maioria dos átomos desacelerados tem a mesma direção. No caso de um gás, a situação é um pouco diferente os átomos se

movem em todas as direções e um único feixe laser é insuficiente para diminuir a velocidade em todas as direções. Assim, para obter uma redução na temperatura do gás efetiva é necessário colocar três pares de feixes contrapropagantes com polarização circular que coincidam no centro da mostra. Esta técnica é conhecida como melaza óptica. (35)

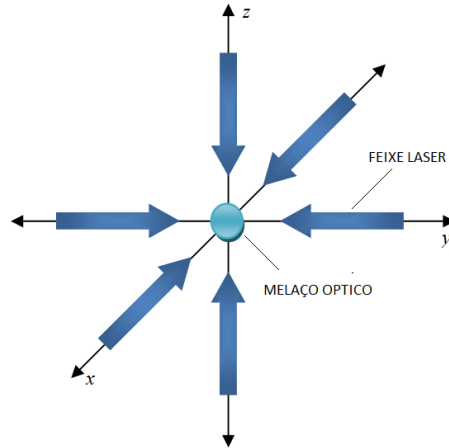


Figura9 - Esquema general de la técnica conocida como Melaza Óptica.

Na Fig. (6) podemos observar os seis feixes contrapropagante sem direção ao centro do plano cartesiano, que resultam em uma força viscosa em todas as direções que remove energia dos átomos que estão em seu interior. Tomando como base a direção z, a força viscosa é dada por

$$F_{zmelazo} = \hbar k \widehat{u}_z \frac{\Gamma I}{2I_{sat}} \left(\frac{1}{1 + 4 \frac{(\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v}_z)^2}{\Gamma^2}} - \frac{1}{1 + 4 \frac{(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v}_z)^2}{\Gamma^2}} \right), \quad (16)$$

Onde os dois termos representam as duas componentes em sentidos opostos no eixo z. Para obter uma força de pressão de radiação efetiva, temos que colocar três feixes com iguais propriedades nas outras duas direções coincidindo no cruzamento, para que os átomos de cada feixe tenha polarização circular oposta, acopladas com a mudança Zeeman causada pelo campo magnético das bobinas em configuração anti-Helmholtz.

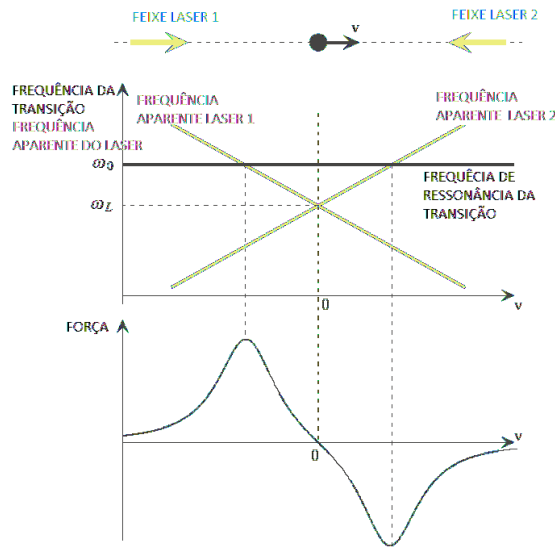


Figura 10 - Esquema de resfriamento do átomo quando é submetido a dois feixes lasers contrapropagantes. a força aplicada ao átomo sem presença de campo magnético. [extraída do BIDEI (28)].

A Fig. 10 mostra como um átomo é desacelerado por meio de dois feixes contrapropagantes quando o campo magnético é zero. Este procedimento é um resultado do efeito de Doppler pelo movimento do átomo que com que a força tenha uma dependência em relação à velocidade do movimento. Devido ao efeito de Doppler, o átomo sente uma diminuição aparente na frequência do feixe de laser 1, assim, os átomos estarão fora da frequência de ressonância da transição já para o segundo feixe ocorre o oposto, já que os átomos sentem um aumento aparente na frequência do feixe de 2, que leva a frequência a estar em ressonância. Quando temos uma dessintonização negativa do laser ($\Delta > 0$), oposto ao movimento o laser, os átomos estarão mais perto da ressonância, e, conseqüentemente, terá uma força maior de radiação o que produz uma redução no movimento dos átomos. Tal método é conhecido como arrefecimento Doppler e conduz a desaceleração dos átomos numa única direção.

A temperatura dos átomos que utilizamos no resfriamento do melaço óptico é limitada pela reabsorção de fótons dentro deste. Os fótons que são absorvidos pelos átomos são reemitidos em uma direção aleatória com uma pequena diferença da frequência de ressonância, i.e., para uma grande largura, os fótons reemitidos podem ser reabsorvidos e esta reabsorção faz com que o átomo adquira impulso em outra direção e, por conseqüência, es quente a amostra de átomos.

O limite Doppler é dado por

$$T_D = \frac{\hbar\Gamma}{2k_B}, \quad (17)$$

e representa a temperatura mínima esperada. Para a transição forte do estrôncio $^1S_0 - ^1P_1$ obtemos um valor aproximado de $T_D \approx 1 \text{ mK}$ e para a segunda armadilha, correspondente à transição fraca $^1S_0 - ^3P_2$, o limite Doppler é mais baixo, com um valor aproximado de $T_D \approx 1.7 \mu\text{K}$.

2.2.7 Armadilha magneto-óptica

A técnica de melaço óptico, como mostrado na seção anterior, serve para resfriar uma amostra de átomos que precisam estar acumulados na região onde os três pares de feixes ortogonais se cruzam. Com a escolha correta das polarizações para os feixes de laser, esta configuração pode ser transformada em uma armadilha pela adição do gradiente de campo magnético, produzido por duas bobinas em configuração anti-Helmholtz com correntes em direções opostas. Estas bobinas produzem um campo magnético de quadropolo, mais fraco que o produzido pelo Zeeman Slower, que na armadilha magneto-óptica (AMO), provoca um desequilíbrio nas forças de dispersão dos feixes provocando um forte confinamento dos átomos, conforme a Fig. 10, que mostra a configuração da armadilha magneto-óptica onde seis feixes circularmente polarizados convergem ao centro do plano cartesiano formado por eles e as bobinas que produzem o campo magnético.

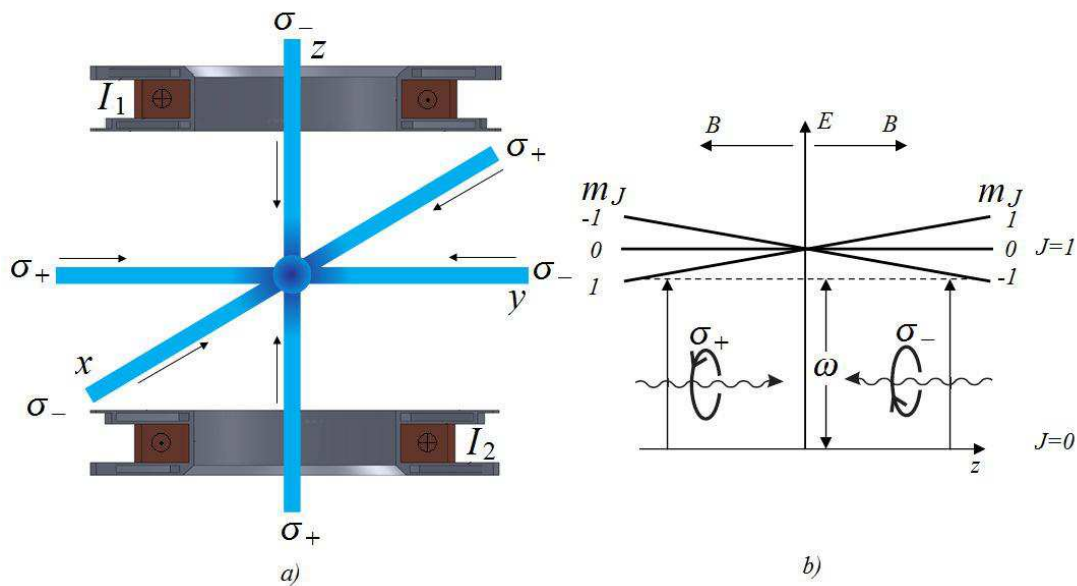


Figura 11 - a) Configuração dos feixes lasers e as bobinas que produzem uma Armadilha Magneto-Óptica, cada para de feixes tem polarização circular oposta. As bobinas que ajudam ao confinamento do campo magnético na armadilha espacial têm configuração anti-Helmholtz. b) esquema do funcionamento da armadilha magneto óptica para um átomo de dois níveis com $J=0$ no estado base e $J=1$ para o estado excitado no eixo z . Na presença do campo magnético o nível se desdobram em três estados Zeeman igualmente espaçados.

O funcionamento da AMO, Fig. 11(b), será exemplificado para o caso do átomo que apresenta dois níveis com $J = 0$ no estado fundamental e $J = 1$ no estado excitado, com o gradiente de campo magnético produzindo um alargamento Zeeman dos níveis dependendo da posição do átomo. Os dois feixes contrapropagantes, que interagem com o átomo, têm polarizações circulares opostas e as regras de seleção para as transições entre os estados Zeeman conduzem ao desequilíbrio entre as forças de radiação dos feixes de lasers. Como resultado produz uma força de restauração que empurra o átomo para o centro da armadilha. Se considerarmos um átomo deslocado do centro da armadilha no eixo z , para $z > 0$, temos que $\Delta m_j = -1$, então este átomo se moverá para mais perto da ressonância com a frequência do laser. Mas, como laser tem uma frequência abaixo da de ressonância (que muda proporcionalmente com o comprimento até chegar ao centro da armadilha, onde o campo magnético é nulo), haverá um amortecimento do mecanismo de melaço óptico.

As regras de seleção levam os átomos a absorver fótons com polarização σ_- , para $z > 0$, então todos os átomos que estão nessa posição sentem uma força restauradora que os confinam no centro da armadilha. Já para os átomos na região $z < 0$ ocorre um processo

similar, com a mudança Zeeman da transição favorecendo a absorção de fótons com polarização σ_+ . Assim, a força que os átomos experimentam na AMO é dada por

$$F_{AMO} = \hbar k \hat{u}_z \frac{\Gamma I}{2I_{sat}} \left(\frac{1}{1 + 4 \frac{(\Delta - \vec{k} \cdot \vec{v}_z - \kappa G z)^2}{\Gamma^2}} - \frac{1}{1 + 4 \frac{(\Delta + \vec{k} \cdot \vec{v}_z + \kappa G z)^2}{\Gamma^2}} \right) \quad (13)$$

onde $G = \hat{z} \partial B / \partial z$, representa o gradiente do campo magnético produz pelas bobinas da AMO. Em suma, os átomos que se encontram na região onde os feixes se cruzam sofrem amortecimento de seu movimento que os empurra, resfriados, ao centro da armadilha.

2.2.8 Bobinas anti-Helmholtz

Outras componentes da armadilha magneto óptica são as bobinas em configuração anti-Helmholtz que fazem o campo magnético necessário pra confinar os átomos de estrôncio na câmara. O campo magnético produzido tem uma diminuição linear e varia de 350 até $-350 G$, aproximadamente, na direção radial, produzindo uma zona de estabilidade entre -10 e $10 cm$ na região central da câmara, tomada como o ponto de coordenada zero, onde o campo é nulo, como mostram os Graf. 6. Nestes gráficos, os dois de cima representam o campo axial das bobinas, que tem aproximadamente a forma de campo em direção radial com campo nulo no centro da armadilha.

Os gradientes de campo magnéticos, que estão representados nos Graf. 6 para todas as direções, têm um valor máximo de $60 G/cm$, este valor do campo magnético foi tomado da literatura (26) e calculado com simulações em *Matlab* utilizando a lei de Biot-Sabart. Agora se, os átomos sentem a máxima variação do gradiente do campo quando estiverem se aproximando do centro da câmara na direção axial. Já na direção radial, os átomos, que se encontram aproximadamente entre a distancia de $0,15$ a $0,5 cm$ do centro da câmara, sentem que a gradiente diminuir linearmente, mas quando está próximo do centro da câmara este valor aumenta a um máximo relativo para depois baixar e aumentar simetricamente depois de do zero, em a região entre $[-0.5, 0.5]$ é onde se vai fazer o confinamento dos átomos (ver Graf. 7 gradiente em direção rho). Para a obtenção dos valores mencionados acima, utilizamos bobinas que tinham largura de $4,8 cm$, raio de $8,2 cm$, altura de $2,6 cm$, resistência elétrica de $R = 0,52 \Omega$ ea potência $P = 755,99W$ para uma corrente de $I = 38 A$. O número de voltas para cada bobina de 200.

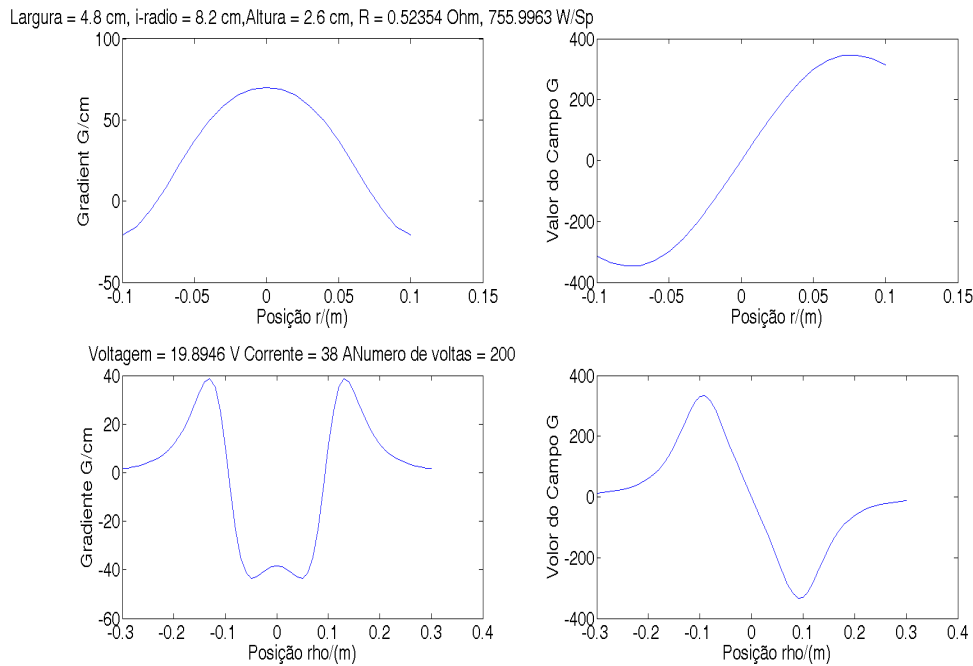


Gráfico 6 - Os gráficos da direita se pode observar os valores de campo magnético para AMO para resfriar átomos de estrôncio. A figura da direita de pantalha encima corresponde ao valor do campo na direção radial, abaixo se encontra o valor do campo magnético na direção axial.

2.2.9 Construção da armadilha magneto óptica

Para confinar aos átomos de Estrôncio que saem do tubo Zeeman é necessário construir uma armadilha magneto óptica que é composta de duas partes importantes: a câmara principal, onde os átomos estarão armadilhados, e um par de bobinas em configuração anti-Helmholtz.

A câmara principal de nosso experimento é feita de uma peça de aço inox, não magnético, e consiste em uma câmara hexagonal com oito janelas laterais *CF* 40 e duas transversais *CF*100. Uma das janelas laterais *CF* 40 está conectada com o final do tubo Zeeman, com a função de acoplamento entre todas elas, já a oposta a esta é conectada a um tubo de três caminhos, que conecta a câmara ao sistema de vácuo; e as outras seis janelas *CF*40 e as duas *CF* 100 dão acesso óptico aos feixes de laser usados para o resfriamento óptico no plano *2D* e aos contrapropagantes transversais, respectivamente. Além disso, para justificar seu tamanho, também dão acesso óptico do feixe de prova e em futuras aplicações são suficientes para introduzir outros feixes.

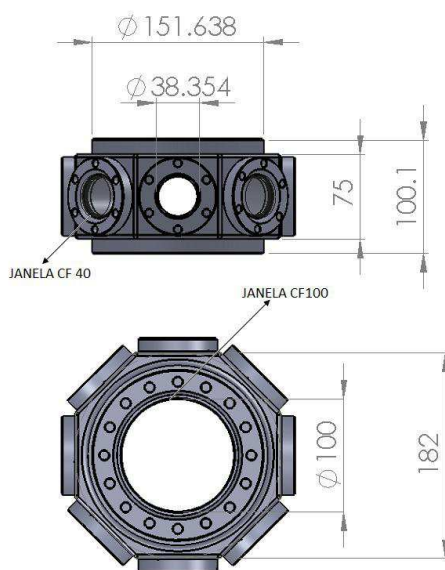


Figura 12 - Câmara principal para confinar átomos de estrôncio. La forma geométrica é hexagonal com seis janelas laterais CF40 e duas janelas transversais CF100 para oferecer muito acesso óptico. As cotas da câmara estão em milímetros.

2.2.10 Construção das bobinas

As bobinas foram feitas, e configuradas de maneira paralela, de acordo com o desenho do campo magnético necessário para fazer uma armadilha com átomos, levando em conta o desenho da câmara. Cada uma delas tem 200 voltas de fio retangular, o mesmo utilizado para a construção das bobinas do desacelerador Zeeman, e são colocadas na parte de cima das janelas transversais, com separação aproximadamente igual à largura da câmara (75 mm), conforme a Fig. 12. Estão, ainda, conectadas a uma fonte de alimentação *Agilent Technologies N5744A* de 20 V / 38 A com polarização oposta. Para fixá-las são utilizados suportes de alumínio que possuem um sistema de resfriamento à água para não alterar a resistência elétrica do fio, o que poderia acarretar na alteração do campo magnético os suportes das bobinas estão feitos para não quebram o acesso óptico da câmara principal, pois isso poderia alterar a qualidade do confinamento, assim o único limitante deste suporte é a flange da janela.

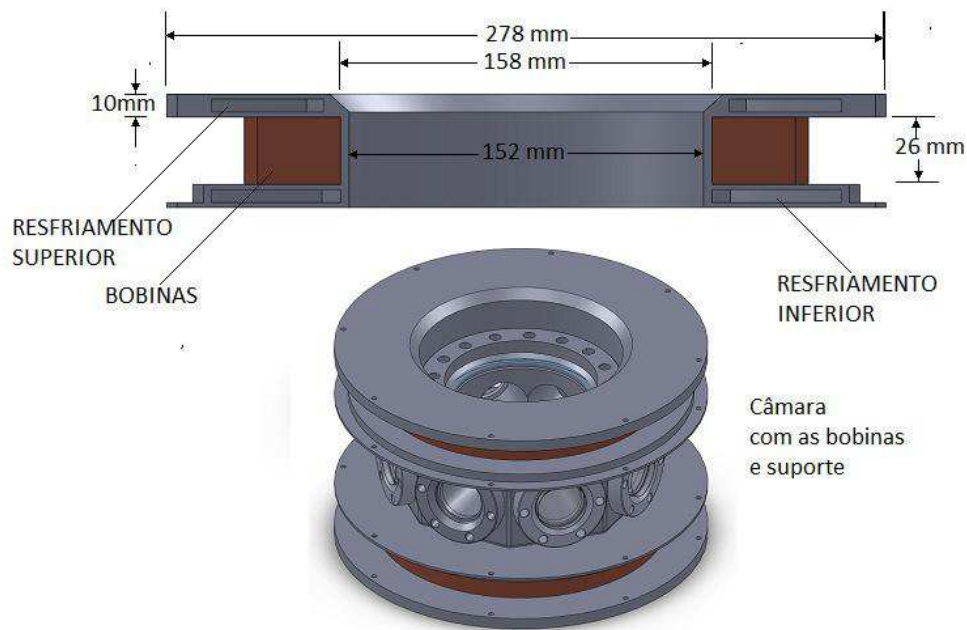


Figura 13 - Desenho do suporte da bobinas Helmholtz com resfriamento superior e inferior. As bobinas se encontram separadas com um comprimento de 75 mm aproximadamente. Na figura de embaixo se mostra as bobinas na câmara principal.

2.3 Construção do sistema vacuo

Um dos parâmetros que afetam o tempo de vida da AMO é a pressão dentro da câmara principal por esta razão, é necessário construir um sistema de vácuo que permita manter o sistema à baixa pressão, geralmente a menos de 10^{-8} mbar. Para nosso experimento, o sistema de vácuo pode ser dividido em duas partes: a primeira composta pelo forno e pelo sistema de resfriamento transversal; e a segunda pela câmara principal e pelo tubo Zeeman. Ambas as partes contém uma bomba iônica *VARIAN DIODE 55l/s*, que ajuda a manter o vácuo na câmara a aproximadamente 10^{-10} mbar e na parte do forno à aproximadamente 10^{-8} mbar. Vamos descrever a partir de agora as partes principais da montagem do sistema de vácuo para resfriar átomos de estrôncio.

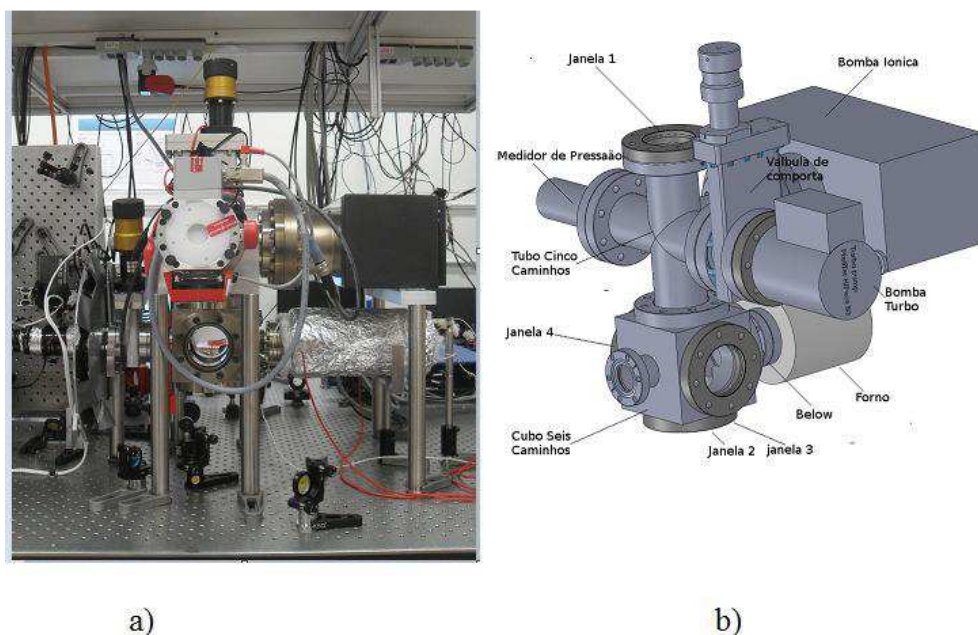


Figura 14 - A primeira parte da montagem do sistema de vácuo para resfriar átomos de estrôncio. a) a montagem na mesa óptica. b) principais partes do sistema de vácuo do forno.

Para a parte do forno, onde se produz o feixe de átomos de estrôncio, conectamos um *Bellow* que permite manipular a direção do feixe de átomos em seu plano de propagação e está conectado a um cubo seis caminhos, onde será implementado a técnica de resfriamento transversal pelas janelas 1, 2, 3, 4, conforme a Fig. 14. O seis caminhos estão acoplados com tubo de 5 caminhos que tem flanges CF63, com um dos caminhos conectado a um medidor de alto vácuo de pressão *PFEIFFER PIRANI/COLD PKR 251 CF 40*. Os outros caminhos estão conectados a Bomba iônica *VARIAN DIODE 55U/s*, para manter a baixa pressão, o resfriamento transversal e o restante a uma válvula de comporta que nos permite conectar o sistema a uma bomba turbo, com função de produzir o alto vácuo para esta parte, e só é necessária quando estamos aquecendo o sistema para chegar ao vácuo mínimo, diferentemente da bomba iônica que sempre permanece ligada.

A parte ligada ao tubo do desacelerador Zeeman é conectada a uma válvula de comporta para dividir as duas partes do sistema: a de desacelerar os átomos de estrôncio e a de manter uma diferença de pressão entre as duas partes da linha de vácuo, limitado pela válvula de comporta 1, que é de duas ordens de magnitude e é obtida pela variação da geometria do dispositivo, como explicado na seção da construção do tubo de desaceleração Zeeman. Esta parte do experimento também conta com uma bomba iônica com características iguais à da conectada ao forno e tem um medidor de pressão de ultra alto vácuo *PIRANI/COLD IKR 070*

CF 40. O sistema está acoplado pelo tubo de cinco caminhos que também é composta de uma válvula de comporta 2, na qual se pode adaptar uma bomba turbo para fazer o vácuo.

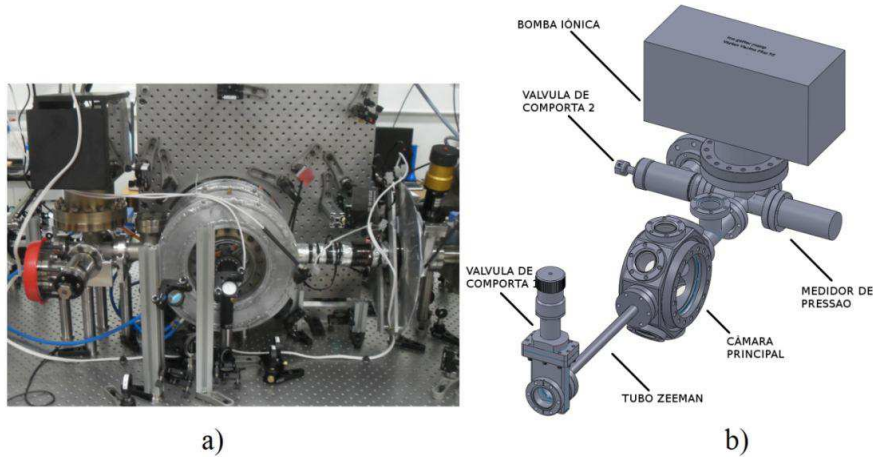


Figura 15 - A segunda parte da montagem do sistema de vácuo para resfriar átomos de estrôncio. a) a montagem na mesa óptica. b) desenho da montagem do sistema de vácuo na câmara principal.

2.4 Estabilização do laser 461 nm

Para fazer uma armadilha magneto óptica de átomos de estrôncio utilizando a transição $^1S_0 - ^1P_1$, com largura de 32 MHz, foi necessário utilizar um laser ressonante com a transição. Para nosso experimento utilizamos um laser comercial *TOPTICA TA/DL-SHG* de comprimento de onda de 461 nm na saída e potencia máxima 400 mW, com configuração interna *LITROW* (36) que consiste em um Diodo laser em $\lambda = 922\text{nm}$ acoplado com uma rede de difração e conta com um amplificador cônico para obter mais potência e um cristal que dobra a frequência. Para manter o feixe de laser na frequência de ressonância dos átomos de estrôncio é necessária uma estabilização de frequência. Nas subseções abaixo detalharemos a construção e montagem de um sistema de estabilização para o feixe laser azul de comprimento de onda 461 nm.

2.4.1 Espectroscopia de absorção saturada

Para estabilizar o laser foi necessário construir uma célula de vapor atômico de estrôncio, onde os átomos são esquentados até uma temperatura aproximada de $T = 320 \text{ }^\circ\text{C}$ e, quando os átomos chegam ao equilíbrio de fase, é produzida a pressão de vapor de estrôncio na célula. Tal construção tem alguns desafios técnicos, pois o estrôncio reage com o vidro das janelas que estão no extremo da célula, que servem como acesso óptico para os feixes laser, com os quais serão feitos a espectroscopia se absorção saturada do vapor atômico de estrôncio. Para evitar este problema, colocamos um gás de argônio dentro da célula, que deve ter pressão suficientemente grande para evitar que o vapor de estrôncio possa chegar às janelas e, ao mesmo tempo, tem que ser pequena para evitar que as colisões entre átomos ampliem a largura natural da transição atômica quando o estrôncio interagir como o feixe de laser.

O estrôncio tem seção de choque de $\sigma_{col} \approx 297 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ (37) e largura de transição de $\Gamma_{col} = \Gamma_T - 32 \text{ MHz}$, onde Γ_T é a largura total da transição. Com isso, a largura devido às colisões é dada por

$$\frac{\Gamma_{col}}{2\pi} = \frac{2\sigma_{col}\langle v \rangle_{col}n_{Ar}}{2\pi}, \quad (14)$$

onde $n_{Ar} = P_{Ar}/k_B T$ é a densidade do Argônio dependente da pressão e da temperatura do argônio e $\langle v \rangle_{col}$ é a velocidade media dos átomos dada por

$$\langle v \rangle_{col} = \sqrt{\frac{8k_B T}{\pi\mu}} \quad (15)$$

com μ sendo a massa reduzida do sistema Ar-Sr. Então, se $\mu = 1,68m_{Ar}$, teremos $\langle v \rangle_{col} \approx 430 \text{ m/s}$, levando em conta a densidade atômica do estrôncio e uma temperatura de $T \approx 320 \text{ }^\circ\text{C}$.

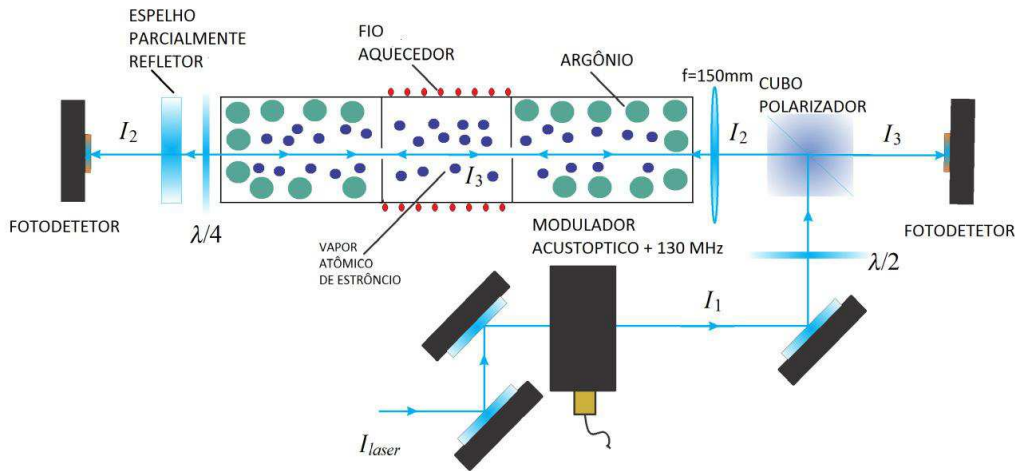


Figura16 - Esquema experimental da espectroscopia de absorção saturada para o laser 461 nm.

Com o valor aproximado da pressão de argônio na célula, foi feita a espectroscopia de absorção saturada (conforme a Fig. 16), que consiste da utilização de dois feixes de laser contrapropagantes: um de bombeamento, com o qual os átomos são excitados na transição de $^1S_0 - ^1P_1$, com intensidade I_2 e outro, para cancelar o alargamento Doppler devido ao movimento dos átomos, de intensidade I_3 . As intensidades dos feixes satisfazem a relação $I_2 \gg I_3$.

Em nosso experimento, uma pequena parte do feixe de laser é utilizada para fazer a espectroscopia pelo feixe total, com uma potencia de 8 mW . Este feixe é colocado em um modulador acusto-óptico com uma frequência de $+130\text{ MHz}$, utilizado para obter um sinal dispersivo no momento de travar o laser na frequência de referência dada pelo sinal da célula. O feixe é dividido por um cubo polarizador em dois feixes: I_2 e I_3 . O feixe I_2 vai para a célula servindo de bombeamento para os átomos e depois passa por uma lâmina $\lambda/4$, induzindo uma polarização circular ao feixe, por um espelho parcialmente refletor com uma parte do feixe seguindo até um fotodetetor e a outra pequena parte voltando como um feixe I_3 circularmente polarizado, passando de novo pela lâmina $\lambda/4$ e ficando com polarização linear. Antes de passar novamente pela célula, este feixe cancela o alargamento Doppler dos átomos bombeados e leva consigo a sinal da largura da transição que vai ser captada pelo fotodetetor.

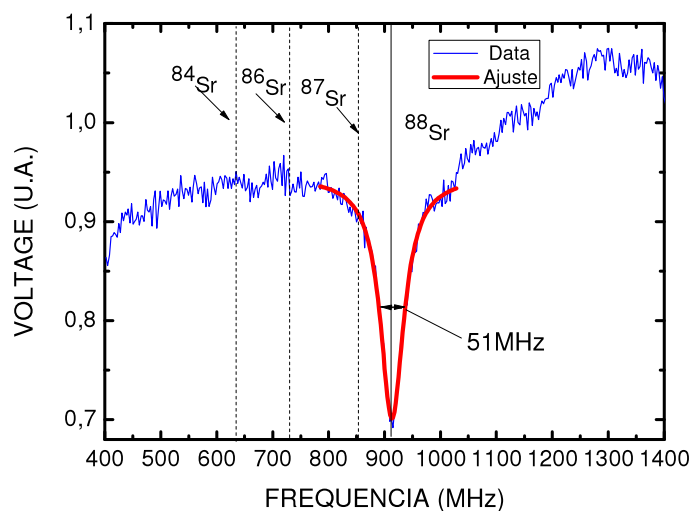


Gráfico 7 - Sinal de espectroscopia de absorção saturada para a transição $^1S_0-^1P_1$ (linha azul) de vapor de estrôncio. a linha vermelha é ajuste das datas experimentais. Na gráfica se pode observar o isótopo de estrôncio 88 e 86.

No Graf.7 pode-se observa o sinal de espectroscopia de absorção saturada do vapor de estrôncio, esquentado a uma temperatura de $T = 320\text{ }^\circ\text{C}$, à medida que se ajusta a amplitude do scan, neste caso de 1700 MHz , da rede de difração do laser. Com um ajuste (linha vermelha), podemos obter a largura da linha da transição que é de 51 MHz , que difere dos 19 MHz ditos anteriormente. Este alargamento pode ser devido às colisões entre os átomos de estrôncio e os átomos de Argônio dentro da célula. Com esta largura podemos calcular a pressão máxima do devido ao alargamento das colisões na célula que é de $P_{Ar} \approx 0.61\text{ mbar}$. Ainda no Graf. 8, foram traça das linhas verticais que mostra qual é a ubiquação dos outros isótopos de estrôncio, mas não é possível observar os isótopos porque a modulação do feixe para a espectroscopia é de 130 MHz , comparável com a amplitude do sinal a ser obtido. Além disso, o pico para o estrôncio 88 é dez vezes maior que os picos para estrôncio 87, 88 respectivamente e estão só a 50 MHz do centro do pico do estrôncio ^{88}Sr e este pode ser ocultado pelo alargamento da linha de este isótopo. A largura da transição que obtivemos foi suficiente para poder ter uma frequência de referência e poder estabilizar o feixe laser utilizado para resfriar e armadilhar os átomos de estrôncio para a transição Azul.

2.4.2 Moduladores de opto - acústicos (AOM)

Para a realização de nosso experimento de resfriamento e confinamentos de átomos de estrôncio em uma armadilha magneto-óptica são necessários três feixes de laser de $\lambda = 461 \text{ nm}$, que correspondem aos feixes do AMO com uma dessintonização de $\Delta = -40 \text{ MHz}$ da frequência de ressonância da transição. Já o feixe do desacelerador Zeeman tem uma dessintonização de $\Delta = -580 \text{ MHz}$ e o feixe de prova não tem dessintonização, o mesmo ocorre para o feixe da espectroscopia de absorção.

Para a transição $\Gamma = 2\pi(32 \text{ MHz})$, nosso experimento conta com um só laser, por esta razão temos que utilizar quatro moduladores opto-acústicos para gerar as diferentes frequências. Um modulador opto-acústico é um dispositivo que geralmente influencia a frequência da radiação que interatua como o meio acústico, geralmente um cristal ou água, que se encontra dentro dele. Por meio de um transdutor piezelétrico as sinais elétricos, em geral radiofrequências, são convertidos em ondas acústicas que se propagam neste meio fazendo uma pressão (ondas de compressão e refração), alterando o índice de refração. Então, podemos considerar que o AMO atua como uma fina rede de difração com um comprimento efetivo de separação entre buracos iguais ao comprimento de onda da onda acústica. Assim, quando a radiação incide no cristal esta é difratada em múltiplas ordens, então o laser pode ser dividido em vários feixes com diferentes frequências proporcionais a ordem de difração. Em geral, utilizamos a primeira ordem negativa ou positiva dos feixes que saem do modulador.

2.4.5 Sistema óptico para resfriar átomos de estrôncio

Depois de estabilizar o feixe, foi necessário fazer uma montagem da óptica para o experimento (Fig. 17) dividida em quatro feixes de lasers, três com comprimento de onda de $\lambda = 461 \text{ nm}$ e outro de $\lambda = 497 \text{ nm}$. Nesta seção veremos como os feixes, (Fig. 16) estão configurados para poder desacelerar, e armadilhar e bombear os átomos de estrôncio para produzir uma AMO com a transição forte entre estados singletos.

Quando o feixe de laser é dividido pelo cubo polarizador *BSP1* em dois feixes, uma parte vai para a célula de espectroscopia com pouca potência (feixe de prova) e a outra vai para o experimento, que tem uma potência aproximada de 200 mW e é novamente dividido em dois

pelo cubo polarizador *BSP2* (da mesma forma que o anterior, com um feixe de prova de pouca intensidade e outro que segue para o experimento). Este feixe passa por uma lente de $f = 600 \text{ mm}$ que faz um foco no centro dos moduladores *AOM1* e *AOM2*, deixando o feixe com um diâmetro aproximadamente igual à área dos cristais nos moduladores e, assim, obtendo uma maior eficiência (telescópio óptico). O polarizador *BSP3* divide esse novo feixe em um que vai para o *AMO* e o outro que desacelera os átomos no desacelerador Zeeman.

A lâmina $\lambda/2$ tem a função de variar a intensidades dos feixes que saem para a *AMO* e o *BSP4* divide o feixe, com um dos feixes correspondendo à parte transversal do melaço óptico e o outro feixe ainda sendo dividido pelo cubo *BSP5* e formarão o plano do melaço óptico. Assim, o melaço óptico é formado pelos feixes que resultam da divisão dos cubos polarizadores *BSP4* e *BSP5*, que são refletidos para que voltem à câmara. As lâminas $\lambda/4$ servem para provocar uma polarização circular nos feixes já que cada par de feixes têm que ter polarizações opostas, para induzir o gradiente de polarização.

Na Fig. 17, mostramos também configuração do feixe para o rebombeamento dos átomos do nível 3P_2 ao nível 3D_2 , com *AOM4* servindo ligá-lo ou desligá-lo. Depois que feixe passa pelo *AMO4* é colocado no cubo *BSP4* junto como o feixe do *AMO* para que tenha o mesmo caminho óptico que este e possa ser parte do melaço óptico.

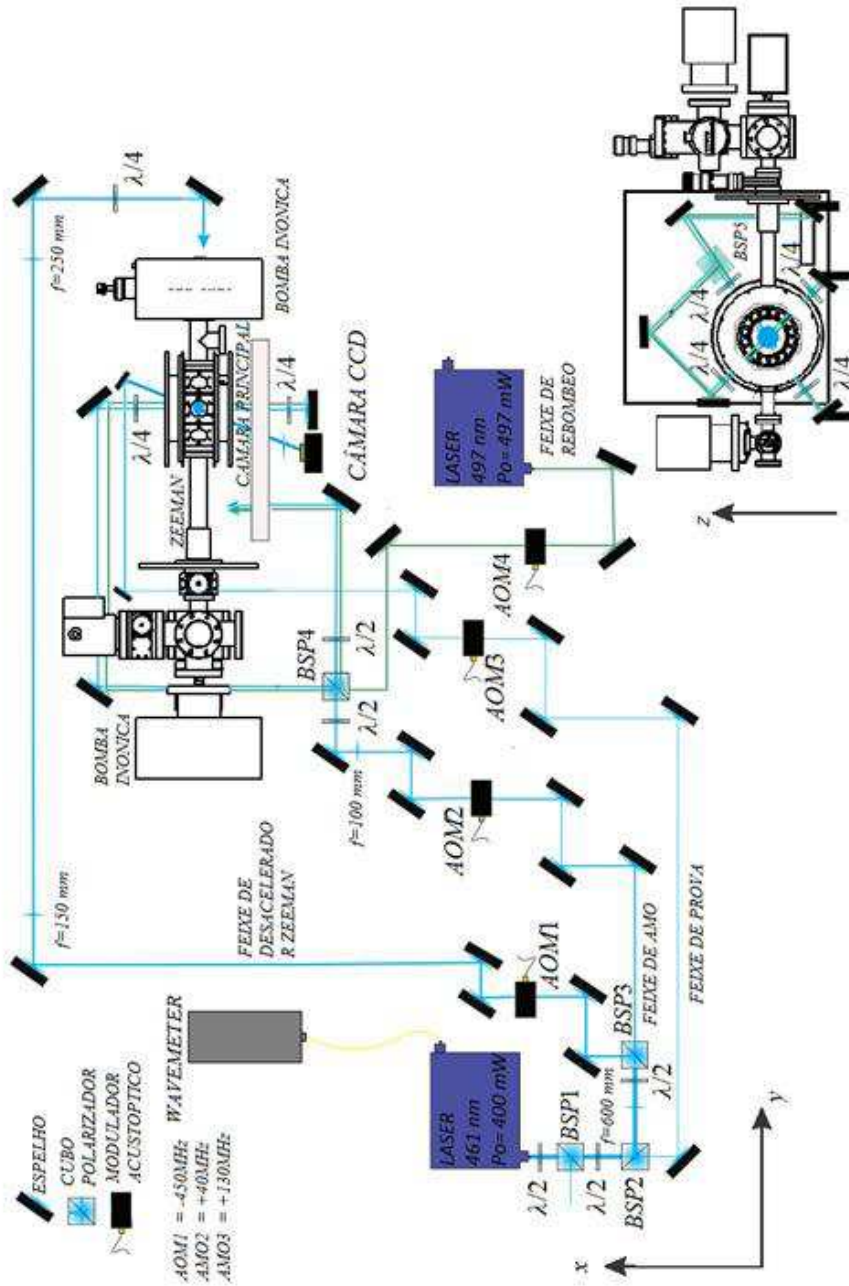


Figura 17 - Esquema geral dos feixes laser para resfriar átomos de estrôncio para a transição $^1s_0 - ^1p_1$. O plano x-y é o plano da mesa óptica onde esta feita a maior parte da montagem, o eixo z corresponde à mesa vertical onde estão os dois feixes que formam parte do plano 2D do melaço óptico.

3 PROCEDIMENTO PARA OBTER NUVENS DE ÁTOMOS DE ESTRÔNCIO FRIOS E ULTRAFRIOS

No capítulo dois foi exposto a construção da montagem experimental para confinar e resfriar átomos de estrôncio. Agora, vamos discutir como obter uma amostra de átomos frios de estrôncio utilizando a montagem construída. Na primeira parte do capítulo serão mostrados os níveis de energia do estrôncio utilizados para realizar uma AMO, depois, os procedimentos experimentais para confinar a mostra de átomos na AMO e, por fim, o método de tomar a imagem da nuvem.

3.1 Armadilha Magneto Óptica 1S_0 - 1P_1

O resfriamento de átomos de estrôncio pode ser dividido em duas partes: A primeira utiliza a transição forte dipolar entre os estados 1S_0 e o estado excitado 1P_1 (estados singlete) com largura de $\Gamma = (2\pi)32 \text{ MHz}$, que permite obter forças de pressão de radiação elevadas para poder resfriar amostras de átomos inicialmente aquecidas. Esta transição permite obter um limite térmico de temperaturas aproximadas de $T = 1 \text{ mK}$ de acordo com a equação Eq. (17).

Neste capítulo, mostraremos não só como fazer uma armadilha magneto óptica (AMO) de átomos frios de estrôncio 88 na transição forte entre os estados singletos 1S_0 - 1P_1 , mas também um esquema para fazer uma nuvem de átomos ultra frios de estrôncio utilizando a transição entre estados singlete e tripleto 1S_0 - 3P_1 .

Para obter uma armadilha magneto óptica para a transição forte de $\Gamma = (2\pi)32 \text{ MHz}$ entre estados singletos 1S_0 - 1P_1 temos que seguir o esquema de níveis de energia apresentados na Fig. 1, que mostra os níveis do estrôncio utilizados para fazer resfriamento.

Inicialmente, os átomos se encontram no estado fundamental 1S_0 e quando excitados ao estado 1P_1 , com uma fonte de radiação laser ressonante com a transição, a maioria volta ao estado base emitindo um fóton. O processo se repete muitas vezes, produzindo uma diminuição da energia do movimento dos átomos. Os outros átomos que não voltam para o estado fundamental decaindo para o estado singlete 1D_2 e depois para o estado tripleto 3P_J . Se o estado é o 3P_2 , eles são perdidos para o AMO já que este é um estado metaestável com um

tempo de vida de $\tau = 500\text{s}$. Para recuperá-los é necessário fazer um rebombamento dos átomos para o estado 3D_2 , do qual decaem para o estado 3P_1 e assim voltar para no estado fundamental. Este ciclo é repetido inúmeras vezes até que temos uma nuvem de átomos frios de estrôncio.

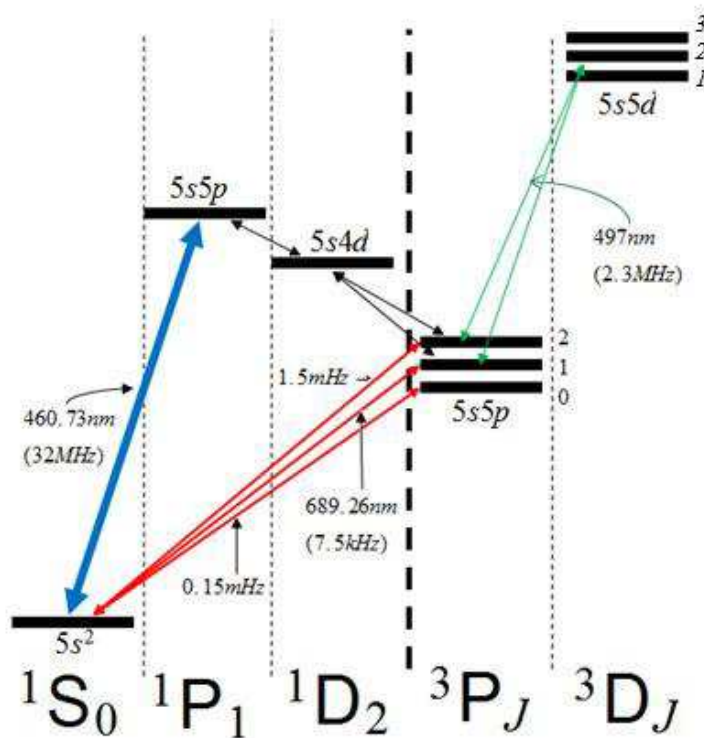


Figura 18 - Esquema general dos níveis de energia para resfriar átomos do estrôncio 88. Os estados singletos e tripletos estão separados pela linha com traços grossos. Os níveis entre o mesmo estado estão separados pelas linhas com traços finos. As transições entre estados singletos e tripletos estão proibidas de acordo com a regra de seleção para o Spin $\Delta s = 0$.

3.2 Preparação da montagem experimental para fazer uma AMO com átomos de ^{88}Sr com a transição 1S_0 - 1P_1

Para fazer uma AMO com átomos de estrôncio ^{88}Sr utilizando a transição 1S_0 - 1P_1 utilizamos para o melaço óptico uma configuração de seis feixes de laser de $\lambda = 461\text{nm}$, contrapropagantes (três são retro refletidos), com polarização circular oposta para cada par de feixes (ver Fig. 17) e com um waist de $w = 0,65\text{mm}$ (medido no centro do feixe onde a

intensidade tem $1/e$) e uma máxima intensidade de $I \approx 37 \text{ mW/cm}^2$. A configuração de feixes retro refletidos tem perdas da intensidade quando passam pelas janelas (por reflexões) e quando estes passam através da nuvem de átomos (perdas da intensidade pela absorção da luz por os átomos), ou seja, umas menores intensidades nos feixes retro refletidos, em consequência têm um desequilíbrio na força de pressão de radiativa. Para fazer a primeira AMO nos utilizamos nos feixes lasers com uma dessintonização de $\Delta = -2\pi(40 \text{ MHz})$ com respeito da frequência da transição.

O feixe de átomos de estrôncio é gerado pelo forno, conforme a seção 2.1, à temperatura de $T_{\text{forno}} \approx 600 \text{ }^\circ\text{C}$ com velocidade mais provável dos átomos dada por $v_T \approx 500 \text{ m/s}$, determinada pela distribuição do feixe via Eq. (3). O feixe de átomos é desacelerado pelo feixe de laser de $\lambda = 461 \text{ nm}$, contrapropagante com polarização circular negativa σ_- , ao longo do tubo do desacelerador Zeeman, de waist $w = 0.45 \text{ mm}$ (medido no centro do feixe onde a intensidade tem $1/e$), com uma intensidade de $I = 100 \text{ mW/cm}^2$, a dessintonização do feixe do desacelerador com respeito da transição é de $\Delta = -2\pi(550 \text{ MHz})$, valor com o qual se fez os cálculos para obter o campo ideal.

O perfil do campo magnético necessário para desacelerar os átomos, dada pela Eq. (16), tem a configuração de Spin flip, como mostra o Graf. 4 com o valor ideal da corrente para produzir o campo necessário para as bobinas, em configuração anti-Helmholtz, do tubo Zeeman é de $I = -7,3 \text{ A}$. O valor máximo do gradiente magnético no centro das bobinas direção radial é de $\partial B/\partial r = 60 \text{ G/cm}$ (valor com que se fizeram os cálculos), este valor foi tomado de (25,26). Depois de ter o sistema preparado obtivemos a primeira amostra de átomos frios de estrôncio 88 como mostra a Fig. 19.

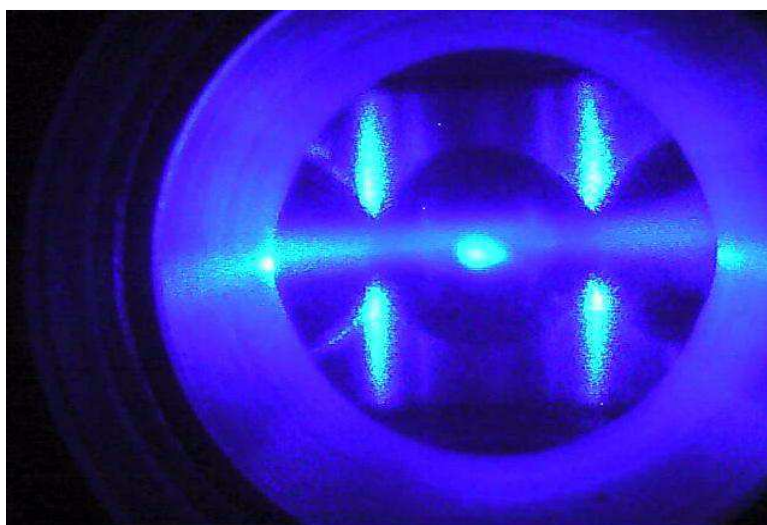


Figura19 - Fotografia da fluorescência mostra de átomos frios de estrôncio 88 na transição $^1S_0 \rightarrow ^1P_1$.

Foi necessária a implantação de um programa de controle utilizando uma interfase eletrônica para o computador, modelo *NI PCI-6259* da *National Instruments*, que possui 32 canais digitais utilizados como entradas e saídas para aplicações temporais. Além disso, o cartão conta com quatro canais analógicos de entrada e saída, onde utilizamos uma resolução temporal máxima de $f = 80$ MHz, para nosso caso utilizamos a resolução de $f = 100$ kHz.

Para nosso experimento, configuramos quatro canais digitais com saídas como interruptores para os feixes. Do desacelerador Zeeman, o feixe de rebombeamento e o feixe de prova. A interrupção dos feixes é por meio do sinal de radiofrequência introduzida nos *AOM*, o programa manda um sinal TTL de interrupção alto o baixo dependendo a aplicação ao controlador responsável de gerar a sinal de radiofrequência. Outro canal digital é utilizado como saída do trigger da câmera *CCD*.

Para controlar as fontes responsável de gerar as corrente dentro das bobinas da AMO e do tubo Zeeman. Estas fontes têm entradas análogas que podem ser controladas com as saídas analógicas do cartão de aquisição. Para as três fontes se utilizam três saídas analógicas, esta saídas tem valores de voltagem proporcionais à saídas de corrente das fontes. Interfase do computador utilizada para controlar os canais do cartão eletrônico foi desenvolvida no ambiente de programação *Labview*.

3.3 Imagens de absorção

Para medir a temperatura da nuvem de átomos de estrôncio se utiliza o método de imagem por absorção, que consiste em incidir um feixe laser em ressonância como os átomos que fazem parte de amostra. Estes absorvem a radiação e um padrão de sombras é formado na parte de atrás da nuvem, este padrão é imagem de absorção captada pela câmara *CCD* em dois eixos perpendiculares à direção de propagação do feixe.

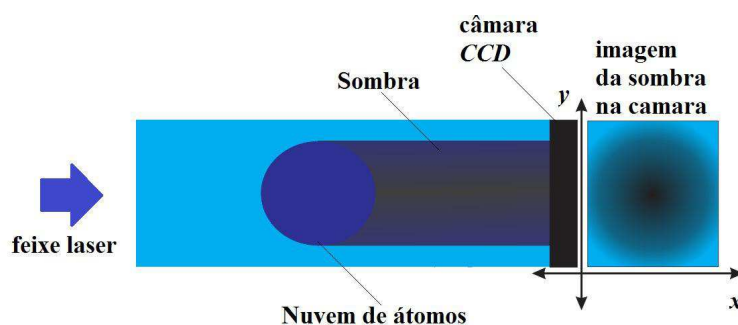


Figura 20 - Captura de uma imagem de absorção. O feixe laser ressonante com átomos é incidido na nuvem de átomos, estes absorvem a radiação e forma um padrão de sombras captado pela câmera CCD.

Em nosso experimento, o feixe foi colimado com uma intensidade $I = 0,015 \text{ mW/cm}^2$ e em ressonância com os átomos, com uma lente de foco $f = 100 \text{ mm}$ produzindo a imagem dos átomos na câmera CCD (*Point Grey* modelo *Chameleon USB*) com pixels de tamanho $A = 3,75 \mu\text{m} \times 3,75 \mu\text{m}$. A distância entre a amostra de átomos e a lente é de $d \approx 150 \text{ mm}$ e em relação à lente a câmera CCD é de $a = 75 \text{ mm}$. Com isso, a magnificação do sistema é $M = 0.5$.

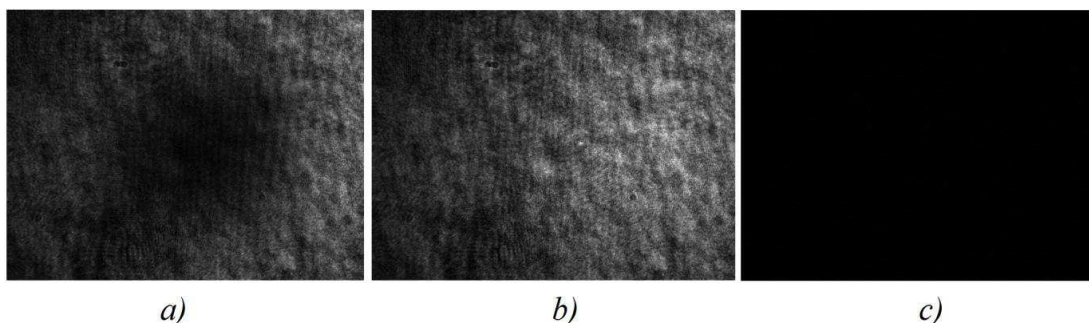


Figura 21 - Típicas Seqüência da imagem de absorção de uma amostra de átomos frios de estrôncio ^{88}Sr : (a) é imagem de absorção dos átomos, (b) é a imagem sem átomos, só com o feixe de prova e (c) é o ruído de fundo do sistema.

As imagens de absorção da amostra são obtidas quando os campos magnéticos, ou os feixes que formam a AMO, são desligados, o efeito de confinamento deixa de existir e a amostra começa a expandir-se balisticamente (37). Dependendo do experimento o feixe de prova é ligado em um intervalo de tempo chamado tempo de vôo, imediatamente a imagem é tomada com um tempo de exposição de $t = 0,2 \text{ ms}$ na figura Fig. 21(a) se mostra a sombra deixada pela absorção da luz pelos átomos. Na Fig. 21(b) se toma a imagem sem átomos só

para saber a intensidade do feixe sem absorção. O ultima figura representa o fundo da imagem Fig. 21(c).

Estas imagens tomadas pelas câmaras são processadas para achar o numero de átomos pelo programa chamado *Ultracold Atoms imaging v1.5*. O programa processa as imagens tomadas por a câmara CCD utilizando a lei de Beer. Então podemos definir a densidade assim:

$$g(x, y, z) = \frac{\sigma_{abs} n_0}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2} - \frac{z^2}{2\sigma_z^2}} \quad (17)$$

Onde podemos definir uma densidade óptica a em as duas dimensões $a(x,y)$ da seguinte forma:

$$a(x, y) = \ln\left(\frac{I_0(x, y)}{I_{atomos}(x, y)}\right) = \sigma_{abs} \int_{-\infty}^{\infty} dz g(x, y, z) = \frac{\sigma_{abs} n_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_z} e^{-\frac{x^2}{2\sigma_x^2} - \frac{y^2}{2\sigma_y^2}} \quad (17)$$

Onde I_{atomos} é a intensidade total do feixe tomada na fig. 20(a), I_0 é a intensidade total na imagem fig. 20(b). σ_{abs} é a secção transversal de absorção. $g(x,y,z)$ e a densidade atômica integrada na direção da propagação da luz. N vem expressado da seguinte forma:

Onde n_0 é a pico de densidade atômica, é as quantidades σ_x, σ_y são os respectivos desvios com os quais determinam o perfil de densidade espacial. O program para achar o perfil espacial soma Eq. (16) para cada ponto para cada eixo encerrado no quadro preto e como resultado daí a distribuição (linha vermelhada fig. (22)). O programa faz um ajuste gaussiano (linha azul). Como este ajuste o programa tem o valor *FWHM* da nuvem atômica. E assim por determinar a temperatura e o numero de átomos.

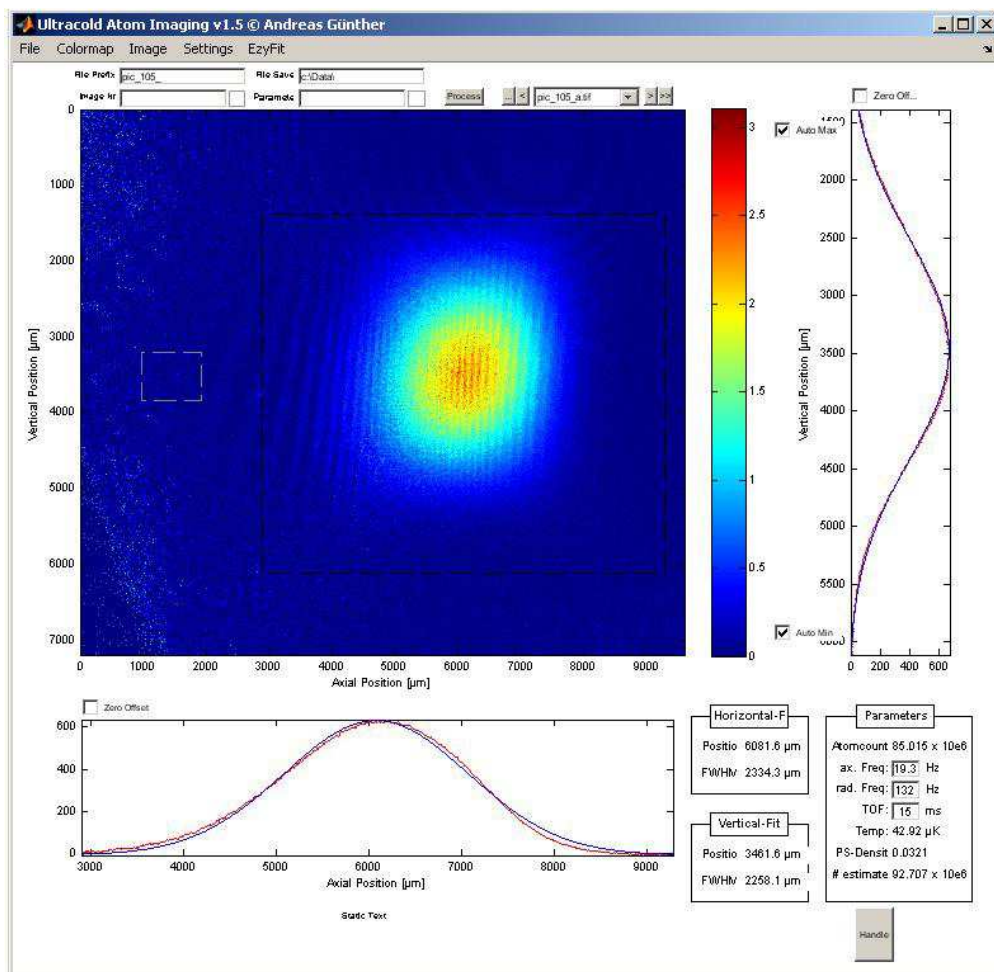


Figura 22 - Imagem do Programa *Ultracold Atoms imaging v1.5* para a distribuição espacial em os eixos vertical e horizontal.

4 RESULTADOS

Objetivo principal de este trabalho foi a construção de uma armadilha magneto-óptica de átomos de estrôncio na transição $^1S_0-^1P_1$, então o parâmetro mais importante para medir o funcionamento da armadilha é a temperatura da nuvem fria. Em este capítulo se apresenta o calculo da temperatura da nuvem, além de isso apresentamos a medida de outros parâmetros importantes como a taxa de carga da AMO e seu correspondente tempo de carga. Também medimos ou tempo de vida da armadilha quando os átomos que decaem a ou estado 3P_2 são bombeados para o estado 3D_2 e também sem este bombeamento. Na parte final se apresentam medidas de caracterização do sistema experimental.

4.1 Taxa de carga da armadilha.

O Graf. 8 representa o comportamento do número de átomos quando o variamos o tempo de funcionamento dos feixes da AMO e representa o tempo de carregamento dos átomos na armadilha. Para este experimento, o número máximo de átomos foi de $N_{max} \approx 98 \cdot 10^6$ átomos, a temperatura do forno de $T = 593$ °C, a intensidade total dos feixes da AMO de $I = 37 \text{ mW/cm}^2$, o raio dos feixes de $w = 0.65 \text{ cm}$ (medido no centro com $1/e^2$). A equação diferencial que modela o comportamento dos átomos, quando estão sendo carregados e descarregados da AMO, é dada segundo

$$\frac{dN}{dt} = -bN + R, \quad (18)$$

Onde N é o número de átomos dependente do tempo, R é a taxa de carga e o fator b é a probabilidade por unidade de tempo de que os átomos são perdidos. Estas perdas podem ser por choques com outros átomos ou com moléculas (pelo exemplo moléculas de água) que também estão presentes na armadilha. O produto entre o parametro b e o número de átomos é chamado taxa de perda, por isso o sinal menos na Eq. (18).

A solução da Eq. 18 vem dada por a seguinte expressão:

$$N(t) = A \left(1 - e^{-t/t_0} \right), \quad (19)$$

Onde A e t_0 , denominado tempo de carga da AMO, são parâmetros determinados pelas condições iniciais do problema. Se derivarmos a Eq. (19) para $t = 0$ e comparamos com a Eq. (18), obtemos que $\dot{N}(t = 0) = A/t_0 = R$. Avaliando, agora a Eq. (19) para tempos longos (por exemplo, $t = \infty$), teremos que $N(t = \infty) = A = N_{max}$. Assim, a taxa de carga é determinada pelo tempo de carga da armadilha $t_0 = 1/b$ e o número máximo de átomos da seguinte forma:

$$R = \frac{N_{max}}{t_0} = bN_{max} \quad (20)$$

O valor do tempo de carga da armadilha magneto-óptica, depois de fazer o ajuste dos dados (Graf. 9), foi de $t_0 = 0,15s$, o que corresponde a uma taxa de carga de $R = 6,510^8$ átomos/s.

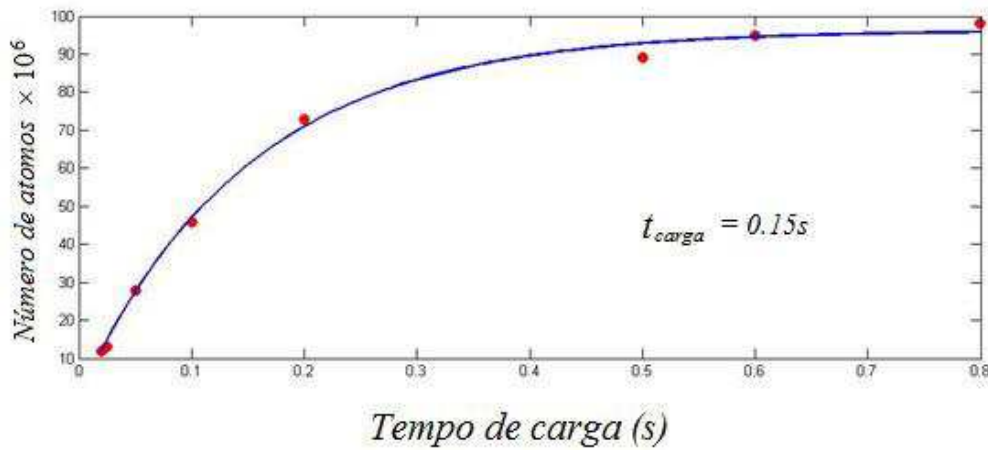


Gráfico 8 - Medida do tempo de vida da armadilha magneto-óptica. A linha azul representa o ajuste dos dados experimentais utilizando a equação 18.

4.2 Taxa de descarga

O Graf. 9 apresenta o tempo de vida da armadilha magneto-óptica com bombeamento e sem bombeamento, do estado 3P_2 ao estado 3D_2 . Para medir o tempo de vida com bombeamento, deixa-se carregar os átomos na armadilha e depois se desligam os feixes do desacelerador Zeeman, com e sem o feixe de rebombeamento no instante em que começamos a tirar as medida. Para o tempo de vida sem bombeamento, repetiu-se o mesmo procedimento, mas deixa-se desligado o feixe de bombeamento, com a temperatura e a pressão da câmara mantidas nas mesmas condições do experimento para medir o tempo de carga.

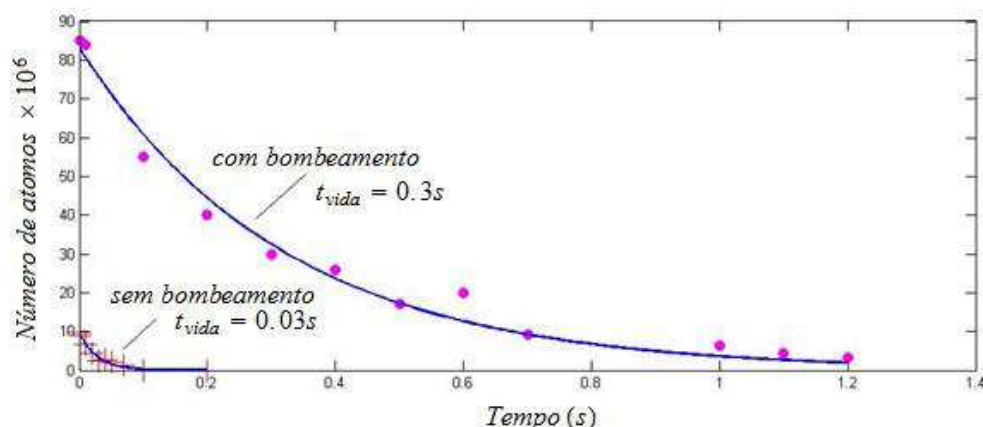


Gráfico 9 - Tempo de vida da AMO com e sem bombeamento no estado 3P_2 ao estado 3D_2 . A linha azul representa o ajuste.

Para este caso $R = 0$ na Eq. (18) então esta equação fica assim:

$$\frac{dN}{dt} = -bN, \quad (21)$$

que segue o mesmo comportamento da Eq. 17, diferindo apenas no fato de que a taxa de carga é igual a zero. Dessa forma, podemos escolher a seguinte solução para fazer o ajuste dos dados

$$N(t) = Ae^{-t/t_0}, \quad (22)$$

onde $A = N_{max}$ é o número máximo de átomos carregados na armadilha e t_0 o tempo de vida da AMO.

O tempo de vida para a armadilha com o feixe de bombeamento ligado foi de $t_{0,comb} = 0,3$ s, já na sua ausência o valor foi de $t_{0,semb} = 0,03$ s. Assim, claramente pode-se observar que o bombeamento de átomos do estado 3P_2 ao estado 3D_2 tem uma grande influência no tempo da vida da AMO, com um fator de 10 na razão entre estes tempo. O efeito do bombeamento também altera o número de átomos da armadilha, pois o valor máximo para o tempo de vida com bombeamento é de aproximadamente de $N = 85 \cdot 10^6$ átomos para o caso sem bombeamento e decai para $N = 9.6 \cdot 10^6$.

Os resultados anteriores demonstram que aproximadamente 89% dos átomos que são excitados do estado 1S_0 ao estado 1P_1 , não voltam para o estado fundamental, mas sim ao estado ao 1D_2 e deste para o estado 3P_2 . Assim, temos que o bombeamento utilizado é muito efetivo para ganhar novamente os átomos perdidos para este estado escuro.

4.3 Medida da temperatura dos átomos.

A medida da temperatura dos átomos é realizada indiretamente mediante a medida da expansão balística (conforme a Fig. 23), que ocorre quando se desligam os feixes da armadilha. Neste caso, para cada tempo t_v (tempo de desligamento dos feixes até que se tome a imagem), a nuvem incrementa seu tamanho e tomamos imagens para diferentes tempos de voo, a partir da câmera CCD, com o feixe de prova ligado. Com estas imagens, obtemos medidas das quais é possível medir a temperatura dos átomos.

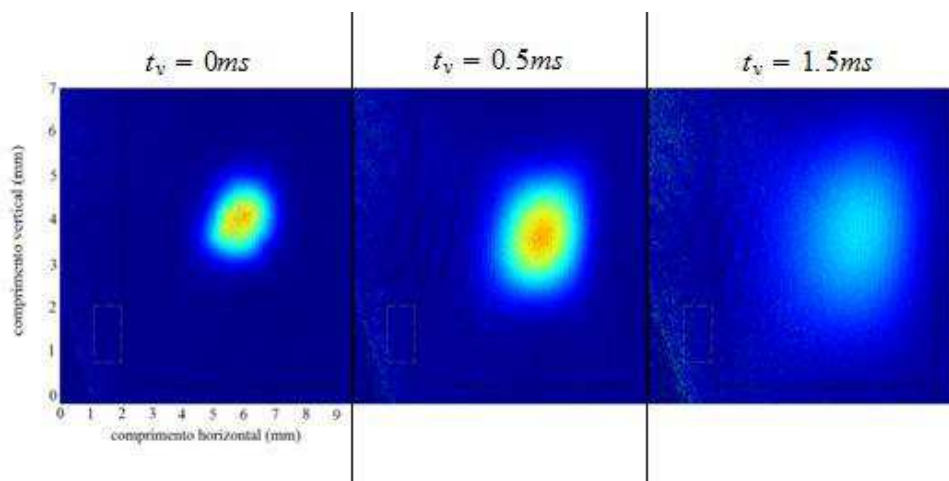


Figura 23 - Imagens dos átomos de estrôncio para diferentes tempos de voo.

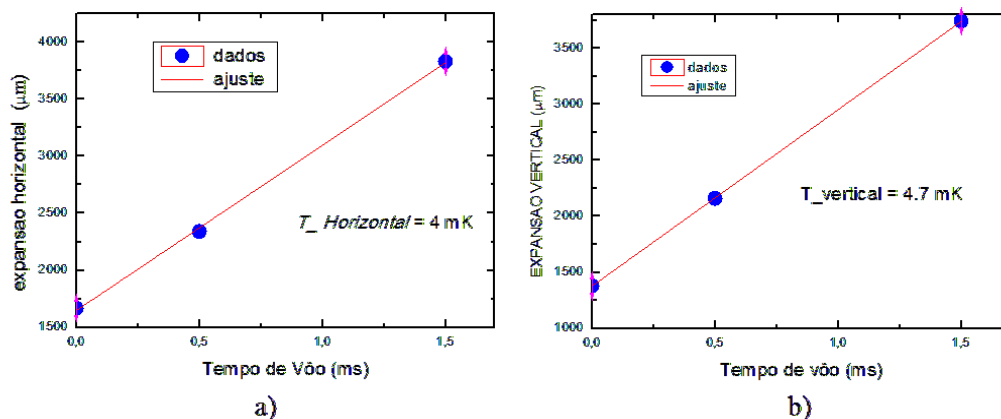


Gráfico 10 - Estimativa da temperatura da amostra fria de átomos de estrôncio depois da expansão nos dois eixos da imagem: (a) horizontal e (b) vertical; feita com o feixe de bombeamento ligado e como uma temperatura no forno de $T = 593 \text{ }^\circ\text{C}$ e pressão na câmara de $P = 1,9 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ para um número de átomos de $N \approx 9010^6 \text{ átomos}$.

Para obter o valor da temperatura nos medimos a variação do tamanho da nuvem dependendo do tempo de voo, como mostra o Graf. 10. Então utilizamos um ajuste,

determinado a partir da distribuição espacial de Eq. (17), para um gás que se expande com velocidade constante.

$$T = \frac{mv^2}{8k_B \ln(2)} \quad (22)$$

Onde v é a taxa de expansão dos átomos frios, definida como $v = \Delta FWHM / \Delta t_v$. Para uma taxa de expansão dos eixos de $v_{vertical} = \Delta FWHM / \Delta t_v = 1,57 \text{ m/s}$ e $v_{horizontal} = \Delta FWHM / \Delta t_v = 1,47 \text{ m/s}$, com os para a temperatura nos eixos vertical e horizontal dados por $T_V = 4,7 \text{ mK}$ e $T_H = 4 \text{ mK}$, respectivamente. Os valores das temperaturas entre os dois eixos da expansão são mais ou menos aproximados ao limite Doppler com um fator de 4, dado pela Eq. (17). O fator de 4 na temperatura poderia ser causado por que no momento da medida da expansão da nuvem interrompemos os feixes da AMO e o Zeeman utilizando os moduladores AOM, estes interrompem o feixe mais deixam passar um mínimo de radiação causando uma influencia na medida.

4.4 Caracterizações do sistema

4.4.1 Número de átomos dependendo da dessintonização

A dessintonização tem um papel importante no resfriamento à laser porque há uma dependência de quais átomos são afetados pela radiação laser no experimento. No Graf. 12 mostra-se a medida do número de átomos do sistema, à uma temperatura do forno de $T = 530 \text{ }^\circ\text{C}$, dependendo da dessintonização dos feixes da AMO (Graf. 12(a)), com uma corrente de $I = 35,34 \text{ A}$ em suas bobinas, intensidade $I = 61,8 \text{ mW/cm}^2$ e $w = 0,65 \text{ cm}$ (medida com um $1/e^2$); do feixe do desacelerador Zeeman (Graf. 12(b)), com uma corrente de $I = 7,9 \text{ A}$ em suas bobinas, intensidade dos feixes $I = 105 \text{ mW/cm}^2$ e $w = 0,45 \text{ cm}$; e do feixe de prova (12(c)), com intensidade $I = 0,015 \text{ mW/cm}^2$ e $w = 1,2 \text{ cm}$.

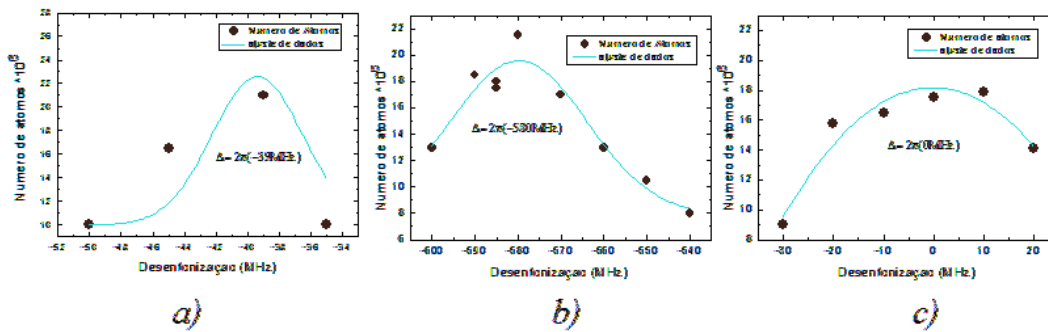


Gráfico 11 - Medida da variação do número de átomos dependendo da desintonização dos feixes do Zeeman gráfico 12.a, dos feixes do AMO. gráfico 12.b e para o feixe de prova gráfico 12.b.

Os máximos valores de número de átomos, com as condições anteriores, para o feixe de AMO foi de $\Delta = 2\pi(-39)MHz$, para o feixe do Zeeman $\Delta = 2\pi(-580)MHz$, e para o feixe de prova de $\Delta = 2\pi(0)MHz$. Os Graf. 11 ainda mostram os valores onde a dessintonização é ótima para a obtenção do maior número de átomos. Os valores das desintonizações com os quais se fizeram os cálculos foram, para os feixes da AMO foi de $\Delta = 2\pi(-45)MHz$, para o Zeeman de $\Delta = 2\pi(-550)MHz$ e para o feixe de prova de $\Delta = 2\pi(0)MHz$. Para o feixe da AMO o erro entre o valor com o qual se fizeram os cálculos e o valor medido no Graf. 11(a) é de 13.3%. Para o feixe do Zeeman Slower temos que o erro percentual 5.45% Graf. (b). O feixe de prova figura Graf. (c) tem uma forma de linha reta para os valores de -20 até 10 MHz, este comportamento deve ser por alguma flutuação na frequência do laser para o momento da medida, este comportamento tem que ser um comportamento Lorentziano, algo interessante é que a largura do gráfico 11 (c) (linha vermelha) tem quase a largura natural da transição azul do estrôncio.

4.4.2 Dependência do número de átomos na relação de intensidade entre feixes da AMO

Com esta medida, obtemos a relação ótima entre as intensidades de dois feixes que compõe o resfriamento dos átomos dentro da câmara I_1/I_3 . A intensidade I_1 é estimada dentro da câmara, a partir de um dos feixes que faz parte do resfriamento do plano vertical (ver Fig. 17) originado na divisão do cubo polarizador *BSP5* e tem relação com outro feixe, que faz parte do resfriamento neste plano, de 50/50 dada pela lâmina $\lambda/2$, colocada antes do cubo. O outro feixe I_3 é o responsável do resfriamento axial dentro da armadilha e se origina da

divisão do feixe que vem do *AOM2* no cubo polarizador *BSP4*, onde precisamente foi feita a variação da relação entre estas duas intensidades utilizando a lâmina $\lambda/2$.

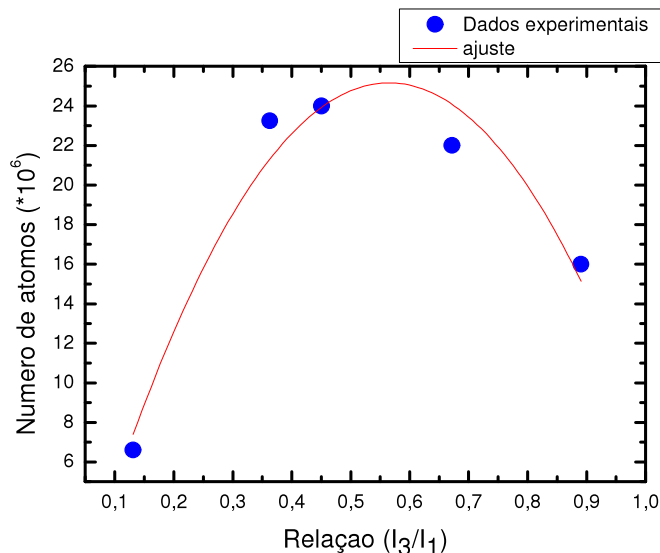


Gráfico 12 - Dependência do número de átomos da relação entre as intensidades dos feixes que entram na AMO. Os feixes I_1 e I_3 . Estas intensidades são as intensidades correspondentes para um feixe de que faz parte do plano de refrigeração vertical I_1 e outro feixe de refrigeração axial. A relação se muda rotando o ângulo da lâmina $\lambda/2$ que esta antes do cubo polarizador *BSP4*.

O Graf. 12 mostra que o valor ideal da razão entre as intensidades, dada por $I_3 = 0,56I_1$, que leva a um número de átomos aproximado de $n = 24 \cdot 10^6$. A partir desta, podemos obter as intensidades dos feixes lasers ótimas para AMO dentro da câmara, que foram as seguintes: $I_1 = I_2 \approx 8,45 \text{ mW/cm}^2$, para o feixe $I_3 = 3,8 \text{ mW/cm}^2$; as dos feixes retro refletidos dentro da armadilha são de $I_{1r} = I_{2r} \approx 6,44 \text{ mW/cm}^2$ e $I_{3r} = 3,09 \text{ mW/cm}^2$; e total dos feixes na armadilha $I_{T,AMO} \approx 37 \text{ mW/cm}^2$. O valor total das intensidades da AMO é próximo ao valor da intensidade de saturação do estrôncio, $I_s \approx 42 \text{ mW/cm}^2$. As intensidades dos feixes foram medidas antes de entrar na câmara mais se tiveram em conta as perdas por reflexões pela óptica e as janelas e se estimo a intensidade dentro da câmara antes que os átomos absorvam a radiação, o anterior se teve em conta para os feixes retro refletidos e para as medidas seguintes.

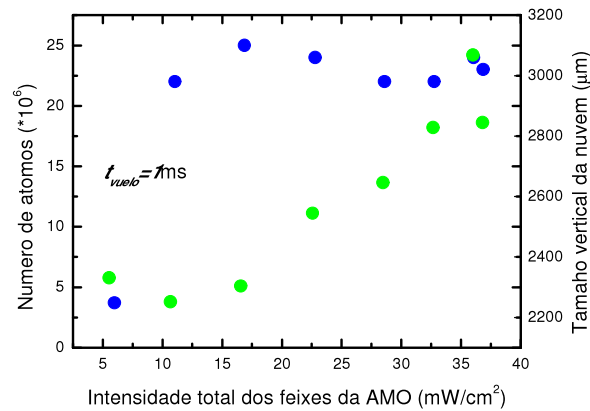


Gráfico 13 - Variação do número de átomos (linha azul) e do tamanho da mostra vertical (linha verde lima) na dependência da intensidade total dos feixes da AMO. As condições da medida foram às mesmas dadas na secção 4.41.

Outra caracterização do sistema foi medir a dependência do número de átomos e o tamanho vertical da nuvem da intensidade total dos feixes da AMO para um tempo de voo de $t = 1\text{ms}$. Para a medida colocamos uma lâmina $\lambda/2$ e mais um cubo polarizador depois do modulador acusto-óptico $AOM2$ para variar a intensidade total do feixe da armadilha. O Graf. 13 mostra que a variação da intensidade total dos feixes da armadilha não afeta o número de átomos (bolas azuis), exceto quando se tem uma intensidade total dos feixes muito pequena em comparação a intensidade de saturação do estrôncio. O tamanho vertical da nuvem (bolas verdes) tem uma dependência da intensidade total dos feixes da AMO, a medida que a intensidade total dos feixes aumenta este também aumenta, em este sentido o importante da medida é saber qual valor de intensidade total dos feixes mínima para evitar um aumento do tamanho, para evitar um aumento no valor da temperatura na nuvem de átomos. Então o gráfico mostra que para um tempo de voo de $t = 1\text{ms}$ a intensidade total do feixe mínima para não ter efeito de expansão na nuvem é aproximadamente de $I_{total} = 17\text{mW}/\text{cm}^2$. Isso quer dizer que não se precisa ter o valor da intensidade total em os feixes da AMO perto do valor da saturação para obter um número de átomos ótimo, além de obter uma nuvem sem aumento de tamanho. Provavelmente os valores da temperatura obtidos na secção 4.3 estão influenciados por este efeito de aumento de tamanho devido a um excesso de radiação.

4.4.3 Bombeamento dependendo da intensidade.

Um dos pontos chave para adicionar o resto de átomos perdidos no estado escuro 3P_2 e assim aumentar o tempo de vida da armadilha, como vimos na seção 4.2, é o bombeamento óptico deste estado ao estado 3D_2 . O Graf. 14 mostra o comportamento do número de átomos armadilhados quando a intensidade no feixe de bombeamento aumenta, onde podemos observar, ainda, que a nuvem começa a saturar quando a intensidade tem um valor de $I = 5 \text{ mW/cm}^2$, o anterior que dizer que se precisa pouca intensidade no feixe de bombeamento para obter um ótimo número de átomos na AMO.

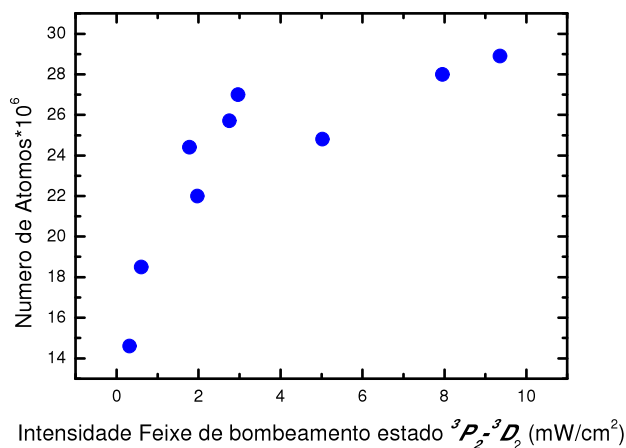


Gráfico 14 - Variação do número de átomos dependendo da intensidade no feixe de bombeamento.

4.4.4 Corrente ótima nas bobinas do desacelerador Zeeman.

Um dos parâmetros importantes na caracterização do sistema é a corrente do desacelerador Zeeman, responsável por gerar o campo magnético no tubo. Fizemos, então, a variação da corrente e medimos como se comporta o número de átomos na armadilha. As intensidades dos feixes utilizadas foram às mesmas obtidas na seção 4.4.2, a temperatura do forno de $T = 530 \text{ }^\circ\text{C}$ e o valor da corrente nas bobinas da armadilha de $I = 35, 62 \text{ A}$.

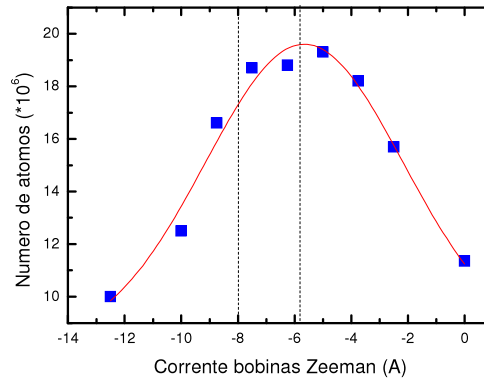


Gráfico 15 - Variação do número de átomos dependendo da corrente nas bobinas no Zeeman.

No Graf. 15 pode-se observar a variação do número de átomos quando há uma variação na corrente do desacelerador Zeeman, onde nota-se um comportamento simétrico na curva pois quando o valor da corrente aumenta o número de átomos armadilhados aumenta até chegar a um máximo, de aproximadamente de $n \approx 19 \cdot 10^6$ átomos. Devido à forma gaussiana da curva, podemos dizer que o ponto médio do gráfico corresponde a um valor ótimo de corrente $I \approx -6 \text{ A}$, que é o valor necessário para poder desacelerar mais átomos na armadilha. Este valor da corrente difere do valor utilizado para o cálculo do Zeeman de $I = -8 \text{ A}$ como uma diferença do valor calculado de dois ampères.

4.4.5 Corrente ótima nas bobinas da AMO

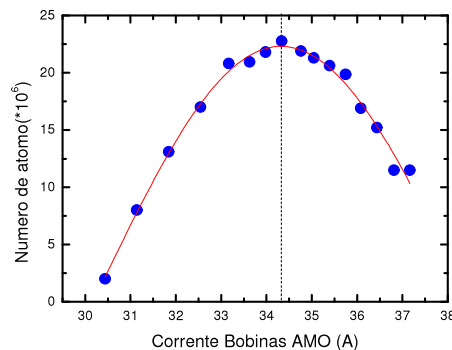


Gráfico 16 - Variação do número de átomos dependendo da corrente das bobinas da AMO. As medidas foram feitas com o valor de corrente ótimo no desacelerador Zeeman. $I = 6.25 \text{ A}$.

A corrente das duas bobinas da armadilha, como já vimos na secção 2.2.8, é a responsável pela geração do campo que ajuda no confinamento dos átomos e também é usado para sobrepor como o campo gerado pelas bobinas do Zeeman. Por ter estes importantes papéis, é necessário saber qual é a melhor corrente para gerá-lo. Na Fig. 17, pode-se observar como varia o número de átomos para distintos valores, entre 30,5 A e 38 A, de corrente nas bobinas. O valor da corrente correspondente ao número de átomos máximo, igual à $n = 22,5 \cdot 10^6$ átomos, foi de $I \approx 34,4$ A, com a mesma temperatura do forno utilizada anteriormente. Igual que no Graf 16 o valor da corrente no qual se têm o melhor número de átomos esta defasado dos valores com que se fizeram os cálculos. Para as bobinas da AMO o valor da corrente foi de $I = 38$ A.

No Graf. 16 pode-se observar a variação do número de átomos quando há uma variação na corrente do desacelerador Zeeman, onde nota-se um comportamento simétrico na curva pois quando o valor da corrente aumenta o número de átomos armadilhados aumenta até chegar a um máximo, de aproximadamente de $n \approx 19 \cdot 10^6$ átomos. Devido à forma gaussiana da curva, podemos dizer que o ponto médio do gráfico corresponde a um valor ótimo de corrente $I \approx -6$ A, que é o valor necessário para poder desacelerar mais átomos na armadilha. Este valor da corrente difere do valor utilizado para o cálculo do Zeeman de $I = -8$ A como uma diferença do valor calculado de dois ampères.

5 CONCLUSÕES

Objetivo do grupo é estudar o fenômeno de espalhamento coletivo da radiação em uma nuvem fria de átomos de estrôncio. Em este trabalho se apresenta a construção da montagem de um novo experimento no instituto de física de São Carlos para resfriar e confinar átomos de estrôncio em uma armadilha magneto-óptica utilizando a transição $^1S_1-^1P_1$ do estrôncio 88. O trabalho é o primeiro passo para obter uma nuvem de átomos resfriados até uma temperatura ultra baixa de estrôncio 84 e assim estudar os fenômenos acima mencionados.

A construção do sistema experimental foi feita em vários estágios que encerram a construção de um forno como fonte de vapor de estrôncio, um desacelerador Zeeman que serve para desacelerar o feixe atômico que sai do forno e câmara principal onde os átomos são confinados y resfriados. Todas as partes estão acopladas mediante um sistema de vácuo o qual pode ser dividido em duas partes. A primeira composta da câmara principal e o tubo Zeeman, com um vácuo de $P \approx 10^{-9}$ mbar. A segunda é a câmara do forno com uma pressão mais alta de $P \approx 10^{-7}$ mbar. A diferença de pressão de dois ordenes de magnitude entre as duas partes é mantida pela geometria do tubo Zeeman. A pressão obtida foi necessária para obter uma AMO de átomos de estrôncio.

Depois de a construção do sistema nos obtivemos uma AMO para átomos de estrôncio 88 na transição $^1S_0-^1P_1$ com um numero de átomos de $n \approx 10^8$ *atomos* e com temperaturas de $T_V = 4.7mK$, $T_H = 4 mK$ para o eixo vertical e eixo horizontal respectivamente, estas temperaturas te um fator de 4 em comparação do limite Doppler, provavelmente devido ao excesso de radiação proveniente dos feixes da AMO ou Zeeman. Também foi medido o tempo de carga dos átomos na armadilha $t_{carga} = 0.15s$ como bombeamento óptico de estado $^3P_2-^3D_2$. O tempo de vida foi de $0.3s$ e $0.03s$ com e sem bombeamento óptico respectivamente. O tempo de vida da AMO é pequeno provavelmente pelo vácuo na câmara principal.

Podemos observar para as três partes importantes do sistema as seguinte características, para o forno foi medido o perfil das velocidades transversais do feixe de átomos apos a colimação dos microtubos com alargamento de $w_r = (2\pi)108 MHz$ com um angulo de

dispersão de $\alpha \approx 4,12$. Com os microtubos foi possível atingir uma largura de $w_r = 3.25\Gamma$ a largura natural do estrôncio para a transição 1S_0 - 1P_1 . Para o Zeeman as correntes onde se obtém maior numero de átomos na AMO foi aproximadamente de $I_{Zeeman} = -6A$, dois unidades menos que o valor calculado, a dissintonia do feixe do Zeeman onde tem ótimo numero de átomos foi de $\Delta = (-2\pi)580 MHz$, este valor também difere do valor calculado com erro de 5.45%. Para AMO as correntes onde se obtém o melhor numero de átomos foi o $I_{AMO} \approx 34,4 A$, este valor também difere do valor calculado por quatro ampers, a dissintonia dos feixes donde se observo o melhor numero de átomos correspondem a $\Delta = (-2\pi)39 MHz$, este valor difere do valor calculado com um erro de 13.3%.

Outra observação importante no sistema foi que a relação de intensidades dos feixes que compõem os feixes da AMO para obter o ótimo numero de átomos são é de $I_3 = 0,56I_1$, para o feixe que entra na AMO no eixo axial I_3 e um dos feixes que forma o plano de refrigeração I_1 . Em esta mesma seqüência outra medida do sistema foi medir a intensidade total dos feixes da AMO dependendo do numero de átomos, em esta medida vemos que não é necessária obter uma intensidade total perto da intensidade de saturação do estrôncio para ter um numero de átomos ótimo. Em esta medida também se observa como o tamanho vertical da nuvem de átomos depois de tempo de voo de $t_v = 1 ms$ se expande dependendo da intensidade total dos feixes, esta media é importante por que se acho a intensidade total do feixe mínima para no ter efeito de expansão na nuvem é aproximadamente de $I_{total} = 17mW/cm^2$. Isso quer dizer que não se precisa ter o valor da intensidade total em os feixes da AMO perto do valor da saturação para obter um numero de átomos ótimo.

Os passos a seguir no trabalho são: obter uma armadilha magneto-óptica vermelha na transição 1S_0 - 3P_2 , com esta armadilha a nuvem de átomos de estrôncio chegará a uma temperatura ultra fria de $T = 1\mu K$. Transferir a nuvem ultra fria para uma armadilha óptica dipolar e produzir condensados de Bose-Einstein. Para diminuir a temperatura ainda mais, e necessário trocar o resfriamento óptico por resfriamento evaporativo. Por isso, precisamos transferir a nuvem de estrôncio para uma armadilha conservativa. Usaremos a força dipolar de dois feixes de laser de fibra em 1064 nm desintonizados longe de ressonâncias se cruzando na posição da nuvem. Gradualmente baixando a potência do laser, podemos evaporar átomos quentes e produzir um condensado de Bose-Einstein.

REFERÊNCIAS

- 1 LEIPZIG, G. Mie. Contributions on the optics of turbid media particularly colloidal metal solutions. **Annalenk der Physik**, v. 25, p. 377-445, 1908.
- 2 DICKE, R. H. Coherence in spontaneous radiation processes. **Physical Review**, v. 93, n. 1, p. 99-110, 1954.
- 3 SCULLY, M. O. et al. Directed spontaneous emission from an extended ensemble of n atoms: timing is everything. **Physical Review Letters**, v. 96, n. 1, p. 010501, 2006.
- 4 EBERLY, J. H. Emission of one photon in an electric dipole transition of one among N atoms. **Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics**, v. 39, n. 15, p. S599, 2006.
- 5 SVIDZINSKY.A.; CHANG, J.-T. Comment on: effects of including the counterrotating term and virtual photons on the eigenfunctions and eigenvalues of a scalar photon collective emission theory. **Physical Review Letters**, v. 372, n. 35, p. 2514, 2008.
- 6 COURTEILLE, P. W. et al. Modification of radiation pressure due to cooperative scattering of light. **European Physical Journal D**, v. 58, n. 1, p. 69-73, 2010.
- 7 BUX, S. et al. Cooperative scattering by cold atoms **Journal of Modern Optics**, v. 57, n. 19, p 1841-1848, 2010.
- 8 BIENAIMÉ, T. et al. Observation of a cooperative radiation force in the presence of disorder. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 18, p. 183602, 2010.
- 9 BENDER, H. et al. Observation of cooperative Mie scattering from an ultracold atomic cloud. **Physical Review A**, v. 82, n.1, p. 011404, 2010.
- 10 BACHELARD, R.; PIOVELLA, N.; COURTEILLE, P. W. Cooperative scattering and radiation pressure force in dense atomic clouds. **Physical Review A**, v. 84, n. 1, p. 013821, 2011.
- 11 BACHELARD, R. et al. Resonances in Mie scattering by an inhomogeneous atomic cloud. **Europhysics Letters**, v. 97, n. 1, p. 14004, 2012.

12 HENN E. A. L. et al. Bose Einstein condensation in ^{87}Rb : characterization of the Brazilian experiment. **Brazilian Journal of Physics**, v. 38, n. 2, p. 279, 2008.

13 IDO, T.; KATORI, H. Recoil-free spectroscopy of neutral Sr atoms in the Lamb-dicke regime. **Physical Review Letters**, v. 91, n. 5, p. 053001, 2003.

14 BOYD, M. M. et al. ^{87}Sr Lattice Clock with Inaccuracy below 10^{-15} . **Physical Review Letters**, v. 98, n. 8, p. 083002, 2007.

15 LEMONDE, P. Optical lattice clocks. **The European Physical Journal: special topics**, v. 172, n. 1, p. 81-96, 2009.

16 DALEY, A. J. et al. Quantum computing with alkaline-earth-metal atoms. **Physical Review Letters**, v. 101, n. 17, p. 170504, 2008.

17 GORSHKOV, A. V. et al. Alkaline-earth-metal atoms as few-qubit quantum registers. **Physical Review Letters**, v. 102, n. 11, p. 110503, 2009.

18 CIURYŁO, R. et al. Photoassociation spectroscopy of cold alkaline-earth-metal atoms near the intercombination line. **Physical Review A**, v. 70, n. 6, p. 062710, 2004.

19 KOCH, C. P. Perspectives for coherent optical formation of strontium molecules in their electronic ground state. **Physical Review A**, v.78, n. 6, p. 063411, 2008.

20 KOTOCHIGOVA, S.; ZELEVINSKY, T.; YE, J. Prospects for application of ultracold Sr^2 molecules in precision measurements. **Physical Review A**, v. 79, n. 1, p. 012504, 2009.

21 ARIMONDO, E.; NATALE, P. de; INGUSCIO, M.(Eds.) In: **Atomic physics**. Woodbury: American Institute of Physics, 2001. v.17. p. 382–396.

22 FERRARI, G. et al. Cooling of Sr to high phase-space density by laser and sympathetic cooling in isotopic mixtures. **Physical Review A**, v. 73, n. 2, p. 023408, 2006.

23 MICKELSON, P. G. et al. Bose-Einstein condensation of ^{88}Sr through sympathetic cooling with ^{87}Sr . **Physical Review A**, v. 81, n. 5, p. 051601, 2010.

24 LODLOW, D. **The Strontium optical lattice clock**: optical spectroscopy with sub-hertz accuracy. 2002. Thesis (Ph Doctor Physics) - Barigham Yound University, University of

Colorado, Colorado, 2002.

25 DE ESCOBAR, Y. N. M. et al. Bose-Einstein condensation of ^{84}Sr . **Physical Review Letters**, v. 103, n. 20, p. 200402, 2009.

26 STELLMER, S. et al. Bose-Einstein condensation of strontium. **Physical Review Letters**, v. 103, n. 20, p. 200401, 2009.

27 ANTEZZA, M.; CASTIN, Y. Fano-Hopfield model and photonic band gaps for an arbitrary atomic lattice. **Physical Review A**, v. 80, n. 1, p. 013816, 2009.

28 BIDEL, Y. **Piégeage et refroidissement laser du strontium: etude de l'et des interferences en diffusion multiple**. 2001. Thesis (Ph Doctor Physics) - Université de Nice, Sophia Antipolis, 2001.

29 PAULY, H. Other low-energy beam sources, in atomic and molecular beam methods. In: SCOLES, G. (Ed.) **Atomic and molecular beam methods**. New York: Oxford University Press, 1988. v.1. p.83.

30 HONIG, R.E.; KRAMER, D. A. Vapor pressure data for the solid and liquid elements. **RCA Review**, v 30, p.285-305, 1969.

31 FOOT, C.J. **Atomic Physics**. New York: Oxford University Press Inc., 2005.

32 PHILLIPS, W. D.; METCALF, H. Laser deceleration of an atomic beam. **Physical Review Letters**, v. 48, n. 9, p. 596-599, 1982.

33 CHU, S. et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. **Physical Review Letters**, v. 55, n. 1, p. 48-51, 1985.

34 RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. **Physical Review Letters**, v. 59, n. 23, p. 2631-2634, 1987.

35 DALIBARD, J.; COHEN-TANNOUJJI, C. **Laser cooling and trapping of neutral atoms**. Laboratoire Kastler Brossel and Collège de France. Disponível em: <http://www.phys.ens.fr/~dalibard/publi2/laser_cooling.pdf>. Acesso em: 15 Jun. 2012.

36 HAWTHORN, C. J.; WEBER, K. P.; SCHOLTEN, R. E. Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam. **Review of Scientific Instruments**, v. 72, n. 12, p. 4477-4479, 2001.

37 CHAN, Y.; GELBWACHS, J. Broadening, shifting and asymmetry of the strontium resonance line induced by rare gas perturbers. **Journal of Physics B: atomic molecular and optical physics**, v, 25, p. 3601, 1992.

38 YOU, L.; HOLLAND, M. Ballistic expansion of trapped thermal atoms. **Physical Review A**, v. 53, n. 1, p. R1-R4, 1996.