

Neste trabalho estudamos os processos colisionais envolvidos no aprisionamento misto de átomos de sódio e potássio. Tais processos geram perdas em armadilhas magneto-ópticas que limita o número e a densidade destas amostras aprisionadas. Para este estudo, empregamos um arranjo experimental inovador, utilizando como fonte de átomos, uma armadilha magneto-óptica 2D. Também diferente de trabalhos anteriores, este foi realizado em um regime de menor pressão e maior densidade de átomos aprisionados. Os resultados foram obtidos a partir da análise das curvas de carga para o carregamento individual de átomos de sódio e potássio, a fim de obter a taxa de perdas por colisão entre dois átomos idênticos. Para obter a taxa de perdas por colisão entre dois átomos distintos, foi feito o carregamento do potássio na presença da nuvem de sódio, bem com o caso contrário. Isto nos permitiu analisar como o potássio, num regime ainda não otimizado, reagiria às altas densidades do sódio. Mostramos como o aumento da densidade do sódio afeta a carga e estabilização da armadilha de potássio. É a primeira vez que esse tipo de MOT 2D é realizado para átomos de potássio. As medidas das taxas de perdas entre átomos aprisionados, nesse regime de alta densidade, para o sódio ainda não são encontradas na literatura, de forma que este trabalho abre a possibilidade para um estudo futuro mais aprofundando com relação à densidade. O fato do MOT de sódio alcançar alta densidade possibilitou um sistema mais robusto, onde as perdas diminuíram mesmo na presença de outra espécie. Este foi um comportamento completamente inverso ao que foi estudado no passado.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Antônio de Simone Zanon

Coorientador: Dra. Kilvia Mayre Farias

Joinville, 2016

ANO
2016

KELLI DE FÁTIMA ULBRICH | ESTUDO DAS TAXAS DE PERDAS EM UMA ARMADILHA
MAGNETO-ÓPTICA: CASOS HOMONUCLEAR E HETERONUCLEAR



UNIVERSIDADE DO ESTADO DE SANTA CATARINA – UDESC
CENTRO DE CIÊNCIAS TECNOLÓGICAS – CCT
CURSO DE MESTRADO ACADÊMICO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**ESTUDO DAS TAXAS DE PERDAS EM UMA
ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA: CASOS
HOMONUCLEAR E HETERONUCLEAR**

KELLI DE FÁTIMA ULBRICH

JOINVILLE, 2016

KELLI DE FÁTIMA ULBRICH

**ESTUDO DAS TAXAS DE PERDAS EM UMA
ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA:
CASOS HOMONUCLEAR E HETERONUCLEAR**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, da Universidade do Estado de Santa Catarina, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Ricardo Antônio de Simone Zanon

Co-orientadora: Dra. Kilvia Mayre Farias

JOINVILLE, SC

2016

U36e Ulbrich, Kelli de Fátima
Estudo das taxas de perdas em uma armadilha magneto-óptica : casos homonuclear e heteronuclear/
Kelli de Fátima Ulbrich. – 2016.
99 p. : il. ; 21 cm

Orientador: Ricardo Antônio de Simone Zanon

Coorientadora: Kílvia Mayre Farias

Bibliografia: 81-85 p.

Dissertação (mestrado) – Universidade do Estado Santa Catarina, Centro de Ciências Tecnológicas,
Programa de Pós-Graduação em Física, Joinville, 2016.

1. Física atômica e nuclear. 2. Armadilha magneto-óptica. 3.Sódio. 4. Potássio.
I. Zanon, Ricardo Antônio de Simone. II. Farias, Kílvia Mayre. III. Universidade do Estado de Santa
Catarina. Programa de Pós-Graduação em Física. IV. Título.

CDD: 539.7 - 23. ed.

Kelli de Fatima Ulbrich

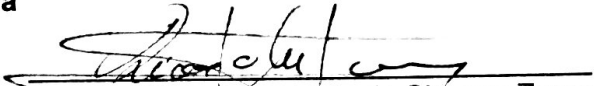
Estudo das Taxas de Perdas em uma Armadilha Magneto-

Óptica: Casos Homonuclear e Heteronuclear


Dissertação apresentada ao Curso de Programa de Pós-Graduação em Física como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física na área de concentração "Física".


Banca Examinadora

Orientador:


Prof. Dr. Ricardo Antonio de Simone Zanon
CCT/UDESC

Membros


Prof. Dr. Daniel Vieira
CCT/UDESC


Prof. Dr. Bruno Marangoni
IF-UFMS


Profa. Dra. Kilvia Mayre Farias
IFSC-USP

Joinville, SC, 25 de agosto de 2016.

Aos meus pais Roseli e
José Adir, pelo amor
incondicional.

AGRADECIMENTOS

À Deus, pelo dom da vida e por me fazer mais forte nos momentos difíceis.

Ao meu orientador Ricardo e a minha co-orientadora Kilvia pela orientação, motivação, dedicação e amizade nestes dois anos de mestrado.

Aos professores do Departamento de Física da UDESC Joinville que foram fundamentais para minha formação.

Aos meus amigos do mestrado, em especial ao Paulo, Liana, Jaison, Flávio, Rodrigo, Márcio, Wildon, Jônatas, Nathan, Vinicius Antunes, Rafael, Alexandre, Eduardo, Monik e Clésio, que me proporcionaram momentos de descontração.

À Susele, secretária do Programa de Pós-Graduação em Física, pelos procedimentos administrativos e por ter se tornado minha amiga, companheira nos momentos de diversão e também um ombro amigo nos momentos de dificuldades. Obrigada Suh!

À CAPES, pelo suporte financeiro.

*“Para os crentes, Deus
está no princípio das
coisas. Para os cientistas,
no final de toda reflexão.”*

Max Planck

RESUMO

Neste trabalho estudamos os processos colisionais envolvidos no aprisionamento misto de átomos de sódio e potássio. Tais processos geram perdas em armadilhas magneto-ópticas que limita o número e a densidade destas amostras aprisionadas. Para este estudo, empregamos um arranjo experimental inovador, utilizando como fonte de átomos, uma armadilha magneto-óptica 2D. Também diferente de trabalhos anteriores, este foi realizado em um regime de menor pressão e maior densidade de átomos aprisionados. Os resultados foram obtidos a partir da análise das curvas de carga para o carregamento individual de átomos de sódio e potássio, a fim de obter a taxa de perdas por colisão entre dois átomos idênticos. Para obter a taxa de perdas por colisão entre dois átomos distintos, foi feito o carregamento do potássio na presença da nuvem de sódio, bem com o caso contrário. Isto nos permitiu analisar como o potássio, num regime ainda não otimizado, reagiria às altas densidades do sódio. Mostramos como o aumento da densidade do sódio afeta a carga e estabilização da armadilha de potássio. É a primeira vez que esse tipo de MOT 2D é realizado para átomos de potássio. As medidas das taxas de perdas entre átomos aprisionados, nesse regime de alta densidade, para o sódio ainda não são encontradas na literatura, de forma que este trabalho abre a possibilidade para um estudo futuro mais aprofundando com relação à densidade. O fato do MOT de sódio alcançar alta densidade possibilitou um sistema mais robusto, onde as perdas diminuíram mesmo na presença de outra espécie. Este foi um comportamento completamente inverso ao que foi estudado no passado.

Palavras-chaves: Armadilha Magneto-Óptica. Homonuclear. Heteronuclear. Sódio. Potássio

ABSTRACT

Collisional processes related to sodium and potassium atoms mixed trapping were studied, focusing the losses in magneto-optical traps (MOT) that limit the density of samples. In this study we used an innovative approach with a 2D MOT as atom source and a vapor cell 3D MOT as analysis chamber. This is the first time such approach is used for potassium atoms. Moreover, the process is performed at a lower pressure, high laser intensity and higher density of trapped atoms. The losses rates for two identical atoms collisions were obtained by the analysis of the loading curves, while the losses rates for different atoms collisions came from the analysis of the loading curves of sodium atoms in presence of a potassium cloud and potassium atoms in presence of sodium clouds. This approach allowed us to observe that the loading and stabilization of trapped potassium samples is affected when the density of sodium atoms is increased. This is the first time the losses rate in high density regime for sodium is obtained that corresponds to a more robust system, reducing the losses even in presence of potassium atoms, opening a full range of possibilities of work.

Key-words: Magneto-Optical Trap. Homonuclear. Heteronuclear. Sodium. Potassium.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1 – Esquema do escape radiativo.....	38
Figura 2.2 – Esquema da colisão com mudança de estrutura fina.....	39
Figura 3.1 – Esquema do sistema de vácuo.....	42
Figura 3.2 – Diagrama dos níveis de energia para o sódio na linha D_2 . As transições de resfriamento $ F=2\rangle \rightarrow F'=3\rangle$ e de rebombeio $ F=1\rangle \rightarrow F'=2\rangle$ seguem indicadas.....	44
Figura 3.3 – Diagrama dos níveis de energia do potássio ^{39}K	47
Figura 3.4 – Armadilha magneto-óptica 2D utilizada para o sódio, é possível observar a nuvem em formato de “charuto”.....	48
Figura 3.5 – A Figura a) mostra como os magnetos estão dispostos na câmara e a Figura b) apresenta o perfil de campo magnético gerado pelo conjunto de magnetos na armadilha magneto-óptica 2D do sódio.....	49
Figura 3.6 – Imagem do feixe de “ <i>Dark-SPOT</i> ” com buraco no centro visto no papel (a) e ao longo do caminho até o MOT de sódio (b).....	51
Figura 3.7 – MOT 3D de sódio (a) e potássio (b) realizados simultaneamente.....	52
Figura 3.8 – Exemplo de curva de carga obtida a partir dos dados do osciloscópio.....	54

Figura 3.9– Imagem do MOT de sódio obtida a partir do LabVIEW.....	55
Figura 3.10 – Imagem do MOT de sódio após receber o tratamento de imagem do Python.....	56
Figura 4.1 Valores de β para o potássio	66
Figura 4.2 – Valores de β para a nuvem de átomos de sódio na configuração <i>bright</i>	68
Figura 4.3 – Comparação do valor de β com a literatura. A linha em azul representa nosso regime de trabalho o qual está em acordo com MARCASSA, 1993	69
Figura 4.4 – Valores de β para a nuvem de sódio na configuração <i>dark</i> em diferentes densidades	70
Figura 4.5 – Valores de β' , perda de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração <i>bright</i> ...	72
Figura 4.6 – Valores de β' , perda de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração <i>dark</i>	74
Figura 4.7 – Valores de β' , perda de sódio na presença da nuvem de potássio.....	75

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Característica da armadilha magneto óptica 2D.....	50
Tabela 3.2 – Características dos MOTs 3D de sódio e potássio	53
Tabela 4.1 – Carga de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração <i>bright</i>	60
Tabela 4.2 – Carga de sódio na configuração <i>bright</i> na presença da nuvem de potássio	61
Tabela 4.3 – Carga de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração <i>dark</i>	62
Tabela 4.4 – Carga de sódio na configuração <i>dark</i> na presença da nuvem de potássio	64

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	15
2 DINÂMICA DE CARGA E PROCESSOS COLISIONAIS EM ARMADILHAS MAGNETO-ÓPTICAS	25
2.1 DINÂMICA DE CARGA EM ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA	25
2.2 DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DA EQUAÇÃO DE DINÂMICA DE CARGA.....	33
2.3 MECANISMOS DE PERDAS	34
2.3.1 Colisão entre dois átomos ambos no estado fundamental	36
2.3.2 Colisão entre um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado	37
3 APARATO EXPERIMENTAL	41
3.1 SISTEMA DE VÁCUO.....	41
3.2 SISTEMA DE LASER DO SÓDIO	44
3.3 SISTEMA DE LASER DO POTÁSSIO	46
3.4 MOTS 2D COMO FONTE DE ÁTOMOS	47
3.5 OS MOTS 3D DE SÓDIO E POTÁSSIO	51
3.6 AQUISIÇÕES DE DADOS	53
4 RESULTADOS	57
4.1 TAXAS DE PERDAS EM ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA HOMONUCLEAR.....	66

4.2 TAXAS DE PERDAS EM ARMADILHA MAGNETO- ÓPTICA HETERONUCLEAR.....	71
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE TRABALHO .	77
6 REFERÊNCIAS	81
APÊNDICES	87

1 INTRODUÇÃO

Desde sua existência o homem procurou explicar e compreender os fenômenos que ocorriam em sua volta. Inicialmente essa compreensão era obtida em termos dos desejos de deuses e posteriormente foram procuradas explicações científicas. Na Grécia antiga havia a preocupação de explicar o Universo e os fenômenos da natureza. Foi nesta época que surgiu a primeira concepção filosófica do átomo. No século V a.C, Demócrito e Leucipo acreditavam que o Universo seria formado por partículas sólidas minúsculas e indivisíveis, que eles chamaram de átomo. A ideia de Demócrito e Leucipo foi retomada por John Dalton em 1808, propondo que o átomo seria semelhante a uma bola de bilhar, isto é, maciço, esférico e indivisível. Por sua vez, Ernest Rutherford, em 1911, defendeu que o átomo seria composto por um núcleo positivo rodeado por elétrons girando em órbitas circulares e, em 1913, Niels Bohr adicionou órbitas quantizadas ao modelo de Rutherford. Continuando este desenvolvimento, em 1916, Sommerfeld descreveu um modelo atômico em que os elétrons possuíam órbitas quantizadas, circulares e elípticas, em torno de um núcleo de cargas positivas. Atualmente o modelo quântico-ondulatório (ou de orbitais) de 1923 é que melhor descreve o átomo, no qual os elétrons são considerados partícula/onda e posicionados em orbitais (ATKINS, 2012).

Assim como o átomo, a concepção sobre a luz também se modificou ao longo da história. No século I a.C. Lucrécio e Epicuro, deram continuidade às ideias dos primeiros atomistas propondo que a luz solar seria composta por pequenas partículas ou corpúsculos. Já no início no século XVII Isaac

Newton e, um pouco mais tarde com Christian Huygens postulavam conceitos diferentes sobre a natureza da luz. Enquanto Newton acreditava que a luz tinha um comportamento corpuscular, o que explicaria, por exemplo, as formações de sombras nas imagens geradas por uma lente, Huygens era partidário da ideia de que a luz possuía um caráter ondulatório. Estas ideias foram mais tarde reforçadas pelas equações de Maxwell. A hipótese de a luz ter um caráter ondulatório, explicaria de maneira muito convincente os fenômenos de interferência e difração. Em 1905, Albert Einstein publicou cinco artigos bastante revolucionários na época (KLEIN, 1987). Entre eles, um explicava a natureza da luz em que sua energia consiste em um número finito e discreto de quanta de energia. A partir de 1926, esses quanta passaram a ser denominados de fótons. Fundamentada nos trabalhos de quantização da radiação eletromagnética feitos por Planck, Einstein e Bohr, somente com a vinda da mecânica quântica na década de 20 é que passamos a entender a natureza da luz como uma dualidade onda-partícula, ou seja, ora se comporta como partícula ora se comporta como onda.

Estudar a interação da matéria com a luz em níveis atômicos nos revela uma física nova, bem diferente daquela em que estamos acostumados a trabalhar em escalas macroscópicas. É sabido que a luz exerce uma pressão de radiação quando esta interage com a matéria, pois como Einstein propôs em 1917, a luz transporta momento e energia por meio de seus fótons. A primeira evidência da interação entre a luz e a matéria aconteceu em 1933, quando Frisch observou que um feixe de átomos de sódio era defletido pela luz proveniente de uma lâmpada também de sódio (FRISCH, 1933). Tendo sido possível defletir um feixe atômico, então é provável que, aperfeiçoando a técnica, poder-se-ia desacelerar o átomo e manipulá-lo utilizando a luz.

A partir de avanços tecnológicos, bem como o surgimento do laser, em 1960, foi possível criar técnicas mais sofisticadas para estudar a interação luz e matéria. Em 1975, Hänsch e Shawlow em Standford, assim como Wineland e Dehmelt na Universidade de Washington, propuseram de forma independentemente o resfriamento de átomos neutros e íons, respectivamente, utilizando feixes laser. O resfriamento dos átomos acontecia devido à incidência de um par de feixes laser contrapropagante ao seu movimento. Como o átomo possui certa velocidade, o laser era sintonizado um pouco abaixo da frequência de ressonância natural, devido ao efeito Doppler^[1]. Mais tarde, em 1978, Ashkin propôs a armadilha óptica, a qual utiliza um par de feixes laser contrapropagantes para aprisionar os átomos (ASHKIN, 1978). Em 1979, uma abordagem semiclássica foi feita por Cook, que desenvolveu uma teoria para descrever a dinâmica de um átomo hipotético de dois níveis em presença de radiação ressonante (COOK, 1979).

Em função de todos estes desenvolvimentos, em 1982, foi possível aprisionar átomos neutros utilizando a primeira armadilha magnética, a partir dos trabalhos desenvolvidos por W. Phillips e H. Metcalf (1982), que se baseava na interação do momento magnético do átomo com um gradiente de campo. Outro experimento importante na área de resfriamento de átomos foi desenvolvido por Chu et al. (1985), através do qual conseguiram confinar átomos de sódio por um curto intervalo de tempo, em um pequeno espaço, utilizando três pares de feixes ortogonais contrapropagantes. Essa técnica ficou conhecida como melaço óptico (*optical molasses*) que é capaz

¹Assim como o som a luz também pode sofrer efeito Doppler, se considerarmos um feixe que se propaga no sentido contrário ao movimento do átomo, terá sua frequência deslocada para o azul, enquanto o feixe propagado no mesmo sentido do átomo terá sua frequência deslocada para o vermelho.

de confinar e resfriar átomos a temperaturas muito mais baixas que as conseguidas até então. A partir dessas técnicas de resfriamento era possível obter amostras muito frias, porém as densidades eram baixas e os átomos não permaneciam por muito tempo na nuvem.

A armadilha magneto-óptica (*Magneto-Optical Trap*, MOT) foi proposta por Pritchard et al. (1986). Nela, o aprisionamento era promovido por meio do uso de lasers e campo magnético. Já a construção da primeira armadilha magneto-óptica foi realizada por Raab et al. (1987). Nesse experimento, o resfriamento e aprisionamento de átomos de sódio eram conseguidos utilizando a pressão de radiação proveniente de feixes lasers e de um campo magnético fraco. Os átomos foram submetidos a forças de amortecimento de três pares de feixes lasers contrapropagantes e ortogonais, centrados em um campo magnético quadrupolar esférico fraco. O campo é obtido a partir de um par de bobinas nas quais é percorrida uma corrente elétrica em sentidos opostos, criando um gradiente de campo, que é nulo na metade da distância entre as bobinas. Raab et al. (1987) também otimizaram o experimento introduzindo luz circularmente polarizada obtidas por lâminas $\lambda/4$.

Avanços significativos foram conseguidos em 1990 por Monroe e colaboradores (MONROE et al., 1990). Até então a condição básica para a realização destes experimentos estava na necessidade de um feixe atômico previamente desacelerado. Este problema foi contornado quando do aprisionamento de cézio, feito em célula fechada contendo o metal, eliminado assim a necessidade da pré-desaceleração. Isto simplificou o aparato experimental tornado a técnica mais simples do ponto de vista da infraestrutura necessária, despertando com isto um grande interesse prático o abrindo a possibilidade para novas aplicações.

Desde a construção da primeira armadilha magneto-óptica de sódio (RAAB et al., 1987), muitas armadilhas foram construídas para diversos alcalinos, tais como: rubídio (WALKER et al., 1992), potássio (WILLIAMSON, 1995), Césio (SESKO et al., 1989), Lítio (LIN et al., 1991) e frâncio (SIMSARIAN et al., 1996), assim como alcalinos terrosos, magnésio (SENGSTOK et al., 1993), cálcio e estrôncio (KUROSU, 1990), e também para os estados metaestáveis dos gases nobres, hélio (BARDOU et al., 1992), neônio (SHIMIZU, 1989), argônio e criptônio (KATORI, 1990), xenônio (WALHOUT et al., 1993) e európio (KIM et al., 1997). Com a melhora desta técnica, foi possível alcançar amostras mais densas e frias, da ordem de centenas de micro kelvin (WEINER, 2003). Em 1990, no trabalho de Cohen-Tannoudji e William Phillips era proposto um método de resfriamento atômico capaz de explicar os resultados obtidos até então (COHEN-TANNOUDJI; PHILLIPS, 1990). Esse trabalho lhes rendeu o prêmio Nobel de Física de 1997, junto com Steven Chu.

A partir do desenvolvimento da armadilha magneto-óptica foi possível realizar diversos estudos com átomos frios com o objetivo de conseguir amostras cada vez mais densas e frias. Em 1992, Marcassa realizou a caracterização de uma armadilha magneto-óptica de sódio em célula de vapor e também estudou os limites de densidade (MARCASSA et al., 1992). Em 2000, Bagnato mediu a velocidade de captura de uma armadilha magneto-óptica como função da intensidade do laser aprisionador (BAGNATO et al., 2000). A medição deste tipo de parâmetro é de interesse na análise de colisões frias exoérgicas, onde o conhecimento de tais valores é importante para a interpretação dos resultados experimentais.

Com armadilhas cada vez mais eficientes, as amostras de átomos obtidas eram bastante frias e muito densas proporcionando o estudo de colisões entre os átomos e outros

efeitos de interação. A partir destes estudos foi possível obter experimentalmente o condensado de Bose-Einstein, em 1995, por E. A. Cornell e C. E. Wiemann que produziram um condensado de ^{87}Rb cuja temperatura chegou em torno de 170 nK (CORNELL; WIEMAN, 1995). E no mesmo ano, o grupo de W. Ketterle, no Massachusetts Institute of Technology (MIT), conseguiu condensar átomos de sódio (DAVIS et al., 1995). Por estes trabalhos, os pesquisadores foram agraciados com o prêmio Nobel de Física em 2001. Muitas outras espécies de átomos já foram condensadas, podemos citar algumas, entre elas estão lítio (BRADLEY, 1997), potássio (GREINER, 2003) e césio (WEBER et al., 2003).

A técnica do Zeeman *slower*² foi utilizada por muitos anos nos experimentos para obtenção de condensado, porém necessita de um espaço muito grande para ser aplicado, dificultando sua implementação. Uma nova técnica foi proposta como fonte de átomos para a armadilha magneto-óptica 3D, capaz de fornecer átomos já desacelerados e frios: a armadilha magneto-óptica 2D (TIECKE, 2009).

Essa fonte de átomos combina performances de alto fluxo com um compacto e simplificado aparato experimental. O feixe atômico quente que sai do forno é desacelerado e capturado no MOT 2D. Esse processo é realizado utilizando gradiente de campo magnético e feixes lasers. O gradiente de campo magnético é obtido a partir de magnetos³ permanentes posicionados no lado externo da câmara. Para gerar o campo de luz são utilizados dois pares de feixe laser contrapropagantes. Um feixe é adicionado ao sistema para transferir os átomos do

² A técnica do Zeeman *slower* é descrita por PHILLIPS, W. D.; METCALF, H. J. Laser deceleration of an atomic beam. **Phys. Rev. Lett.**, v. 48, n. 9, p. 596-599, 1982.

³ O gradiente de campo magnético pode ser obtido também por bobinas: CATANI, J. et al. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes, **Phys. Rev. A**, v. 73, p. 033415, 2006.

MOT 2D para a câmara de ciência onde o MOT 3D é obtido e no qual são realizados os estudos. O MOT 2D e o MOT 3D são ligados por um canal de bombeamento diferencial, que permite manter as diferenças de pressões entre as duas câmaras e é por onde os átomos são transferidos. O princípio de funcionamento da armadilha magneto-óptica será melhor descrito no capítulo 3.

Com o domínio da técnica de aprisionamento e resfriamento para armadilhas de uma espécie atômica, iniciaram-se os estudos para a obtenção de uma armadilha magneto-óptica mista, na qual é possível aprisionar e resfriar duas espécies atômicas no mesmo sistema. A primeira armadilha magneto-óptica mista foi obtida pelo grupo de Física Atômica do Instituto de Física de São Carlos. O primeiro aprisionamento misto foi com átomos de sódio e potássio em célula de vidro utilizando a técnica de Zeeman slower como desacelerador dos átomos. A partir deste feito o grupo realizou estudos sobre colisões frias no regime de baixa intensidade luminosa (SANTOS et al., 1998) e também sobre colisões heteronucleares no mesmo regime (SANTOS et al., 1999).

Em uma amostra de átomos mistos aprisionados ocorrem fenômenos colisionais heteronucleares muito mais interessantes em relação ao aprisionamento de apenas uma espécie atômica, no qual estudamos colisões homonucleares. Outros estudos já foram feitos a partir do aprisionamento misto, tais como: sódio e rubídio (TELLES et al., 1999), sódio e césio (SHAFFER, 1999), lítio e césio (SCHLÖDER, 1999), rubídio e césio (TELLES et al., 2001) e também sódio e potássio, sódio e rubídio, sódio e césio, potássio e rubídio, rubídio e césio e lítio e césio (MANCINI et al., 2004).

Nosso interesse está em estudar os processos colisionais no aprisionamento misto de sódio e potássio em uma configuração de experimento diferente da descrita por

SANTOS et al., 1995. Em nosso trabalho, utilizamos como fonte de átomos a armadilha magneto-óptica 2D que já fornece os átomos desacelerados e pré-resfriados, em vez do Zeeman slower que apenas desacelera os átomos. E, também, a célula de vapor foi substituída pela câmara de ciência, onde o MOT 3D é obtido e onde realizamos os nossos estudos. Também nos diferenciamos do trabalho feito por SANTOS et al., 1995, por estarmos em um regime de menor pressão, alta intensidade dos lasers e maior densidade de átomos aprisionados. O experimento utilizado para a coleta dos dados para este trabalho pertence ao grupo de Física Atômica do Instituto de Física de São Carlos, com o qual possuímos colaboração. Este experimento que está sendo construído, cujo objetivo é obter o condensado de sódio e potássio no mesmo sistema, já se encontra em uma fase bem avançada, no qual o aprisionamento de átomos de sódio já está otimizado e o aprisionamento da nuvem de potássio vem sendo aperfeiçoado. O estudo das taxas de perdas tem como objetivo verificar as condições de como o sistema se encontra no momento, a partir dos resultados encontrados, procurar entender o que precisa ser feito para otimizar o processo de aprisionamento de sódio e potássio na mesma região.

A motivação para estudar os processos colisionais heteronucleares entre átomos neutros é compreender os fatores responsáveis que limitam o número de átomos e densidade nas amostras aprisionadas. Este estudo é necessário, pois, a partir dele podemos compreender melhor as interações entre duas espécies de átomos neutros aprisionados em uma mesma armadilha magneto-óptica. Uma vez que podem ocorrer vários tipos de colisões entre dois átomos armadilhados, que dependem principalmente do estado atômico do par durante a colisão, podemos assim entender melhor o tipo de interação entre ambos. Alguns estudos já foram feitos nesta área que trazem informações sobre os principais mecanismos de perdas

e sobre as interações atômicas de curto e longo alcance (SANTOS et al., 1999). Entretanto, vários parâmetros da armadilha magneto-óptica nos estudos feitos anteriormente diferem do trabalho aqui apresentado. No nosso caso dispomos de densidades maiores para a nuvem de átomos de sódio e a configuração do experimento difere dos trabalhos realizados no passado. Este estudo é de suma importância para entender a dinâmica da armadilha, e assim conseguir amostras mais densas para obter futuramente o condensado de sódio e potássio simultaneamente no mesmo sistema.

Neste trabalho estudamos os processos colisionais entre dois átomos idênticos e dois átomos distintos, que geram perdas na armadilha. O objetivo é compreender os fatores que limitam o número e a densidade da amostra aprisionada, importante para a finalidade do experimento, pois o propósito é a obtenção do condensado de sódio e potássio no mesmo sistema. Para investigar os processos de perda em uma armadilha magneto-óptica heteronuclear decidimos monitorar a carga na nuvem do potássio na presença e na ausência do sódio, bem como a carga de átomos de sódio na presença e ausência da nuvem de potássio.

Em uma amostra de átomos frios aprisionados numa armadilha magneto-óptica podem ocorrer dois tipos de perdas: perdas de um corpo e perdas de dois corpos. As perdas de um corpo são devido às colisões entre os átomos aprisionados e o gás de fundo e é independente da densidade da amostra. Um bom vácuo diminui este tipo de perda. Já a perda por dois corpos, acontece pois dois átomos aprisionados podem colidir entre si, e esta taxa depende da densidade da amostra. Para encontrar os valores das taxas de perdas de um e dois corpos utilizamos uma equação que relaciona o número total de átomos aprisionados como função do tempo. Fazendo o ajuste desta equação nos dados experimentais, obtemos as taxas de perda. Quando a nuvem de átomos se encontra muito densa e

fria (próximo do condensado) também ocorrem perdas de três corpos. A perda de três corpos é a processo de formação de molécula, em que é necessário um átomo adicional para levar embora a energia de ligação liberada. Um único átomo é aquecido e eventualmente escapa de armadilha.

O capítulo 2 traz a introdução teórica na qual é descrita o modelo teórico que descreve o comportamento do número de átomos aprisionados em função do tempo. A partir deste modelo são obtidas as taxas de perdas por colisões. Também são abordados os mecanismos de perdas, tais podem ser classificados a partir do nível de excitação dos átomos envolvidos no processo de colisão.

No capítulo 3 é apresentado o aparato experimental utilizado para a obtenção dos dados referentes às colisões homonucleares e heteronucleares. Neste capítulo são descritos o sistema de vácuo, a configuração das armadilhas magneto-ópticas, os sistemas de laser para o sódio e para o potássio e os mecanismos de aquisição de dados.

Os capítulos 4 e 5 são referentes aos resultados e a conclusão. No capítulo de resultados é abordada a forma de obtenção dos dados, bem como as medidas realizadas. Neste capítulo também é discutido quais são os mecanismos de perdas para cada resultado encontrado. Finalmente, no último capítulo é apresentada a conclusão deste trabalho e algumas perspectivas para futuros trabalhos de dissertação nesta área.

2 DINÂMICA DE CARGA E PROCESSOS COLISIONAIS EM ARMADILHAS MAGNETO-ÓPTICAS

Neste capítulo apresentaremos o modelo teórico, que descreve o comportamento do número de átomos aprisionados em função do tempo. A partir deste modelo conseguimos obter as taxas de perdas devido a colisões entre os átomos. Em nosso sistema podem ocorrer colisões entre os átomos aprisionados e o gás de fundo, também chamado de perdas de um corpo, e, também, colisões entre dois átomos aprisionados. As perdas que ocorrem por colisão entre dois átomos aprisionados podem ser do tipo: escape radiativo, mudança de estrutura fina e mudança de estrutura hiperfina.

2.1 DINÂMICA DE CARGA EM ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA

Apresentaremos nesta seção um raciocínio teórico que permite determinar os coeficientes de taxa de perdas que ocorrem em armadilhas magneto-ópticas, a partir dos resultados obtidos experimentalmente. Mostraremos duas equações diferentes relatadas na literatura que são capazes de descrever a evolução do número de átomos que são aprisionados pela armadilha em função do tempo. Ambas serão utilizadas para ajustar a curva teórica com os dados experimentais (Capítulo 4).

Apesar de existirem modelos teóricos bastante elaborados, como por exemplo, o modelo Gallagher-Pritchard (GALLAGHER-PRITCHARD, 1989), para explicar os mecanismos responsáveis pelas taxas de perdas nas armadilhas magneto-ópticas, o processo de medida e determinação experimental é uma tarefa relativamente simples. Pois são

baseadas em equações de taxas fenomenológicas, cujas soluções mostram a evolução temporal do número de átomos aprisionados, quando são carregados e descarregados.

A partir do carregamento de átomos na armadilha magneto-óptica, observamos a evolução do número de átomos capturados desde o início de operação até que atinja o estado estacionário, que varia entre 5 e 10 segundos. Em seguida, é preciso decidir com relação a quais parâmetros estamos interessados em estudar, pois, o que observamos quando as duas nuvens de átomos são carregadas no mesmo sistema é a variação do número total de átomos capturados ao final do processo de carga na armadilha.

A primeira forma de descrever o processo de carga em uma armadilha magneto óptica heteronuclar foi relatada por SANTOS et al. em 1995. Para investigar os processos de perdas em uma armadilha magneto-óptica mista, é monitorada a carga de nuvem A na presença e na ausência de outra nuvem B. A equação que determina o número de átomos do elemento A aprisionados em função do tempo na presença da nuvem B (SANTOS et al.,1995), é dada por:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - \gamma N_A - \beta n_A N_A - \beta' n_B N_A \quad 2.1$$

onde L é a taxa de carregamento da armadilha a partir dos átomos mais lentos em uma distribuição de velocidade de Maxwell-Boltzmann. Este termo depende de parâmetros da armadilha, tais como, pressão de vapor do átomo alcalino, diâmetro dos feixes de aprisionamento bem como da intersecção formada por eles, e principalmente da intensidade e dissintonia (*detuning*) do laser e do gradiente de campo magnético. O termo γ é a taxa de perda devido a colisões entre os átomos armadilhados e o gás de fundo, não depende da densidade da amostra e depende basicamente da pressão parcial

da câmara de ciência. O termo N_A refere-se ao número total de átomos armadilhados do elemento A e, n_A e n_B são as densidades das amostras de átomos frios armadilhados dos elementos A e B, respectivamente. Os termos β e β' correspondem às taxas de perdas da armadilha devido às colisões entre os átomos frios aprisionados. O primeiro termo é atribuído às perdas por colisões entre átomos armadilhados do elemento A e, o segundo, refere-se às perdas por colisões entre um átomo do elemento A e outro do elemento B. O nosso interesse é medir os termos β e β' da equação 2.1 a partir dos dados experimentais obtidos na armadilha magneto-óptica nos casos homonuclear e heteronuclear.

Para encontrar a solução da equação 2.1 nós consideramos que o processo de carregamento acontece com densidade constante, ou seja, o número de átomos aprisionados aumenta juntamente com o volume da nuvem. Assim podemos escrever a solução da equação 2.1 como:

$$N_A = N_T \{1 - \exp[-(\gamma + \beta n_A + \beta' n_B)t]\} \quad 2.2$$

onde N_T é o número de átomos do elemento A correspondente a solução no estado estacionário, ou seja, quando o número de átomos aprisionados é igual ao número de átomos perdidos da nuvem fria. Para o caso homonuclear, onde é carregada apenas a nuvem atômica de uma espécie, a equação difere em apenas um termo da equação 2.1. O último termo da equação 2.1 é nulo, $\beta' = 0$, pois não há colisão entre dois átomos distintos. Temos como solução, para o caso de carregamento homonuclear, da equação 2.1:

$$N_A = N_T \{1 - \exp[-(\gamma + \beta n_A)t]\} \quad 2.3$$

Esta equação descreve o número de átomos do elemento A aprisionados em função do tempo. A forma como

determinamos os valores dos parâmetros contidos nas equações 2.2 e 2.3 serão apresentadas na sequência.

A segunda maneira de descrever o comportamento da curva de carga foi relatada por TELLES em 2002. A equação de taxa fenomenológica que descreve a evolução do número de átomos capturados pela armadilha em função do tempo, para o caso heteronuclear, pode ser escrita sob a seguinte forma (TELLES, 2002):

$$\frac{dN_A}{dt} = L - \gamma \int_{V_A} n_A dV - \beta \int_{V_A} n_A^2 dV - \beta' \int_{V_A} n_A n_B dV \quad 2.4$$

Onde o primeiro termo L é a taxa de captura, e está relacionada com a intensidade e o diâmetro dos feixes laser, assim como, o gradiente de campo magnético e a pressão do vapor atômico no interior da câmara. O segundo termo, γ é referente às taxas de perdas por colisões dos átomos armadilhados com o gás de fundo. O termo β é a taxa de perda por colisão entre dois átomos idênticos, já o termo β' é a taxa de perda por colisão entre dois átomos distintos. Estas taxas estão relacionadas aos processos de perdas de átomos da armadilha devido às colisões binárias: escape radiativo, mudança de estrutura fina e mudança de estrutura hiperfina. Os termos, n_A e n_B , são as densidades de átomos aprisionados na armadilha, para os elementos A e B, respectivamente.

Para resolver a equação 2.4, escolhemos por conveniência o sistema de coordenadas esféricas, pois consideramos que a nuvem seja esfericamente simétrica. Quando a armadilha atinge o regime estacionário, após alguns segundos do início de operação, consideramos que os átomos estejam ocupando um volume constante de captura, em uma

distribuição espacial gaussiana (segundo observações experimentais). Supondo que os átomos A e B estejam distribuídos em suas respectivas amostras, num determinado instante de tempo $t \rightarrow \infty$, temos que:

$$\begin{aligned} n_A(R) &= n_0^A e^{-2(R/w_A)^2} \\ n_B(R) &= n_0^B e^{-2(R/w_B)^2} \end{aligned} \quad 2.5$$

Podemos escrever o último termo da equação 2.4 como:

$$\begin{aligned} &\int_{V_A} n_A n_B dV \\ &= 4\pi n_0^A n_0^B \int_0^\infty R^2 e^{-2(R/w_A)^2} e^{-2(R/w_B)^2} dR \\ &= \sqrt[2]{\left[\frac{2}{\pi(w_A^2 + w_B^2)} \right]^3} N_A N_B \end{aligned} \quad 2.6$$

Onde N_A e N_B são os números totais de átomos, w_A e w_B , é a cintura gaussiana da distribuição atômica, dos elementos A e B respectivamente.

De maneira análoga para o segundo termo da equação 2.4, temos que:

$$\int n_A^2 dV = 4\pi n_{0A}^2 \int_0^\infty R^2 e^{-4(R/w_A)^2} dR = \frac{N_A}{\sqrt{\pi^3 w_A^3}} \quad 2.7$$

O primeiro termo da equação 2.4 é:

$$\int n dV = 4\pi n_{0A} \int_0^{\infty} R^2 e^{-2(R/w_A)^2} dR \quad 2.8$$

$$= \sqrt[2]{\left(\frac{\pi}{2}\right)^3} n_{0A} w_A^3$$

Substituindo os resultados das equações 2.6, 2.7 e 2.8 na equação 2.4, podemos reescrevê-la da seguinte forma:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - aN_A - bN_A^2 \quad 2.9$$

onde $a = \gamma + \beta' \sqrt{\left[\frac{2}{\pi(w_A^2 + w_B^2)}\right]^3} N_B$ e $b = \frac{\beta}{\sqrt{\pi^3} w_A^3}$.

Agora, vamos estudar a equação 2.9 nos limites de $t \rightarrow 0^+$ e $t \rightarrow +\infty$. Mas, primeiramente vamos analisar o que acontece fisicamente. Durante o início do carregamento, a taxa de captura domina, pois neste momento ainda não existem átomos aprisionados. Neste estágio observamos que o número de átomos armadilhados aumenta linearmente com o tempo, pois o número de átomos armadilhados é dominante sobre o número de átomos perdidos. Depois deste estágio, o número de átomos aprisionados aumenta, com isso os termos das taxas de perdas devido a colisões passam a se tornar importantes. Portanto, após um determinado tempo de operação, a armadilha atinge um equilíbrio dinâmico, neste estágio o número de átomos capturados é igual ao número de átomos que escapam. Para este caso temos que:

$$\lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{dN_A}{dt} = 0 = L - aN_A - bN_A^2 \quad 2.10$$

Cuja solução para o número total de átomos que podem ser capturados pela armadilha nesta condição é:

$$N_A = \frac{\sqrt{a^2 + 4Lb} - a}{2b} \quad 2.11$$

Para simplificar os próximos passos, vamos denominar que $D = \sqrt{a^2 + 4Lb}$. Deste modo determinamos duas condições de contorno para $t \rightarrow 0^+$ e $t \rightarrow +\infty$, que podem ser utilizadas para determinar a solução da equação 2.9. Vamos utilizar a condição de $t \rightarrow +\infty$, por conveniência, e em seguida fazemos o uso da equação característica em conjunto com as funções de Green e procurando pelas soluções reais, obtemos:

$$N_A(t) = \frac{D}{2b} \tanh \left[\frac{D}{2} t + \operatorname{arctanh} \left(\frac{a}{D} \right) \right] - \frac{a}{2b} \quad 2.12$$

Para verificar se a solução obtida está correta, vamos analisar o que ocorre quando $t \rightarrow 0^+$. Neste caso o argumento da \tanh reduz-se a $\operatorname{arctanh} \left(\frac{a}{D} \right)$. Tornando evidente que:

$$\tanh \left[\operatorname{arctanh} \left(\frac{a}{D} \right) \right] = \frac{a}{D} \quad 2.13$$

Observamos que $N_A(t \rightarrow 0^+) = 0$. Entretanto, se $t \rightarrow +\infty$, sabemos que $\tanh(x \rightarrow \infty) = 1$, assim, $N_A(t \rightarrow \infty) = D - a/2b = N_A$, que é igual ao resultado obtido pela equação 2.11.

Podemos reescrever a equação 2.12 usando a seguinte relação matemática $\operatorname{arctanh}(x) = [\ln(1+x) - \ln(1-x)]/2$:

$$\begin{aligned} \operatorname{arctanh} \left(\frac{a}{D} \right) &= \frac{1}{2} \left[\ln \left(1 + \frac{a}{D} \right) - \ln \left(1 - \frac{a}{D} \right) \right] \\ &= \frac{1}{2} \ln \left(\frac{D+a}{D-a} \right) \end{aligned} \quad 2.14$$

Substituindo a igualdade 2.14 na equação 2.12, teremos que:

$$N_A(t) = \frac{D}{2b} \tanh \left[\frac{D}{2} t + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{D+a}{D-a} \right) \right] - \frac{a}{2b} \quad 2.15$$

Uma solução analítica aproximada e bastante eficiente obtida a partir do desacoplamento da equação 2.9 pelo uso de $N_B = \text{constante}$. É utilizada para realizar ajustes teóricos não lineares a partir dos dados experimentais. Descrevendo razoavelmente a dinâmica de captura que ocorre nas armadilhas magneto-ópticas.

Entretanto, alguns parâmetros usados na equação de ajuste para o carregamento das duas espécies são obtidos a partir do ajuste da curva de carga do carregamento individual do sódio e do potássio. Neste caso, a equação 2.4 não apresenta o último termo referente às interações entre as duas espécies distintas. Sendo assim, a equação de taxa fenomenológica que descreve a evolução do número de átomos capturados pela armadilha em função do tempo, para o caso homonuclear, é escrita como:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - \gamma \int_{V_A} n_A dV - \beta \int_{V_A} n_A^2 dV \quad 2.16$$

Como já resolvemos estas duas integrais anteriormente, sabemos que podemos reescrever a equação 2.16 da seguinte forma:

$$\frac{dN_A}{dt} = L - aN_A - bN_A^2 \quad 2.17$$

Que para o caso homonuclear as constantes são: $a = \gamma$ e $b = \frac{\beta}{\sqrt{\pi^3} w_A^3}$. Da mesma maneira, temos como solução da equação 2.17:

$$N_A(t) = \frac{D}{2b} \tanh \left[\frac{D}{2} t + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{D+a}{D-a} \right) \right] - \frac{a}{2b} \quad 2.18$$

A equação 2.18 descreve teoricamente a curva de carga quando uma espécie atômica é aprisionada. A partir desta equação encontramos o valor de β , que nos fornece a taxa de perda por colisão entre dois átomos idênticos aprisionados. Este valor é utilizado na equação de ajuste do carregamento heteronuclear.

2.2 DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DA EQUAÇÃO DE DINÂMICA DE CARGA

Agora, vamos apresentar uma forma de determinar os parâmetros L , γ , β , β' a partir das curvas de carga. O valor de γ é determinado independentemente, pois não depende da densidade da amostra. Ele foi obtido a partir do tempo de vida dos átomos armadilhados. Quando o carregamento atinge o estado estacionário, desligamos o campo magnético e os feixes lasers, e observamos a curva de decaimento do número de átomos no tempo. A partir do ajuste exponencial desta curva encontramos o tempo de vida da armadilha, e determinamos o valor da taxa de perda devido a colisão com o gás de fundo como sendo, $\gamma = 1/\tau_{vida}$. No nosso caso o tempo de vida da armadilha é de cerca de quarenta segundos, $\tau_{vida} = 40s$, que nos fornece $\gamma = 0,025 s^{-1}$. O valor de γ também pode ser obtido a partir do livre caminho médio para as partículas devido à distribuição de Boltzmann como descrito por MARANGONI, 2013.

O valor da taxa de carga de átomos aprisionados na armadilha é obtido a partir do início da curva de carga, onde o comportamento é linear. Nesta situação temos que a taxa de captura é dominante frente às perdas, pois a densidade da nuvem ainda é baixa. No início do carregamento da armadilha temos que:

$$\frac{dN}{dt} = L, \text{ cuja solução é } N(t) = Lt, \quad 2.19$$

A partir da curva de carga realizamos um ajuste linear nos primeiros segundos, assim obtemos o valor da taxa de carga. Para as equações de ajuste também são necessários outros valores tais como: densidade, cintura gaussiana da distribuição atômica e número total de átomos, estes valores são fornecidos por um programa chamado PHYTON (descrito no Capítulo 3), que a partir da imagem da nuvem aprisionada fornece os valores.

Conhecendo os valores da taxa de carga, perda com o gás de fundo, densidade e cintura gaussiana (respectivamente L, γ, n e w), fazemos o ajuste das equações teóricas para o caso homonuclear (equações 2.3 e 2.18). Obtemos assim o valor de β , que é a perda por colisão entre dois átomos idênticos. Finalmente, introduzimos o valor de β nas equações teóricas para o caso heteronuclear (equações 2.2 e 2.15), e a partir do ajuste dos pontos experimentais nos fornece o valor de β' , que são as perdas por colisões entre dois átomos distintos.

2.3 MECANISMOS DE PERDAS

Em uma amostra de átomos frios aprisionados numa armadilha magneto-óptica podem ocorrer dois tipos de perdas por colisão: perdas de um corpo e perdas de dois corpos. As perdas de um corpo são devido às colisões entre os átomos

aprisionados e o gás de fundo e é independente da densidade da amostra, um bom vácuo diminui este tipo de perda. A taxa de perdas por dois corpos acontecem, pois dois átomos aprisionados podem colidir entre si e esta taxa depende da densidade da amostra. A luz do laser, usado para o aprisionamento, pode induzir colisões inelásticas exoérgicas entre os átomos. Neste tipo de colisão a energia interna atômica, energia armazenada nos graus de liberdade interno como, por exemplo, nos spin nucleares e eletrônicos, é convertida em energia cinética. A energia resultante desses processos é suficiente para que os átomos adquiram energia e escapem da armadilha (WEINER, 2003).

As perdas por dois corpos ocorrem a partir de colisões entre dois átomos que podem ser do tipo: escape radiativo (*Radiative Escape - RE*), mudança de estrutura fina (*Fine Structure Change - FSC*) ou por mudança de estrutura hiperfina (*Hyperfine-Changing Collisions -HCC*).

As colisões em baixa temperatura distinguem-se em vários pontos das colisões em altas temperaturas. Como estamos em regimes de baixa temperatura, as baixas energias do sistema implica em colisões exclusivamente quânticas. As colisões passam a ser sensíveis as interações de longo alcance, devido as baixas energias, o sistema fica sensível mesmo para interações fracas. E também, como o tempo de colisão é longo os processos de absorção e emissão podem afetar a dinâmica de colisão na armadilha. As colisões classificam-se de acordo com os estados dos átomos envolvidos.

2.3.1 Colisão entre dois átomos ambos no estado fundamental

As colisões podem ocorrer com dois átomos, onde ambos se encontram no estado fundamental, neste caso as colisões apresentam a maior semelhança com as colisões em altas temperaturas. Podemos dizer que neste caso, a colisão é convencional, no sentido de que o movimento dos átomos envolvidos é regido por forças conservativas. No caso de átomos no estado fundamental o potencial é de curto alcance, a energia de interação varia com R^{-6} (WEINER, 2003). Interação entre dois átomos no estado fundamental se tornam importantes no regime de baixa intensidade, onde não estão envolvidas altas intensidades de luz, de modo que não haja participação dos átomos no estado excitado. Neste tipo de colisão os processos de colisão com mudança de estrutura hiperfina mostram-se dominantes. Como o potencial confinante da armadilha é raso, qualquer ganho em energia cinética se torna suficiente para que o par escape da armadilha.

Para compreender o processo de colisão com dois átomos no estado fundamental, vamos considerar dois átomos, A e B, e que ambos possuem a mesma estrutura hiperfina no estado fundamental, com momento angular total $F=1$ e $F=2$. Portanto, temos três potências de interação distintos, o primeiro onde os dois átomos se encontram em $F=2$, no segundo os dois átomos estão em $F=1$, e o terceiro quando um deles se encontra em $F=1$ e o outro em $F=2$. Quando os átomos se encontram em pequenas separações internucleares os potenciais se cruzam. Considerando dois átomos no estado fundamental colidindo nesse potencial, poderá ocorrer uma possível transferência de população para um nível hiperfino mais baixo. Essa diferença de energia é convertida em energia cinética. O momento angular total de cada átomo não pode mais ser tratado separadamente, neste caso há um acoplamento entre eles. Neste caso a uma probabilidade de que o par transite de um potencial

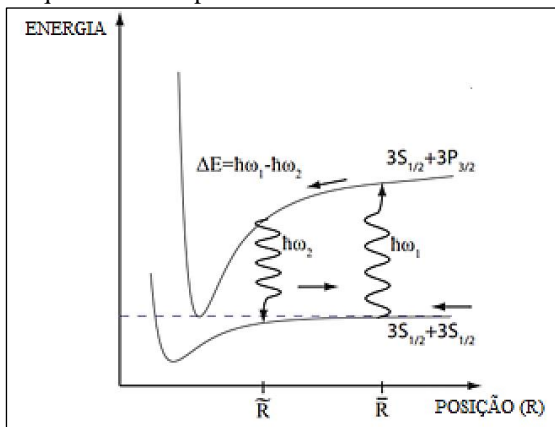
para o outro. Quando a transição corresponde à passagem de um dos átomos do nível $F=2$ para $F=1$, ocorre um ganho em energia cinética.

Esse tipo de perda ocorre em armadilhas rasas, ou seja, o regime de operação dos lasers é em baixa intensidade, sendo assim qualquer ganho de energia cinética pode ser suficiente para o par escapar da armadilha.

2.3.2 Colisão entre um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado

O processo de colisão com escape radiativo (ver Figura 2.1) acontece com dois átomos, estando um no estado fundamental e outro no estado excitado. O processo de colisão é iniciado com os dois átomos no estado fundamental ($S_{1/2} + S_{1/2}$). Em seguida, um deles absorve um fóton, neste caso o par está em um estado excitado ($S_{1/2} + P_{3/2}$). Devido ao potencial ser atrativo os átomos são acelerados um contra o outro. Eles irão se aproximar adquirindo energia cinética e, em uma determinada distância, ocorre à emissão espontânea de um fóton para o vermelho. Assim o átomo excitado volta pra o estado fundamental. A diferença de energia é igualmente distribuída como energia cinética entre os dois átomos. Se a diferença de energia for maior que a profundidade da armadilha o par escapa, caso contrário permanece confinado.

Figura 2.1 – Esquema do escape radiativo



Fonte: produção da própria autora, adaptado de PICCARDO. S. A. Degenerate Quantum Gases: Towards Bose-Einstein Condensation of Sodium, Diploma thesis in physics, Stockton, Califórnia, USA, 2008.

No processo de perda por escape radiativo, ocorre a emissão de um fóton menos energético em relação ao que foi absorvido no início, constitui o processo de conversão de energia interna para a energia cinética que por sua vez produz um aquecimento na amostra e acaba sendo o mecanismo de perda dominante nas colisões ocorrendo na presença de luz (VIGUÉ, 1986).

A mudança de estrutura fina, Figura 2.2, ocorre quando há colisão entre dois átomos (um no estado fundamental e outro no estado excitado), o par se aproxima até curto alcance, seguindo o potencial atrativo, e no retorno passarão em uma região de cruzamento de potenciais. Ao passar pelo cruzamento dos dois potenciais o par mudará de potencial, essa diferença de energia é convertida em energia cinética. Se a energia cinética adquirida for suficiente o par pode escapar da armadilha. Neste processo não há emissão espontânea de fóton pelo átomo excitado.

3 APARATO EXPERIMENTAL

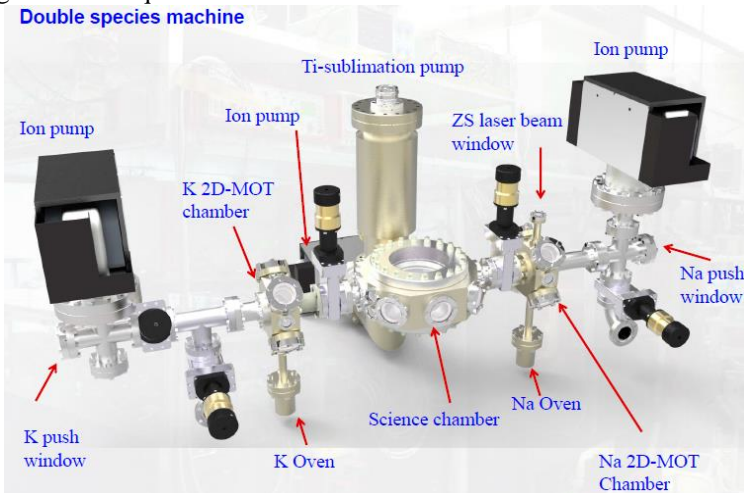
Neste capítulo será descrito o aparato experimental utilizado para a obtenção dos dados. O experimento é composto por duas mesas ópticas, a “mesa dos lasers”, onde estão localizados os lasers utilizados para gerar a luz referente às transições dos átomos de sódio e potássio, e a “mesa do experimento”, na qual se encontram o sistema de vácuo, ou seja, as armadilhas magneto-ópticas. A luz chega até o sistema de vácuo a partir de fibras ópticas mantenedoras de polarização. A seguir serão descritos o sistema de vácuo, as armadilhas magneto-ópticas, o sistema laser e como é feita a aquisição dos dados.

3.1 SISTEMA DE VÁCUO

Para estender o tempo de vida de uma amostra atômica aprisionada é indispensável suprimir a pressão do vapor de fundo. Também é desejado um grande número de átomos frios na amostra aprisionada. Conseguir estas duas condições simultaneamente em uma mesma câmara de vácuo é difícil. Para resolver este problema o sistema de vácuo é dividido em duas câmaras de regiões: alto vácuo $\sim 10^{-9}$ Torr (*High Vacuum* - HV) e outra de ultra alto vácuo $\sim 10^{-11}$ Torr (*Ultra-High Vacuum* - UHV). As duas câmaras são ligadas por um canal estreito que assegura o bombeamento diferencial (mantém as diferentes pressões entre as câmaras). O canal de bombeamento diferencial possui um diâmetro de 2 mm e comprimento de 23 mm, e liga a câmara do MOT 3D às outras duas câmaras de MOT 2D, sódio e potássio, Figura 3.1. O bombeamento diferencial fornece uma diferença de pressão 10^3 vezes menor, ou seja, quando temos uma pressão de 10^{-9} Torr durante a operação do sistema, esperamos ter uma pressão de três ordens

de grandeza menor na câmara de ciência, ou seja, na ordem de 10^{-12} Torr. A câmara de ciência é projetada para capturar os átomos frios e estudá-los em condições de UHV. Enquanto que as câmaras laterais 2D são utilizadas como fonte de átomos, de sódio e potássio, com uma fase de pré-resfriamento, as quais operam em regime de HV.

Figura 3.1 – Esquema do sistema de vácuo
Double species machine



Fonte: Laboratório IFSC/USP.

A câmara do MOT 3D é confeccionada de aço inoxidável 316L, que é um tipo de aço pouco magnético, que evita a produção de campos magnéticos indesejados que podem afetar os átomos aprisionados. Possui forma cilíndrica com seis janelas nas laterais e duas janelas nas faces superior e inferior, fechadas com vidro óptico. É por meio destas janelas que os feixes laser têm acesso ao centro da armadilha e também é conectado o sistema de vácuo. Em uma das janelas é fixado um fotodetector, que capta a fluorescência emitida pelos átomos aprisionados e, em outra é colocado uma câmera CCD (*Charge Coupled Device*) para “visualizar” os átomos a partir da

fluorescência emitida. A câmara é ligada a uma bomba iônica^[4], que ioniza a atmosfera próxima a sua saída e atrai as partículas para seu interior impedindo que retornem ao sistema, atingindo uma pressão na ordem de 10^{-11} Torr. Finalmente, liga-se a bomba de sublimação de titânio onde se aplica uma alta corrente em barras de titânio, gerando o aquecimento e conseqüentemente a sublimação (passagem do estado sólido para o gasoso) das moléculas de titânio em uma superfície. As moléculas de titânio sublimadas se fixam nas paredes internas do sistema de vácuo aderindo partículas que eventualmente venham a colidir com elas.

No exterior da câmara de ciência, encontram-se na vertical as bobinas que geram o gradiente de campo magnético. O gradiente de campo magnético, indispensável para o aprisionamento, é obtido por um par de bobinas na configuração Anti-Helmholtz. Em cada bobina circula uma corrente de cerca de 5 A e são refrigeradas a água. Dessa maneira conseguimos um gradiente de campo de aproximadamente $B = 15$ G/cm.

A câmara dos MOTs 2D é feita de aço inoxidável 316L, que é um tipo de aço pouco magnético. Cada uma possui quatro janelas de 2.75” que são usadas para o acesso dos feixes laser de aprisionamento, existem outras quatro janelas menores de 1.33”, onde duas são utilizadas para o feixe de desaceleração. As outras duas são utilizadas como entrada do forno, onde temos o feixe atômico quente e a outra usamos para o feixe *push*, o qual transfere os átomos do MOT 2D para o MOT 3D.

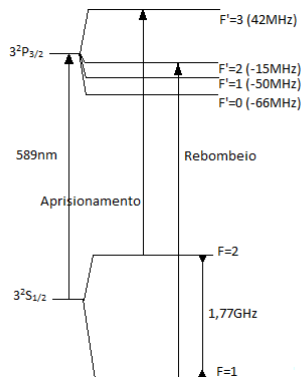
⁴A bomba iônica gera uma diferença de potencial que ioniza as partículas, e que por sua vez são atraídas por um imã permanente e se fixam em uma “grade” próxima ao imã.

3.2 SISTEMA DE LASER DO SÓDIO

A estrutura de nível do ^{23}Na consiste nas linhas D_1 e D_2 em 589,756 nm e 589,158 nm respectivamente, tendo aproximadamente as mesmas larguras de linhas de $2\pi \times 10$ MHz. A transição utilizada para o aprisionamento, em geral para os alcalinos, corresponde à linha D_2^5 (ver Figura 3.2), pois envolvem os estados de maior projeção de momento angular, necessários para a armadilha magneto-óptica. Para o aprisionamento estamos interessados nos níveis $3S_{1/2}$ e $3P_{3/2}$.

Para aprisionar os átomos de sódio utilizamos dois lasers independentes: o TA-SHG pro 589 nm da Toptica, que é capaz de gerar até 2,5 W, é utilizado para produzir a luz de resfriamento referente à transição $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ da linha D_2 do sódio. O outro laser utilizado é o laser de corante Coherent 899 bombeado por um laser Coherent Verdi V10. Ele é capaz de gerar cerca de 1 W, e é utilizado para produzir a luz de rebombeio, referente à transição $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$.

Figura 3.2 – Diagrama dos níveis de energia para o sódio, ^{23}Na , na linha D_2 . As transições de resfriamento $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$ e de rebombeio $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$ seguem indicadas.



Fonte: produção da própria autora.

⁵ O aprisionamento de átomos também pode ser realizado na linha D_1 como no caso descrito para o sódio em MARCASSA et al. 1996.

O laser de aprisionamento é ajustado numa frequência que permite a transição de $3S_{1/2} |F=2\rangle$ para $3P_{3/2} |F'=3\rangle$ e o rebombeio é realizado na transição $3S_{1/2} |F=1\rangle$ para $3P_{3/2} |F'=2\rangle$. Esta frequência é sintonizada utilizando um sistema de absorção saturada como referência atômica, que consiste de uma célula contendo vapor de sódio a uma temperatura de aproximadamente $100\text{ }^{\circ}\text{C}$. Para o processo de aprisionamento o laser é colocado na frequência de transição $3S_{1/2} |F=2\rangle \rightarrow 3P_{3/2} |F'=3\rangle$ e para gerar a frequência do laser de rebombeio usamos um modulador acústico-óptico de 1.7 GHz (mesma separação entre os estados hiperfinos do nível fundamental), responsável por manter os átomos sujeitos ao laser de aprisionamento.

No estado $3P_{3/2} |F'=3\rangle$, os átomos decaem para o estado fundamental $3S_{1/2} |F=2\rangle$, estando sujeitos novamente ao laser de aprisionamento. No entanto, durante o processo de excitar os átomos do estado fundamental $3S_{1/2}$ para o estado excitado $3P_{3/2}$, pode ocorrer a transição fora de ressonância $3S_{1/2} |F=2\rangle \rightarrow 3P_{3/2} |F'=2\rangle$. Nesse estado excitado, os átomos podem decair para o estado $3S_{1/2} |F=2\rangle$, onde participam novamente do processo de aprisionamento, ou então, podem decair para o estado $3S_{1/2} |F=1\rangle$, que é uma transição indesejada, sendo assim após ciclos de excitação, o estado $3S_{1/2} |F=1\rangle$, é populado e os átomos não interagem mais com o laser de aprisionamento.

Para solucionar esse problema outro laser é introduzido no sistema. Tal laser é denominado de rebombeio e é sintonizado com frequência que permite a transição $3S_{1/2} |F=1\rangle \rightarrow 3P_{3/2} |F'=2\rangle$. Estando novamente no estado excitado, o átomo pode decair para o estado $3S_{1/2} |F=2\rangle$ e estar sujeito ao laser de aprisionamento outra vez.

Posteriormente, os feixes de aprisionamento e rebombeio são combinados espacialmente, por meio de um cubo polarizador, chegando juntos na câmara principal para

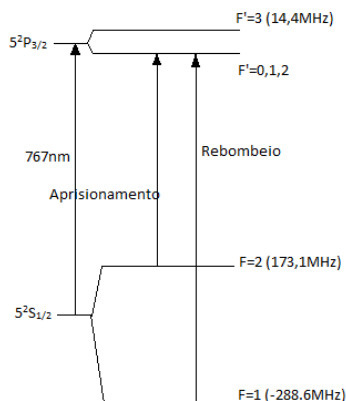
fazer o aprisionamento.

3.3 SISTEMA DE LASER DO POTÁSSIO

No experimento são aprisionados átomos de ^{39}K , pois é o isótopo com maior abundância. Do mesmo modo que para o sódio, também é utilizada a transição correspondente a linha D_2 para o aprisionamento de ^{39}K , ou seja, nos níveis $4S_{1/2}$ e $4P_{3/2}$ (ver Figura 3.3). Devido à existência das estruturas hiperfinas, o laser de aprisionamento é ajustado numa frequência que permite a transição de $4S_{1/2} |F=2\rangle$ para $4P_{3/2} |F'=3\rangle$. Porém, a separação dos níveis hiperfinos do estado excitado do potássio é muito pequena. Em consequência é preciso utilizar potências semelhantes para os lasers de resfriamento e rebombeio.

Para realizar o aprisionamento do potássio são utilizados dois lasers da Toptica TA-pro 767 nm. Um deles é responsável pela geração da luz de resfriamento na transição $|F=2\rangle \rightarrow |F'=3\rangle$, e o outro, é utilizado para gerar a luz referente a transição de rebombeio que é realizada de $|F=1\rangle \rightarrow |F'=2\rangle$. A frequência de emissão de cada laser é sintonizada utilizando um sistema de absorção saturada como referência atômica, que consiste de uma célula contendo vapor de potássio aquecida a uma temperatura de aproximadamente 30 °C. Para o sistema laser do potássio utiliza-se um modulador acústico-óptico de 200 MHz em dupla passagem para a luz de resfriamento e um modulador acústico-óptico de 200 MHz em passagem simples para a luz de rebombeio.

Figura 3.3 – Diagrama dos níveis de energia do potássio ^{39}K



Fonte: produção da própria autora

3.4 MOTS 2D COMO FONTE DE ÁTOMOS

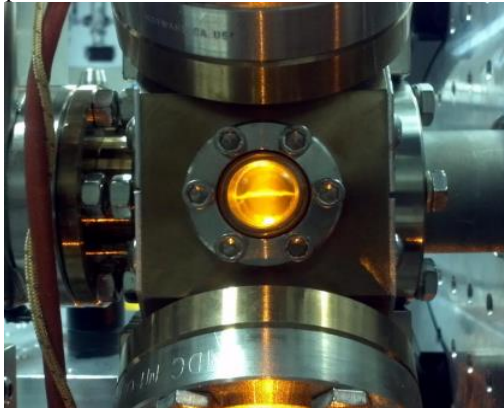
Em nosso experimento utilizamos a armadilha magneto-óptica bidimensional⁶ como fonte de átomos para sódio e potássio (ver Figura 3.4), sendo que é a primeira confeccionada para átomos de potássio. Para aquecer o forno, no qual se encontra uma ampola com cerca de 5 g do metal alcalino, utilizamos uma fita condutora de corrente que possui uma cerâmica capaz de alcançar altas temperaturas, aquecendo por contato térmico e dissipação de potência. Ao aquecer o forno até uma determinada temperatura ($T_{\text{Na}}=220\text{ }^{\circ}\text{C}$ e $T_{\text{K}}=20\text{ }^{\circ}\text{C}$) obtemos um feixe atômico quente propagando na direção vertical na região do MOT 2D.

Os átomos evaporados saem do forno com uma velocidade maior que a velocidade de captura. Para o caso do sódio, os átomos saem do forno com muita energia cinética.

⁶ A primeira armadilha magneto-óptica bidimensional foi construída para átomos de lítio (TIECKE, 2009) e a segunda para átomos de sódio foi confeccionada por LAMPORESI et al. 2013, a qual foi utilizada como modelo para o Grupo de Óptica do IFSC.

Para reduzir essa velocidade introduzimos um feixe laser contrapropagante dessintonizado para o vermelho combinado com um campo magnético que cresce na direção do eixo z . Devido a troca de momento entre os fótons e os átomos do feixe, os átomos são desacelerados e os que possuem velocidade menor que a velocidade de captura são capturados pela armadilha magneto-óptica 2D. A captura dos átomos é feita utilizando a força de radiação de dois pares ortogonais de feixes laser contrapropagantes, retrorefletidos e com circularização oposta, e de gradiente de campo magnético.

Figura 3.4 – Armadilha magneto-óptica 2D utilizada para o sódio, é possível observar a nuvem em formato de “charuto”

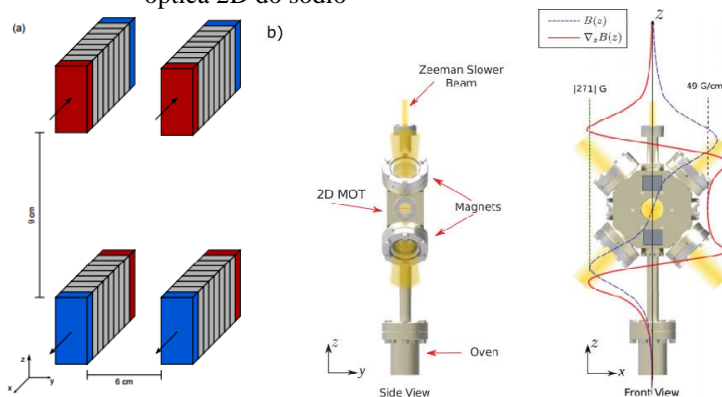


Fonte: produção da própria autora

O gradiente de campo magnético é produzido por quatro pilhas de barras de neodímio NdFeB (fabricante *K&J Magnetics Inc. modelo BX082*) magnético que geram um campo permanente necessário para o aprisionamento dos átomos (ver Figura 3.5), e também, é usado para retardar os átomos quentes provenientes do forno. Estes ímãs são relativamente pequeno, $(25 \times 10 \times 3) \text{ mm}^3$, favorecendo o desenvolvimento de fontes atômicas compactas. Verificou-se

que o arranjo ideal da posição dos magnetos é alcançada quando colocamos quatro pilhas iguais nos cantos de um retângulo vertical hipotético centrada no eixo de MOT 2D. Para obter um campo com configuração quadrupolar, os dipolos superiores estão alinhados perpendicularmente ao plano e os dipolos inferiores na direção oposta.

Figura 3.5 – A Figura a) mostra como os magnetos estão dispostos na câmara e a Figura b) apresenta o perfil de campo magnético gerado pelo conjunto de magnetos na armadilha magneto-óptica 2D do sódio



Fonte: a) Laboratório IFSC/USP, b) PEDROZO-PEÑAFIEL (2016).

Para transferir os átomos aprisionados e já resfriados do MOT 2D para a câmara de ciência utilizamos um feixe laser adicional, denominado de “push”, alinhado ao longo do MOT 2D que empurra os átomos através de um canal de bombeamento diferencial. O feixe de *push* é colimado com um diâmetro de aproximadamente 4 mm. Obtemos desta maneira, um feixe atômico colimado e desacelerado que é capturado e resfriado na armadilha magneto-óptica 3D. Algumas características da armadilha magneto-óptica 2D para o sódio e para o potássio são apresentadas na Tabela 3.1.

Tabela 3.1 – Característica da armadilha magneto óptica 2D

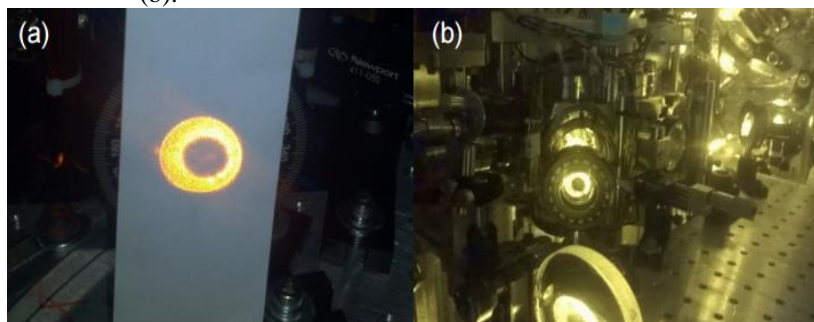
CARACTERÍSTICAS DO MOT 2D		
	Sódio	Potássio
Temperatura do forno	220 °C	20 °C
Quantidade de magnetos em cada pilha	9 unidades	4 unidades
Gradiente de campo magnético	49 G/cm	29 G/cm
Detuning do push	23,3 MHz	20,0 MHz
Potência do push	600 μ W	0,13 mW
Detuning do laser	-31,0 MHz	-275,2 MHz
Aprisionamento		
Detuning do laser	-30,8 MHz	-462,0 MHz
Rebombeio		
Potência total	180 mW	300 mW
Intensidade	23,7 mW/cm ²	58,9 mW/cm ²

Fonte: produção da própria autora

3.5 OS MOTS 3D DE SÓDIO E POTÁSSIO

Com o push alinhado os átomos de sódio são transferidos do MOT 2D para o MOT 3D, eles estão sujeitos a três pares de feixes retrorefletidos com frequência de resfriamento, que se cruzam no centro da câmara de ciência. Eles também interagem com um feixe com frequência de rebombeio o qual possui um buraco no centro (ver Figura 3.6), para conseguir isso, normalmente é feita uma sombra no centro do feixe de rebombeio, sobreposto a um dos braços do MOT, essa técnica é conhecida como *DARK-SPOT* MOT (KETTERLE, 1993). Dessa maneira, os átomos que estão localizados no centro do MOT, não são rebombados para o estado $|F=2\rangle$, deixando de interagir com o feixe de resfriamento uma vez decaídos para o $|F=1\rangle$. A utilização desta técnica permite aumentar a densidade da nuvem de átomos, pois reduz o efeito de duplo espalhamento de fótons. O gradiente de campo magnético utilizado é de $B_{3D,Na} = 17,5$ G/cm.

Figura 3.6 – Imagem do feixe de “*DARK-SPOT*” com buraco no centro visto no papel (a) e ao longo do caminho até o MOT de sódio (b).

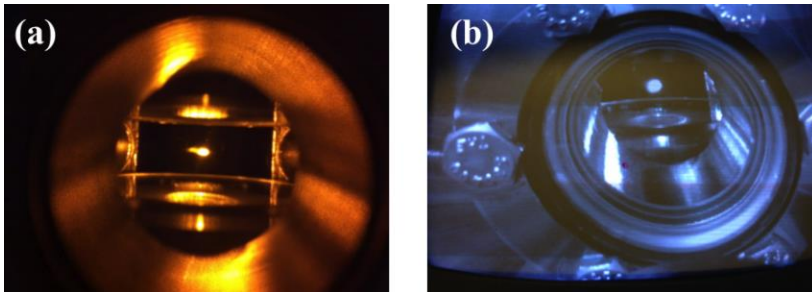


Fonte: Laboratório IFSC/USP

Os parâmetros do MOT 2D de potássio são então otimizados maximizando a carga do MOT 3D e, conseqüentemente, o fluxo de átomos chegando à câmara principal. Os átomos de potássio estão sujeitos aos feixes laser de resfriamento e rebombeio que se cruzam no centro da câmara principal. O gradiente de campo magnético utilizado é de $B_{3D,K} = 22 \text{ G/cm}$.

Para realizar os dois MOTs simultaneamente (ver Figura 3.7), os feixes lasers do sódio e potássio possuem o mesmo acesso óptico na câmara principal. O alinhamento dos feixes do MOT 3D é feito utilizando espelhos dicróicos que refletem luz de comprimento de onda de 767 nm e transmitem luz de comprimento de onda de 589 nm.

Figura 3.7 – MOT 3D de sódio (a) e potássio (b) realizados simultaneamente.



Fonte: Laboratório IFSC/USP

Na Tabela 3.2 são apresentadas algumas características do MOT 3D para o sódio e para o potássio. Nela são apresentados os valores de campo magnético e também os valores de potência e detuning dos lasers utilizados.

Tabela 3.2 – Características dos MOTs 3D de sódio e potássio

CARACTERÍSTICAS DO MOT 3D		
	SÓDIO	POTÁSSIO
Gradiente de campo magnético	17,5 G/cm	22,0 G/cm
Detuning do laser	-401,6 MHz	-117,4 MHz
Resfriamento		
Detuning do laser	-10,5 MHz	457,1 MHz
Rebombeio		
Potência total	100 mW	320 mW
Intensidade	15,9 mW/cm ²	50,9 mW/cm ²

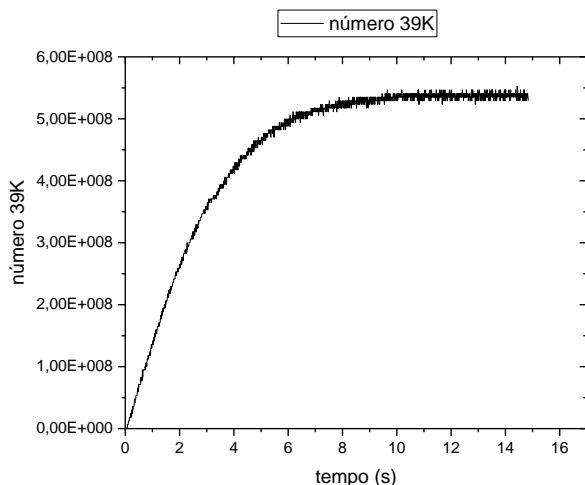
Fonte: produção da própria autora

3.6 AQUISIÇÕES DE DADOS

Para calcular o número de átomos aprisionados utilizamos a fluorescência que eles emitem quando estão aprisionados. O sistema utilizado para fazer esta medida consta basicamente de duas lentes convergentes formando um telescópio, e um fotodetector posicionado no lado de fora da câmara. A fluorescência emitida pelos átomos é captada pelo fotodetector que faz uma medida de tensão diretamente proporcional à potência dessa fluorescência. Vemos o sinal de tensão com a ajuda de um osciloscópio. Com um software do programa conseguimos retirar os dados obtidos pelo osciloscópio e exportar a curva de pontos em formato (:csv); podendo fazer os gráficos em vários programas. Assim conseguimos obter os gráficos de tempo de carga e descarga da

armadilha (ver Figura 3.8) e analisar a dinâmica do número de átomos.

Figura 3.8 – Exemplo de curva de carga obtida a partir dos dados do osciloscópio

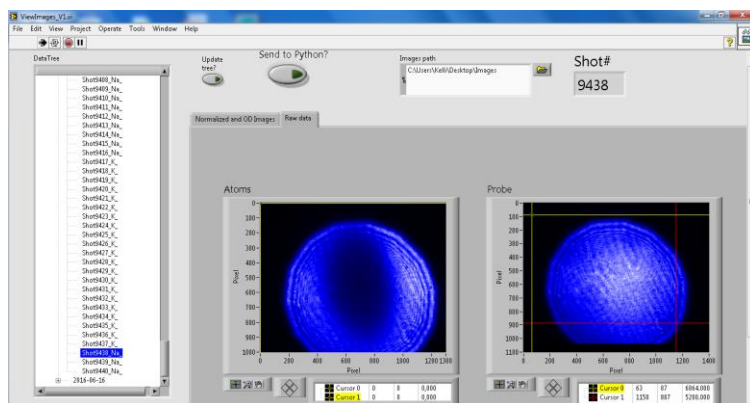


Fonte: produção da própria autora

Também fazemos o uso do programa LabVIEW. O LabVIEW (*Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench*) é uma linguagem de programação gráfica originária da National Instruments. Os principais campos de aplicação do LabVIEW são a realização de medições e a automação. A programação é feita de acordo com o modelo de fluxo de dados, o que oferece a esta linguagem vantagens para a aquisição de dados e para a sua manipulação. Neste caso, o LabVIEW (ver Figura 3.9) é utilizado para processar as imagens que são visualizadas no Python (ver Figura 3.10). A partir desta visualização podemos conferir o número de átomos aprisionados, a temperatura, o tamanho da nuvem a densidade, entre outros.

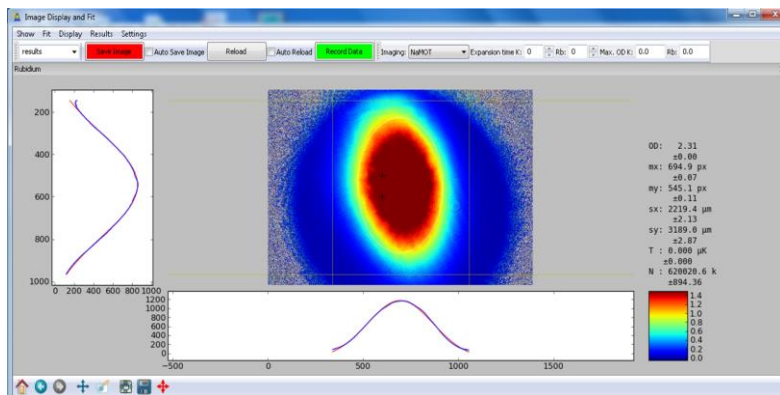
A medida que a nuvem se torna mais densa a fluorescência deixa de ser um boa técnica para avaliar a nuvem atômica, pois ocorre a saturação da imagem, então é utilizada a imagem de absorção. A técnica de imagem de absorção (ver Figura 3.9) é utilizada para obter, dentre outras coisas, o número de átomos. Essas imagens são feitas normalmente após um “tempo de voo”, t_{TOF} (do inglês, *time of flight*), no qual a nuvem de átomos é liberada do MOT e é deixada expandir livremente apenas sob a ação da gravidade. O “tempo de voo” tem como objetivo evitar efeitos de saturação na imagem devido às altas densidades das nuvens aprisionadas. A imagem de absorção consiste em iluminar os átomos com um feixe de laser ressonante com uma das transições atômicas e observar a “sombra” causada pela nuvem atômica devido à absorção. Após a nuvem atômica, um sistema de lentes focaliza a imagem da “sombra” em uma câmera do tipo CCD. A partir da sombra refletida, a qual possui um perfil gaussiano, obtemos informações sobre a nuvem aprisionada, tal como, o número de átomos (HARUTINIAN, 2011).

Figura 3.9– Imagem do MOT de sódio obtida a partir do LabVIEW



Fonte: Laboratório IFSC/USP

Figura 3.10 – Imagem do MOT de sódio após receber o tratamento de imagem do Python



Fonte: Laboratório IFSC/USP

4 RESULTADOS

Os resultados que serão apresentados neste capítulo foram realizados em dois regimes diferentes do experimento para os átomos de sódio: *bright* e *dark*. Quando trabalhamos na configuração *bright* a nuvem de sódio é composta por átomos que estão nos estados $F=1$ e $F=2$ do estado fundamental, pois estão sujeitos aos lasers de aprisionamento e rebombeio. É o tipo de configuração utilizada em muitos experimentos no passado, tal como o estudo da dependência das taxas de perdas com a intensidade em uma armadilha magneto-óptica de sódio, MARCASSA, 1993. E também no trabalho descrito por SANTOS, 1995, o qual apresenta o carregamento de átomos de sódio na presença e ausência de átomos de potássio. Ainda que a nuvem de átomos de sódio não seja muito densa neste regime, realizamos uma parte das medidas nesta configuração para tentar comparar nossos resultados com os que foram encontrados no passado.

O outro regime é o *dark*, proposto por KETTERLE em 1993. Esta configuração é obtida a partir da introdução de um *dark spot* no feixe de rebombeio, assim os átomos de sódio que estão numa pequena região no centro da nuvem fria não recebem luz para realizar a transição de rebombeio de $F=1$ para $F'=2$, conseqüentemente estes átomos se encontram no estado fundamental $F=1$. Utilizando esta técnica obtemos uma nuvem de sódio muito mais densa que no caso do *bright*. Por isso é amplamente utilizada nos experimentos de condensado de sódio atualmente.

Para realizar as medidas decidimos manter a nuvem de potássio invariável para todas as medidas realizadas, pois observamos que ela é menor e menos densa que a nuvem de sódio. Conseqüentemente, variamos a densidade da nuvem de sódio. Para modificar a densidade da nuvem de sódio, decidimos alterar a potência do feixe laser que aprisiona os

átomos na armadilha magneto-óptica 2D. Este procedimento foi adotado, pois é a maneira mais simples de fazer sem que mudanças importantes fossem realizadas no experimento. Alterando esta potência mudamos a quantidade de átomos que chegam à câmara de ciência, local onde obtemos a nuvem que será estudada.

Os resultados apresentados neste capítulo foram obtidos a partir de duas medidas com densidades diferentes da nuvem de sódio na configuração *bright* e cinco medidas de densidades diferentes da nuvem de sódio para a configuração *dark*. Apenas duas medidas foram realizadas na configuração *bright*, pois como a densidade da nuvem é menor, conseguir mais variações de densidade se torna complicado.

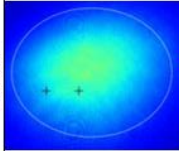

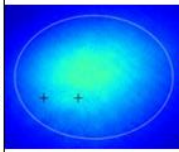
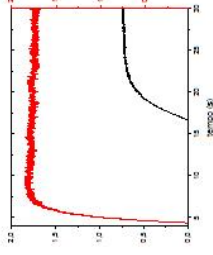
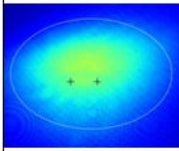

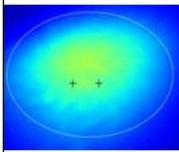
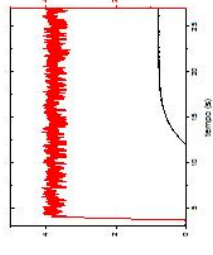
Analizamos as curvas de carga para o caso homonuclear com o objetivo de encontrar a taxa de perda por colisão entre dois átomos idênticos. Analizamos o carregamento do potássio na presença da nuvem de sódio bem com o carregamento de sódio na presença da nuvem de potássio, ambos para as configurações *bright* e *dark* do sódio, a fim de obter o valor das taxas de perdas por colisão entre dois átomos distintos.

Quatro tabelas que ilustram sob quais condições de nuvem atômica de sódio e potássio as medidas foram feitas (ver Tabela 4.1, Tabela 4.2, Tabela 4.3 e Tabela 4.4). Na primeira coluna das tabelas é descrita as condições das medidas. A segunda coluna mostra uma imagem feita da primeira nuvem carregada até o estado estacionário no sistema, por exemplo, o carregamento de sódio (ver coluna 2 da Tabela 4.1). A terceira coluna apresenta uma imagem da segunda nuvem no estado estacionário quando carregada na presença da primeira, por exemplo, o carregamento do potássio na presença da nuvem de sódio (ver coluna 3 da Tabela 4.1). Na quarta coluna é mostrada a imagem da primeira nuvem após o carregamento da segunda, por exemplo, imagem da nuvem do

sódio após o carregamento da nuvem de potássio atingir o estado estacionário (ver coluna 4 da Tabela 4.1). A última coluna das tabelas mostra as curvas de carga a partir da fluorescência obtida das nuvens, a curva vermelha representa o sódio e a preta o potássio. A partir delas podemos verificar o comportamento, por exemplo, do carregamento do potássio na presença do sódio (ver coluna 5 da Tabela 4.1).

Esta sequência de quatro tabelas já mostra um pouco de como as perdas variam quando carregamos uma nuvem na presença de outra. A partir das curvas de carga de apenas um elemento obtemos os valores das taxas de perdas por colisão entre dois átomos idênticos. Utilizando a curva de carga de um elemento carregado na presença de outro obtemos as taxas de perdas por colisão entre dois átomos distintos. Notamos na Tabela 4.4 que quanto mais densa é a nuvem de sódio maior é a perda de átomos de potássio quando realizamos o carregamento do sódio na presença da nuvem de potássio.


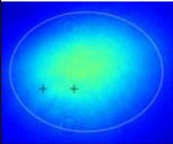
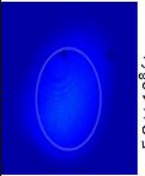
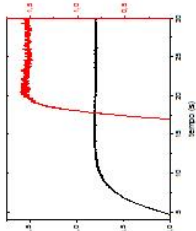
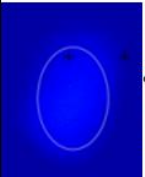
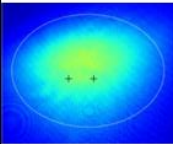
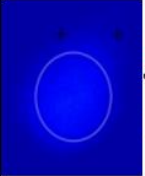
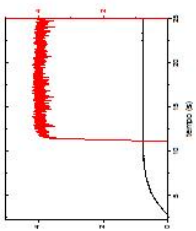
Tabela 4.1 – Carga de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração *bright*

	Sódio	Potássio	Sódio	Curva de carga
$P_{\text{MOT}}^{\text{Na}} = 190 \text{ mW}$ Com feixe Zeeman e feixe menor	 $\sim 7,7 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 4,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 5,9 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,8 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 6,7 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 4,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	
$P_{\text{MOT}}^{\text{Na}} = 190 \text{ mW}$ Com feixe Zeeman	 $\sim 1,8 \times 10^9 \text{ átomos}$ $\sim 5,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 4 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 1,6 \times 10^9 \text{ átomos}$ $\sim 4,9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	

Vermelho: Sódio. **Preto:** Potássio. **Feixe Zeeman:** utilizado para desacelerar os átomos provenientes do forno aumentando a eficácia do armadilhamento. **Feixe menor:** o diâmetro do feixe foi reduzido utilizando uma iris.

Fonte: produção da própria autora

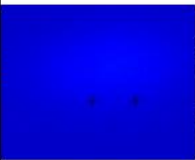
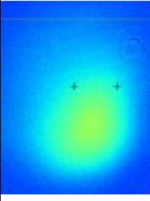

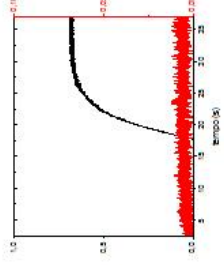
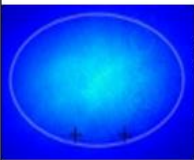
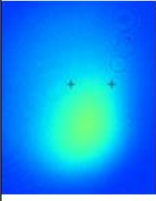

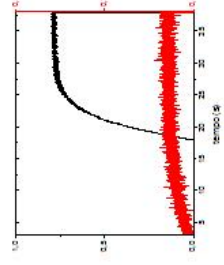
Tabela 4.2 – Carga de sódio na configuração *bright* na presença da nuvem de potássio

	Potássio	Sódio	Potássio	Curva de carga
$P_{\text{MOT}}^{\text{Na}} = 190 \text{ mW}$ Com feixe Zeeman e feixe menor	 $\sim 6,0 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,9 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 6,8 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 4,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 5,8 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,7 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	
$P_{\text{MOT}}^{\text{Na}} = 190 \text{ mW}$ Com feixe Zeeman	 $\sim 6,2 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 6,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 1,6 \times 10^9 \text{ átomos}$ $\sim 5,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 5,1 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	

Vermelho: Sódio. **Preto:** Potássio. **Feixe Zeeman:** utilizado para desacelerar os átomos provenientes do forno aumentando a eficácia do armadilhamento. **Feixe menor:** o diâmetro do feixe foi reduzido utilizando uma íris.

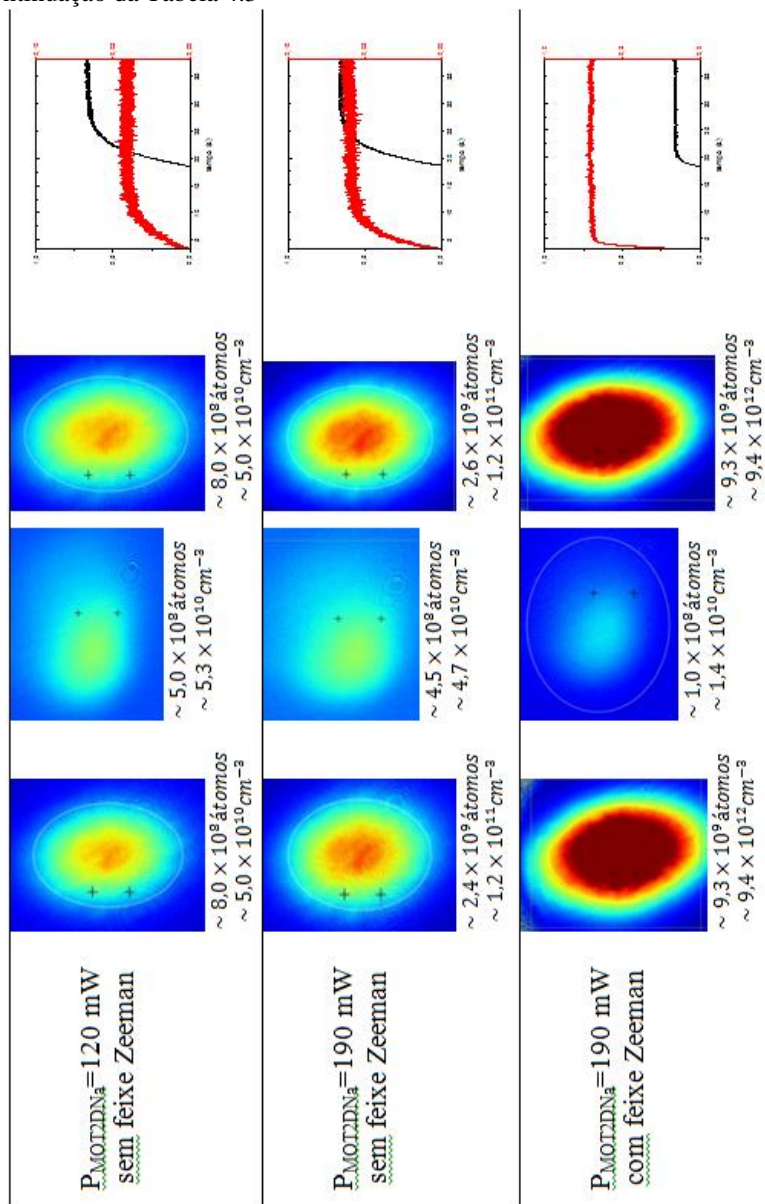
Fonte: produção da própria autora

Tabela 4.3 – Carga de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração *dark*

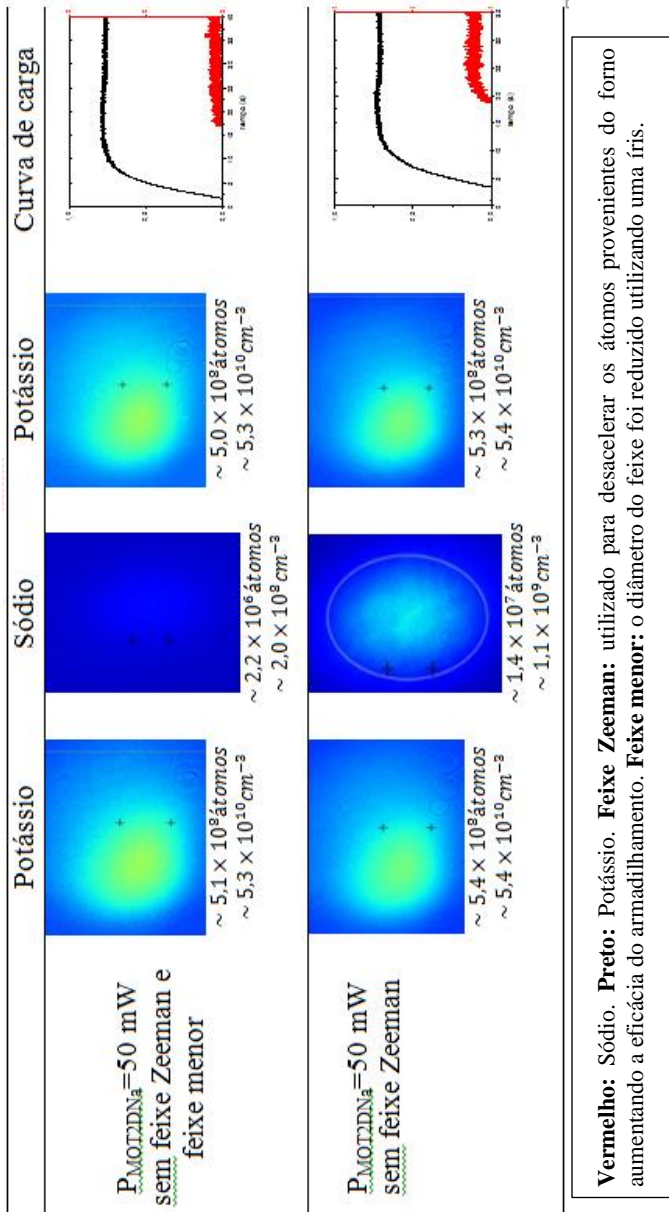
	Sódio	Potássio	Sódio	Curva de carga
$P_{\text{MOT}}^{\text{DNa}} = 50 \text{ mW}$ sem feixe Zeeman e feixe menor	 $\sim 2,5 \times 10^6 \text{ átomos}$ $\sim 2,1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 5,1 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,3 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 2,7 \times 10^6 \text{ átomos}$ $\sim 2,1 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$	
	 $\sim 2,2 \times 10^7 \text{ átomos}$ $\sim 1,9 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 5,3 \times 10^8 \text{ átomos}$ $\sim 5,5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$	 $\sim 1,7 \times 10^7 \text{ átomos}$ $\sim 1,8 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$	

Vermelho: Sódio. **Preto:** Potássio. **Feixe Zeeman:** utilizado para desacelerar os átomos provenientes do forno aumentando a eficácia do armadilhamento. **Feixe menor:** o diâmetro do feixe foi reduzido utilizando uma íris.

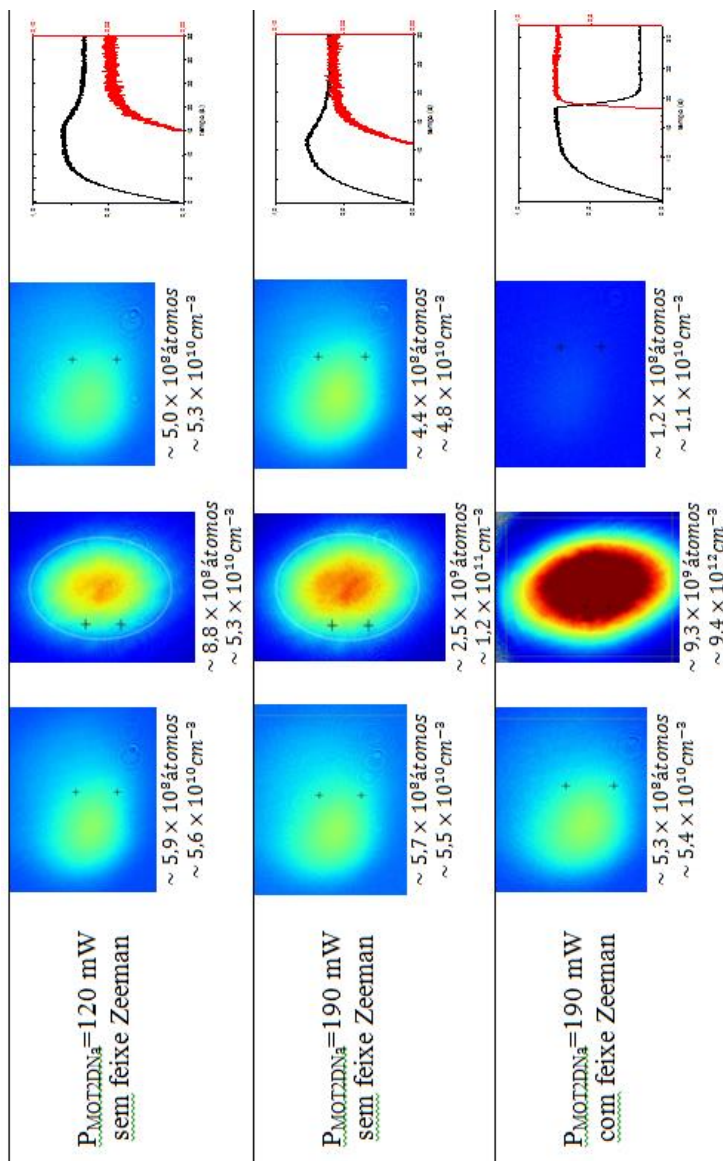
Continuação da Tabela 4.3



Fonte: produção da própria autora

Tabela 4.4 – Carga de sódio na configuração *dark* na presença da nuvem de potássio

Continuação da Tabela 4.4

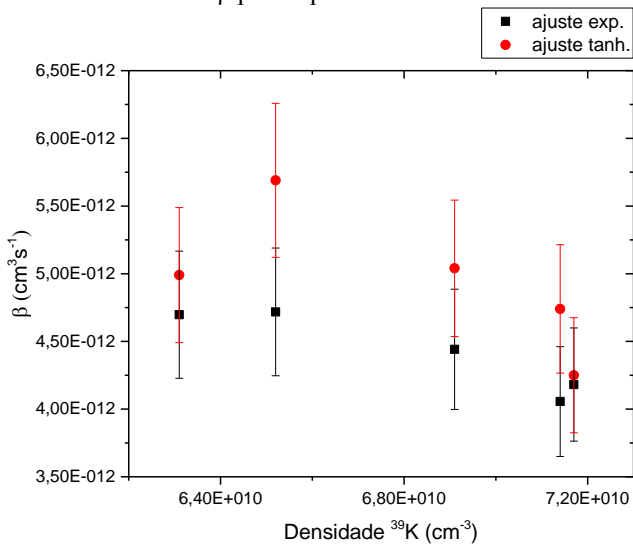


Fonte: produção da própria autora

4.1 TAXAS DE PERDAS EM ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA HOMONUCLEAR

Nesta seção, apresentaremos as medidas referentes ao caso homonuclear tanto para o sódio como para o potássio. A partir de cinco curvas de carga de átomos potássio foi encontrado o valor de β , (ver Figura 4.1) referente a perdas por colisão entre dois átomos de potássio. Neste gráfico estão apresentados os valores de β obtidos a partir do ajuste teórico de duas equações diferentes, a equação 2.3 (“exponencial”) e a equação 2.18 (“tangente hiperbólica”).

Figura 4.1 – Valores de β para o potássio



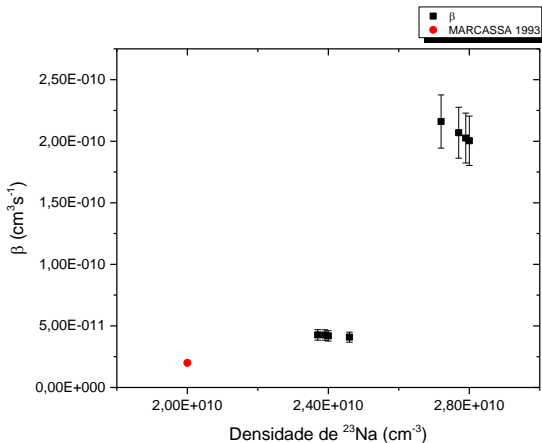
Fonte: produção da própria autora

Estas duas formas de ajustes foram utilizadas para corroborar que os valores estão de acordo quando utilizamos dois métodos diferentes. Porém, estamos interessados em analisar quais são os mecanismos de perdas para o potássio.

Apesar de tentar manter constante a densidade do potássio em todas as medidas, observamos a partir da Figura 4.1 que durante o processo houve uma pequena flutuação na densidade. Fazendo uma média dos valores encontrados para as perdas entre dois átomos de potássio, obtemos que $\beta_K = 4,42 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$. Este resultado está em acordo com o trabalho de SANTOS 1996, na região de intensidade, densidade ($n=(3,0 \pm 1,5) \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) e número ($N=5 \times 10^8$ átomos), com que trabalhamos em torno de 50 mW/cm^2 . Sendo assim, as perdas dominantes que ocorrem em um MOT de potássio são por colisão com mudança de estrutura fina, as perdas por escape radiativo são desprezíveis. Neste caso, desconsideramos perdas por colisão com mudança de estrutura hiperfinas, pois estamos em um regime de alta intensidade dos lasers e perdas deste tipo não ocorrem.

Para a curva de carga de sódio na configuração *bright* foram realizadas duas medidas com densidades diferentes. Para alterar a densidade da nuvem de sódio no MOT 3D decidimos alterar a potência do laser aprisionador do MOT 2D, com esse método alteramos a quantidade de átomos que chegam até a câmara principal. Uma medida foi realizada com $P_{\text{MOT2DNa}}=190 \text{ mW}$ mantendo o feixe “Zeeman” ligado neste caso conseguimos a nuvem mais densa (tabela 4.1 e 4.2). Para realizar a outra medida com densidade menor mantivemos as mesmas características da primeira medida, e apenas diminuimos o tamanho do feixe (tabela 4.1 e 4.2). Fazendo isso menos luz de aprisionamento chega aos átomos e consequentemente menos átomos são aprisionados diminuindo a densidade da nuvem. Para cada densidade diferente foram realizadas quatro medidas de carga em sequência. Na Figura 4.2 mostramos o comportamento da taxa de perda para o sódio com relação às duas densidades distintas.

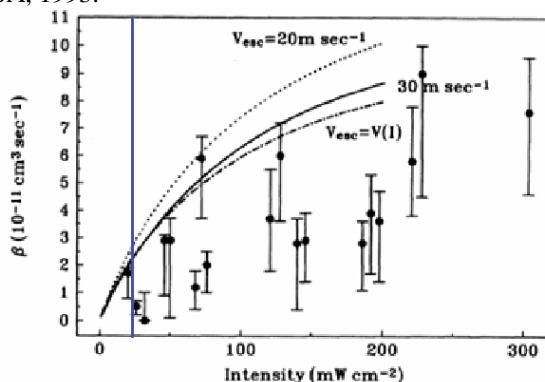
Figura 4.2 – Valores de β para a nuvem de átomos de sódio na configuração *bright*



Fonte: produção da própria autora

Este resultado está em acordo com o trabalho de MARCASSA 1993 (ver Figura 4.3), de acordo com os parâmetros de intensidade, número e densidade atômica, o qual obtém $\beta=2 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{s}^{-1}$ para uma densidade da nuvem de sódio, na configuração *bright*, de $n = 2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. A partir deste trabalho, consideramos que as perdas dominantes em um MOT de sódio na configuração *bright* são devido a colisões com escape radiativo. Colisões com mudança de estrutura fina neste tipo de sistema se tornam desprezíveis. Já as colisões com mudança de estrutura hiperfina podem ser desprezadas, pois o regime é de alta intensidade dos lasers, neste caso temos poucos átomos no estado fundamental para realizar este tipo de colisão.

Figura 4.3 – Comparação do valor de β com a literatura. A linha em azul representa nosso regime de trabalho o qual está em acordo com MARCASSA, 1993.



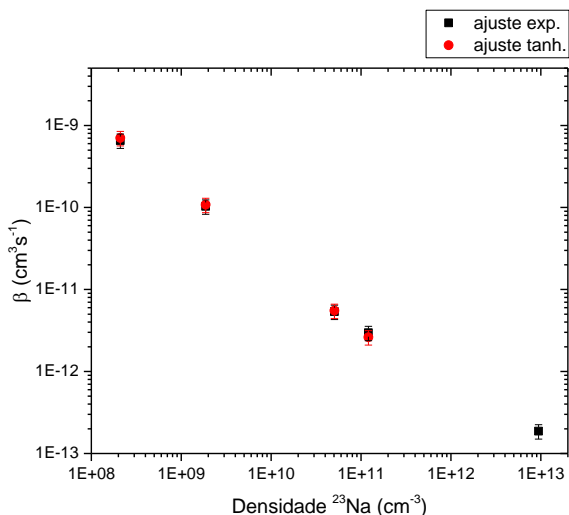
Fonte: MARCASSA, L. G. et al. Collisional loss rate in a magneto-optical trap for sodium atoms: Light-intensity dependence, Phys. Rev. A, v. 47, p. 4563-4566, 1993.

A segunda medida para perdas entre dois átomos de sódio foi realizada na configuração *dark*, na qual obtemos uma nuvem muito densa de átomos. Neste caso, conseguimos realizar mais facilmente medidas com densidade variadas. Foram feitas um conjunto de cinco medidas com densidades diferentes da nuvem de sódio. Para variar a densidade da nuvem alteramos a potência do laser aprisionador da armadilha magneto-óptica 2D, assim podemos reduzir ou aumentar facilmente o número de átomos que chegam na câmara de ciência. Iniciamos as medidas com a potência que foi otimizada para conseguir o melhor número, $P_{\text{MOT2DNa}}=190 \text{ mW}$. Neste caso, como a nuvem é muito densa, a imagem que visualizamos no Python é saturada. Para fazer as outras medidas com densidades menores resolvemos desligar/barrar o feixe Zeeman (que tem o objetivo de desacelerar os átomos que saem do forno) e diminuir a potência de, $P_{\text{MOT2DNa}}=190 \text{ mW}$, para $P_{\text{MOT2DNa}}=120 \text{ mW}$ e para $P_{\text{MOT2DNa}}= 50 \text{ mW}$. Outro mecanismo também foi adotado para diminuir ainda mais a

densidade, a potência foi ajustada para $P_{\text{MOT2DNa}} = 50 \text{ mW}$ e em seguida diminuimos o tamanho do feixe do laser de aprisionamento do MOT 2D fazendo com que menos átomos sejam aprisionados.

Devido ao MOT de potássio ser menor que o MOT de sódio foi decidido fixar o potássio e variar a densidade do sódio. Foram feitas curvas de carga do sódio na configuração *dark* para cinco casos de densidades distintas. Em cada uma delas, a partir das equações de ajustes teórico, equação 2.3 e equação 2.18, foi encontrado o valor da taxa de perdas por colisão entre dois átomos de sódio (ver Figura 4.4). Não foi realizado o ajuste teórico a partir da equação 2.18 para o caso de maior densidade do sódio, pois esta equação não é válida para altas densidades.

Figura 4.4 – Valores de β para a nuvem de sódio na configuração *dark* em diferentes densidades



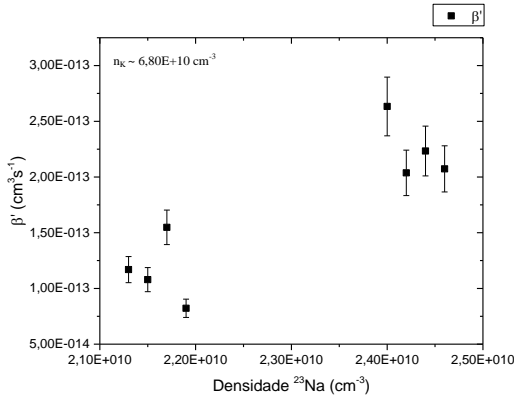
Fonte: produção da própria autora

Notamos um comportamento interessante para as perdas de átomos quando variamos a densidade do sódio. Neste caso, quanto mais densa a nuvem de sódio menos perdas por colisão entre dois átomos de sódio ocorre. Isso pode ser explicado, pois apesar das perdas tenderem a aumentar com a densidade no caso *bright* como visto anteriormente, elas se tornam irrelevantes devido à alta densidade da nuvem de sódio no caso *dark*. Como a grande maioria dos átomos de sódio se encontram no estado fundamental as perdas dominantes devem ocorrer a partir da colisão de dois átomos ambos no estado fundamental. As perdas por colisão entre um átomo de sódio no estado excitado e outro no estado fundamental devem ser mínimas, devido a pouca existência de átomos no estado excitado.

4.2 TAXAS DE PERDAS EM ARMADILHA MAGNETO-ÓPTICA HETERONUCLEAR

Após obter o carregamento do potássio e do sódio separadamente, vamos analisar o que ocorre quando carregamos um na presença do outro. Esta medida foi realizada carregando inicialmente o sódio na configuração *bright*, quando atingido o estado estacionário inicia-se o processo de carga do potássio, esperamos que também atinja o estado estacionário para então desligar o campo magnético e os feixes lasers. Dessa maneira utilizamos a curva de carga do potássio na presença do sódio para realizar o ajuste teórico e encontrar a taxa de perda por colisão entre um átomo de sódio e outro de potássio (ver Figura 4.5). Para cada uma das duas medidas em densidades distintas obtivemos quatro curvas de carga, que foram feitas em sequência.

Figura 4.5 – Valores de β' , perda de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração *bright*.



Fonte: produção da própria autora

Percebemos que quanto maior é a densidade do sódio mais átomos de potássio são perdidos. Sendo assim, quanto mais densa for a nuvem de sódio, mais facilmente é para os átomos de potássio interagirem com os átomos de sódio e aumentar as perdas. De acordo com Santos (1997) as perdas que dominam neste tipo de sistema são devido a colisões, entre um átomo no estado fundamental e outro no estado excitado, com mudança de estrutura fina, pois o regime é de alta intensidade dos lasers.

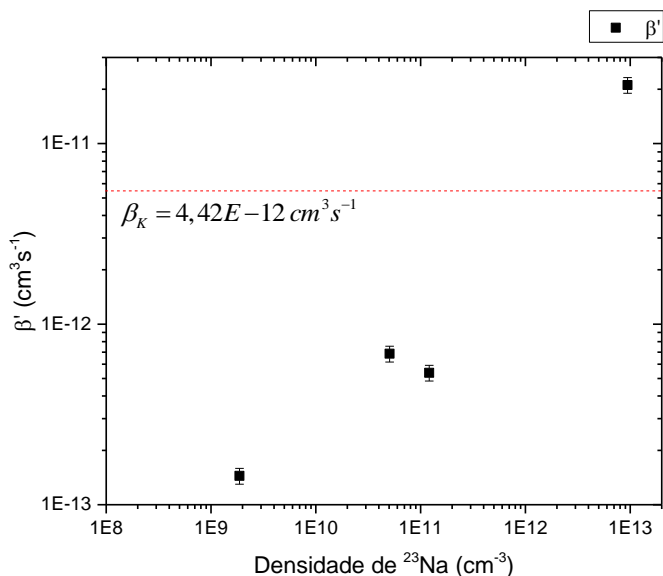
Como era esperado, o valor absoluto de β' é bem menor que o valor de β medido anteriormente para o potássio. Não foi possível analisar as perdas de átomos de sódio na configuração *bright* quando carregado na presença de potássio. Ao tentar ajustar a curva teórica na experimental não obtemos um bom ajuste. Isso pode ter acontecido porque a curva de carga do sódio na presença do potássio possui um sinal de fluorescência muito ruim. Neste processo de carga deve ocorrer a perda de muitos átomos de sódio, fazendo com que o número final seja pequeno. Assim, como o sinal de fluorescência é baixo não

temos uma boa resolução da curva de carga, pois ela apresenta muitos ruídos, se tornando complicada de ser ajustada.

Também realizamos o carregamento de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração *dark*. Neste caso, a nuvem de potássio foi mantida inalterada enquanto que a densidade da nuvem de sódio era alterada em cada uma das medidas. Inicialmente, em cada uma das cinco medidas a nuvem de sódio era carregada, quando atingido o estado estacionário iniciávamos o carregamento da nuvem de potássio. Para cada curva de carga de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração *dark* foi feito o ajuste teórico a partir da equação 2.2 (ver Figura 4.6). Apesar de possuir todas as informações necessárias para fazer o ajuste utilizando a equação 2.15 não foi possível obter o ajuste teórico nos pontos experimentais a partir desta equação.

Um comportamento muito interessante é notado neste caso; quando aumentamos a densidade do sódio até cerca de $n_{Na} = 5,06 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ notamos que as perdas por colisão entre um átomo de sódio e outro de potássio aumentam. Neste caso as densidades de ambas as nuvens estão na ordem de $\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. A partir de densidades maiores para a nuvem de sódio percebemos um grande aumento das perdas de potássio, inclusive superando o valor para o caso homonuclear do mesmo. Neste caso, as colisões devem ocorrer entre um átomo no estado excitado e outro no estado fundamental. Devido à configuração *dark*, a maioria dos átomos de sódio se encontra no estado fundamental. Já os átomos de potássio, como estão sujeitos à alta intensidade dos lasers a maioria deve se encontrar no estado excitado. Isso mostra a necessidade de melhorar a densidade do MOT de potássio e gerenciar esse problema manipulando a nuvem de sódio no processo de transição para as próximas etapas. Isso pode implicar no relaxamento do potencial ou algo equivalente.

Figura 4.6 – Valores de β' , perda de átomos de potássio na presença da nuvem de sódio na configuração *dark*

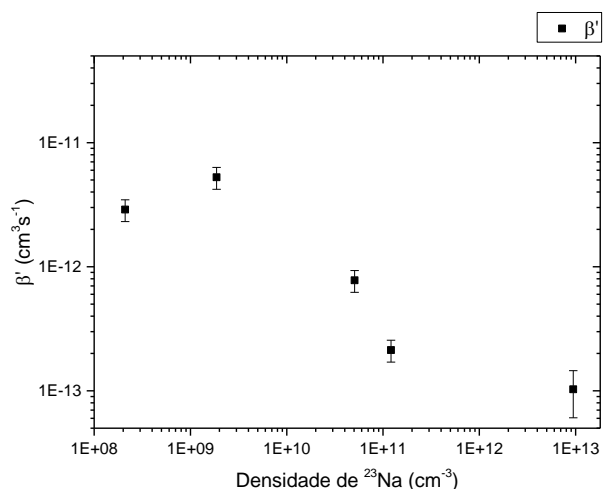


Fonte: produção da própria autora

Em seguida, realizamos o carregamento da nuvem de sódio na configuração *dark* na presença da nuvem de potássio. Inicialmente carregamos o potássio até atingir o estado estacionário, que mantivemos inalterado em cada medida, e em seguida iniciamos o carregamento do sódio para diferentes densidades na configuração *dark*. A partir das curvas experimentais de carga da nuvem de sódio na presença da nuvem de potássio, foi feito o ajuste teórico da equação 2.2 da qual obtivemos o valor de β' (ver Figura 4.7). Neste caso também não foi possível obter o ajuste a partir da equação 2.15.

Verificamos que enquanto a densidade da nuvem de sódio é menor que 10^{10} cm^{-3} , ou seja, menor que a densidade da nuvem de potássio, as perdas aumentam. Porém quando a nuvem de sódio é mais densa que a nuvem de potássio as perdas de átomos por colisão com átomos de potássio se tornam menores.

Figura 4.7 – Valores de β' , perda de sódio na configuração *dark* na presença da nuvem de potássio



Fonte: produção da própria autora.

Observamos na Figura 4.6 que quando a densidade do sódio é muito grande, na ordem de 10^{12} cm^{-3} as perdas entre um átomo de sódio e outro de potássio aumentam. Como o esperado, o valor absoluto de β' é bem menor que o valor de β medido anteriormente para o sódio. No entanto, variam muito menos em valor absoluto. Assim como no caso anterior, as colisões devem ocorrer entre um átomo no estado excitado e outro no estado fundamental. Os átomos de sódio no estado fundamental devido ao *dark spot*, e os átomos de potássio, no estado excitado devido à alta intensidade dos lasers. Mais uma

vez o fato do MOT de sódio alcançar alta densidade possibilita um sistema mais robusto, onde as perdas diminuem mesmo na presença de outra espécie. Evidentemente, com o aumento da densidade do MOT do potássio isso deve mudar e isso deverá ser explorado em seguida.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS DE TRABALHO

O entendimento sobre os processos colisionais que ocorrem em uma armadilha magneto-óptica heteronuclear é de suma importância para a escolha dos parâmetros para as etapas que levam à obtenção e estudos de amostras distintas de condensados bosônicos coexistindo em uma mesma região.

A partir desta premissa decidimos realizar o estudo das taxas de perdas em uma armadilha magneto-óptica para os casos homonuclear e heteronuclear envolvendo átomos de sódio e potássio.

Este estudo foi realizado em duas configurações distintas do experimento; *bright* e *dark* MOTs. No regime *bright* a nuvem de sódio é composta por átomos que estão nos estados $F=1$ e $F=2$ do estado fundamental, pois estão sujeitos aos lasers de aprisionamento e rebombeio. Nesta configuração a nuvem de átomos de sódio não é muito densa, uma parte das medidas foi realizada nesta configuração para tentar comparar nossos resultados com os que foram encontrados no passado.

A outra configuração do experimento é o regime *dark*, proposto por KETTERLE em 1993, consiste na introdução de um *dark spot* no feixe de rebombeio, deste modo os átomos que se encontram no centro da nuvem fria só recebem luz do feixe de aprisionamento, minimizando de forma importante o espalhamento secundário. Estes átomos se encontram no estado fundamental $F=1$. Utilizando esta técnica obtemos uma nuvem muito mais densa que no caso do *bright*. Por isso é amplamente utilizada nos experimentos de condensado de sódio atualmente.

Para realizar as medidas, a nuvem de potássio foi mantida invariável para ambos os casos, *bright* e *dark*, pois ela é menor e menos densa que a nuvem de sódio. Portanto, variamos a densidade da nuvem de sódio, por ser um dos

parâmetros otimizados usualmente para transferência para armadilha magnética.

A densidade da nuvem de sódio foi variada alterando a potência do feixe laser que aprisiona os átomos na armadilha magneto-óptica 2D. Desta maneira mudamos a quantidade de átomos que chegam à câmara de ciência, local onde obtemos a nuvem que será estudada.

Os resultados foram obtidos a partir de duas medidas com densidades diferentes da nuvem de sódio na configuração *bright* e cinco medidas de densidades diferentes da nuvem de sódio para a configuração *dark*. Apenas duas medidas foram realizadas na configuração *bright*, devido á baixa densidade da nuvem. Foram feitas curvas de carga para o carregamento individual de átomos de sódio e potássio, a fim de obter a taxa de perdas por colisão entre dois átomos idênticos.

Também analisamos o carregamento do potássio na presença da nuvem de sódio bem com o carregamento de sódio na presença da nuvem de potássio, ambos para as configurações *bright* e *dark*, para obter a taxa de perdas por colisão entre dois átomos distintos.

Infelizmente para altas densidades atômicas não há na literatura um estudo para comparação. De qualquer forma, nosso estudo homonuclear nos deu respaldo para confiar em nossa técnica e aplicar ao caso heteronuclear.

Como um de nossos focos nesse estudo foi observar como o potássio, num regime ainda não otimizado, reagiria às altas densidades do sódio, percebemos como o aumento da densidade do sódio afeta a carga e consolidação da armadilha de potássio. É a primeira vez que esse tipo de MOT 2D (com Zeeman) é realizado para átomos de potássio. Essa medidas são muito uteis para a otimização desse sistema e para obtenção do condensado misto em seguida.

Medidas de β e β' nesse regime de densidade para o caso da armadilha magneto-óptica de sódio não são encontradas na literatura. Um estudo mais aprofundado com relação à densidade pode ser feito e ajudaria a explicar as medidas realizadas nesse trabalho.

Observamos o comportamento esperado para o potássio por estar no regime de densidade explorado até o momento, mas para o sódio nesse regime de altas intensidades observamos um comportamento diferente. O fato do MOT de sódio alcançar alta densidade possibilita um sistema mais robusto, onde as perdas diminuem mesmo na presença de outra espécie. Um comportamento completamente inverso ao que foi estudado no passado.

Acreditamos que com o aumento da densidade do MOT do potássio isso deve mudar e isso deverá ser explorado em seguida. A ideia é manipular as nuvens de forma a, mesmo com densidades ligeiramente diferentes inicialmente, seja possível levar as nuvens às próximas etapas para obtenção do condensado misto e outros estudos, manipulando a densidade atômica. Outro fator importante que será explorado será com relação às temperaturas das amostras antes da transferência para as próximas etapas do experimento.

Dessa forma, ressaltamos o papel da densidade atômica como agente importantíssimo em estudos de colisões ultrafrias e reiteramos a necessidade de estudos teóricos que possam explicar nossos resultados e motivar novos estudos nessa área.

6 REFERÊNCIAS

Anderson, M. H. et al., Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor, **Science** 269, 198, 1995.

ASHKIN, A. Trapping of Atoms by Resonance Radiation Pressure. **Phys. Rev. Lett.**, v. 40, p. 729, 1978.

ATKINS, P. W.; JONES, L. **Princípios de química: questionando a vida moderna e o meio ambiente**. 5. ed. Porto Alegre: Bookman, 2012.

BAGNATO, V. S. et al. Measuring the capture velocity of atoms in a magneto-optical trap as a function of laser intensity. **Phys. Rev. A**, v. 62, p. 013404, 2000.

BARDOU, F. et al. Magnet-Optical trapping of metastable helium: collisions in the presence of resonante light. **Euro-phys. Lett.**, v. 20, p. 681, 1992.

CATANI, J. et al. Intense slow beams of bosonic potassium isotopes, **Phys. Rev. A**, v. 73, p. 033415, 2006.

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

COHEN-TANNOUDJI, C.; PHILLIPS, W. D. New mechanisms for laser cooling. **Physics Today**, v. 43, p. 33-40, 1990.

COOK, R. J. Atomic motion in resonant radiation: an application of Ehrenfest's theorem. **Phys. Rev. A**, v. 20, n. 1, p. 224-228, 1979.

FRISCH, R. Experimentelles nachweis des Einsteinschen strahlung srück stabes. **Z. Phys.**, v. 86, p. 42, 1933.

GALLAGHER, A; PRITCHARD, D. Exoergic Collisions of Cold Na*-Na. **Phys. Rev. Lett.**, v. 63, n. 9, p. 957, 1989.

HÄNSCH, T.W.; SCHAWLOW, A. L. Cooling of gases with laser radiation. **Optics Communications**, v. 13, n. 1, p. 68-69, 1975.

HARUTINIAN, J. A. S., Study of excitations in a Bose-Einstein condensate, Tese de doutorado apresentada no Instituto de Física da Universidade de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2011.

KATORI, H.; F. SHIMIZU, Laser Cooling and trapping of Argon and Krypton using diode lasers. **Jpn. J. Appl. Phys.**, v. 29, p. 2124, 1990.

KETTERLE, W. et al. High densities of cold atoms in a dark spontaneous-force optical trap. **Phys. Rev. Lett., American Physical Society**, v. 70, p. 2253–2256, 1993.

KIM, J. et al. Buffer-gas loading and magnetic trapping of atomic europium, **Phys. Rev. Lett.**, v. 78, p. 3665, 1997.

KLEIN, M.J.; KOX, A.J.; SCHULMANN. **The collected papers of Albert Einstein**. Princeton: Princeton University, vol. 5, 1987.

KUROSU, T.; SHIMIZU, F. Laser cooling and trapping of calcium and strontium, **Jpn. J. Appl. Phys.**, v. 29, p. 2127, 1990.

LAMPORESI, G. et al., Compact high-flux source of cold sodium atoms, **Rev. Sci. Instrum.** vol. 84, p. 063102, 2013.

LIN, Z. et al. Laser cooling and trapping of Li, **Jpn. J. Appl. Phys.**, v. 30, p. 1324, 1991.

MANCINI, M. W. et al. Trap loss rate for heteronuclear cold collisions in two species magneto-optical trap, *Eur. Phys. J. D*, v. 30, p. 105-116, 2004.

MARANGONI, B. S., Colisões heteronucleares em uma armadilha de dipolo. Tese de doutorado apresentada no Instituto de Física da Universidade de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2013.

MARCASSA, L. G. et al. Magneto-optical trap for sodium atoms from a vapor cell and observation of spatial modes. **Brazilian Journal of Physics**, v. 22, n.1, p. 3-6, 1992.

MARCASSA, L. G. et al. Collisional loss rate in a magneto-optical trap for sodium atoms: Light-intensity dependence, **Phys. Rev. A**, v. 47, p. 4563-4566, 1993.

MARCASSA, L. G. et al. Collisional loss rate of sodium atoms in a magneto-optical trap operating on the D1 line, **J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.** v.29, p. 3051–3057, 1996.

MONROE, C. et al. Very cold atoms in vapor cell. **Phys. Rev. Lett.**, v. 65, n. 13, p. 1571-1574, 1990.

PHILLIPS, W. D.; METCALF, H. J. Laser deceleration of an atomic beam. **Phys. Rev. Lett.**, v. 48, n. 9, p. 596-599, 1982.

PRITCHARD, D. E. et al. Light traps using spontaneous force. **Phys. Rev. Lett.**, v. 57, n. 3, p. 310-313, 1986.

RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. **Phys. Rev. Lett.**, v. 59, n. 23, p. 2631-2634, 1987.

SANTOS, M. S. et al. Hyperfine-changing collision measurements in trap loss for mixed species in a magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* 60, n.5, p. 3892-3895, 1999.

SANTOS, M.; NUSSENZVEIG, P.; ZILIO, S.; and BAGNATO, V. S., Intensity Dependence of the Collisional Loss Rate for Potassium Atoms in a Vapor Cell, preprint, IFSC, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, 1996.

SANTOS, M. S. et al. Intensity dependence of the collisional loss rate for potassium-39 atoms in a vapor cell MOT. *Laser Physics*, v. 8, n.4, p. 880-884, 1998.

SANTOS, M. S. et al. Simultaneous Trapping of two different species in a vapor-cell magneto-optical trap, *Phys. Rev. A* 52, R4340, 1995.

SENGSTOK, K. U. et al. Optical Ramsey interference on laser cooled and trapped atoms, detected by electron shelving, **Opt. Commun.**, v. 103, p. 73, 1993.

SESKO, D. T. et al. Collisional losses from a light force atom trap, **Phys. Rev. Lett.**, v. 63, p. 961, 1989.

SHIMIZU, F; SHIMIZU, K; TAKUMA, Laser cooling and trapping of Ne metastable atoms, **Phys. Rev. A**, v. 39, p. 2758, 1989.

SIMSARIAN, J. E. et al. Magneto-Optic Trapping of ^{210}Fr , **Phys. Rev. Lett.**, v. 76, p. 3522, 1996.

TELLES, G. D. Estudo de colisões atômicas ultrafrias: Mecanismos de perdas e espectroscopia de fotoassociação, Tese de doutorado apresentada no Instituto de Física da Universidade de São Carlos da Universidade de São Paulo, 2002.

TIECKE, T. G. et al. High-Flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms, **Phys. Rev. A**, v. 80, p. 013409, 2009.

VIGUÉ, J. Possibility of applying laser-cooling techniques to the observation of collective quantum effects, **Phys. Rev. A**, v. 34, n. 5, p. 4476-4479, 1986.

WALHOUT, M. H. et al. Magneto-Optical trapping of metastable xênon: Isotope-shift measurements, **Phys. Rev. A**, v. 48, p. 879, 1993.

WALKER, T. et al. A vortex-force atom trap, **Phys. Lett. A**, v. 163, p. 309, 1992.

WEBER, T.J. et al. Bose-Einstein Condensation of Cesium, **Science**, v. 299, p. 232, 2003.

WEINER, J. **Cold and Ultracold Collisions in Quantum Microscopic and Mesoscopic Systems**. New York: Cambridge, 2003.

WILLIAMSON III, R. S.; WALKER, T. Magneto-Optical trapping and ultracold of potassium atoms, **J. Opt. Soc. Am. B**, v. 12, p. 1393, 1995.

WINELAND, D.; DEHMELT, H. Proposed $10^{14} \Delta\nu < \nu$ laser fluorescence spectroscopy on Ti^+ mono-ion oscillator. **Bull. Am. Phys. Soc.**, v. 20, p. 637, 1975.

APÊNDICES

APÊNDICE A – Os átomos de sódio e potássio

A.1 Átomo de sódio

O sódio (Na) é um elemento que ocupa a coluna 1A da tabela periódica. Trata-se de um metal alcalino cujas principais características são: sólido na temperatura ambiente; possui coloração branca, ligeiramente prateada; é muito reativo; oxida facilmente com o ar e reage violentamente com a água quando puro. Além disto, é encontrado na natureza com certa abundância, apresentando treze isótopos conhecidos, sendo que o único estável é o ^{23}Na . Apresenta seu ponto de fusão em 370,95 K, uma estrutura cristalina na forma CCC, com a seguinte configuração eletrônica: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$.

Sua estrutura de níveis consiste nas linhas D_1 e D_2 em 589,756 nm e 589,158 nm respectivamente, tendo aproximadamente as mesmas larguras de linhas de $2\pi \times 10$ MHz.

A.2 Átomo de potássio

O potássio (K) é um elemento que ocupa a coluna 1A da tabela periódica. Trata-se de um metal alcalino que possui coloração branca prateada, é abundante na natureza, encontrado principalmente nas águas salgadas; oxida-se rapidamente com o oxigênio do ar e é muito reativo especialmente com a água. São conhecidos vinte isótopos de potássio, três deles são naturais: ^{39}K , ^{40}K e ^{41}K e são encontrados na natureza com a abundância de 93,3%, 0,01% e 6,7% respectivamente. Apresenta seu ponto de fusão em 336,53 K, uma estrutura cristalina na forma CCC, com a seguinte configuração eletrônica: $1s^2 2s^2 2p^6 3s^1$.

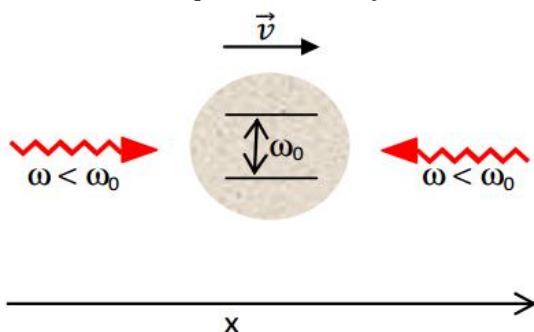
Utilizamos a transição correspondente a linha D_2 para o aprisionamento, ou seja, nos níveis $4S_{1/2}$ e $4P_{3/2}$.

APÊNDICE B – Princípio de Funcionamento de uma Armadilha Magneto-Óptica

Apresentamos o princípio de funcionamento de uma armadilha magneto-óptica, no qual se utiliza a força de radiação dos feixes laser e um gradiente de campo magnético para aprisionar os átomos alcalinos. Em todas as situações apresentadas estamos considerando um átomo hipotético de dois níveis de energia.

A armadilha magneto-óptica utiliza a pressão de radiação, um gradiente de campo magnético e polarização adequada dos feixes laser para resfriar e aprisionar os átomos. Primeiramente, vamos considerar um átomo hipotético de dois níveis na presença de dois feixes contrapropagantes que possuem uma determinada frequência ω , como mostra a Figura 1.

Figura 1 – Feixes laser contrapropagantes com frequência ω sintonizados abaixo da frequência da transição atômica ω_0



Fonte: CAMPESTRINI, 2013

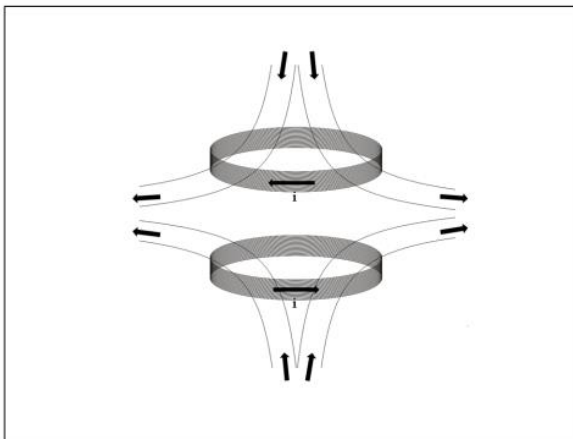
Para que o átomo absorva um fóton dos feixes laser contrapropagantes, a frequência dos feixes deve ser sintonizada um pouco abaixo da frequência natural de ressonância da transição atômica ω_0 , essa diferença de frequência denominaremos de *dissintonia*, ou *detuning*, é identificada por

δ ($\delta = \omega - \omega_0$). Como estamos considerando um átomo em movimento é necessário considerar o efeito Doppler. Se o átomo move-se no mesmo sentido de propagação do feixe, este sofre um deslocamento para o vermelho e, portanto não estará ressonante com a frequência da transição atômica. Entretanto, quando o movimento do átomo é no sentido contrário a propagação do feixe laser, neste caso, terá sua frequência deslocada para o azul, tornando-se mais ressonante com o laser. A absorção de um fóton do laser pelo átomo acontece através do feixe contrapropagante ao movimento do átomo, ocasionando uma transferência de momento dado por $\hbar\kappa$, contrário a sua velocidade de modo a reduzi-la. Ao absorver o fóton o átomo sofre um recuo na mesma direção e sentido da propagação do feixe laser, após certo tempo emite o fóton em uma direção aleatória, esse processo pode ocorrer inúmeras vezes produzindo um movimento aleatório do átomo que pode escapar da ação dos feixes (WEINER, 2003).

Para conseguir aprisionar e resfriar os átomos precisamos de três pares de feixes laser contrapropagantes e um gradiente de campo magnético. Os feixes laser contrapropagantes apenas desaceleram e resfriam a amostra de átomos, mas não são capazes de aprisionar. Essa configuração é chamada de melaço óptico, na qual os átomos com menor velocidade se encontram na interseção dos feixes laser contrapropagantes. O resfriamento acontece quando o átomo absorve um fóton, e devido a transferência de momento perde energia cinética neste processo. Em 1987, Raab e colaboradores utilizaram o melaço óptico juntamente com um gradiente de campo magnético não homogêneo. O gradiente de campo magnético é produzido por um par de bobinas, nas quais passam correntes elétricas de mesmo valor, mas em sentidos opostos, esta configuração é chamada de anti-Helmholtz, ver a Figura 2. O campo magnético não é isotrópico no espaço, ele é

nulo na metade da distância entre o par de bobinas e cresce linearmente em todas as direções a partir do centro.

Figura 2 – Linhas de campo geradas pelo par de bobinas na configuração anti-Helmholtz

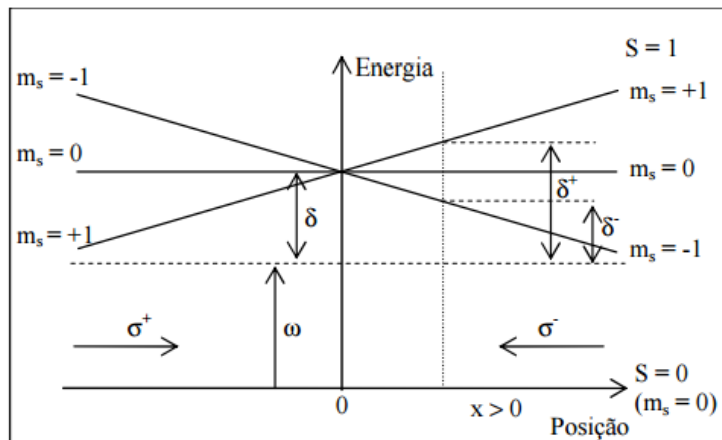


Fonte: FRITSCH, 2010

O campo magnético é utilizado para abrir a degenerescência do nível excitado do átomo através do efeito Zeeman, como mostra a Figura 3. Para compreender o deslocamento nos níveis de energia consideramos um átomo hipotético de dois níveis, o estado fundamental com momento angular $F=0$ e número quântico $m_F=0$ e o estado excitado com $F=1$ e número quântico $m_F = -1,0,1$. Portanto, como se observa o estado fundamental não sofre degenerescência enquanto que o estado excitado apresenta níveis degenerados de energia. Na origem do campo magnético, onde $B=0$, não há degenerescência dos níveis de energia, porém fora dele os níveis de energia tendem a se separar proporcionalmente com a intensidade do campo magnético. O espaçamento entre os

níveis de energia do estado excitado é de $\Delta E = g\mu_B B$, onde g é o fator de giromagnético de Landé, μ_B é o magnéton de Bohr e B é o campo magnético na direção do eixo z .

Figura 3 – Efeito do campo magnético sobre os estados atômicos

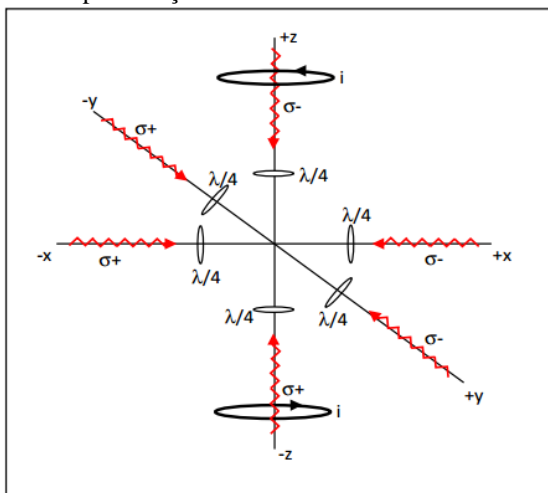


Fonte: CAMPESTRINI, 2013

Em uma determinada posição em $x > 0$, os níveis de energias degenerados do estado excitado cresce de $m_F = -1$ a $m_F = +1$. Numa posição $x < 0$, a energia dos níveis cresce de $m_F = +1$ a $m_F = -1$. Sendo assim, o feixe que se propaga no sentido positivo das posições possui polarização circular σ^+ e o feixe que se propaga no sentido negativo das posições possui polarização circular σ^- . Considerando que o átomo se move no sentido de $x > 0$, devido ao efeito Doppler ele estará mais ressonante com o feixe de polarização σ^- e consequentemente absorverá mais fótons desse feixe. Pelo princípio da conservação do momento angular, os feixes permitem transições com $\Delta m = \pm 1$, segundo regras de seleção, este feixe só permite a transição de $F = 0$ ($m_F = 0$) para $F = 1$ ($m_F = -1$); e o átomo é empurrado para a origem. Porém, quando o átomo se

desloca em $x < 0$ ele absorve mais fótons do feixe com polarização σ^+ , que permite apenas a transição $F = 0$ ($m_F = 0$) para $F = 1$ ($m_F = +1$), e como no caso anterior é empurrado para a origem. Portanto, esta configuração resulta em uma força restauradora que tenta manter o átomo na origem, $x=0$, região em que o campo magnético é nulo. A Figura 4 mostra o mesmo raciocínio para o caso tridimensional, o esquema apresenta os feixes laser e as bobinas da armadilha desta maneira é possível resfriar e aprisionar os átomos no espaço.

Figura 4 – Esquema tridimensional de um MOT com os três pares de lasers e suas polarizações e as bobinas anti-Helmholtz



Fonte: CAMPESTRINI, 2013

O átomo quando aprisionado na armadilha está sujeito a pressão de radiação que a luz exerce, a força sob o átomo foi deduzida por R. Cook, no ano de 1979. Cook (1979) realizou uma abordagem semiclássica ao utilizar o teorema de Ehrenfest, e demonstrou que a pressão de radiação exercida por um laser sobre um átomo hipotético de dois níveis, em uma

aproximação de regime estacionário na qual os átomos se movem muito lentamente no interior da armadilha, pode ser escrita como:

$$\vec{F} = - \frac{[\hbar\Gamma\Omega^2\vec{\nabla}\theta + \hbar(\delta + \dot{\theta})\vec{\nabla}\Omega^2]}{[4(\delta + \dot{\theta})^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]}, \quad 1$$

onde \hbar é constante de Planck, Γ é a largura de linha da transição, Ω é a frequência de Rabi, θ é a fase do campo elétrico e δ é a diferença entre a frequência do laser e a frequência de transição atômica. Esta força está associada a outras duas: a primeira é a força espontânea que é proporcional ao gradiente da fase, e esta relacionada ao processo de desaceleração do átomo devido à transferência de momento dos fótons do laser para o átomo. A segunda, é a força de dipolo proporcional ao gradiente da intensidade do campo elétrico, que está relacionada à interação do dipolo atômico com o gradiente do campo elétrico, que neste caso aparece como um gradiente da frequência de Rabi, pois $\Omega = \mu E(t)/\hbar$. Em algumas situações um dos termos presentes na força de radiação pode ser desprezível em relação ao outro. Primeiramente vamos analisar o caso em que a contribuição da força de dipolo é nula, ou seja, o termo relacionado ao gradiente de campo elétrico se torna desprezível. Este é o caso quando estamos considerando átomos no centro de um feixe laser, cujo perfil de intensidade pode ser descrito como uma função Gaussiana. Neste caso podemos escrever $\theta(r) = -\vec{k} \cdot \vec{r}$ e sendo assim, $\dot{\theta}(r) = -\vec{k} \cdot \vec{v}$ (COOK, 1979), e como a intensidade do feixe é praticamente constante no centro, a força de dipolo é desprezível e a força espontânea torna-se responsável no processo de resfriamento e armadilhamento no MOT. Como a frequência de Rabi Ω é uma constante, consequentemente $\vec{\nabla}\Omega = 0$. Então, a força de radiação pode ser escrita como:

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

onde k é o vetor de onda do feixe laser e v a velocidade de propagação do átomo. Quando temos um feixe altamente focalizado o perfil de intensidade do laser muda significativamente em uma pequena região, neste caso a força de dipolo se torna importante. Este caso é equivalente para uma onda estacionária, sendo assim podemos escrever que $\nabla\vec{\theta} = 0$ (COOK, 1979) na equação 1. Portanto, a força espontânea passa a ser nula enquanto que a força de dipolo pode ser escrita como:

$$\vec{F}_{dip} = -\frac{\hbar\delta\nabla\Omega^2}{[4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2]} \quad 3$$

No entanto, a força predominante em nossa armadilha é a força espontânea, pois os feixes laser utilizados possuem um perfil Gaussiano e eles não são focalizados, sendo assim desprezamos totalmente a força de dipolo. Quando consideramos o campo magnético, temos a variação espacial da ressonância atômica causada pelo campo. Essa variação foi descrita por Fritsch, tal que $\delta w/\delta x = (\delta w/\delta B)(\delta B/\delta x)$, onde $\delta w/\delta B$ é a variação da frequência de ressonância atômica em função do campo magnético aplicado e $\delta B/\delta x$ é a variação espacial do campo magnético (FRITSCH, 2010). Como o átomo interage com dois feixes laser contrapropagantes em cada direção do espaço sendo um com polarização circular σ^- e outro com polarização circular σ^+ , a força total média sobre o átomo devido aos dois lasers em cada direção pode ser escrita como: $\vec{F}_t = \vec{F}_{t+} + \vec{F}_{t-}$. Em que \vec{F}_{t+} representa a força causada pelo feixe que se propaga no sentido positivo da direção considerada, enquanto \vec{F}_{t-} é a causada pelo feixe que se propaga no sentido negativo. Portanto, podemos escrever a força total como sendo:

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

Podemos reescrever a equação 4 como:

$$\vec{F}_t = \frac{16\hbar\Gamma\delta\Omega^2\vec{k}\left(\vec{k}\cdot\vec{v} + \frac{\partial w}{\partial x}x\right)}{\left[4\left(\delta - \vec{k}\cdot\vec{v} - \frac{\partial w}{\partial x}x\right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2\right]\left[4\left(\delta + \vec{k}\cdot\vec{v} + \frac{\partial w}{\partial x}x\right)^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2\right]} \quad 5$$

Considerando uma região de baixa velocidade esta força pode ser escrita, adotando a direção x, na forma:

$$\vec{F}_t = m\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{16\hbar k_x\Gamma\delta\Omega^2}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2}\left(k_x\cdot v_x + \frac{\partial w}{\partial x}x\right) \quad 6$$

Esta expressão pode ser reescrita como uma força do tipo oscilador harmônico amortecido com a forma:

$$F_t = \alpha x + \beta v_x \quad 7$$

Com

$$\alpha = \frac{16\hbar k_x\Gamma\delta\Omega^2}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2}\left(\frac{\partial w}{\partial x}\right) \quad 8$$

e

$$\beta = \frac{16\hbar k_x^2\Gamma\delta\Omega^2}{(4\delta^2 + \Gamma^2 + 2\Omega^2)^2} \quad 9$$

onde α é a constante de amortecimento e β é a constante de mola. Alguns trabalhos concentraram-se em calcular os coeficientes de amortecimento e de mola de uma armadilha, por exemplo, Krüger (2013) e Araujo (1995) calcularam os coeficientes de uma armadilha magnéto-óptica, constituída de átomos na forma de vapor de sódio e de rubídio, respectivamente.

Quando o feixe laser é sintonizado abaixo da frequência natural do átomo $\delta < 0$ a força de amortecimento resfria os átomos. A partir de β e da dimensão de nuvem de átomos podemos fazer uma estimativa da profundidade do poço de potencial. A profundidade do poço é proporcional à intensidade de luz que chega na amostra de átomos aprisionados. No regime de baixa intensidade do laser, isto é, quando a intensidade do laser aprisionador for menor que a intensidade de saturação, o poço é raso e só átomos com velocidades extremamente baixas ficam confinados. Quando a intensidade do laser aprisionador é muito maior que a intensidade de saturação, o regime é de altas intensidades o poço é profundo e confina um número grande de átomos.

Os átomos aprisionados neste tipo de armadilha atingem temperaturas típicas de alguns micro Kelvin, isso acontece, pois a força de amortecimento, sendo esta do tipo viscosa, diminui a energia cinética do átomo e, por consequência, a temperatura do mesmo, resfriando-o. Um fator que limita a temperatura no MOT é o efeito da emissão espontânea, que não foi considerado por Cook (1979) na obtenção da força de radiação sobre o átomo, que gera uma força produzindo aquecimento na amostra de átomos aprisionados.

As equações descritas acima são referentes á armadilha magneto-óptica tridimensional, porém em nosso sistema experimental há mais uma armadilha magneto-óptica com configuração bidimensional. Essa armadilha bidimensional é utilizada como fonte de átomos para a armadilha tridimensional. O princípio de funcionamento é basicamente o

mesmo, utiliza dois feixes laser contrapropagantes dispostos nos eixos x e y, o gradiente de campo magnético é obtido por meio de magnetos permanentes. Os pares de feixes laser contrapropagantes também possuem polarização circular σ^- e σ^+ as quais dão origem a duas forças dissipativas:

$$F_{\sigma^+} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \frac{4\delta_+}{\Gamma^2}} (\hat{x}) \quad 10$$

e

$$F_{\sigma^-} = \hbar k \frac{\Gamma}{2} \frac{s}{1 + s + \frac{4\delta_-}{\Gamma^2}} (-\hat{x}) \quad 11$$

onde s é intensidade de saturação da transição ($s = I/I_0$). O par de forças atua tanto na direção x como na direção y aprisionando os átomos. Devido ao gradiente de campo magnético o detuning das transições δ_+ e δ_- dependem da posição. Se considerarmos um átomo em uma posição $x < 0$ nós temos que $\delta_+ > \delta_-$ e para a posição $x > 0$ temos que $\delta_+ < \delta_-$. Os pares de feixes laser contrapropagantes criam uma força que tende a empurrar os átomos na posição onde o campo magnético é nulo. Devido a configuração do sistema ser bidimensional os átomos aprisionados possuem forma semelhante a de um charuto.