UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO INSTITUTO DE FISICA DE SÃO CARLOS DEPARTAMENTO DE FÍSICA E CIÊNCIA DOS MATERIAIS

BRUNO SPOLON MARANGONI

Moléculas frias em armadilhas ópticas

São Carlos 2009

BRUNO SPOLON MARANGONI

Moléculas frias em armadilhas ópticas

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

Área de Concentração: Física Básica. Orientador: Prof. Dr. Luís Gustavo Marcassa

São Carlos 2009 AUTORIZO A REPRODUÇÃO E DIVULGAÇÃO TOTAL OU PARCIAL DESTE TRABALHO, POR QUALQUER MEIO CONVENCIONAL OU ELETRÔNICO, PARA FINS DE ESTUDO E PESQUISA, DESDE QUE CITADA A FONTE.

Ficha catalográfica elaborada pelo Serviço de Biblioteca e Informação IFSC/USP

Marangoni, Bruno Spolon Moléculas frias em armadilhas ópticas./Bruno Spolon Marangoni; orientador Luis Gustavo Marcassa -- São Carlos, 2009. 84 p.

Dissertação (Mestrado – Programa de Pós-Graduação em Física - Área de concentração: Física Básica) – Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo.

1. Ressonância colisional. 2. Formação molecular. 3. Armadilha de dipolo I. Título.





Caixa Postal 369 13560-970 São Carlos, SP v. Trabalhador São-carlense, 400 13566-590 - São Carlos, SP

> Fone/Fax: (16) 3373. 9777 www.ifsc.usp.br svposgrad@ifsc.usp.br

FOLHA DE APROVAÇÃO

Bruno Spolon Marangoni

Dissertação apresentada ao Instituto de Física de São Carlos da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências. Área de Concentração: Física Básica.

Aprovado em: 16/02/2009

Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa Instituição: IFSC/USP Assinatura Prof. Dr. Lino Misoguti Instituição: IFSC/USP Assinatura Prof. Dr. Luis Eduardo Evangelista de Araujo Instituição: UNICAMP Assinatura

Comissão Julgadora

Dedico este trabalho a minha família pelo amor e a base em que me inspiro para todas as realizações.

Agradecimentos

Ao professor Dr. Luís Gustavo Marcassa pela orientação desde a iniciação científica e por tudo que tenho aprendido nesses últimos anos nos laboratórios de física atômica, pela oportunidade dada, pelo apoio, profissionalismo, paciência e principalmente pela amizade durante todo esse caminho.

Ao professor Daniel Varela Magalhães pelo suporte técnico, pelas longas discussões em eletrônica, pelas dicas em questão a programação em LabView e pela sua disposição em sempre ajudar a todos com muita paciência.

Ao Carlos Renato Menegatti pela amizade de longa data, pela grande contribuição com a parte experimental do projeto e principalmente pela persistência na obtenção dos resultados, o qual foi fundamental para a conclusão deste trabalho.

Ao Jader de Souza Cabral pelo longo convívio desde o primeiro ano da graduação e mútuo apoio em questões tanto científicas como pessoais.

Ao Gustavo Telles pela amizade e pela enorme contribuição dada ao experimento.

Ao Marco, Filipe e Rafael, pelo convívio, baladas, churrascos e pela união sempre que o "bicho pega" em relação a alguma matéria.

Ao pessoal da iniciação científica Luís e Caio, apesar do pouco tempo de convívio pude notar que são pessoas que vieram com a mentalidade de fazer a diferença no laboratório.

A todos os companheiros de trabalho: Renato, Rodrigo, Eduardo, Jorge, Emanuel, Edmir, Kilvia.

Ao pessoal da oficina do Carlinhos e o pessoal da eletrônica (João, Edson, Orlando, Pink, Mindú) pela grande amizade e ajuda na construção de vários componentes deste trabalho.

Às secretárias do grupo de óptica: Isabel e Benê, pela eficiência e principalmente paciência.

Aos amigos de São Carlos: Brudão, Ricardo, Charles, Ronaldinho, Bode, Lins, Mindú pela eterna amizade.

Ao pessoal da minha cidade natal: Alessandro Rulius, Éto Canarim, Bebeto Bica, Japa Torp, Diego Bacuri, Viana Coração, Break Fast, Gu, Laranjinha, Vartão, Tui e Guile pelo tereré na praça de Magda até altas horas, pelos momentos de descontração, pela eterna amizade e pelo fato de eu saber que são pessoas com quem poderei contar pelo resto da minha vida.

Ao Adenir, Márcia e Valéria família querida que sempre me apoiou em todos os momentos da minha vida e pela felicidade de os ter fazendo parte integrante da minha vida.

À minha namorada Amanda pessoa maravilhosa que eu amo e sempre recorro em momentos difíceis. Pela paciência, compaixão e principalmente por fazer de mim uma pessoa muito feliz e querida.

À FAPESP, pelo apoio financeiro.

À Deus, pela paz, saúde e o equilíbrio que me percorre.

"Quem não senta para aprender jamais ficará de pé para ensinar."

(autor desconhecido)

Resumo

MARANGONI, B. S. **Moléculas frias em armadilhas ópticas**. 2009. 84 p. Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.

Neste trabalho estudamos o processo de ressonância colisional o que nos permitiu aumentar a taxa de formação molecular em até seis vezes. Isto foi feito variando-se a temperatura atômica de uma amostra inicialmente aprisionada em uma armadilha magneto óptica (MOT) através de um passo de resfriamento do tipo melaço óptico (molasses). Uma explicação qualitativa foi apresentada para o efeito observando as soluções das funções de ondas parciais para átomos interagentes no estado fundamental. Carregamos uma armadilha óptica de dipolo formada por um laser de Ti:Safira. Por fim, ressaltamos a importância de tais resultados para o nosso grupo de pesquisas e a sua utilização em futuros experimentos.

Palavras-chave: Ressonância colisional. Formação molecular. Armadilha de dipolo.

Abstract

MARANGONI, B. S. **Cold molecules in optical traps**. 2009. 84 p. Dissertation (Master program) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.

In this work, we study a partial wave resonance process which allows us to increase the molecule formation rate up to six times. This was done by an atomic temperature variation which was first trapped in a magneto optical trap (MOT) by applying a molasses stage. A qualitative explanation was presented for the observed effect through the partial waves solutions for ground states interacting atoms. We loaded an optical dipole trap formed by a Ti:Sapphire laser. Finally, we discuss the importance of such results for our research and their use in future experiments.

Keywords: Partial wave ressonance process. Molecular formation. Dipole trap.

Lista de Figuras

| Figura 2.1 | a) Deslocamento do feixe da armadilha de dipolo para o vermelho causando um potencial confinante no foco do laser e b) deslocamento para o azul provocando a repulsão da amostra |
|--------------|--|
| Figura 2.2 - | a) Cálculo da função de onda pelo método de Numerov juntamente com o potencial correspondente para $l = 4$ e temperatura de 1200 µK. b) Função de onda na ausência da barreira ($l = 0$) para a mesma temperatura |
| Figura 3.1 - | Níveis de transição energética para a linha D_2 do ⁸⁵ Rb (5S _{1/2} \rightarrow 5P _{3/2}) 38 |
| Figura 3.2 - | Esquema utilizado para o resfriamento e detecção do número de átomos. O estágio 1 corresponde a fase de formação do MOT e o estágio 2 representa o estágio em que a amostra é resfriada (molasses). Os estágios 3 e 4 correspondem respectivamente a expansão livre da amostra para um determinado tempo (Δt) e a medição da quantidade de átomos remanescentes |
| Figura 3.3 - | Esquema utilizado para a formação e detecção molecular. O estágio 1 corresponde a fase de formação do MOT e o estágio 2 representa o estágio em que a amostra é resfriada (molasses). No estágio 3 o laser de aprisionamento é ligado para garantir a formação molecular com átomos provenientes do molasses. Os estágios 4 e 5 correspondem respectivamente a expansão livre da amostra molecular para um determinado tempo (Δt) e a medição da quantidade de moléculas remanescentes 42 |
| Figura 3.4 - | Sinal de expansão livre de uma amostra atômica com um ajuste da eq. (3.1). A temperatura obtida foi de 88 µK 44 |
| Figura 3.5 - | Sinal de expansão livre de uma amostra molecular com um ajuste da eq. (3.1). A temperatura obtida foi de 144 μ K 45 |
| Figura 3.6 - | Imagem aquisicionada da armadilha e perfis de intensidade vertical e horizontal representados pelas linhas amarelas e respectivos gráficos. Temos o valor da intersecçãodas entre as duas linhas (Valor Z), correspondendo ao valor mais alto da matriz |

|] | Figura 3.7 | - Ajuste da | curva teó | rica do | perfil | obtido | para | obtenção | do ra | io da | armadilh | na | 49 |
|---|------------|-------------|-----------|---------|--------|--------|------|----------|-------|-------|----------|----|----|
| | | | | | | | | | | | | | |

| Figura 3.8 - Esquema de captação da luz pelo detector dos átomos aprisionados 51 |
|---|
| Figura 3.9 - Sinal de íons de uma amostra molecular ionizada com Lt representando a largura temporal |
| Figura 3.10 - Temperatura molecular em função da temperatura atômica. A linha só liga os pontos para auxiliar sua visualização |
| Figura 3.11 - Taxa de formação molecular em função da temperatura onde K ₀ representa o valor |
| de K no armadilha antes do estágio de molasses. Uma ressonância é observada en |
| torno de 123 µK 56 |
| Figura 3.12 - a) Formato da ressonância para a onda $l = 4$. b) Verificação do aumento na formação molecular para $j = 4$ devido ao efeito de aumento de população atômica nas proximidades da barreira |
| Figura 3.13 - Processo de comparação da teoria com os resultados experimentais. Nesse caso, as ondas parciais em questão apresentavam $l = 0$ (linha pontilhada) e $l = 2$ (linha tracejada) |
| Figura 3.14 - Funções de ondas parciais para $l = 4$ (vermelho) e $l = 0$ (preto) juntamente com a representação da barreira centrífuga. A energia é correspondente a temperatura de 1200 µK |
| Figura 3.15 - Comparação das populações para uma variação pequena do coeficiente C ₆ . As curvas correspondem ao momento angular $l = 2$ |
| Figura 4.1 - Esquema de caracterização do feixe utilizando o método Knife-edge66 |
| Figura 4.2 - Curva típica da potência detectada em função da posição da placa com o ajuste teórico |
| Figura 4.3 - Caracterização do feixe para obtenção de $w_0 = (26 \pm 1)\mu m$ |
| Figura 4.4 - Esquema de sincronização experimental para o carregamento do FORT. Os passos 1 e 2 representam os estágios de carregamento do MOT e resfriamento |

| | respectivamente. Em 3 temos o carregamento do FORT e em 4 a amostra carregada é deixada expandir livremente por um tempo Δt . Finalmente, no passo 5 ocorre a aferição da quantidade de átomos remanescentes |
|--------------|--|
| Figura 4.5 - | Armadilha de dipolo carregada. A potência do laser do FORT era de 340 mW com comprimento de onda de 782,08 nm e um tempo e carga de 200 ms |
| Figura 4.6 - | Esquema de obtenção da imagem da armadilha de dipolo desconsiderando os átomos não aprisionados 74 |
| Figura 4.7 - | Seleção da região de interesse na armadilha de dipolo74 |
| Figura 4.8 - | Número de átomos em relação ao tempo para o FORT. Para profundidade 3,42 mK e cintura de $w_0 = 26 \ \mu m$ |
| Figura 4.9 - | Número de átomos em relação ao tempo para o FORT. Para profundidade 3,42 mK e $w_0 = 26 \ \mu m$. Tempo de vida da amostra é de 6,42 ms 76 |

Lista de Tabelas

| Tabela 3.1 | - Altura das barreiras centrífugas para vários valores distintos de <i>l</i> 63 |
|--------------|--|
| Tabela 4.1 | Profundidade da armadilha em função dos comprimentos de onda. A potência total era de 350 mW |
| Tabela 4.2 - | - Taxa de espalhamento de fótons na armadilha em função do comprimento de onda. A potência total do laser era de 350 mW |
| Tabela 4.3 | - Tempo de vida devido à profundidade e a taxa de espalhamento da armadilha 70 |
| Tabela 4.4 | Relação entre profundidade e taxa de espalhamento com o tempo de vida esperado da amostra. Comparação entre o tempo de vida calculado teoricamente e o obtido experimentalmente |

Sumário

| | 10 |
|---|--|
| 2 Considerações Teóricas | 22 |
| 2.1 Armadilha óptica de dipolo | 22 |
| 2.1.1 Força de Dipolo de um Feixe Focalizado | 23 |
| 2.1.2 Tipos de Armadilhas de Dipolo | 29 |
| 2.1.2a FORT (far of resonance trap) | 29 |
| 2.1.2b QUEST (quase-eletrostatic trap) | 31 |
| 2.2 Cálculo da Constante de Formação Molecular | 32 |
| 2.3 Calculo da Função de Onda para Átomos Interagentes no Estado Eletrônico Fundamental | 32 |
| 3 Observação da Ressonância colisional | 26 |
| e observação da ressonancia constanta | 36 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental | 36 37 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental3.2 Medida da Temperatura da Amostra Atômica e Molecular | 36 37 43 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental 3.2 Medida da Temperatura da Amostra Atômica e Molecular 3.3 Medida da Constante de Formação Molecular | 36 37 43 46 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental 3.2 Medida da Temperatura da Amostra Atômica e Molecular 3.3 Medida da Constante de Formação Molecular | 36 37 43 46 48 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental 3.2 Medida da Temperatura da Amostra Atômica e Molecular 3.3 Medida da Constante de Formação Molecular | 36 37 43 46 48 50 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental 3.2 Medida da Temperatura da Amostra Atômica e Molecular 3.3 Medida da Constante de Formação Molecular | 36 37 43 46 48 50 52 |
| 3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental | 36 37 43 46 46 50 52 54 |

| Referências | 81 |
|---|----|
| 5 Conclusão e Perspectiva | 78 |
| 4.3 Resultados e Discussões | 75 |
| 4.2 Procedimento Experimental para Transferência do MOT para o FORT | 71 |
| 4.1 Caracterização de uma Armadilha tipo FORT | 65 |

Capítulo 1

Introdução

Desde que o Homem começou a obter temperaturas mais baixas que a ambiente de um modo artificial, inúmeros efeitos físicos foram observados e conhecimentos sobre a natureza da matéria foram obtidos. Além disso, também surgiram aplicações na vida cotidiana. Técnicas de criogenia permitiram a liquidificação de vários gases, dentro destes podemos destacar o He superfluído (1). Apesar dos avanços das técnicas criogênicas, existem temperaturas limites que podem ser obtidas.

Com o advento de lasers sintonizáveis e o desenvolvimento de técnicas de resfriamento atômico foi possível obter temperaturas ainda mais baixas do que as obtidas por técnicas criogênicas. Com a redução da velocidade translacional de um átomo de 300 m/s, correspondente a temperatura ambiente, para cerca de 0,1 m/s, conseguiu-se atingir temperaturas inimagináveis até então ($\sim 10^{-4}$ K). Com temperaturas cada vez mais baixas devido a técnicas mais apuradas, conseguiu-se experimentalmente o primeiro condensado de Bose-Einstein em 1995 (2, 3) laureando os pesquisadores responsáveis em 2001 com o prêmio Nobel de física.

As técnicas desenvolvidas para a realização do resfriamento atômico, resultaram no surgimento de uma área na física que proporcionou a criação de vários ramos, como estudos relacionados à síntese molecular (4), redes ópticas (5), condensados bosônicos e fermiônicos (1, 2, 6), espectroscopia (7), e muito mais.

Todos os estudos partem do mesmo passo inicial: a armadilha magneto-óptica, denominada MOT (Magneto Optical Trap). Esta armadilha é intensamente utilizada por vários grupos de pesquisa no mundo, inclusive o nosso.

O MOT, inicialmente observado por *Raab E. L. e colaboradores* em 1987 (8), consiste no confinamento atômico a partir da incidência de seis feixes de lasers contrapropagantes inseridos em campo magnético quadrupolar. Este sistema refrigera e aprisiona átomos a temperaturas da ordem de 100 μ K. Apesar das inúmeras vantagens, o MOT apresenta limitações com relação a densidade e a temperatura final que pode ser obtida na amostra confinada. Por estas razões, outras técnicas foram desenvolvidas, entre as quais podemos citar a armadilha magnética e a armadilha de dipolo óptica.

O aprisionamento magnético consiste no confinamento de partículas que apresentam um momento de dipolo permanente (µ) a partir da criação de um mínimo local de um campo magnético aplicado ao sistema. Tal técnica foi responsável pela formação dos primeiros condensados de bosônicos (2, 3, 9, 10) e ainda é amplamente explorada por laboratórios de todo o mundo.

Já a armadilha de dipolo consiste na indução de um dipolo elétrico no átomo devido ao próprio campo elétrico do laser. Uma vez induzido, o dipolo interage com o gradiente do campo elétrico do laser de forma que o átomo fica sob a ação de um potencial repulsivo ou atrativo. A natureza do potencial depende exclusivamente da configuração espacial da intensidade e do comprimento de onda do laser. Para uma distribuição gaussiana de intensidades, caso a freqüência esteja abaixo da ressonância atômica, as partículas serão atraídas para o máximo de

intensidade do campo, ou seja, serão confinadas em seu foco. Para freqüências acima da transição, os átomos sentirão uma força repulsiva e não serão aprisionados.

Por ser uma armadilha de baixo potencial confinante se comparada com MOT, a armadilha de dipolo necessita de um pré-resfriamento dos átomos. Isso é obtido através de um molasses (*melaço óptico*) a partir de um MOT. Com o molasses, pode-se atingir temperaturas da ordem de 10 µK que são mais facilmente transferidos para a armadilha de dipolo.

A armadilha de dipolo recebe duas denominações dependendo da radiação utilizada, pode ser um FORT (Far of Ressonance Trap) ou um QUEST (Quasi Eletrostatic Trap). A diferença principal entre elas está na potência e no comprimento de onda da radiação utilizada. Ambas utilizam freqüências bem distantes da transição atômica e lasers com potências razoavelmente altas, porém, diferem pelo fato do FORT operar em uma região da ordem de 10 nm distante da transição atômica com uma potência entre 100 mW – 1 W (11). O QUEST opera em uma região muito mais distante da ressonância, da ordem de 10 µm e a uma potência de 100 W aproximadamente (12, 13).

A taxa de espalhamento de fótons do QUEST é insignificante se comparado com o FORT criando assim amostras com tempo de vida muito mais altos, da ordem de 100 s, limitado geralmente pelo vácuo do experimento. Em compensação, o FORT é mais "profundo" e tem capacidade de aprisionar mais átomos. Para a produção de amostras ultrafrias, na escala abaixo de μ K, tais técnicas são rotineiramente utilizadas e a partir delas abre-se um extenso leque de possíveis experimentos.

Nos últimos dez anos, o MOT se mostrou uma boa fonte de átomos e moléculas homonucleares e heteronucleares sendo o ponto de partida para vários experimentos e outras técnicas de resfriamento (2, 3, 14-21). As moléculas, uma vez formadas dentro do MOT, deixam de interagir com o laser de aprisionamento e caem na presença da gravidade. O tempo de vida típico de uma amostra molecular é cerca de 10 ms (14), que é basicamente o tempo de expansão balística livre da amostra a temperatura em que se encontram (cerca de 10-100 μ K). Uma forma de aumentarmos e controlarmos esse tempo de vida seria aprisionando as moléculas formadas em uma armadilha secundária. Devido à complexidade de níveis de transição de uma molécula, que possui além de níveis eletrônicos, níveis vibracionais e rotacionais, não podemos utilizar uma armadilha MOT convencional para realizar tal tarefa. Nesse caso, utilizam-se armadilhas do tipo FORT/QUEST que confinam amostras não importando a quantidade de níveis energéticos, necessitando respeitar apenas o requisito da freqüência para a criação de um potencial confinante. Amostras tanto homonucleares como heteronucleares podem ser aprisionadas em conjunto com átomos de diferentes elementos, abrindo várias possibilidades para o estudo molecular e colisional.

A formação molecular em uma armadilha pode ser catalisada por luz através do processo de fotoassociação, processo mais conhecido como PA (photoassociation). O intuito é maximizar a taxa de formação molecular para que a transferência entre MOT e FORT/QUEST seja bem sucedida. A taxa de formação molecular depende de vários fatores onde os mais importantes são: Freqüência e intensidade do laser de PA, densidade atômica, temperatura da amostra e momento angular dos átomos interagentes (*l*). A dependência em relação aos parâmetros do feixe laser já foram bastante utilizados para otimizar a formação molecular (22). Contudo, quase nada foi feito em relação à temperatura da amostra e o momento angular da colisão para aumentar a produção de moléculas (23-26).

Um estudo teórico que possa prever o efeito da temperatura nas diferentes ondas parciais envolvidas na colisão deve considerar vários fatores. Entre eles podemos destacar os estados eletrônicos excitados moleculares (o chamado "espaguete hiperfino"), as colisões entre combinações de estados tripleto e singleto, a interferência do spin eletrônico no momento angular total molecular e as transições induzidas por fótons do laser no momento angular (23). Tal cálculo teórico só é viável para uma condição especial de colisão, ou seja, os átomos em um estado bem definido, ou em outras palavras, polarizados (23-26).

Neste trabalho, iremos apresentar medidas referentes à taxa de formação molecular em função da temperatura da amostra atômica. Observamos a existência de uma ressonância colisional devido à participação de uma onda parcial diferente de zero na colisão. Esta ressonância permitiu aumentarmos a taxa de formação molecular em aproximadamente seis vezes. Também mostraremos os passos necessários para o carregamento de uma armadilha de dipolo induzido do tipo FORT a partir de um molasses proveniente de um MOT de ⁸⁵Rb. A sincronização experimental necessária para a realização dos experimentos assim como os cálculos teóricos e resultados relevantes também serão apresentados ao longo da dissertação.

No capítulo 2, serão apresentados os métodos necessários para a obtenção das funções de ondas parciais através da equação de Schrödinger na presença de um potencial de longo alcance do tipo $1/r^6$. Também apresentaremos a teoria necessária para se obter a taxa de espalhamento, profundidade e tempo de vida de uma amostra em uma armadilha tipo FORT/QUEST.

No capítulo 3 descreveremos o experimento e as técnicas de medidas necessárias para a observação da ressonância molecular. Em seguida, apresentaremos os resultados obtidos e discussões qualitativas juntamente com uma breve analise da literatura e reprodução de alguns resultados (23).

No capítulo 4 daremos ênfase às técnicas para produção de uma armadilha tipo FORT. Descreveremos a sincronização experimental necessária e os resultados obtidos. Apresentaremos tabelas comparativas entre os valores calculados e medidos onde faremos um breve comentário da importância de tal experimento para o futuro de nosso laboratório. Por fim, no capítulo 5, apresentaremos as conclusões e perspectivas dos experimentos ressaltando os resultados obtidos em relação a outros laboratórios do mundo. Também discutiremos sobre a importância do conhecimento que foi adquirido com tais técnicas de aprisionamento e formação molecular, as quais serão de grande valia para experimentos futuros.

Capítulo 2

Considerações Teóricas

Neste capítulo apresentaremos inicialmente noções básicas sobre a armadilha de dipolo óptica, detalhando em especial parâmetros importantes como sua profundidade e taxa de espalhamento. Em seguida, faremos uma breve revisão sobre o conceito de ondas parciais e a resolução da equação de Schrödinger pelo método de Numerov (27). Estes conceitos serão importantes no entendimento de ressonâncias colisionais.

2.1 Armadilha Óptica de Dipolo

Há duas formas de força que a luz pode exercer sobre átomos neutros: Força conservativa e dissipativa. A última consiste em absorção e emissão espontânea de fótons próximos de ressonâncias atômicas. Tal técnica é bastante utilizada na desaceleração atômica devido à alteração no momento do átomo. A primeira consiste na interação do campo elétrico da luz com o momento de dipolo induzido no átomo, esse efeito é denominado deslocamento *Stark ac*. O deslocamento de energia provocado nos átomos devido ao campo elétrico faz com que o foco do laser se torne um ponto de equilíbrio para os átomos, seja ele estável ou instável. Tal efeito pode ser observado para freqüências longes da ressonância, sendo de grande interesse no aprisionamento de átomos frios com redução no espalhamento de fótons. Por estas razões, estamos interessados em compreender o funcionamento de armadilhas atômicas conservativas.

Nosso objetivo aqui é desenvolver um modelo simples que relacione a profundidade da armadilha e a taxa de espalhamento com os parâmetros do feixe laser, como por exemplo, potência e sua cintura no foco. Através da taxa de espalhamento e da profundidade da armadilha, obtemos um tempo de vida estimado da amostra, este parâmetro é importante, pois podemos determinar a escala de tempo em que os experimentos devem ocorrer.

2.1.1 Força de Dipolo de um Feixe Focalizado

Consideraremos inicialmente um feixe laser que oscile com campo elétrico de amplitude complexa \tilde{E} e freqüência ω . Este campo será responsável pela indução de um dipolo oscilante com mesma freqüência ω no átomo e uma amplitude da forma:

$$\vec{d} = \alpha(\omega).\vec{E}, \qquad (2.1)$$

onde $\vec{E} = \tilde{E}.\hat{e}$, $\tilde{E} = E_0.e^{-i\omega t} + c.c.$, $\alpha(\omega)$ representa a polarizabilidade complexa do átomo e \hat{e} a direção de oscilação do campo elétrico. Neste tratamento consideraremos a polarizabilidade como um escalar. Como o potencial de interação entre o campo elétrico do laser e o dipolo induzido é proporcional à média temporal entre o produto escalar do dipolo e do campo elétrico temos:

$$V_{\rm int}(\vec{r},\omega) = -\frac{\left\langle \vec{d}.\vec{E} \right\rangle}{2} = -\frac{1}{4} \left| E \right|^2 \cdot \operatorname{Re}\{\alpha(\omega)\} = -\frac{1}{2} \frac{I(\vec{r})}{\varepsilon_0 \cdot c} \cdot \operatorname{Re}\{\alpha(\omega)\}, \qquad (2.2)$$

onde $I(\vec{r}) = \frac{1}{2} \varepsilon_0 c |\vec{E}|^2$ é a intensidade do laser e ε_0 é a constante dielétrica no vácuo. O fator multiplicativo $\frac{1}{2}$ é devido ao fato de o dipolo ser induzido e não permanente (28).

Pela eq. (2.1), notamos que o potencial de interação (V_{int}) depende diretamente da intensidade do laser e da parte real da polarizabilidade atômica. Tal resultado é muito importante, pois podemos controlar o potencial através da intensidade do feixe laser e ainda nos dá a informação de que o potencial está em fase com a polarizabilidade, pois este depende da parte real de $\alpha(\omega)$.

Outro fator importante a ser considerado na caracterização do experimento é a potência absorvida pela amostra, que é dada pela derivada temporal do potencial de interação assumindo a forma (29, 30):

$$P_{abs} = \left\langle \vec{\vec{d}}.\vec{\vec{E}} \right\rangle = 2\omega \operatorname{Im}\{\vec{d}.\vec{\vec{E}}^*\} = \frac{\omega}{\varepsilon_0.c} \operatorname{Im}\{\alpha(\omega)\}.I(\vec{r}).$$
(2.3)

Dividindo agora a eq. (2.3) pela energia do fóton que é absorvido $\hbar\omega$, temos a taxa de espalhamento de fótons:

$$\Gamma_{sc} = \frac{P_{abs}}{\hbar\omega} = \frac{1}{\hbar\varepsilon_0 c} \operatorname{Im}\{\alpha(\omega)\}I(\vec{r}).$$
(2.4)

Com isso, encontramos as grandezas que são de interesse para a interação da luz com o momento dipolar induzido, que é a profundidade da armadilha, eq. (2.2), e a taxa de espalhamento de fótons devido ao dipolo, eq. (2.4). Estes parâmetros estão em função da dependência espacial da intensidade do laser $I(\vec{r})$ e da polarizabilidade $\alpha(\omega)$. Vale ressaltar que tais expressões são válidas para qualquer partícula neutra polarizada em um campo elétrico oscilante.

Para o nosso caso em específico, estamos interessados em freqüências longe da ressonância o que acarreta em taxas de espalhamento muito mais baixas que a ressonante. Neste regime, podemos aproximar $\alpha(\omega)$ pela polarizabilidade do oscilador harmônico clássico devido a um campo elétrico clássico sem perda de precisão. Assim, utilizando o modelo de Lorentz do oscilador clássico, temos que (29):

$$\alpha(\omega) = 6\pi\varepsilon_0 c^3 \frac{\Gamma_\omega / \omega_0^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i(\omega^3 / \omega_0^2)\Gamma_\omega}, \qquad (2.5)$$

sendo

$$\Gamma_{\omega} = \frac{\omega^3 e^2}{6\pi\varepsilon_0 m_e c^3},\tag{2.6}$$

onde ω_0 e ω representam a freqüência de oscilação do oscilador e do laser respectivamente e Γ_{ω} a taxa de amortecimento ressonante.

Em uma aproximação semiclássica, onde os níveis de energia atômica são quantizados em contraste com o campo eletromagnético, que continua sendo tratado como uma onda clássica, temos que a taxa de amortecimento é calculada a partir dos elementos da matriz do operador de dipolo entre o estado excitado $|e\rangle$ e fundamental $|f\rangle$ do átomo. Para não entrarmos em problemas que envolvem a saturação atômica, escolheremos uma freqüência longe o suficiente da ressonância, assim a eq. (2.6) assume a forma (30):

$$\Gamma_{\omega} = \frac{\omega^3}{3\pi\varepsilon_0 \hbar c^3} \left| \left\langle e | \vec{\mu} | f \right\rangle \right|^2, \tag{2.7}$$

onde $\vec{\mu} = -e\vec{r}$ é a representação do operador de dipolo.

Para a linha D de átomos alcalinos, temos que a expressão clássica para a taxa de amortecimento, eq. (2.6), funciona em bom acordo com a realidade (28). Considerando tais aproximações, e substituindo eq. (2.6) e eq. (2.5) em eq. (2.4) e eq. (2.2), chegamos aos resultados finais para o potencial de interação e para a taxa de espalhamento:

$$V_{\rm int}(\vec{r},\omega) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \left(\frac{\Gamma}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma}{\omega_0 + \omega} \right) I(\vec{r}) \quad e$$
(2.8)

$$\Gamma_{esp}(\vec{r},w) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma_{\omega}}{\omega_0 - \omega} + \frac{\Gamma_{\omega}}{\omega_0 + \omega}\right)^2 I(\vec{r}).$$
(2.9)

Observando a eq. (2.8), notamos que o sinal da dessintonização ($\Delta = \omega_0 - \omega$) pode gerar uma armadilha cujo foco do laser é tanto repulsivo como atrativo. Para o caso em que $\Delta > 0$ (deslocamento para o vermelho), teremos $V_{int}(\vec{r}, \omega) < 0$, gerando um potencial atrativo com o gradiente de $I(\vec{r})$. Para $\Delta < 0$ (deslocamento para o azul), teremos $V_{int}(\vec{r}, \omega) > 0$, resultando em um potencial repulsivo. Como a armadilha de dipolo consiste no confinamento das partículas no foco do laser, a única forma de aprisionarmos tais partículas, no caso de um feixe com perfil gaussiano, é pela utilização de uma freqüência abaixo da ressonância atômica. Já Para a formação de uma rede óptica, o sinal de Δ é irrelevante já que esta é formada por um padrão de interferência composto por máximos e mínimos locais. A figura 2.1 ilustra o comportamento da armadilha de dipolo.



Figura 2.1 - *a*) Deslocamento do feixe da armadilha de dipolo para o vermelho causando um potencial confinante no foco do laser e b) deslocamento para o azul provocando a repulsão da amostra.

Para aumentarmos a profundidade da armadilha, devemos aumentar a potência do laser e diminuir ao máximo sua dessintonização, como pode ser visto pela eq. (2.8). Contudo, devemos ficar atentos à taxa de espalhamento, que aumenta mais rapidamente com a diminuição de Δ , pois apresenta uma dependência de $\frac{1}{\Delta^2}$ enquanto que o potencial varia com $\frac{1}{\Delta}$. A solução para esse problema é trivial, mas não necessariamente simples: Aperfeiçoar o sistema de modo a termos um potencial ainda conservativo e com uma profundidade razoável.

2.1.2 Tipos de Armadilha de Dipolo

Utilizando as eqs. (2.8) e (2.9) descreveremos dois tipos de técnicas de aprisionamento via dipolo muito utilizadas para o resfriamento de átomos alcalinos. Uma delas é a "far off ressonance trap", conhecida como FORT; e a outra é a "Quasi eletrostatic traps" denominada QUEST. Vamos discorrer entre as diferenças de cada armadilha, assim como as vantagens para obtenção de amostras ultrafrias.

2.1.2.a. FORT (far of ressonance trap)

Para a formação de um FORT, utilizamos $\omega \ll \omega_0$ com a intenção de reduzir o espalhamento, porém dentro do limite $|\Delta| \ll \omega_0$. Com isso, podemos aproximar as eqs. (2.8) e (2.9) por:

$$V_{\rm int}(\vec{r},\omega) = -\frac{3\pi c^2}{2\omega_0^3} \Gamma_\omega \frac{I(\vec{r})}{\Delta}$$
 (2.10)

$$\Gamma_{esp}(\vec{r},\omega) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar w_0^3} \Gamma_{\omega}^2 \frac{I(\vec{r})}{\Delta^2}.$$
(2.11)

Podemos notar uma dependência mútua das relações com a intensidade do laser. No entanto, a dependência com a dessintonização é diferente, $1/\Delta$ para o potencial e $1/\Delta^2$ para o espalhamento. Isso nos dá a possibilidade de diminuir a taxa de espalhamento de fótons na armadilha sem perder a eficiência do potencial confinante, apenas aumentando a dessintonização e a intensidade do laser, podemos manter a profundidade constante e reduzir a taxa de espalhamento. Quanto mais potência disponível, maior poderá ser o valor de Δ , diminuindo assim a taxa de espalhamento e aumentando o tempo de vida.

A primeira demonstração de armadilha óptica foi realizada por *Chu e colaboradores* (31), onde utilizaram um laser com I = 220 mW e w₀ = 1 µm (cintura do feixe) ajustado 650 GHz abaixo da ressonância do sódio gerando uma profundidade V_{int}(0) = 5 mK (potencial de interação no foco do laser). A alta taxa de espalhamento devido à proximidade do laser com a transição limitou o tempo de vida da amostra em cerca de 4 ms. Já o primeiro FORT foi demonstrado em 1993 por *Miller e colaboradores* em 1993 (11) onde a partir de um laser com I = 800 mW, w₀ = 10 µm e Δ = 19 nm, obteve-se V_{int}(0) = 6 mK e Γ_{esp} (0) = 400 Hz. O tempo de vida teórico devido aos parâmetros do experimento seria maior que 10 s, porém a pressão de fundo na câmara de vácuo limitou o tempo em aproximadamente 200 ms. Foram aprisionados aproximadamente 1300 átomos com uma densidade de pico de 8x10¹¹ cm⁻³.

2.1.2.b. QUEST (Quasi-eletrostatic traps)

Para a formação de um QUEST, a mesma aproximação referente à freqüência longe da ressonância é feita $\omega \ll \omega_0$, porém o valor da dessintonização é extremamente alta $|\Delta| \approx \omega_0$ de forma que as eqs. (2.8) e (2.9) tornam-se:

$$V_{\rm int}(\vec{r},\omega) = -\frac{3\pi c^2}{\omega_0^3} \frac{\Gamma_\omega}{\omega_0} I(\vec{r}) \quad e$$
(2.12)

$$\Gamma_{esp}(\vec{r},\omega) = \frac{3\pi c^2}{2\hbar\omega_0^3} \left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)^3 \left(\frac{\Gamma_{\omega}}{\omega_0}\right)^2 I(\vec{r}).$$
(2.13)

A diferença em relação às aproximações feitas para o FORT está no fato de não podermos mais realizar a aproximação $\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1$.

Vários trabalhos têm sido dedicados a esse ramo de pesquisa (12,13,32). Devido à baixa taxa de espalhamento, pode-se alcançar amostras mais estáveis, com um tempo de vida mais elevado e temperaturas inferiores se comparado ao FORT, porém é necessário a utilização de lasers extremamente potentes (~100W) e isso requer a utilização de óptica e equipamentos especiais. *O Hara e colaboradores* em 1999 (12) demonstraram um QUEST com um tempo de vida de 300s, limitado apenas pela pressão de fundo (~10⁻¹¹ Torr). A luz utilizada nessa armadilha foi proveniente de um laser de CO_2 , que emite em um comprimento de onda de 10.6 µm e pode atingir potências de até 150 W.

2.2 Cálculo da Constante de Formação Molecular

Nesse tópico iremos desenvolver as bases teóricas para estimar a constante de formação molecular e com isso realizar simulações acerca de sua variação com a temperatura e com o momento angular "l". A nossa meta é apenas entendermos o fenômeno em um âmbito teórico a fim de sermos capazes de realizar uma discussão qualitativa acerca dos nossos resultados experimentais. O primeiro passo é a obtenção da função de onda parcial dos átomos interagentes no estado fundamental eletrônico e em seguida verificar o seu comportamento com a variação do momento angular quântico (l) e a temperatura.

2.3 Cálculo da Função de Onda para Átomos Interagentes no Estado Eletrônico Fundamental.

A teoria quântica de espalhamento utilizando ondas parciais é bem estabelecida (33). Para obtermos os parâmetros observáveis, como seção de choque total e diferencial basta conhecer as fases associadas a cada onda parcial. Lógico que é necessário conhecermos a função de onda do problema para podermos obter tais fases. Assim é necessário resolver a equação radial de Schrödinger para o potencial central de nosso interesse, a qual é dada por:

$$\left[\frac{d^2}{d^2r} - \frac{l(l+1)}{r^2} + (V(r) - E)\right]U(r) = 0, \qquad (2.14)$$

onde V (r) é o potencial de interação entre as partículas e E é a energia da colisão. Temos que a eq. (2.14) para uma temperatura fixa, ou seja, um valor determinado de E pode ser escrito da seguinte forma:

$$\left[\frac{d^2}{d^2r} - f(r)\right]U(r) = 0, \quad f(r) = \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V(r)) - \frac{l(l+1)}{r^2},$$
(2.15)

onde assumiremos que E é constante para uma dada temperatura. A eq. (2.15) pode ser resolvida utilizando o método NUMEROV (27) para equações lineares. O resultado é uma relação de recorrência dada por

$$U_{n+1} = \frac{\left(2 - \frac{5}{6}h^2 f_n\right)U_n - \left(1 + \frac{h^2}{12}f_{n-1}\right)U_{n-1}}{\left(1 + \frac{h^2}{12}f_{n+1}\right)},$$
(2.16)

onde U_n e f_n representam os valores das funções no n-ésimo passo da interação, sendo o passo dado por h. Como podemos ver, para obtermos U(r), temos que fornecer à eq. (2.16) duas condições de contorno, U_0 e U_1 , para obtermos os valores restantes. Os valores iniciais podem ser
arbitrários, pois a relação converge rapidamente. Um resultado típico obtido para uma função de onda com esse cálculo está representado na figura (2-2).



Figura 2.2 - *a*) Cálculo da função de onda pelo método de Numerov juntamente com o potencial correspondente para l = 4 e temperatura de 1200 μ K. *b*) Função de onda na ausência da barreira (l=0) para a mesma temperatura.

Podemos notar que o fato de existir uma barreira, como indicado pela linha vermelha na figura 2.2a, faz com que a partícula tenha uma maior probabilidade de se encontrar na região próxima a barreira. Tal efeito é similar à ressonância da intensidade de uma onda eletromagnética em um interferômetro de Fabrit-Perot, por exemplo.

Como indicado na figura 2.2a, temos uma barreira para energias positivas. Caso essa barreira não existisse, esperaríamos obter uma função de onda para uma partícula livre, como mostrado na figura 2.2b. Nosso potencial apresenta uma barreira mais alta do que a energia atômica (átomos a baixíssima temperatura), assim, esperamos ter uma probabilidade bem maior de encontramos a partícula na região próxima a barreira se comparado com o potencial para 1 = 0.

Esse aumento na função de onda, indicaria uma maior probabilidade de formação molecular devido ao fato do processo de PA ocorrer preferencialmente a uma distância próxima a barreira (r~100 a₀). Esse argumento é válido para o caso de níveis vibracionais elevados (23), condizendo com a nossa situação. Consequentemente, um aumento na taxa de formação molecular seria esperado nessas circunstâncias.

Capítulo 3

Observação da Ressonância Colisional

Neste capítulo, descreveremos o experimento de observação da ressonância colisional devido à participação de ondas parciais com momentum angular diferente de zero. Para isso utilizaremos como protótipo o mecanismo de formação de moléculas homonucleares no estado fundamental via fotoassociação. Iniciaremos descrevendo o sistema experimental e as técnicas desenvolvidas para realização das medidas. Em seguida, descreveremos o procedimento de medida dos parâmetros necessários para se obter a taxa de formação molecular e as temperaturas moleculares e atômicas. Por fim, apresentaremos os resultados obtidos juntamente com uma argumentação qualitativa e uma discussão de resultados similares da literatura.

3.1 Sistema Experimental e Procedimento Experimental

O experimento apresentava como ponto de partida à obtenção de uma armadilha magnetoóptica (MOT) com o aprisionamento de ⁸⁵Rb. Maiores detalhes sobre o funcionamento de um MOT pode ser visto na referência (28,29), neste trabalho iremos nos ater apenas a uma descrição mais detalhada da armadilha dipolar.

O laser de aprisionamento atômico utilizado foi um *DLX-110* fabricado pela *Toptica* travado 20 MHz abaixo da transição $5S_{1/2}(F = 3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$ e o rebombeio foi um *Tiger* fabricado pela *Sacher Lasertekinic* travado na transição $5S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$. Ambas as transições correspondem à linha D₂ do ⁸⁵Rb. A potência dos lasers era aproximadamente 800 mW para o comprimento de onda de 780 nm. Após serem travados nas respectivas transições, ambos os lasers passavam por um modulador acusto-óptico (AOM) para ajuste de suas respectivas freqüências e intensidades. A fonte de átomos provinha de *dispensers* localizados no interior da câmara ativados via aquecimento por corrente elétrica. A figura 3.1 mostra as transições a níveis hiperfinos para o caso da transição fina D₂ do ⁸⁵Rb.



Figura 3.1 - Níveis de transições energética para a linha $D_2 \xrightarrow{85} Rb (5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2})$.

O laser de rebombeio é necessário neste experimento, pois o laser de aprisionamento tem uma probabilidade não nula de realizar a transição $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, onde este por sua vez pode decair espontaneamente para os estados $5S_{1/2}(F=3)$ e $5S_{1/2}(F=2)$. Caso o átomo se encontre no estado $5S_{1/2}(F=2)$, ele se torna "invisível" ao laser de aprisionamento e não participa mais do processo de resfriamento. A solução encontrada para o problema é a adição de mais um laser, responsável pela transição $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$.

Em seguida, o laser de aprisionamento e rebombeio foram expandidos e colimados por um fator de seis alcançando um diâmetro de aproximadamente 2,5 cm com a finalidade de aumentarmos a área de captura atômica. Através de lâminas de $\frac{\lambda}{2}$ e cubos polarizadores, o feixe de aprisionamento foi dividido em três partes iguais, com potência total de 250 mW, onde cada parte foi designada para um eixo na armadilha. O rebombeio foi expandido da mesma forma, contudo, não passava pelo divisor de intensidades e era aplicado em apenas uma direção da armadilha tendo uma potência total de aproximadamente 50 mW.

O laser de fotoassociação molecular foi o mesmo utilizado para o aprisionamento atômico. Já a detecção foi realizada por um laser de corante pulsado de fabricação caseira bombeado pelo segundo harmônico de um laser de Nd:YAG (5 ns de duração do pulso a uma taxa de repetição de 20 Hz e 1,5 mJ/pulso) operando a um comprimento de onda de 603,5 nm, perto da transição ressonante do Rb (16D) (22). O laser de detecção é responsável pela ionização da amostra que é posteriormente detectava por um detector de íons *Channeltron* (multiplicador de elétrons). A tensão aplicada nas placas do detector, da ordem de kV, acelera os íons moleculares em direção às paredes do detector liberando mais elétrons com a colisão.

Para modificarmos a temperatura da amostra tanto molecular como atômica, após o carregamento da armadilha por 3 s, realizamos um estágio de molasses de aproximadamente 4 ms. Para controlar quão fria ou quente ficaria a amostra, no estágio de molasses, mudávamos a potência dos lasers de aprisionamento e rebombeio onde conseguíamos uma variação da temperatura atômica de 250 µK até 30 µK, correspondendo a uma variação de 250 mW para 65 mW na potência do laser de aprisionamento. O processo de resfriamento não apresentava um comportamento linear em relação à potência do laser, por isso não era de grande utilidade à realização de uma calibração.

A potência do laser de aprisionamento era reduzida com o intuito de resfriar a amostra e tinha o seu valor variado de acordo com a temperatura que desejávamos atingir. A intensidade do laser de rebombeio era atenuada sempre da mesma maneira, apenas com o intuito de reduzirmos o espalhamento na fase de molasses. A pôtencia nesse estágio atingia cerca de 5 mW. A mudança

na freqüência do laser de aprisionamento seria uma possibilidade para auxiliar no ajuste da temperatura, porém, a sua modificação acarretava em um pequeno desalinhamento no feixe, comprometendo assim a reprodutibilidade do experimento.

O processo como um todo foi realizado de modo sincronizado via microcomputador. Utilizamos para isso duas placas de aquisição da *National Instruments* modelo *PCI-6229* e *PCI-6225E* e um software feito em *LabView 7.1*. Tal software controlava tensões analógicas, responsáveis pelo controle das intensidades dos lasers de aprisionamento e rebombeio e da freqüência do laser de aprisionamento. Tensões digitais eram utilizadas para controlar o gradiente de campo magnético e o laser de ionização. O processo era sincronizado com uma precisão de aproximadamente 400 ns entre os eventos.

Para realizarmos o processo de resfriamento atômico e medirmos a temperatura da amostra atômica, tínhamos uma seqüência elaborada que realizava as funções descritas na figura 3.2.



Figura 3.2 - Esquema utilizado para o resfriamento e detecção do número de átomos. O estágio 1 corresponde a fase de formação do MOT e o estágio 2 representa o estágio em que a amostra é resfriada (Molasses). Os estágios 3 e 4 correspondem respectivamente a expansão livre da amostra para um determinado tempo (Δt) e a medida da quantidade de átomos remanescentes.

O passo (1) representa o processo de carregamento da amostra fria (MOT) e foi realizado por 3 segundos, estando os lasers na potência máxima do experimento. Já o passo (2) era responsável pelo resfriamento atômico, ocorrendo a redução de potência do laser de aprisionamento para um valor entre 250 e 65 mW e do rebombeio para 5 mW aproximadamente. Também ocorria o desligamento do gradiente do campo magnético. No passo (3) temos a expansão livre da amostra, nesse estágio não há forças agindo sobre a amostra, exceto a gravidade. Seguindo esse raciocínio, quanto mais fria estivesse a amostra, maior seria a quantidade de átomos remanescentes na área de captura após um tempo Δt . Essa etapa é importante no processo de aferição da temperatura e será discutido com mais detalhes em tópicos a seguir. No passo (4) as condições experimentais voltam a ser como no passo (1) por um tempo suficiente para o nosso fotodetector medir a quantidade de átomos remanescentes (esse tempo está associado a resolução do detector para 780 nm, sendo aproximadamente 2 ms). Tal passo é fundamental, pois tínhamos o detector calibrado para obter um sinal em mV e convertê-lo em número de átomos, assim a intensidade do laser e o posicionamento das amostras deviam ser padrões para uma dada calibração.

Para a produção e detecção de moléculas, o esquema utilizado esta representado pela figura 3.3.



Figura 3.3 - Esquema utilizado para a formação e detecção molecular. O estágio 1 corresponde a fase de formação do MOT e o estágio 2 representa o estágio em que a amostra é resfriada (Molasses). No estágio 3 o laser de aprisionamento é ligado para garantir a formação molecular com átomos provenientes do Molasses. Os estágios 4 e 5 correspondem respectivamente a expansão livre da amostra molecular para um determinado tempo (∆t) e a medida da quantidade de moléculas remanescentes.

No esquema da figura 3.3, temos que os passos (1) e (2) têm as mesmas funções do esquema da figura 3.2. O passo (3) corresponde à parte em que o laser de aprisionamento é religado para garantir a síntese molecular após o resfriamento atômico, garantindo assim a formação das moléculas a partir de amostras atômicas com temperaturas definidas pelo estágio de molasses. Em seguida, a amostra molecular era deixada expandir livremente por um tempo Δt em (4) com o intuito de obtermos a temperatura atômica. Finalmente, no passo (5) o laser de ionização era ativado e o sinal de íons detectado.

Nosso experimento requer o conhecimento da temperatura da amostra atômica e molecular. Além disso, precisamos conhecer outros parâmetros fundamentais para a obtenção da taxa de formação molecular. Nas próximas secções apresentaremos estes tópicos.

3.2 Medida da Temperatura da Amostra Atômica e Molecular

Na determinação da ressonância é fundamental o conhecimento da temperatura da amostra atômica. Assim, realizamos a medida do número de partículas que continuavam dentro da área de captura após um tempo Δt de expansão livre (figura 3.2). Com isso foi possível a construção de um gráfico relacionando o número de átomos na área de confinamento em função do tempo de expansão livre.

Utilizando agora uma teoria bem estabelecida na literatura (34), temos que o número de átomos remanescente (N(t)) na região de aprisionamento pode ser dado por:

$$N(t) = N(0) \frac{\tau_r^2}{\tau_r^2 + t^2} \exp\left[\frac{-t^2}{t_g^2(\tau_r^2 + t^2)}\right],$$
(3.1)

onde N(0) representa o número de átomos confinados no momento em que a amostra é deixada expandir; $\tau_r = \frac{\sigma_r}{\sigma_v}$ é a constante de tempo para átomos com uma temperatura T e com velocidade média $\sigma_v = \sqrt{\frac{kT}{m}}$ que percorrerem uma distância correspondente ao raio da nuvem $\sigma_r = \frac{w}{2}$; e $\tau_g = 2\sqrt{2}\frac{\sigma_v}{g}$ é o tempo para que os átomos acelerem um fator $2\sqrt{2}$ da sua velocidade térmica original devido a aceleração gravitacional.

Ajustando a eq. (3.1) na curva obtida relacionando o número de átomos em função do tempo de expansão, e deixando o tamanho da nuvem (w) e a temperatura (T) como variáveis a serem ajustadas, obtemos um ajuste teórico e uma temperatura para a amostra (figura 3.4).



Figura 3.4 - Sinal de expansão livre de uma amostra atômica após o molasses com ajuste da eq. 3.1. A temperatura obtida foi de 88uK.

A temperatura obtida para os átomos nesse caso especifico foi de 88 μ K, o que é aceitável comparado com a literatura (22). O fato de deixarmos o valor de "w" variar na amostra, às vezes gerava uma demora no ajuste e com isso, a obtenção de resultados pouco confiáveis. Para contornar este problema, realizamos medidas independentes do tamanho da nuvem atômica de uma maneira bem simples que iremos descrever mais adiante.

Para a medida da temperatura molecular, consideremos a integral do sinal de íons como sendo proporcional ao valor total de moléculas. Em seguida, normalizamos os valores obtidos e ajustamos a eq. (3.1) como feito para os átomos. O gráfico obtido é semelhante à figura 3.4 e está representada na figura 3.5.



Figura 3.5 - Sinal de expansão livre de uma amostra molecular com o ajuste da eq. (3.1). A temperatura obtida foi de 144 μK.

O processo de obtenção da temperatura molecular e atômica são bem parecidos, a única diferença está no processo de medida do número de átomos e moléculas, como pode ser visto pelos esquemas das figuras 3.2 e 3.3. Outra diferença, está no valor da massa "m" utilizada no processo de ajuste da eq. 3.1, pois a molécula tem duas vezes a massa atômica.

3.3 Medida da Constante de Formação Molecular

Para a medida da constante de formação molecular consideremos, a priori, que os átomos aprisionados se encontram distribuídos seguindo uma distribuição gaussiana da forma:

$$n(r) = n_0 e^{-\frac{r^2}{2w^2}}.$$
 (3.2)

Integrando a eq. (3.2) para todo o espaço, obtemos uma expressão para o número total de átomos da forma:

$$N = \int_{0}^{\infty} n_0 e^{-\frac{r^2}{2w^2}} 4\pi r^2 dr = n_0 \left(w\sqrt{2\pi}\right)^3.$$
 (3.3)

Sabemos que a formação molecular, devido ao processo de dois corpos presente no processo de foto associação (22), é representada por:

$$\frac{dn_{Rb2}}{dt} = K_{PA} n_{Rb}^{2}, \qquad (3.4)$$

onde n_{Rb2} é a densidade molecular, n_{Rb} é a densidade atômica e K_{PA} a constante de formação

molecular de Rb_{2.} Integrando a eq. (3.4) no volume da armadilha, $\int \frac{d(Rb_2)}{dt} dV = K_{PA} \int n_{Rb}^2 dV$,

chamando $S = \int \frac{d(n_{Rb_2})}{dt} dV$ de S e substituíndo n_{Rb} pela eq. (3.2), temos que:

$$S = K_{PA} \int n_0^2 e^{-\frac{r^2}{w^2}} 4\pi r^2 dr$$
 (3.5)

Resolvendo a integral para a eq. (3.5) e substituindo o valor encontrado para o número total de átomos da eq. (3.3), obtemos o resultado final para a taxa de formação molecular:

$$K_{PA} = \frac{8\pi^{\frac{3}{2}}w^3}{N^2}S$$
 (3.6)

Temos que obter o valor de w, N e S para termos o valor de K_{PA} . Assim iremos agora explicar em detalhes o procedimento de medida de cada um destes parâmetros.

3.3.1 Medida das Dimensões da Armadilha

Para a obtenção do raio da armadilha, utilizamos uma imagem de fluorescência da amostra obtida através de uma câmara CCD previamente calibrada com uma escala graduada. A imagem era convertida em uma matriz com dimensões referentes aos *pixels* da CCD. O fator de conversão era 1 mm \rightarrow 9,5 *pixels*. Do resultado aquisicionado (uma imagem convertida em uma matriz 2D), utilizávamos uma linha e uma coluna, onde a intersecção destas passavam pelo máximo de intensidade da matriz (figura 3.6).



Figura 3.6 - Imagem obtida da armadilha e perfis de intensidade vertical e horizontal representados pelas linhas amarelas e respectivos gráficos. Temos o valor da intersecção entre as duas linhas (Valor Z), correspondendo ao valor mais alto da matriz gerada a partir da imagem.

Em seguida, os gráficos obtidos eram ajustados à eq. (3.2) (figura 3.7). Pela conversão de *"pixel"* em *"mm"* os valores de w_x e w_y eram obtidos e uma média era feita a fim de obtermos o valor final para w.



Figura 3.7. - Ajuste da curva teórica do perfil obtido para obtenção do raio da armadilha.

O valor de w_{at} para a amostra atômica girava em torno de 0,5 mm. Para o valor do w_{mol} molecular utilizávamos o valor do w_{at} atômico divido pela raiz quadrada de 2. Isso se deve ao fato da necessidade de dois átomos para a formação de uma molécula.

3.3.2 Medida do Número de Átomos Aprisionados

Para medir o número total de átomos aprisionados na armadilha, utilizamos a técnica de fluorescência atômica, consistente na utilização de um fotodetector previamente calibrado em relação à potência emitida por N átomos. Pela definição de potência temos:

$$P_{Tot} = \frac{\Delta E}{\Delta t}$$
(3.7)

No nosso caso, a energia é devida ao processo de emissão espontânea dos átomos, assim $\Delta E = Nh\upsilon$, onde υ é a freqüência da luz emitida, h é a constante de Planck e N é o número total de átomos. Considerando que cada átomo tem um ciclo de absorção e emissão de 2τ (tempo de vida), temos que a expressão acima se torna:

$$P_{Tot} = \frac{Nh\nu}{2\tau}$$
(3.8)

Contudo é necessário levar em consideração que a emissão é isotrópica e em todas as direções do espaço. Pelo fato de não conseguirmos medir toda a potência que é emitida pelos átomos aprisionados, é necessário levar em consideração o ângulo sólido da área de captura em relação à amostra. Consideremos que a armadilha dista R de uma lente de diâmetro 2r, a qual é responsável por focalizar a luz no detector como mostrado na figura (3.8).



Figura 3.8 - Esquema de captação da luz dos átomos aprisionados pelo detector.

Utilizando o ângulo sólido, temos que a potência coletada é igual a:

$$\frac{P_{Tot}}{P_{Med}} = \frac{4\pi R^2}{\pi r^2}, \ P_{Med} = Pot. \ medida \ .$$
(3.9)

Existe ainda outro fator que precisa ser levado em consideração, que é a quantidade de luz transmitida através das janelas e lentes, que designaremos como sendo a transmitância "ɛ" do sistema. Assim, substituindo os parâmetros encontrados e isolando o número de átomos, obtemos:

$$N_{Atomos} = 8 * \left(\frac{R}{r}\right)^2 \frac{\tau * \lambda}{h * c * \varepsilon} P_{Med} , \qquad (3.10)$$

onde R é a distância do centro da armadilha até a lente e r é o raio da lente.

Sendo *c* a velocidade da luz, *h* a constante de Planck, R = 50 mm, r = 15 mm, $\lambda = 780,2$ nm, $\varepsilon = 0,19$ e $\tau = 26,63 \times 10^{-9}$ s, calculamos os parâmetros da eq. (3.10). Realizando agora uma associação entre as eqs (3.10) e (3.7), chegamos a uma equação simples e muito útil que converte o sinal do fotodetector em número de átomos:

$$N_{Atomos} = (2,9 \pm 0,2).10^5 V(mV).$$
(3.11)

Com isso, para o sinal medido no fotodetector (mV), temos um correspondente valor para o número total de átomos.

3.3.3 Medida da Taxa de Íons Moleculares

Para o cálculo de S utilizamos o sinal do tempo de vôo dos íons da amostra. Sabemos que a resolução temporal do detector por íon é de 10 ns. Dividindo a largura total do sinal pela resolução, teremos a quantidade de íons formados por pulso do laser de ionização. Temos também que considerar que as moléculas permanecem na região de ionização por aproximadamente 4 ms, então, quando o pulso de ionização atinge a amostra, ele ioniza as moléculas que foram formadas nos últimos 4 ms. Considerando a eficiência do detector como sendo aproximadamente 70%, a coleta de elétrons 95% e a eficiência na ionização de 75%, chegamos a uma eficiência de 50% para o processo de ionização e detecção como um todo (22). Com esses dados em mãos, chegamos a eq. (3.12).

$$S = \frac{2}{\Delta t} \frac{L_t}{R_d}$$
(3.12)

onde Δt é o tempo de permanência das moléculas na região de ionização após formadas; L_t é a largura temporal do sinal ions e R_d é a resolução temporal do detector. O fator de 2 advém das eficiências de ionização e detecção. Na figura 3.9, temos um sinal típico de tempo de vôo juntamente com a indicação de L_t .



Figura 3.9 - Sinal de íons de uma amostra molecular ionizada com L_t representando a largura temporal.

3.4 Resultados e Discussões

Pelo fato de termos desenvolvido os mecanismos experimentais e teóricos necessários para a obtenção das temperaturas moleculares a atômicas, determinamos o comportamento da temperatura molecular em função da temperatura da amostra atômica utilizada na produção das moléculas. Este parâmetro é importante porque em um futuro próximo pretendemos produzir moléculas partindo de amostras atômicas mais frias, assim é necessário garantir que tais moléculas não aquecerão durante o processo de fotoassociação. Na figura 3.10 mostramos uma curva obtida experimentalmente relacionando a temperatura molecular de Rb₂ em função da temperatura da amostra atômica de ⁸⁵Rb.



Figura 3.10 - Temperatura molecular em função da temperatura atômica. A linha só liga os pontos para auxiliar sua visualização.

Deste gráfico, observamos que a temperatura molecular é ligeiramente menor do que a atômica. Isso é condizente com o processo de formação via fotoassociação. O par atômico inicia o processo no estado fundamental (5S+5S) com energia cinética da ordem da amostra atômica. Após a absorção de um fóton ressonante da armadilha, atinge um estado ligado do potencial atrativo excitado (5S+5P). Como a freqüência da armadilha é apenas poucos MHz abaixo da freqüência de transição atômica, o estado ligado excitado tem um número quântico vibracional muito elevado, quase no limite de dissociação molecular. Deste estado ligado, o par atômico decairá para um estado vibracional do estado eletrônico fundamental, emitindo um fóton de energia maior do que foi absorvido inicialmente. Assim, haverá a possibilidade do par converter parte da energia cinética inicial em luminosa acabando por se resfriar. Logo é esperado que a amostra molecular tenha uma energia cinética ligeiramente menor do que a atômica, como observado experimentalmente (figura 3.10).

Contudo, devemos ressaltar que como o laser utilizado para a fotoassociação estava muito próximo da freqüência atômica, o estado ligado excitado apresenta um elevado número quântico vibracional. Conseqüentemente, devido ao fator de Franck-Condon, ao decair, este estado irá acoplar com estados de elevado número quântico vibracional no potencial fundamental, populando assim tanto o estado singleto quanto tripleto (22). Devido a sua proximidade em energia é impossível no presente experimento determinarmos quais estados moleculares foram populados. De qualquer forma, acreditamos que tal processo de resfriamento deve ocorrer para ambos estados.

Após obtido o gráfico relacionando temperaturas moleculares e atômica, partimos para obtenção de um resultado mais significativo: a taxa de formação molecular (K_{pa}) em função da temperatura atômica. O resultado esta mostrado na figura 3.11.



Figura 3.11 - Taxa de formação molecular em função da temperatura, onde K_0 representa o valor de K na armadilha antes do estágio de molasses. Uma ressonância é observada em torno de 125 μ K.

 K_0 é o valor da constante de formação molecular medido na armadilha magneto-óptica antes do processo de resfriamento, cujo valor é de (6 ± 2) x 10⁻¹³ cm³/s. Este valor esta em concordância com os valores obtidos na literatura (3). Pelo resultado obtido na figura 3.11, podemos notar o aparecimento de um máximo em aproximadamente 125 µK, cerca de seis vezes maior do que o valor obtido para a armadilha. Este pico é devido a uma ressonância molecular, e já foi observado em colisões de ondas parciais com momento angular diferente de zero via fotoassociação para ⁸⁵Rb e ⁸⁷Rb (23, 24). E também através de imagens para colisões elásticas envolvendo ⁸⁷Rb (25, 26).

Vamos agora discutir em maiores detalhes estas referências. Iniciaremos pela referência (23). Neste experimento um feixe laser era responsável por fotoassociar as moléculas no estado eletrônico excitado $5S_{1/2}+5P_{3/2}$, populando estados vibracionais e rotacionais. Após a transição

para estes estados excitados, a molécula poderia decair espontaneamente para um estado ligado no potencial eletrônico fundamental ou poderia dissociar em um par de átomos quentes. Em ambas as situações o par atômico seria perdido da armadilha, diminuindo assim o número de átomos aprisionados. Através desta diminuição de átomos aprisionados os autores puderam detectar a posição de um estado molecular excitado.

Devemos ressaltar que tais transições entre estados livres, átomos colidindo no potencial $5S_{1/2}+5S_{1/2}$, para estados ligados, requerem a conservação de momento angular. Assim se o par atômico tem um momento angular no estado livre igual a 1 = 2, por exemplo, ele só poderá ser excitado para um estado ligado cujo número quântico rotacional seja J = 2. Também devemos destacar o caso em que a amostra atômica seja formada por bósons em mesmo estado hiperfino, ou seja, polarizada. Nesse caso, teremos apenas a participação de ondas parciais pares.

No experimento da referência (23), os autores utilizaram uma amostra polarizada de ⁸⁵Rb, e assim só podiam observar transições envolvendo ondas parciais pares. Realizando transições entre o estado livre e os estados ligados do potencial 0_g^- os autores observaram que a amplitude para o estado rotacional J = 4 era maior do que o esperado, e além disso era mais larga comparada com as demais.

Esta observação pode ser explicada utilizando-se o conceito do fator de Franck-Condon (FCF). Segundo este conceito, a transição entre o estado fundamental e o excitado ocorre preferencialmente perto do ponto de retorno clássico do estado excitado, onde a velocidade atômica é comparável com a velocidade dos átomos livres no potencial fundamental. Conseqüentemente a probabilidade de transição do par atômico é proporcional ao quadrado da função de onda radial do estado fundamental nas proximidades desse ponto. Para o caso onde *l* é diferente de zero, a barreira centrifuga pode fazer surgir um estado "quasi-ligado" para energias

de colisão maior que zero, fazendo com que a função de onda do estado fundamental apresente um máximo.

Este máximo da função de onda radial que é responsável pelo aumento da transição envolvendo o estado J = 4 e seu alargamento, como mostrado na figura 3.12a. Vemos que a figura 3.12a, contém duas funções de onda quadráticas, umas delas, correspondente a onda g (1=4), apresenta uma ressonância nas proximidades da barreira. Já na figura 3.12b, J = 4 apresenta um aumento considerável na formação molecular devido ao efeito da barreira centrífuga.



Figura 3.12 - *a)* Formato da ressonância para a onda l=4. b) Verificação do aumento na formação molecular para j=4 devido ao efeito do aumento da população atômica nas proximidades da barreira.

Agora discutiremos os experimentos que utilizam imagens de colisões elásticas (26). Neste experimento uma amostra atômica de ⁸⁷Rb polarizada e aprisionada em uma armadilha magnética é divida adiabaticamente em duas amostras através da transição de um poço único de confinamento para um poço duplo. Após a divisão, elas passam por um processo de resfriamento e atingem uma determinada temperatura (pouco acima da transição de condensado). O objetivo é deixá-las em temperaturas onde poucas ondas parciais possam participar do processo de colisão.

Para efetuar a colisão, o poço duplo que aprisiona as amostras é convertido rapidamente para um único poço, fazendo com que as amostras colidam. Os átomos após a colisão irão se espalhar seguindo a distribuição espacial de sua seção de choque. O processo de detecção é realizado por imagem de absorção utilizando-se um pulso de laser e uma câmera de alta resolução. Com essa medida, obtem-se além da distribuição espacial a quantidade total de átomos espalhados. Variando a temperatura das nuvens, pode-se montar um gráfico da fração do número de átomos espalhados pela temperatura das nuvens, como mostrado na figura (3.13c). Utilizando um potencial teórico extremamente preciso os autores da referência (26) foram capazes de calcular as fases das ondas l = 0 e l = 2 em função da temperatura e suas respectivas seções de choque. Tais cálculos estão apresentados nas figuras (3.13a) e (3.13b) respectivamente (linha pontilhada para l = 0 e linha tracejada para l = 2).



Figura 3.13 - Processo de comparação da teoria com os resultados experimentais. Nesse caso, as ondas parciais em questão apresentavam l=0 (linha pontilhada) e l=2 (linha tracejada).

Nossos resultados são assim complementares aos que foram observados nas referências (23-26). Contudo, é a primeira observação deste tipo de ressonância na formação de moléculas no estado fundamental de ⁸⁵Rb₂. A principio, seria extremamente interessante compararmos nossos resultados com a teoria apresentada nas referências (25, 26). Mas algumas dificuldades aparecem, primeiro é necessário um conhecimento extremamente preciso do potencial, o qual não dispomos.

Para ilustrar esta complexidade, resolvemos a função de onda radial para o caso do ⁸⁵Rb considerando apenas a parte de longo alcance do potencial, ou seja $-C_6/R^6$ (onde $C_6=4500$ a.u.(23). Na figura 3-15 mostramos o quadrado da função de onda para l = 0 e l = 4, além de

mostrar a barreira cuja altura é da ordem de 1200 μ K. Neste gráfico é claro o efeito da barreira em concentrar a probabilidade de encontrarmos a partícula.



Figura 3.14 - *Funções de ondas parciais para l=4 (vermelho) e l=0 (preto) juntamente com a representação da barreira centrífuga. A energia é correspondente a temperatura de 1200 μK.*

Para ilustrar a sensibilidade dos cálculos ao potencial, plotamos a amplitude máxima da função de onda ao quadrado na região da barreira centrífuga em duas condições distintas de C6. Na figura 3-15, mostramos a ressonância observada (linha vermelha) e para quando o valor de C_6 é apenas 5% menor (linha preta).



Figura 3.15 - Comparação das populações para uma variação pequena do coeficiente C6. As curvas correspondem ao momento angular l = 2.

Além de a teoria requerer um conhecimento extremamente preciso do potencial, nosso experimento tem um outro problema. Devido limitações experimentais nossa amostra não é polarizada e tem assim uma distribuição de estados hiperfinos, complicando ainda mais qualquer comparação com a teoria, visto que não temos apenas um estado. E como há uma mistura de estados isto também permite a participação de ondas ímpares, complicando ainda mais qualquer comparação.

O máximo que podemos fazer é calcular a amplitude da barreira para diferentes ondas parciais. Considerando apenas a parte de longo alcance do potencial mostramos na tabela 3.1 a altura de cada barreira.

| Momentum angular (I) | Altura Barreira (µK) |
|----------------------|----------------------|
| 1 | 58,8 |
| 2 | 305,5 |
| 3 | 864,2 |
| 4 | 1859,5 |
| 5 | 3416,1 |

 Tabela 3. 1 - Altura das barreiras centrífugas para vários valores distintos de l.

Como a barreira devido a onda p é menor que a ressonância observada podemos descartar a contribuição desta onda na ressonância observada. Além disso, só podemos afirmar que qualquer onda, com l > 1, pode contribuir para nosso efeito. Um estudo detalhado utilizando espectroscopia de fotoassociação em uma amostra polarizada é necessário para determinar qual onda é responsável pelo efeito. De qualquer forma discutiremos no capítulo final como este pode ser usado na produção de moléculas.

Capítulo 4

Observação de uma Armadilha Óptica de Dipolo

Neste capítulo, descreveremos a observação experimental de uma armadilha óptica de dipolo para átomos de ⁸⁵Rb. Inicialmente apresentaremos a montagem experimental, as técnicas utilizadas e o processo de transferência da armadilha magneto óptica para a dipolar. Em seguida, apresentaremos os resultados obtidos, envolvendo curvas de carga, descarga, e seu tempo de vida, o qual foi limitado pelo vácuo na armadilha. Por último, explicaremos a importância desse experimento para nosso laboratório e a sua utilização em experimentos futuros.

4.1 Caracterização da Armadilha de Dipolo Tipo FORT

Como já foi explicado, uma armadilha óptica de dipolo é constituída por um feixe gaussiano focalizado. Por esta razão, apresenta um pequeno volume de captura e uma profundidade bem pequena também, assim seu carregamento deve ocorrer com átomos previamente resfriados. Este carregamento depende fortemente dos parâmetros da armadilha, principalmente volume e profundidade. Por isso é necessária uma caracterização precisa da mesma.

Devido disponibilidade técnica de laser, optamos por realizar uma armadilha do tipo FORT com um laser de Ti:Safira. A desvantagem de uma armadilha com este tipo de laser é a sua proximidade com a transição óptica do Rb, fazendo com que um grande número de fótons sejam espalhados, impossibilitando a obtenção de temperaturas muito frias. Contudo, uma vantagem é a baixa potência requerida, cerca de 300 mW para $\lambda = 784,5$ nm (35).

O laser utilizado para a obtenção de um FORT foi um *Titânio Safira modelo 899* bombeado por um *Nd:YVO*₄ *Verdi* – *V10* ambos fabricados pela *Coherent*. Para o comprimento de onda em torno de 785 nm, o laser apresentava uma potência total de aproximadamente 600 mW, sendo mais que suficiente para a realização do FORT.

O primeiro passo foi a caracterização da armadilha, em especial sua cintura na região do foco do laser. Para isso, utilizaremos a teoria de propagação de feixes gaussianos (lei ABCD) para encontrarmos os parâmetros de nossa armadilha. Em particular a cintura do feixe é dada por (36, 37):

$$w(z)^{2} = w_{0}^{2} \left(1 + \left[\frac{(z - z_{c})\lambda}{\pi n w_{0}^{2}} \right]^{2} \right)$$
(4.1)

onde z_c corresponde ao ponto em que a cintura apresenta o menor valor possível ($w(z_c) = w_0$), ou seja, ao foco do laser.

Utilizando agora o método *Knife-edge*, que consiste em obstruções graduais em planos perpendiculares a direção de propagação do laser, medimos a intensidade remanescente do laser após obstruções graduais em um determinado ponto "z" em função de "x" (posição da faca) como exemplificado pela figura 4.1.



Figura 4. 1: Esquema de caracterização do feixe utilizando o método Knife-edge.

Para a intensidade do laser em função da posição da placa de obstrução, temos (38, 39):

$$P(x) = \frac{P_0}{2} \left(1 + erf\left[\frac{\sqrt{2(x - x_0)}}{w}\right] \right),$$
(4.2)

onde P_0 representa a potência total, x_0 é o ponto central da gaussiana, w é a cintura do feixe e x é a posição da placa.

Podemos ver pela eq. (4.2) que fixando a placa em uma determinada posição "z" e variando a área do laser obstruída, teremos um gráfico que relaciona P(x) com "x". Fazendo um ajuste da eq. (4.2) em tais pontos, obtemos "w" na posição "z". Um resultado típico está ilustrado na figura 4.2, juntamente com o ajuste da eq. (4.2).



Figura 4.2 - Curva típica da potência detectada em função da posição da placa com o ajuste teórico.

Realizando a medida de "w" para vários valores de "z" é possível obtermos um gráfico de "w" versus "z". Um exemplo típico está mostrado na figura 4.3. Utilizando a eq. (4.1) podemos obter o valor de w₀. No experimento preparamos duas montagens ópticas distintas para o FORT. Uma apresentando cintura de $(26 \pm 1) \mu m$ e a outra $(48 \pm 1) \mu m$.



Figura 4.3 - *Caracterização do feixe para obtenção de* $w_0 = (26 \pm 1) \mu m$.

A próxima etapa da calibração envolve calcularmos a profundidade da armadilha em diferentes comprimentos de onda. O valor dos comprimentos de onda utilizados para o aprisionamento óptico foi aferido por um medidor de ondas *Burleigh*. As profundidades da armadilha foram calculadas com base na eq. (2.10) para os comprimentos de ondas indicados (tabela 4.3) e uma potência total de 350 mW.

| Cintura (Wo) | 26µm | 48µm |
|--------------|---------|---------|
| λ (nm) | Profund | lidade |
| 782,08 | 3,42 mK | 1,02 mK |
| 783,89 | 1,77 mK | 0,53 mK |
| 783,49 | 1,97 mK | 0,59 mK |

Tabela 4.1 - Profundidade da armadilha em função dos comprimentos de onda. A potência total era de 350mW.

No passo seguinte, realizamos o cálculo da taxa de espalhamento dos fótons devido aos parâmetros do feixe. Os valores foram encontrados com o auxílio da eq. (2.11) e relacionados na Tabela 4.4.

 Tabela 4.2 - Taxa de espalhamento de fótons na armadilha em função do comprimento de onda. A potência total do laser era de 350mW.

| Cintura (Wo) | 26 µm | 48 µm |
|--------------|----------------------|---------|
| λ (nm) | Taxa de espalhamento | |
| 782,08 | 2358Hz | 710Hz |
| 783,89 | 615,1Hz | 185Hz |
| 783,49 | 773Hz | 232.6Hz |

Temos que a armadilha apresenta uma profundidade V_{int} dada pela eq. (2.10) para o caso do FORT. Como a partícula aprisionada precisa ganhar uma energia maior que V_{int} para escapar da armadilha, suporemos que a única maneira dela obter tal energia é unicamente pelo espalhamento de fótons. Para a energia de recuo da amostra temos:

$$E_{recuo} = \frac{\left|\hbar\vec{k}\right|^2}{2m} = \left(\frac{h}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{2m}$$
(4.3)
onde m é a massa atômica do elemento e $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\hat{k}$ é o vetor de propagação da onda eletromagnética. Sendo a profundidade do poço dada pela expressão 2-10, teremos a quantidade de fótons espalhados (40).

$$N_f = \frac{V_{\text{int}}(0)}{2E_{recuo}} \tag{4.4}$$

Considerando a taxa de espalhamento Γ_{esp} (eq. 2.11) e o número de fótons espalhados que são necessários para arrancar a partícula da armadilha (eq. 4.4), encontramos um valor para o tempo de vida do FORT:

$$\tau_{FORT} = \frac{N_f}{\Gamma_{esp}(0)}$$
(4.5)

A partir das eqs. (4.3), (4.4) e (5.4), obtemos os valores teóricos para os tempos de vida na condição experimental em que trabalhamos (tabela 4.3).

| Profundidade (mK) | Espalhamento (Hz) | Tempo de vida (s) |
|-------------------|-------------------|-------------------|
| 3,42 | 2358 | 6,0 |
| 0,53 | 185 | 11,8 |
| 0,59 | 232.6 | 10,4 |

 Tabela 4.3 - Tempo de vida devido a profundidade e a taxa de espalhamento da armadilha.

Os valores para o tempo de vida serão úteis para efeito de comparação com os resultados experimentais. Tal comparação será importante e nos dirá qual será a influência dos átomos

presentes no vapor de fundo. Este tempo de vida deve ser considerando apenas devido ao espalhamento de fótons.

4.2 Procedimento Experimental de Transferência do MOT para o FORT.

A princípio deveríamos ser capazes de detectar a transferência da armadilha magnetoóptica para o FORT utilizando apenas um fotodetector, como foi realizado na referência (35). Contudo, devido a nossa inexperiência neste campo e a fragilidade da armadilha dipolar, foi necessário a utilização de um sistema de imagem para detectarmos a transferência. A câmera utilizada para a aquisição da imagem do FORT foi uma *MV BlueFox 120G – CCD* fabricado pela *MatrixVision* com capacidade de aquisicionar um quadro em cerca de 1 ms com trigger.

A seqüência experimental esta esquematizada na figura 4.3. No estágio 1 carregamos a armadilha magneto-óptica como já descrito na capítulo 3. Em seguida realizamos um resfriamento tipo molasses, como já descrito no capítulo anterior. No 3º estágio os feixes de aprisionamento e rebombeio estão a uma potência de aproximadamente 40 mW e 1 mW respectivamente e o campo magnético é religado por um tempo que varia entre 100 e 200 ms. É necessário o religamento do campo magnético, pois o laser do FORT era alinhado de acordo com a posição do MOT, assim, o desligamento do campo magnético provocava um leve desalinhameto da amostra, suficiente para impossibilitar o carregamento. O estágio 4 corresponde a um tempo de expansão da amostra aprisionada por um tempo Δt , onde os lasers de bombeio e

rebombeio necessitavam ser desligados por obstrutores mecânicos "*shutters*", pois o AOM, responsável pelo controle de potência, não conseguia bloquear totalmente os lasers. Por fim, o estágio 5 era responsável pela aquisição da imagem de fluorescência. Nesse estágio todos os lasers e o campo magnético voltam a sua configuração inicial por 1 ms. Aqui mais uma vez o campo magnético é ligado para termos o realinhamento da amostra aprisionada com a câmera de aquisição, já que esta também era alinhada de acordo com a posição do MOT.



Figura 4.4 - Esquema de sincronização experimental para o carregamento do FORT. Os passos 1 e 2 representam os estágios de carregamento do MOT e resfriamento respectivamente. Em 3 temos o carregamento do FORT e em 4 a amostra carregada é deixada expandir livremente por um tempo ∆t. Finalmente, no passo 5 ocorre a aferição da quantidade de átomos remanescentes.

Utilizando o procedimento descrito na figura 4.4, foi possível observarmos o carregamento da armadilha tipo FORT. Uma imagem típica deste carregamento é mostrada na figura 4.5.



Figura 4.5 - Armadilha de dipolo carregada. A potência do laser do FORT era de 350 mw com comprimento de onda de 782,08 nm e um tempo e carga de 200 ms.Linha tracejada corresponde a propagação do laser.

Todas as informações que tínhamos acesso a respeito do FORT estavam nas imagens aquisicionadas, ou seja, o número de átomos aprisionados e as dimensões da amostra. E por se tratar de uma imagem de fluorescência não apresenta grande qualidade, necessitando assim de um tratamento adequado.

Além de obtermos a imagem dos átomos aprisionados no FORT, também obtemos imagens quando a armadilha de dipolo não estava presente. Isto é necessário porque a imagem contém átomos remanescentes da armadilha magneto-óptica e do próprio vapor de fundo. Em seguida, as imagens eram processadas matematicamente como matriz para remover estes átomos não aprisionados da imagem. Um exemplo típico é mostrado na figura 4.6. Na figura 4.6a temos uma imagem com a armadilha de dipolo presente e na figura 4.6b a armadilha esta ausente. Na figura 4.6c mostramos a subtração de "a" por "b".



Figura 4.6 - *Esquema de obtenção da imagem da armadilha de dipolo desconsiderando os átomos não aprisionados.*

Para obter o número de átomos aprisionados, selecionamos uma região de interesse na imagem e realizamos a integração desta, como mostrado na figura 4.7. Isto é possível, pois o sinal na imagem é proporcional ao número de átomos aprisionados.



Figura 4.7 - Seleção da região de interesse na armadilha de dipolo

4.3 Resultados e discussões.

O primeiro passo foi obtermos um gráfico que relaciona a quantidade de átomos aprisionados em relação ao tempo de atuação do FORT. Um exemplo de gráfico está ilustrado na figura 4.8, onde se pode observar um decaimento aparentemente exponencial.



Figura 4.8 - Número de átomos em relação ao tempo para o FORT. Para profundidade 3,42 mK e cintura de $w_0 = 26 \ \mu m$.

Pelo ajuste de uma expressão exponencial simples, podemos descobrir o tempo de vida da amostra aprisionada (figura 4.9).



Figura 4.9 - Número de átomos em relação ao tempo para o FORT juntamente com o ajuste teórico. Para profundidade 3,42mK e $w_0 = 26 \ \mu m$. Tempo de vida da amostra é de 6,42 ms.

Com os resultados obtidos, construímos uma tabela relacionando os tempos de vidas teóricos e experimentais (tabela 4.4).

| Fabela 4.4 - Relação entre profundidade e taxa de espalhamento com o tempo de vida esperado da amostra |
|---|
| Comparação entre o tempo de vida calculado teoricamente e o obtido experimentalmente. |

| | | Teórico | Experimental |
|-------------------|-------------------|-------------------|--------------------|
| Profundidade (mK) | Espalhamento (Hz) | Tempo de vida (s) | Tempo de vida (ms) |
| 3,42 | 2358 | 6,0 | 6,42 |
| 0,53 | 185 | 11,8 | 0,26 |
| 0,59 | 232,6 | 10,4 | 1,92 |

Nota-se uma grande divergência entre o valor para o tempo de vida que foi medido experimentalmente e o obtido de forma teórica. Tal fato se deve a problemas referentes ao vácuo que tivemos durante a execução do experimento. Assim, a energia fornecida para os átomos aprisionados devido à colisão com átomos do vapor de fundo é mais que suficiente para arrancálos da armadilha, fazendo com que estes se percam no experimento. Os resultados, tanto teórico como experimentais, são consistentes com a literatura (11). Nesta referência, com um tempo de vida calculado de 43 s, o resultado aferido foi de 200 ms, onde a responsabilidade por essa redução drástica foi a qualidade do vácuo.

Durante a execução do experimento, nosso vácuo atingia um patamar de aproximadamente 5×10^{-8} torr. Esse valor é extremamente alto se comparado com experimentos que seguem a mesma linha (35), por isso, não foi realizada uma caracterização mais apurada do FORT.

Apesar da baixa qualidade do vácuo, o experimento foi responsável por fornecer a primeira armadilha de dipolo da América Latina. A experiência adquirida no processo de carregamento, além dos materiais necessários para sua observação, como câmeras com opção *"trigger"* de rápida aquisição e placas de aquisição mais velozes, serão muito úteis para experimentos futuros em uma nova câmara de vácuo que já está em processo de montagem em nosso laboratório. O vácuo nesse novo experimento será da ordem de 10⁻¹¹ torr, com isso, o tempo de vida esperado será da ordem do valor estimado teoricamente, possibilitando a obtenção de vários resultados interessantes como condensação de Bose-Einstein e aprisionamento molecular, que é a nossa meta para experimentos futuros.

Capítulo 5

Conclusão e Perspectiva

O objetivo inicial desse projeto era aprisionar tanto moléculas quanto átomos em uma armadilha óptica de dipolo. Uma amostra deste tipo poderia permitir o estudo de colisões átomos/moléculas e moléculas/moléculas. Além disso, nos permitiria dominar a técnica de aprisionamento em armadilhas ópticas, as quais estão entre as mais atuais utilizadas nos melhores laboratórios do mundo. Tínhamos em mente que as moléculas frias seriam formadas a partir de átomos frios aprisionados através do processo de fotoassociação.

Nosso laboratório já tem tradição na formação de moléculas frias tanto heteronuclear quanto homonuclear via fotoassociação. Assim, nos pareceu natural iniciar nosso trabalho pelo estudo da taxa de formação molecular em função da temperatura da amostra. Os resultados deste experimento nos permitiram observar uma ressonância na taxa de formação molecular devido à participação de ondas parciais distintas. Nossos dados experimentais mostram que a taxa de formação molecular é mais intensa para temperaturas atômicas entre 100 μ K e 150 μ K, sendo cerca de seis vezes maior que em outras temperaturas. Como foi explicado anteriormente tentamos fazer um modelo quantitativo do processo, mas limitações tanto teóricas quanto experimentais nos permitiram explicar o efeito observado apenas em um nível qualitativo. Nossa limitação teórica era a falta de conhecimento detalhado do potencial molecular entre dois átomos de Rb no estado fundamental. A limitação experimental se deve ao fato de nossa amostra não ser polarizada, havendo assim a participação de vários estados distintos na colisão, o que complica a modelagem teórica.

Devemos ressaltar que apesar de não termos modelado quantitativamente o processo observado, o resultado experimental ainda é importante. Pois afinal de contas podemos aumentar a taxa de formação molecular apenas pela redução em 50% da temperatura inicial da amostra. Esta foi a primeira vez na literatura que a ressonância devido a uma onda parcial foi utilizada para intensificar a produção de moléculas frias. Este resultado rendeu-nos um artigo que está em processo de publicação (41).

Após estudar a ressonância molecular, pretendíamos utilizar esse mecanismo para carregar uma amostra molecular mais numerosa e densa em um FORT. Porém, esbarramos em problemas técnicos fundamentais que impediram nosso progresso, em particular o aumento da pressão em nossa câmara de aprisionamento e um problema de curto circuito em nosso detector de íons alocado no interior da câmara.

Desta forma, tivemos que reavaliar nossa situação e optamos por carregar apenas átomos na armadilha de dipolo. Apesar dos resultados serem muito limitados, principalmente devido ao vácuo, o processo como um todo foi bastante produtivo para nosso grupo. A experiência adquirida no processo de transferência dos átomos frios do MOT para o FORT com estágio intermediado pelo molasses será de grande utilidade para experimentos futuros que serão realizados em nosso laboratório.

O mais importante é que pretendemos utilizar o conhecimento adquirido nesta dissertação, tanto em relação à ressonância molecular quanto à armadilha de dipolo para preparar um novo e interessante experimento. Um novo aparato experimental esta sendo montado, utilizando uma câmara comercial, a qual deverá permitir obter um vácuo melhor que 10⁻¹¹ torr.

Utilizaremos o conhecimento adquirido neste trabalho, para realizar um FORT e carregálo a partir de um MOT misto envolvendo K e Rb. Após a transferência de MOT para o FORT, iremos evaporar um pouco a amostra através da variação da potência do laser. Isto refrigerará a amostra, trazendo-a a uma temperatura mais baixa. Então pretendemos realizar um passo de fotoassociação, para formar as moléculas de KRb. Repetiremos isso para várias temperaturas, de forma que mediremos a taxa de formação molecular.

Acreditamos que KRb deverá exibir também uma ressonância, o que levará à um aumento apreciável da formação molecular. Em suma, isso nos permitirá obter uma maior e mais densa amostra molecular aprisionada em um FORT. Isto certamente favorecerá experimentos envolvendo colisões entre átomos e moléculas, ou apenas entre moléculas. Dependendo do tamanho e densidade desta amostra, podemos inclusive imaginar um experimento que permita obter degenerescência quântica (BEC) para uma amostra totalmente molecular.

Com certeza os resultados obtidos neste trabalho deverão repercutir nos próximos experimentos de nosso laboratório, especialmente em relação ao aprisionamento de moléculas em amostras grandes e densas. E estas deverão ser utilizadas em experimentos interessantes sobre colisões.

Referências

- 1 ALVESALO, T. et al. Specific heat of He^3/He^4 mixtures near the junction of the λ and phase separation curves. *Physical Review Letters*, v. 22, n.24, p. 1281-83. 1969.
- 2 ANDERSON, M. H. et al. Observation of Bose-Einstein condensation in dilute atomic vapor. *Science*, v. 269, n. 5221, p. 198-201, 1995.
- 3 DAVIS, K. B. et al. Bose-Einstein condensation in a gas of sodium atoms. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 22, p. 3969-73, 1995.
- 4 MANCINI, M. W. et al. Observation of ultracold ground-state heteronuclear molecules. *Physical Review Letters*, v. 92, n. 13, p. 133203, 2003.
- 5 FRIEBEL, S. et al. CO2-laser optical lattice with cold rubidium atoms. *Physical Review A*, v. 57, n. 1.p. R20-R23, 1998.
- 6 MATYJAS, S.; SZYMANSKA, M. H.; GORAL, K. Probing fermionic condensates by fast-sweep projection onto feshbach molecules. *Physical Review Letters*, v. 101, n. 15, p. 150410-3. 2008.
- 7 LINE R. A.; MILLER, J.D.; HEINZEN, D.J. Study of Rb2 long-range states by high resolution photoassociation spectroscopy. *Physical Review Letters*, v. 73, n. 5, p. 632-635, 1994.
- 8 RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 59, n.23, p. 2631-34 1987.
- 9 BRADLEY, C.C. et al. Evidence of Bose-Einstein condensation in an atomic gas with attractive interactions. *Physical Review Letters*, v. 75, n. 9, p. 1687-90, 1995.

10 BRADLEY, C.C. et al. Bose-Einstein condensation of lithium. observation of limited condensate number. *Physical Review Letters*, v. 78, n.6, p. 985-9, 1997.

11 MILLER, J. D.; CLINE, R. A.; HEINZEN, D. J. Far-off-resonance optical trapping of atoms. *Physical Review A*, v. 47, n. 6, p. R4567-70, 1993.

12 O'HARA, K. M et al. Ultrastable CO2 laser trapping of lithium fermions. *Physical Review Letters*, v. 82, n. 21, p. 4204-07, 1999.

13 TAKEKOSHI, T.; KNIZE, R. J. CO₂ laser trap for cesium atoms. *Optical Letters*, v. 21, n. 1, p. 77-79, 1996.

14 MENEGATTI, C. R.; MARANGONI, B. S.; MARCASSA, L. G. A Review on the formation of heteronuclear cold molecules. *Laser Physics*, v. 18, n. 18, p 1-7, 2008.

15 WEINSTEIN, J. D. et al. Magnetic trapping of calcium monohydride molecules at millikelvin temperatures. *Nature*, v. 395, n. 6698, p. 148-150,1998.

16 BETHLEM, H. L.; BERDEN, G.; MEIJER, G. Desacelerating neutral dipolor molecules. *Physical Review Letters*, v. 83, n.8, p. 1558-1561, 1999.

17 MADDI, J. A.; DINNEEN, T. P.; GOULD, H. Slowing and cooling molecules and neutral atoms by time-varying electric-field gradients. *Physical Review A*, v. 60, n. 5, p. 3882-91, 1999.

18 FIORETTI, A. D. et al. Formation of cold Cs_2 molecules through photoassociation. *Physical Review Letters*, v. 80, n. 20, p. 4402 – 4405, 1998.

19 GABBANINI, C. et al. Cold rubidium molecules formed in a magneto-optical trap. *Physical Review Letters, v.* 84, n. 13, p. 2814-17, 2000.

20 NIKOLOV, A. N. et al. Observation of ultracold ground-state potassium molecules. *Physical Review Letters, v.* 82, n. 4, p. 703-6, 1999.

21 TAKEKOSHI, T.; PATTERSON, B. M.; KNIZE, R. J. Observation of optically trapped cold cesium, *Physical Review Letters*, v. 81, n. 23, p. 5105-08, 1998.

22 CAIRES, A. R. L. et al. Atomic density and light intensity dependences of the Rb₂ molecule formation rate constant in a magneto-optical trap. *Physical Review A*, v. 71, n.4, p. 043045, 2005.

23 BOESTEN, H. M. J. M. et al. Time-independent and time-dependent photoassociation of spin-polarized rubidium. *Journal of Physics B*, v. 32, n. 2, p. 287-308, 1999.

24 BOESTEN, H. M. J. M. et al. Observation of a shape resonance in cold-atom scattering by pulsed photoassociation. *Physical Review Letters*, v. 77, n. 26, p. 5194-5197, September 1996.

25 MELLISH, A. S. et al. Quantum scattering of distinguishable bosons using an ultracold atom collider. *Physical Review A*, v. 75, n. 2, p. 020701, 2007.

26 NICHOLAS, R. T. et al. Imaging of s and d partial-wave interference in quantum scattering of identical bosonic atoms. *Physical Review Letters*, v. 93, n. 17, p. 173201, 2004.

27 QUIROZ, J. L. M.; D. THOMAS. Getting with Numerov's method. Computers in Physics, v. 11, n. 5, p. 514-515, 1997.

28 GRIFFIN, P. F. Laser cooling and loading of Rb into a large period, quasi-electrostatic, optical lattice. 2005. 154 p. Thesis (PhD) - Department of Physics, Durham University, 2005.

29 GREINER, M. Ultracold quantum gases in three-dimensional optical lattice potentials. 2003. 121 p. Thesis (PhD) - Ludvig-Maximiliang, Universität Munchen, Germany, München, 2003.

30 GRIMM, R.; WIDEMÜLLER, M; OUCHINNIKOV, Y. B. Optical dipole traps for a neutral atoms. Advances in Atomic, *Molecular and Optical Physics*, v.42, p. 95-170, 2000.

31 CHU, S. et al, Experimental observation of optically trapped atoms. *Physical Review Letters*, v. 57, n. 3, p. 314-317, 1986.

32 WEIDEMULLER, M. et al. Lithium and cesium in a quasi-electrostatic CO₂-laser trap. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LASER SPECTROSCOPY, 14., 1999, Singapore. *Proceedings*... Singapore: World Scientific, 1999. p.336.

33 COHEN-TANNOUDJI, C. Quantum Mechanics. New York: Wiley, 1977. v. 2. cap. 1.

34 LAMBRECHT A. et al. Squeezing with cold atoms. *EuroPhysics Letters*. v. 36, n. 2, p. 93-98, 1996.

35 KUPPENS S. J. M. et al. Loading an optical dipole trap. *Physical Review A*, v. 62, n. 1. p. 013406, 2000.

36 YARIV, A. Quantum electronics. 3. ed. New York: Wiley, 1988. 676 p.

37 ZÍLIO S. C. Óptica Moderna – fundamentos e aplicações. São Carlos : Centro de Pesquisas em Óptica e Fotônica – IFSC, 2001. 193 p.

38 ARNAUD J. A., Modes of propagation of optical beans in helical gas lenses. *Applied Optics*, v. 10, n. 12, p. 2775-2776, 1971.

39 COHEN D. K. et al, Techniques for measuring gaussian beans. *Applied Optics*, v. 23, n. 4, p. 637-640, 1984.

40 GORDON J. P.; ASHKIN A. Motion of atoms in a radiation trap. *Physical Review A*, v. 21, n. 5, p. 1606-17, 1980.

41 MARANGONI, B. S.; MENEGATTI, C. R.; MARCASSA, L. G. Temperature dependence of Rb2 formation rate constant in a magneto-optical trap. *Physical Review A*. 2009. no prelo.