**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS**

Luís Felipe B. F. Gonçalves

**Interações entre átomos de Rydberg no regime de
bloqueio de excitação**

**São Carlos
2016**

Luís Felipe B. F. Gonçalves

**Interações entre átomos de Rydberg no regime de
bloqueio de excitação**

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

Área de concentração: Física Básica

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

Versão corrigida
(Versão original disponível na Unidade que aloja o Programa)

São Carlos
2016

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 revisada pelo Serviço de Biblioteca e Informação Prof. Bernhard Gross, com os dados fornecidos pelo(a) autor(a)

G635i	<p>Gonçalves, Luís Felipe</p> <p>Interações entre átomos de Rydberg no regime de bloqueio de excitação / Luís Felipe B. F. Gonçalves ; orientador Luis Gustavo Marcassa - Versão corrigida. – São Carlos, 2016. 156 p. : il. (color.) ; 30 cm.</p> <p>Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em Física Básica) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, 2016.</p> <p>1. Átomos de Rydberg. 2. Transferência de população. 3. Bloqueio de excitação. 4. Armadilha ótica de dipolo. 5. Interações de longo alcance. I. Marcassa, Luis Gustavo, orient. II. Título.</p>
-------	--

*Este trabalho é dedicado à minha família, amigos
e especialmente à você leitor; afinal,
o que não é visto é esquecido.*

AGRADECIMENTOS

Gostaria de agradecer primeiramente ao meu orientador Luís Gustavo Marcassa, por ter me confiado este projeto. Hoje, após quase 10 anos trabalhando juntos, é inegável que se nossas pesquisas foram bem sucedidas foi, sem dúvida, devido sua orientação. Agradeço especialmente por seus esforços em manter o laboratório funcionando, faça dia faça noite, final de semana ou feriado. E especialmente à sua disposição em buscar recursos e os melhores equipamentos a fim de manter nosso laboratório nos padrões internacionais.

Agradeço aos companheiros de trabalho Jader Cabral, Jorge Kondo, Caio Wetterich, Renato Menegatti, Bruno Marangoni, Jonathan Tallant, Henry Passagem, Ricardo Colin... Foi com eles que aprendi a maioria das técnicas e traquejos do laboratório, especialmente aqueles que não vêm escritos no manual e que seriam desaconselhados pelo orientador. Em especial ao Jorge Kondo, pois como participamos do mesmo projeto passamos horas e horas juntos desvendando e descobrindo os mistérios dos átomos de Rydberg.

Ao pessoal do grupo de Fotônica; os amigos Renato, Gustavo, Ruben, Nathalia... E todos os demais que estiveram presentes ao longo do meu doutorado compartilhando os momentos de sofrimento e alegria. Tenho certeza que, se não fosse por eles esta jornada teria sido ainda mais tortuosa. Aos professores do grupo Cleber, Lino e Leonardo que colaboraram de forma direta ou indireta dando sugestões em conversas informais e nas reuniões de grupo. Especialmente ao Prof. Lino por ter aceitado participar como meu orientador na disputa pelo prêmio Santander Universidades onde, junto com o Gustavo, fomos finalistas.

À minha família Luís Carlos, Sílvia, Carol, Davi e todos os demais que se fizeram presente ao longo de minha vida. Agradeço a dedicação e as horas de ensinamentos e aconselhamentos durante os momentos de dúvidas e incertezas que surgiram nesta etapa.

Agradeço também aos amigos que fiz durante o estágio na Universidade de Michigan, meu orientador no exterior Georg Raithel, colegas de laboratório Yun-Jhih, David Anderson e Nithiwadee Thaicharoen. Eles foram incríveis me recebendo, compartilhando seus conhecimentos, tendo paciência e vontade de ajudar. Especialmente Lucas Anhezini e Daniela Malfará que me receberam em sua casa tornando minha estadia no exterior uma experiência extremamente agradável.

Não poderia deixar de agradecer ao pessoal da infraestrutura do IFSC, ao amigo Daniel Foschini sempre atencioso e pronto para ajudar. Ao Ademir e todo o pessoal da oficina mecânica do IFSC, que estão sempre dispostos a ajudar, ao pessoal da gráfica por sua eficiência e da biblioteca pela paciência. Ao instituto de Física de São Carlos pelo suporte, e é claro a CAPES/CNPq e a FAPESP pelo apoio financeiro.

A você que está lendo, todos estes e os demais meu sincero MUITO OBRIGADO!!!

AGRADECIMENTO ESPECIAL

É necessário um espaço exclusivo para simbolizar o quão especial e importante é (e foi) a atuação de minha noiva Priscilla Freddi ao longo do meu doutorado e minha vida. Meu agradecimento mais profundo é para você, que esteve sempre ao meu lado, mesmo nos momentos mais difíceis, que foram mais frequentes do que qualquer um desejaria, mas sempre me ajudando a tomar as melhores decisões. Agradeço também os momentos de alegria e felicidade que compartilhamos juntos, que provavelmente não foram tantos quanto qualquer um desejaria, mas foram suficientes para deixar uma marca permanente em nossos corações.

Mesmo as distâncias continentais as quais nos sujeitamos diversas vezes, especialmente durante meu estágio, não foram capazes de separar sequer um milímetro da nossa harmonia e cumplicidade. Sou grato por ter uma companheira, amiga, namorada, noiva ou qualquer que for o rótulo que, sem dúvida teve uma atuação decisiva no sucesso e conclusão de meus trabalhos.

A você meu muito obrigado sempre!

*"So close no matter how far,
couldn't be much more from the heart,
forever trusting who we are
and nothing else matters"*

Metallica - 1991

~ ♡ ~

*“Na vida, não existe nada a temer,
mas a entender.”*

Marie Skłodowska Curie (1867^{*} – 1934[†])

Nobel de Física - 1903

Nobel de Química - 1911

RESUMO

GONÇALVES, L. F. **Interações entre átomos de Rydberg no regime de bloqueio de excitação**. 2016. 156p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2016.

Neste trabalho estudamos algumas interações entre átomos de Rydberg em uma armadilha ótica de dipolo do tipo *QUEST*. Com esta armadilha obtemos uma amostra de $1,2 \times 10^6$ átomos de ^{85}Rb no estado fundamental, à uma densidade de $\sim 10^{12}$ átomos/cm³ e temperatura média de 60 μK . Os átomos de Rydberg foram preparados utilizando uma transição de dois fótons a partir do estado fundamental $5S_{1/2}$, passando pelo estado intermediário $5P_{3/2}$ e em seguida para o estado de Rydberg desejado. Estudamos a interação entre pares de átomos, em diferentes níveis energéticos, através de duas técnicas diferentes. Na primeira, monitoramos os efeitos de transferência de população em estados nD oriundas de uma ressonância *Förster*. Estudamos a ressonância $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ onde $37 \leq n \leq 47$, em função da densidade da amostra atômica; e para o estado $37D_{5/2}$ manipulamos a mesma ressonância com a aplicação de um campo elétrico externo. Os resultados mostraram que este é um processo binário, evidenciado pela dependência quadrática da população no estado produto com relação ao estado excitado. Num outro experimento, estudamos a interação entre estados nS através do monitoramento, e controle, do efeito de bloqueio de excitação. Aqui mostramos que é possível controlar as interações interatômicas em uma amostra *quasi*-unidimensional de átomos de Rydberg variando a orientação de um campo elétrico externo. Mostramos que ao polarizar uma amostra de átomos no estado $50S_{1/2}$ com um campo, esta passa a interagir de modo semelhante ao de dipolos elétricos clássicos, onde a interação pode ser controlada com a variação da orientação dos dipolos atômicos. Tal interação pode, inclusive, ser cancelada quando os dipolos elétricos são alinhados em um ângulo de $54,7^\circ$ com relação ao eixo internuclear.

Palavras-chave: Átomos de Rydberg. Transferência de população. Bloqueio de excitação. Armadilha ótica de dipolo. Interações de longo alcance.

ABSTRACT

GONÇALVES, L. F. **Rydberg-atom interactions in the excitation blockade regime.** 2016. 156p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2016.

In this work we have studied some interactions between Rydberg-atoms in a *QUEST* type optical dipole trap. With this trap we obtained a sample of $1,2 \times 10^6$ ^{85}Rb atoms in the ground state, in a density of $\sim 10^{12}$ atoms/cm³ and average temperature of 60 μK . The Rydberg-atoms were prepared using a two-photon transition from the ground state $5S_{1/2}$, through an intermediate state $5P_{3/2}$ and then to the desired Rydberg state. We have studied interactions between pairs of atoms at several energy levels, using two different techniques. In the first one, we have monitored the effects of the population transfer in nD states derived from a *Förster* resonance. We have studied the resonance $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ for states of $37 \leq n \leq 47$ as a function of the sample's atomic density. For the $37D_{5/2}$ state we have also manipulated the same resonance with the application of an external electric field. Our results have shown that this is a binary process, indicated by the quadratic dependence of the transferred population in relation with the excited state. In another experiment, we have studied the interaction between $nS_{1/2}$ states by monitoring, and controlling, the excitation blockade effect. Here we have shown that it is possible to control the inter-atomic interactions in a *quasi*-one-dimensional sample of Rydberg-atoms by varying the orientation of an external electric field. We have demonstrated that when polarizing a sample of atoms, in the $50S_{1/2}$ state with a field, it starts to interact in a similar way as classic electric-dipoles, where the interaction can be controlled by varying the orientation of the atomic dipoles. Such interaction may even be canceled when the electric dipoles are aligned at an angle of $54,7^\circ$ related to the internuclear axis.

Keywords: Rydberg atoms. Population transfer. Excitation blockade. Optical dipole trap. Long-range interactions.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1 – Ilustração mostrando a diferença na órbita de um elétron excitado, para o átomo de Hidrogênio e de Rubídio. À direita, as funções de onda radial para os dois casos, considerando o estado $ 50S_{1/2}\rangle$	35
Figura 2.2 – Comparação entre os potenciais atômicos do H (a) e do ^{85}Rb (b). As funções de onda foram incluídas a caráter ilustrativo nos respectivos níveis de energia.	36
Figura 2.3 – Probabilidade radial para o elétron de valência em diferentes estados atômicos.	36
Figura 2.4 – Diagrama de energia para o ^{85}Rb , as energias em cinza são para o átomo de Hidrogênio.	38
Figura 2.5 – (a) Raio atômico e (b) secção de choque geométrica para diferentes estados de Rydberg.	39
Figura 2.6 – Momento de dipolo (a) e polarizabilidade estática (b) para diferentes estados de Rydberg.	40
Figura 2.7 – Mapa Stark na região de energia próxima ao $50S_{1/2}$ (a) e (b). Em (c) a região próxima aos estados $37D$	41
Figura 2.8 – Curvas de potencial interatômico considerando interações de dipolo-dipolo(a) e dipolo-quadrupolo-quadrupolo-quadrupolo (b). Ambas as curvas são para a região de energia próxima ao estado $ 37D_{5/2} + 37D_{5/2}\rangle$	43
Figura 3.1 – Desenho esquemático da câmara de vácuo.	45
Figura 3.2 – Desenho 3D da câmara de vácuo.	46
Figura 3.3 – Desenho 3D da parte interna da câmara ao lado de uma fotografia onde podem ser vistos os componentes internos: 1, 2, 3 e 4.	46
Figura 3.4 – (a) Esquema da montagem para o aprisionamento da AMO-2D. (b) Desenho 3d da montagem utilizada em nosso sistema.	47
Figura 3.5 – (a) Fotografia da câmara construída. (b) Fotografia do suporte e das bobinas de campo magnético e (c) um desenho dos suportes de lentes encaixados na câmara.	48
Figura 3.6 – (a) Fotografia do tubo diferencial utilizado na conexão entre as câmaras. (b) Desenho esquemático do mesmo tubo, onde podem ser vistas suas dimensões (em mm).	49
Figura 3.7 – Montagem ótica para os feixes de 780 nm.	50
Figura 3.8 – Fotografia da montagem ótica para o feixe de 480 nm.	51
Figura 3.9 – Espectro de absorção saturada por polarização na linha $D2$ do rubídio ($ 5S_{1/2}\rangle \rightarrow 5P_{3/2}\rangle$).	52

Figura 3.10–(a) Esquema da montagem para obtenção do sinal de EIT. (b) Esquema dos estados utilizados no EIT.	53
Figura 3.11–Varreduras de frequência nas condições de EIT para o laser de 780 nm (a) e 480 nm (b).	53
Figura 3.12–Imagem superior a variação da frequência medida pelo WS7 enquanto este está controlando o laser de 480 nm e inferior a tensão emitida pelo WS7 que controla a frequência.	54
Figura 3.13–Esquemas dos eletrodos para a aplicação de campo elétrico em (a) a montagem antiga e em (b) a nova montagem.	55
Figura 3.14–Esquema detalhado dos eletrodos novos, em (a) um desenho esquemático com as dimensões (em mm), (b) uma imagem 3D da montagem e em (c) as superfícies utilizadas nas simulações dos campos.	56
Figura 3.15–(a) Campo elétrico para aplicação simétrica de tensão nas coordenadas $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$. (b) Medida da homogeneidade dos campos calculados em (a).	57
Figura 3.16–Exemplo de campos alternativos que podemos aplicar com nossos eletrodos.	57
Figura 3.17–Curvas de potencial devido a aplicação do pulso PFI nos eletrodos inferiores. Em (a) as curvas plano $\hat{z}\hat{x}$ e (b) $\hat{y}\hat{z}$ ambas passando pela origem.	58
Figura 3.18–Exemplos dos pulsos PFI utilizados para a detecção dos átomos de Rydberg. Em (a) um pulso de subida lenta e em (b) o pulso de subida rápida.	59
Figura 3.19–(a) Exemplos de varredura de frequência para diferentes campos elétricos. (b) Mapa Stark experimental.	60
Figura 3.20–Exemplos das primeiras imagens de íons obtidas em nosso laboratório. (a) a imagem obtida de um único pulso de excitação, (b) media de 100 imagens individuais.	61
Figura 3.21–Exemplos de uma simulação feita no software SIMION 6.0. Aqui aplicamos uma tensão de 32 V na lente eletrostática para conseguir colimar um feixe iônico acelerado por um pulso PFI de 1000 V.	62
Figura 4.1 – (a) Esquema da montagem de uma AMO, contendo três pares de feixes contra-propagantes, junto com um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. (b) Diagrama de energia, espacialmente dependente, dos estados envolvidos no aprisionamento.	64
Figura 4.2 – Imagem de fluorescência da AMO.	65
Figura 4.3 – Perfil do potencial de aprisionamento de nossa AOD.	67
Figura 4.4 – Esquema da montagem ótica para a detecção da fluorescência da AMO.	67
Figura 4.5 – Gráficos da curva de carregamento da armadilha principal usando a AMO-2D como fonte atômica. Em (a) a curva de carregamento total e em (b) a mesma curva em seções temporais de 2 s.	68

Figura 4.6 – (a) População de átomos carregados na AMO em função do campo de aprisionamento e (b) em função dos campos de compensação.	69
Figura 4.7 – População de átomos carregados na AMO em função da potência do feixe de aprisionamento (a) e do feixe de rebombeio (b).	69
Figura 4.8 – População de átomos carregados na AMO em função da frequência do feixe de aprisionamento (a) e em função da potência do feixe <i>push</i> (b).	70
Figura 4.9 – (a) Curva de carregamento da AMO após a otimização. (b) a mesma curva em janelas temporais de 2 s	71
Figura 4.10 – Conjunto de imagens ilustrando a formação da imagem final de absorção. (a) imagem da sombra da armadilha, (b) imagem do feixe sem a armadilha, (c) imagem de fundo do sistema e (d) imagem final $T(x, y)$	73
Figura 4.11 – Espectro de absorção dos átomos aprisionados, o centro da curva representa a frequência de transição.	74
Figura 4.12 – Gráfico do número de átomos na armadilha de dipolo em função do tempo.	75
Figura 4.13 – Perfil axial (a) e radial (b) da armadilha, ambas ajustadas por uma função gaussiana (linha vermelha).	75
Figura 4.14 – (a) Sequência de imagens ilustrando a expansão livre da amostra e (b) gráfico da variação da cintura da armadilha devido à expansão.	77
Figura 5.1 – (a) Porcentagem da transferência de população em função da densidade da amostra. (b) O valor máximo de transferência para diferentes estados.	80
Figura 5.2 – (a) Sequência temporal da excitação e detecção dos átomos de Rydberg. (b) Sinal de elétrons típico para a armadilha AMO e AOD.	81
Figura 5.3 – Curvas de potencial para energia próxima ao estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$, em (a) as curvas e em (b) e (c) a escala de transparência foi alterada a representar o caráter dos estados $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ e $39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ respectivamente.	83
Figura 5.4 – Projeção $\alpha_{j,k}(R)$ dos estados de interesse em função da distância interatômica R . As curvas representam o caráter assintótico $k = 39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ do estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$	84
Figura 5.5 – (a) Espectro de excitação do estado $37D_{5/2}$ para os dois regimes de densidade. (b) espectro das populações excitadas e transferidas no regime de alta densidade.	85
Figura 5.6 – (a) Medida da densidade da armadilha de dipolo em função do tempo. (b) exemplo de um sinal obtido das populações em função do tempo.	86
Figura 5.7 – (a) Evolução das populações nos estados $37D_{5/2}$ e $39P_{3/2}$ em função da densidade e em (b) a evolução da fração transferida.	87

Figura 5.8 – População no estado $45P_{3/2}$ em função da população em $43D_{5/2}$. A linha sólida representa o ajuste por uma lei de potência do tipo ρ^δ . Um pequeno gráfico foi inserido mostrando o valor encontrado para δ em função dos estados analisados.	88
Figura 5.9 – Exemplo de duas amostras de átomos de Rydberg. Em (a) a amostra está longe do regime de saturação, enquanto que em (b) a mesma está saturada. Os pontos vermelhos e azuis representam átomos no estado fundamental e no estado de Rydberg respectivamente, a linha pontilhada azul define o raio de bloqueio neste exemplo.	89
Figura 5.10 – (a) Curvas teóricas de saturação para diferentes estados de Rydberg. (b) Ajuste dos pontos experimentais da população detectada pelo modelo da esfera rígida.	90
Figura 5.11 – Ressonâncias Förster: Em (a) são apresentados os picos de ressonância junto com as curvas de energia devido ao efeito Stark. Em (b) as mesmas ressonâncias comparadas com um modelo teórico de muitos corpos (linha pontilhada vermelha).	91
Figura 5.12 – Espectro do estado $ 37D\rangle$ na presença e na ausência de campo elétrico.	92
Figura 5.13 – (a) Mapa Stark dos estados de energia próxima ao estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$. A linha vermelha representa uma medida experimental da transferência de população para baixas densidades. (b) Gráfico da transferência de população para duas ressonâncias indicadas pelo quadrado preto em (a), em função da densidade.	93
Figura 5.14 – População no estado $39P_{3/2}$ em função da população em $37D_{5/2}$. As linhas sólidas representam o ajuste por uma lei de potência do tipo ρ^δ . Os dados representam as populações em campos onde existe um vale na ressonância (azul), e um pico (verde).	94
Figura 5.15 – Curvas experimentais (pontos azuis) e teóricas (linhas sólidas) da transferência de população em função do campo elétrico para a excitação ressonante do estado $37D_{5/2}$ em diferentes densidades. As linhas pontilhadas representam os regimes inferiores e superiores do cálculo devido a incerteza na densidade da amostra.	94
Figura 6.1 – Diagrama de energia entre dois átomos separados por uma distância $\vec{R}$	97
Figura 6.2 – Interação entre dois átomos no estado $50S_{1/2}$	98
Figura 6.3 – Ilustração indicando a orientação de $\vec{P}$, $\vec{R}$, $\vec{E}_0$ e θ em um sistema de dois átomos.	99
Figura 6.4 – (a) interação de van der Waals (linha preta) e potencial efetivo (equação 6.3) (linhas azul e vermelha) e (b) razão entre o potencial efetivo e a interação de van der Waals.	101

Figura 6.5 – Ilustração comparando uma amostra tridimensional (a) com uma unidimensional (b).	102
Figura 6.6 – Ilustração em escala comparando a região de aprisionamento e a região iluminada pelo feixe de 480 nm.	103
Figura 6.7 – (a) mapa Stark próximo a região de interesse do experimento. (b) Exemplo de uma varredura de campo elétrico para uma dada frequência do feixe de 480 nm e (c) combinação de várias varreduras compondo um mapa Stark experimental.	103
Figura 6.8 – Curvas de saturação da população no estado $50S_{1/2}$ para diferentes orientações de campo elétrico.	104
Figura 6.9 – Curvas de saturação da população no estado $50S_{1/2}$ para diferentes orientações de campo elétrico.	105
Figura 6.10 – (a) Valores de C_3 para diferentes valores de campo. (b) Probabilidade de excitação, normalizada para o maior valor, devido a diferença de C_3	106
Figura 6.11 – População final de átomos excitados (normalizada para a população excitada a campo zero) em função do ângulo do campo elétrico.	108
Figura 6.12 – (a) Perfil da câmara experimental indicando o caminho do feixe de excitação. (b), (c) e (d) simulações do perfil da imagem de íons considerando o feixe sem a fenda dupla, com a fenda perpendicular a mesa óptica e paralela a mesa respectivamente.	110
Figura 6.13 – (a) Perfil do feixe de excitação após atravessar a fenda. (b) e (c) imagens de íons para as duas posições da fenda, perpendicular e paralela a mesa respectivamente.	111
Figura 6.14 – (a) Exemplo de uma imagem de íons com a lente eletrostática ajustada de modo a captar todos os íons da armadilha. (b) média de 3000 imagens.	112
Figura 6.15 – (a) Diferentes perfis verticais da figura 6.14 (b) ajustados por gaussianas (linhas vermelhas). (b) Posição dos picos encontrados em (a) em função do índice da coluna que representam na imagem (setas amarelas na figura 6.14 (b)).	113
Figura 6.16 – Sequência de imagens ilustrando a pré-análise. (a) remoção do pixel defeituoso, (b) subtração do valor de fundo e (c) a imagem em (b) saturada para facilitar a observação dos pontos de interesse.	114
Figura 6.17 – Sequência de imagens com exemplos dos pontos brilhantes que aparecem nas imagens de íons. Em (a) e (b) o ajuste do perfil de dois deles por funções gaussianas.	114
Figura 6.18 – (a) Diagrama ilustrando o procedimento de varredura na imagem para identificar os pontos úteis. (b) Imagem de íons sobreposta com a máscara encontrada através do procedimento em (a). (c) Imagem final.	115

Figura 6.19–Integral da imagem final (figura 6.18 (c)) sobre os eixos $\hat{x}$ (a) e $\hat{y}$ (b). A linha vermelha é um ajuste por uma função gaussiana de múltiplos picos.	116
Figura 6.20–(a) Imagens com a combinação de todos os possíveis pontos, e (b) imagem final com os pontos úteis.	116
Figura 6.21–Histograma do número de íons por imagem em diferentes condições de campo.	117
Figura 6.22–Histograma dos ângulos entre todos os pares de átomos detectados.	118
Figura 6.23–FCP dos átomos de Rydberg excitados para diferentes orientações de campo elétrico. As imagens não estão em escala.	119
Figura 6.24–Região central da FCP.	120
Figura A.1–FCP experimentais para diferentes estados de Rydberg em estados nD .	135
Figura A.2–FCP de átomos em uma armadilha ótica de dipolo (AOD). A mudança de energia causada pela AOD leva a um aumento da correlação espacial entre os átomos de Rydberg, refletido como uma maior visibilidade do anel central.	136
Figura A.3–(a) Mapa Stark na região de interesse. Os pontos azuis representam o estado adiabático. (b) Potencial de interação de van der Waals e dipolo-dipolo no estado de interesse.	138
Figura A.4–(a) Probabilidade de excitação de dois átomos de Rydberg em função de R . (b) Ilustração da sequência temporal durante criação da amostra, cada ponto representa um átomo e a linha pontilhada seu respectivo raio de bloqueio.	141
Figura A.5–Exemplos das trajetórias atômicas simuladas. Para o alinhamento do campo externo em $\hat{x}$ e $\hat{y}$ podemos ver os efeitos da interação anisotrópica. Este efeito aparece na projeção 2D como curvaturas na propagação de alguns dos átomos.	142
Figura A.6–Procedimento para a obtenção da FCP. Neste exemplo a simulação foi feita para $\Delta = 2$ Mhz, vemos em (a) a medida das distâncias interatômicas (para facilitar a visualização os átomos são representados por pontos brancos). (b) Distribuição espacial atômica para 10000 simulações. (c) FCP-total obtida considerando todas as simulações juntas. (d) FCP-média obtida da média de todas FCP individuais. (e) FCP-normalizada obtida através do quociente de (d) com relação a (c).	143
Figura A.7–Sequência de imagens ilustrando a evolução temporal da FCP para diferentes orientações do campo elétrico.	144

Figura A.8–(a) Médias angulares das FCP para diferentes tempos de interação onde $t_0 = 0$ e $t_f = 8 \mu s$. A linha vermelha representa um ajuste quadrático utilizado na identificação da posição do pico. (b) Evolução da posição dos picos encontrados em (a), a linha tracejada representa um ajuste linear entre os tempos 3 e 6 μs	145
Figura A.9–Na figura superior a evolução da FCP quando $\Delta = 0$, em (a) a evolução temporal do anel brilhante na amostra e (b) uma medida da visibilidade do anel em função do tempo.	146
Figura A.10–Aparato experimental, (a) posições da agulha e AMO, no interior dos eletrodos de campo externos, aqui podemos ver o feixe de excitação e as trajetórias dos íons. (b) os eletrodos para a aplicação de campo elétrico.	148
Figura A.11–Sequência de imagens experimentais: (a) imagem de íons, (b) soma de 5000 imagens e (c) FCP de 5000 imagens de íons.	149
Figura A.12–(a) Mapa Stark do estado $48D_{5/2}$, $m_j = 5/2$, os pontos de máximo em energia foram utilizados na calibração dos eletrodos. (b) Mapa Stark próximo à energia do estado $50S_{1/2}$	150
Figura A.13–Calibração das imagens de íons. O gráfico mostra a integral de imagem onde se pode ver o padrão de interferência devido a fenda dupla. O inserto é uma média de 5000 imagens de íons.	150
Figura A.14–Evolução da FCP experimentais para diferentes condições de campo elétrico.	151
Figura A.15–(a) Média angular da FCP, com o campo elétrico aplicado em $\hat{z}$, para diferentes intervalos de tempo. (b) Evolução do anel brilhante na FCP (pontos azuis) e da visibilidade (quadrados cinzas).	152
Figura A.16–(a) Mapa de cor do potencial interatômico junto com os vetores da força (setas pretas) em função de $\vec{R}$ para o momento de dipolo alinhado em $\hat{y}$. (b) e (c) FCP experimental e teórica para a mesma orientação de campo para $t = 4 \mu s$	153

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 – Defeito quântico.	37
Tabela 3.1 – Parâmetros de calibração dos eletrodos e campo elétrico de fundo. . . .	61
Tabela 4.1 – Taxa de carregamento da AMO.	71
Tabela 4.2 – Temperatura dos átomos na AOD.	76
Tabela 6.1 – Parâmetros de interação obtidos experimentalmente.	108
Tabela 6.2 – Fatores de conversão para a imagem de íons.	111
Tabela 6.3 – Propriedades da distribuição de íons detectados.	117
Tabela A.1 – Parâmetros de interação	138
Tabela A.2 – Parâmetros da transição adiabática para o 1 ^o e 6 ^o cruzamentos evitados.	139

LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

AMO	Armadilha Magneto Ótica
AMO-2D	Armadilha Magneto Ótica bidimensional
AOD	Armadilha Ótica de Dipolo
CCD	<i>Charged Coupled Device</i>
EIT	<i>Eletromagnetic Induced Transparency</i>
FCP	Função de Correlação dos Pares
FORT	<i>Far Of Resonance Trap</i>
MAO	Modulador Acusto-Ótico
MCP	<i>Microchannel Plate</i>
OD	<i>Optical Depth</i>
PFI	<i>Pulsed Field Ionization</i>
QUEST	<i>Quasi-eletrostatic Trap</i>
ROI	<i>Region Of Interest</i>

LISTA DE SÍMBOLOS

ε_0	Permeabilidade elétrica do vácuo ($8.85418782 \times 10^{-12} \text{ C}^2/(\text{N m}^2)$) ,
h	Constante de Plank, ($6,6260693 \times 10^{-34} \text{ J s}$)
$\hbar = (h/2\pi)$	Constante de Plank reduzida ($1,05457168 \times 10^{-34} \text{ J s}$)
e	Carga do elétron, ($1,60217662 \times 10^{-19} \text{ C}$)
m_e	Massa do elétron, ($9,10938215 \times 10^{-31} \text{ Kg}$)
k_b	Constante de Boltzmann ($1,3806504 \times 10^{-23} \text{ J/K}$)
c	Velocidade da luz no vácuo ($2,99792458 \times 10^8 \text{ m/s}$)
R_∞	Constante de Rydberg ($1,09737315 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)
R_{Rb}	Constante de Rydberg para o Rubídio ($1,09736612 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$)
a_0	Raio de Bohr ($5,29177208 \times 10^{-11} \text{ m}$)
m_{Rb}	Massa atômica do Rubídio (84,9117897 UMA)
α_0	Polarizabilidade estática do Rubídio ($4.83192126 \times 10^{-39} \text{ C m}^2/\text{V}$)
α_{core}	Polarizabilidade do núcleo do Rubídio (9,0760 Un. At.)
n	Número quântico principal
l	Número quântico de momento angular
j	Número quântico total
m_j	Projeção do número quântico total j
Δ	Diferença de energia entre um estado atômico e o feixe utilizado para a excitação deste mesmo estado

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	29
2	ÁTOMOS DE RYDBERG	33
2.1	Descrição	33
2.2	Propriedades singulares	38
2.3	Efeito Stark	40
2.4	Interações de longo alcance	42
3	APARATO EXPERIMENTAL	45
3.1	Câmara de ultra-alto vácuo	45
3.2	Câmara para armadilha 2D	47
3.3	Sistema ótico - 780 nm	49
3.4	Sistema ótico - 480 nm	50
3.5	Estabilidade e travamento em frequência	51
3.6	Controle de campo elétrico	55
3.7	Sistema de detecção e imagem de íons	61
4	AMOSTRA ATÔMICA	63
4.1	Armadilhas atômicas	63
4.1.1	Armadilha magneto ótica - AMO	64
4.1.2	Armadilha ótica de dipolo - AOD	65
4.2	Otimização da AMO-2D	67
4.3	Caracterização AOD	71
4.3.1	Imagem de absorção	72
4.3.2	Número de átomos e densidade	74
4.3.3	Temperatura	76
5	TRANSFERÊNCIA DE POPULAÇÃO ENTRE ESTADOS DE RYD- BERG	79
5.1	Ressonância Förster	79
5.2	Transferência de população X Densidade atômica	81
5.3	Modelo de esfera rígida para o bloqueio de excitação	88
5.4	Ressonâncias induzidas por campo elétrico	91
6	BLOQUEIO DE EXCITAÇÃO EM ÁTOMOS DE RYDBERG	97
6.1	Bloqueio de excitação	97
6.2	Interação entre átomos no estado $50S_{1/2}$	98

6.3	Medida da dependência angular da interação	102
6.4	Caracterização da amostra	109
7	CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	121

REFERÊNCIAS	125
------------------------------	------------

APÊNDICES	133
------------------	------------

APÊNDICE A – DINÂMICA DE ÁTOMOS DE RYDBERG EM ESTADOS ALTAMENTE INTERAGENTES	135
---	------------

A.1	Introdução	135
A.2	Simulação da trajetória dos átomos	136
A.2.1	Estado com alto momento de dipolo	137
A.2.2	Inicialização da amostra	140
A.2.3	Resultados	142
A.3	Resultados Experimentais da trajetória dos átomos	147
A.3.1	Aparato experimental e procedimentos	147
A.3.2	Campo elétrico externo	149
A.3.3	Calibração da magnificação	149
A.3.4	Trajетórias medidas	151
A.4	Conclusão	153

APÊNDICE B – LISTA DE PUBLICAÇÕES	155
--	------------

1 INTRODUÇÃO

O estudo da estrutura da matéria sempre fascinou os grandes pensadores ao longo da história, desde os primeiros conceitos propostos por Demócrito na Grécia antiga, até mesmo as modernas suposições a respeito da massa das partículas feitas por Peter Higgs em 1964 (1) e recém confirmadas no grande colisor de hádrons (LHC). (2,3) Podemos dizer que somos privilegiados em viver num período onde, globalmente, cada vez mais se sabe, e mais se investe em saber, a respeito dos mistérios fundamentais do universo. Desde a composição fundamental das partículas à matéria escura que circunda o meio interestelar.

Neste contexto, as pesquisas em física atômica foram protagonistas em diversas descobertas importantes, indo desde um melhor entendimento da estrutura atômica, passando pela obtenção dos relógios atômicos mais precisos do mundo (4) e até mesmo na produção de um estado incomum da matéria com os condensados de Bose-Einstein. (5) A influência desta área é tão significativa que já foram classificados 28 ganhadores do prêmio Nobel na área de física atômica*.

Mais especificamente os átomos de Rydberg, cujo nome é uma homenagem ao físico sueco Johannes Rydberg (1854* – 1919†) por seu trabalho sobre as linhas espectrais e transições atômicas do Hidrogênio (6,7), fornecem uma ferramenta muito versátil ao estudo de propriedades fundamentais da matéria. São sistemas com os quais podemos estudar diversas propriedades e interações atômicas, como por exemplo, tempo de vida de estados atômicos (8,9), colisões e transferência de energia (10–12), emaranhamento atômico (13,14), superradiância (15) e até mesmo como possíveis candidatos à computação quântica. (16–18)

Átomos de Rydberg podem ser quaisquer átomos neutros, promovidos a um estado interno eletrônico altamente energético. Nesta condição passam a apresentar características bastante diferenciadas quando comparados aos mesmos átomos no estado fundamental. (19) Como exemplo podemos citar o tempo de vida do estado $60S_{1/2}$ de um átomo de Rubídio, que é de $215\ \mu\text{s}$, enquanto que para o primeiro estado excitado $5P_{3/2}$ é apenas 26 ns. O raio atômico deste mesmo estado excitado é da ordem de $5000\ a_0$, ou seja, três ordens de grandeza maior que o raio do estado fundamental $\sim 5\ a_0$.

Estas são algumas das características que tornam estes átomos uma excelente ferramenta para o estudo de propriedades intrínsecas da matéria, como por exemplo, a formação molecular. Recentemente dois pesquisadores do instituto federal de tecnologia em Zurique na Suíça mostraram em (20) a síntese da primeira molécula com dimensões micrométricas formada por dois átomos de Rydberg. É nesta linha de pesquisa que nosso trabalho se contextualiza, utilizamos os átomos de Rydberg para entender mais profundamente os mecanismos de interação interatômica entre eles. Tais mecanismos podem

* Extraído de <www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/fields.html> em outubro de 2016.

levar à formação de moléculas, ou simplesmente à modificação dos estados eletrônicos internos e também à transferência de população entre estados de Rydberg.

A transferência de população entre estados de Rydberg (21–24) é um fenômeno que ocorre quando se excita uma amostra de átomos em um estado específico e, devido a fenômenos alheios ao mecanismo de excitação, de alguma forma os átomos vão para outro estado. Nós estudamos mais especificamente a transferência que ocorre devido à interação entre dois átomos em estados $nD_{5/2}$ levando a estados do tipo $nP_{3/2}$ e $nF_{7/2}$. Essa transferência é majoritariamente dominada por uma ressonância Förster. (25) Nosso grupo já vem estudando essas ressonâncias há algum tempo em uma amostra atômica de baixa densidade, $10^9 \sim 10^{10}$ átomos/cm³ (26, 27), mas neste trabalho conseguimos observar tal efeito em uma amostra mais densa, com $10^{11} \sim 10^{12}$ átomos/cm³. (28, 29)

Como é um fenômeno oriundo das interações interatômicas, à medida que passamos para um regime de maior densidade, a distância interatômica é diminuída e consequentemente a interação é amplificada. O intuito deste trabalho foi monitorar a transferência em um regime de maior densidade, e comprovar se as interações ainda se mantêm de forma binária, como observado anteriormente para o regime de menores densidades. (26, 27) Além disso, estudamos como manipular a transferência utilizando a aplicação de um campo elétrico externo e também como a redução da distância interatômica modifica drasticamente as taxas de transferência.

Num outro trabalho, ainda no contexto das interações interatômicas, estudamos como se comporta uma amostra *quasi*-unidimensional de átomos de Rydberg, quando está sujeita a uma interação anisotrópica. Aqui utilizamos átomos no estado $nS_{1/2}$, cuja interação é puramente isotrópica e repulsiva, polarizados de forma a apresentar uma componente anisotrópica na interação e assim estudar o controle externo das interações interatômicas. Neste trabalho, medimos a população total de átomos excitados em função da densidade da amostra, onde observamos claramente um efeito de bloqueio de excitação. (30–33) A manipulação da interação leva a uma alteração nas curvas de saturação permitindo o controle externo do número, densidade e distância interatômica dos átomos excitados.

Apresentamos também um novo sistema de detecção que foi introduzido recentemente em nosso laboratório. O novo método utiliza conceitos da ótica de íons (34, 35) para conduzir partículas carregadas em direção a uma tela de fósforo e assim obter uma imagem da distribuição atômica. Tal procedimento oferece resolução espacial micrométrica e é um dos aparatos mais inovadores para o estudo de efeitos mecânicos e geométricos em amostras de átomos. Nosso sistema de imagem de íons permitiu a obtenção de imagens, da distribuição atômica, com resolução capaz de identificar dois átomos separados por distâncias da ordem de 2 μ m.

Incluindo nosso laboratório, apenas três grupos de pesquisa utilizam a técnica de imagem de íons no contexto de átomos de Rydberg. (36, 37) E foi aqui introduzida através de uma colaboração que realizei com os pioneiros de seu desenvolvimento, durante

estágio na Universidade de Michigan em 2014. Neste estágio aprendi tal técnica estudando a dinâmica de uma amostra de átomos de Rydberg em um estado polarizado altamente interagente. (38,39)

Esta tese apresenta o resultado de mais de 4 anos de pesquisa envolvendo átomos de Rydberg e suas interações, o conteúdo foi organizado em 7 capítulos, neste primeiro é feita uma introdução à pesquisa realizada, bem como contextualização da proposta e objetivos. No que se segue, apresentamos uma revisão sobre átomos de Rydberg, bem como suas propriedades, interações e ferramentas utilizadas em sua descrição. Abordamos as características mais importantes utilizadas neste trabalho, junto com o cálculo das interações utilizadas nessa pesquisa, como o efeito Stark (40) e os potenciais interatômicos. (41,42)

No capítulo 3 apresentamos uma descrição completa de todo o aparato experimental, desde a câmara de vácuo ao sistema laser utilizado para o aprisionamento atômico e excitação dos estados de Rydberg. Apresentamos os detalhes da construção de uma nova fonte de átomos frios para o experimento, bem como o novo sistema de controle de campo elétrico que permite sua aplicação em qualquer orientação espacial.

No capítulo 4 fazemos uma revisão a respeito dos mecanismos de aprisionamento de uma armadilha magneto-ótica (AMO) (43) e de uma armadilha ótica de dipolo (AOD). (44) Apresentamos as características de nossas armadilhas, juntamente com a maximização e caracterização da AMO-2D (45), utilizada como nova fonte de átomos frios para o experimento.

Apresentados os aspectos técnicos de nosso experimento no capítulo 3 e os detalhes de nossa amostra atômica no capítulo 4, passamos agora aos experimentos envolvendo o estudo de interações entre átomos de Rydberg. No capítulo 5 vamos apresentar os experimentos realizados para o estudo de interações interatômicas em estados $nD_{5/2}$. Neste capítulo vamos introduzir o conceito e os mecanismos de transferência de população entre estados de Rydberg. Realizamos dois experimentos distintos com o intuito de entender os mecanismos que levam à transferência de população, bem como caracterizar e controlar a interação binária entre tais átomos.

No capítulo 6 passamos para o estudo de interações entre átomos de Rydberg em estados $nS_{1/2}$. Neste capítulo vamos estudar a interação entre esses átomos através do monitoramento das curvas de saturação e do efeito de bloqueio de excitação. Vamos mostrar como transformar uma interação inicialmente isotrópica em anisotrópica, e como controlar os aspectos da interação através, apenas, da orientação do momento de dipolo atômico. Também como controlar a distância interatômica, a densidade e o número de átomos excitados utilizando apenas a orientação do campo elétrico de fundo e como fazer uma amostra, na presença de um campo externo, se comportar como uma amostra isenta de quaisquer campos.

No capítulo 7 apresentamos as conclusões obtidas ao longo de nossas pesquisas,

envolvendo a obtenção da nova fonte de átomos e o estudo das interações em estados $nD_{3/2}$ e $nS_{1/2}$. Apresentamos também as perspectivas e tendências da área, especialmente relacionadas à contextualização dos nossos resultados na comunidade acadêmica.

2 ÁTOMOS DE RYDBERG

Neste capítulo, vamos apresentar uma descrição dos átomos de Rydberg, bem como uma teoria geral dos efeitos e interações relevantes neste trabalho. A seção 2.1 se inicia com uma revisão da descrição matemática dos estados eletrônicos no átomo de Hidrogênio que serve como modelo para os átomos de Rydberg, chegando à apresentação dos níveis de energia e funções de onda do Rb bem como a apresentação do defeito quântico. Em seguida, na seção 2.2 realizamos o cálculo de algumas propriedades atômicas dos estados de Rydberg para enfatizar suas diversas aplicações no contexto da física atômica moderna. Finalmente nas seções 2.3 e 2.4 apresentamos detalhadamente duas das interações mais utilizadas neste trabalho, primeiro o efeito Stark (40, 46) que diz respeito à interação dos átomos com campos elétricos dc. E por fim a descrição da interação dipolar de longo alcance entre dois átomos de Rydberg.

2.1 Descrição

Os átomos de Rydberg podem ser quaisquer átomos promovidos a um alto nível energético. Existem, porém, controvérsias a respeito de quão alto tal nível deve ser. Algumas personalidades de influência na área já afirmaram que podemos classificar como um átomo de Rydberg átomos em estados a partir do primeiro estado excitado*. O fato é que quanto maior o número quântico principal, mais notáveis são suas características. (19) Atualmente já se tem registro da excitação experimental de estados cujo n está em torno de 200 (47), e observações astronômicas sugerem a presença de estados da mesma ordem em estrelas. (48)

A princípio, os átomos de Rydberg podem ser obtidos a partir de quaisquer elementos da tabela periódica, mas usualmente são utilizados os átomos da coluna 1-A, os alcalinos. Essa classe de átomos possui apenas um elétron na camada mais externa, o que os torna muito semelhantes a um átomo de Hidrogênio, e tecnologicamente são átomos que podemos manipular facilmente com os lasers disponíveis atualmente. Tais átomos podem ser completamente descritos através da função de onda ψ , solução da equação de Schrödinger:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\psi + V(r)\psi = E\psi, \quad (2.1)$$

onde μ é a massa reduzida do sistema, mantido a uma energia E e $V(r) = -Ze^2/(4\pi\epsilon_0 r)$ o potencial eletrostático, que descreve a interação entre o elétron negativo orbitando o núcleo positivo composto de apenas um próton. Considerando que não existem forças externas atuando no sistema, a equação 2.1 pode ser reescrita através da separação de variáveis em coordenadas esféricas da seguinte forma:

$$\psi(r, \theta, \phi) = R_{n,l}(r) Y_{l,m}(\theta, \phi), \quad (2.2)$$

* Afirmação feita por D. Kleppner em palestras.

onde $R_{n,l}(r)$ é chamada de função de onda radial da partícula, e $Y_{l,m}(\theta, \phi)$ a função angular. Reescrevendo a equação 2.1 considerando a separação feita na equação 2.2 podemos separar o problema em um sistema de equações diferenciais de tal forma que uma contém toda a informação sobre a coordenada radial da partícula e a outra toda a informação angular. A solução para a equação angular será:

$$Y_{l,m}(\theta, \phi) = \sqrt{\frac{(2l+1)(l-m)!}{4\pi(l+m)!}} P_l^m(\cos(\theta)) e^{im\phi}, \quad (2.3)$$

onde l representa um número quântico que diz respeito ao momento angular orbital, m o número quântico magnético e P_l^m os polinômios de Legendre. A solução do termo radial é dada por:

$$R_{n,l}(r) = -\frac{(n-l-1)!}{\sqrt{(n+1)!^3(2n)}} \kappa^{\frac{3}{2}} e^{-\kappa r} (\kappa r)^l L_{n+1}^{2l+1}(\kappa r), \quad (2.4)$$

sendo n o número quântico principal, $\kappa = 2Z/n$ e $L_{(n+1)}^{(2l+1)}$ os polinômios de Laguerre. Combinando as equações 2.3 e 2.4 em 2.1 obtemos a descrição completa de um estado atômico do átomo de Hidrogênio.

É importante destacar que quando reescrevemos as equações utilizando a equação 2.2, o termo radial passa a conter toda a informação do potencial, que dada a separação de variáveis e o sistema de coordenadas escolhido, se torna um potencial efetivo dependente de l , da forma:

$$V_{ef}(r) = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}. \quad (2.5)$$

Que contém o termo eletrostático, naturalmente atrativo, adicionado de um termo centrífugo, repulsivo, dependente do momento angular l . Conhecendo o novo potencial e as funções de onda podemos finalmente encontrar as auto-energias do elétron como sendo:

$$E_n = -\frac{\mu e^4}{2\hbar^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \frac{Z^2}{n^2}. \quad (2.6)$$

Essa descrição do átomo H é importante pois nos ajudará a entender a descrição dos átomos de Rydberg, uma vez que eles podem facilmente ser descritos como átomos hidrogenóides, sendo que a correção matemática entre eles e o Hidrogênio é chamada de defeito quântico. (49) Essa grandeza relaciona a interação do elétron mais externo com a nuvem eletrônica (inexistente no átomo H), que blindar o núcleo positivo, gerando uma diferença de fase entre as funções de onda do Hidrogênio e a do átomo de Rydberg.

A figura 2.1 apresenta em (a) uma imagem comparando o átomo H com um átomo de Rydberg de Rb, junto com as funções de onda radial $R(r)$ dos dois átomos, em (b) e (c) respectivamente, para o mesmo estado eletrônico $50S_{1/2}$. Comparando as imagens das figuras 2.1 (b) e (c) pode ser observada uma diferença de fase τ relacionada ao defeito quântico.

Figura 2.1 – Ilustração mostrando a diferença na órbita de um elétron excitado, para o átomo de Hidrogênio e de Rubídio. À direita, as funções de onda radial para os dois casos, considerando o estado $|50S_{1/2}\rangle$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A obtenção das funções de onda para os átomos diferentes do Hidrogênio, em estados de Rydberg, deve ser feita através de métodos numéricos, uma vez que a solução deixa de ser analítica devido à complexidade do potencial e o número de partículas envolvidas. No caso das funções de onda para o ^{85}Rb utilizamos um método numérico bem estabelecido, conhecido como Numerov, que foi embarcado em um código computacional disponibilizado livremente, chamado Radial. (50) Nesse programa as funções de onda radiais são obtidas numericamente através do potencial corrigido (51) determinado por Marinescu e colaboradores em 1994. Na figura 2.2 (a), apresentamos um gráfico que contém o potencial efetivo de um átomo de Hidrogênio comparado com o potencial modificado (51) (b), ambos para $l = 0$, utilizado no cálculo das funções de onda para estados de Rydberg do ^{85}Rb . Estes gráficos contêm a função de onda radial reduzida $P(r) = rR(r)$ do estado fundamental junto com os dois primeiros estados excitados nos seus respectivos níveis de energia. Nesta figura vemos que mesmo se tratando de um átomo hidrogenóide, o potencial atômico (b) é ligeiramente diferente do potencial para o átomo H (a) enquanto que os níveis de energia são drasticamente modificados. Aqui escolhemos os primeiros estados atômicos como critério ilustrativo, uma vez que o método numérico para o cálculo da função de onda é mais preciso para estados mais altos.

Figura 2.2 – Comparação entre os potenciais atômicos do H (a) e do ^{85}Rb (b). As funções de onda foram incluídas a caráter ilustrativo nos respectivos níveis de energia.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A influência da nuvem eletrônica, bem como do núcleo massivo, na diferença de fase entre as duas espécies atômicas fica clara se observarmos a probabilidade radial de encontrar o elétron, no primeiro estado excitado por exemplo, em comparação com a distribuição da própria nuvem eletrônica interna do ^{85}Rb (figura 2.3). Neste gráfico a região marcada em cinza representa o raio atômico para o íon $^{85}\text{Rb}^+$ (52), diretamente relacionada à distribuição de elétrons da camada mais interna. As curvas coloridas representam a probabilidade radial do elétron no primeiro estado excitado, para diferentes estados de momento angular l , e a curva preta a função de onda do átomo de Hidrogênio, no estado de mesmo n e $l = 0$. Aqui podemos observar que ocorre uma penetração da função de onda radial no núcleo e que essa penetração é ainda mais intensa para estados de baixo momento angular l .

Figura 2.3 – Probabilidade radial para o elétron de valência em diferentes estados atômicos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Como consequência da interação do elétron com a nuvem eletrônica, ocorre também uma modificação nos níveis de energia dos átomos, essa mudança está diretamente relacionada ao defeito quântico, sendo que este também depende do momento angular l do estado em questão. Isso é fácil de notar se imaginarmos que, quanto maior o l , mais externa é a órbita do elétron excitado, ou seja, menos tempo ele passa próximo à nuvem

eletrônica (figura 2.3), o que leva a uma menor interação com a mesma. Na equação 2.7 temos a expressão (em unidades atômicas) que relaciona a energia de um estado atômico excitado com o defeito quântico δ ,

$$E_{Ryd} = -\frac{1}{(n - \delta)^2} = \frac{1}{(n^*)^2}. \quad (2.7)$$

Desta equação, podemos observar que o defeito quântico atua, na verdade, no número quântico principal de cada estado, fazendo com que os níveis de energia dos átomos de Rydberg sejam descritos da mesma forma que os do Hidrogênio, porém com uma correção que leva a um número quântico efetivo n^* . O defeito quântico é uma grandeza determinada experimentalmente, e que também contém uma dependência com os níveis de energia ($\delta \rightarrow \delta_{n,l,j}$), levando em conta inclusive a estrutura fina dos estados atômicos, cujo valor final pode ser obtido através da expressão:

$$\delta_{n,l,j} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \frac{\delta_6}{(n - \delta_0)^6} + \cdots + \frac{3}{4}\alpha_c l^5, \quad (2.8)$$

onde os parâmetros δ_0 , δ_2 , δ_4 ... são parâmetros empíricos. O último termo da expressão 2.8 representa uma correção devido à polarizabilidade do núcleo atômico, α_c , e só é utilizado nos estados em que $l \geq 5$, uma vez que para valores menores essa grandeza já está incluída em δ_0 e δ_2 . Na tabela 2.1 estão apresentados os valores destes parâmetros que foram utilizados no cálculo das funções de onda e de todas as simulações deste trabalho.

Tabela 2.1 – Defeito quântico.

Estado	δ_0	δ_2
$ nS_{1/2}\rangle$	3,13118	0,1784
$ nP_{1/2}\rangle$	2,65488	0,29
$ nP_{3/2}\rangle$	2,64167	0,295
$ nD_{3/2}\rangle$	1,34809	-0,6286
$ nD_{5/2}\rangle$	1,34647	-0,596
$ nF_{5/2}\rangle$	0,0165192	-0,085
$ nF_{7/2}\rangle$	0,0165437	-0,086
$ nG_{7/2}\rangle$	0,00405	0
$ nG_{9/2}\rangle$	0,00405	0

Fonte: GALLAGHER (19); LI (53); HAN (54).

Conhecendo o defeito quântico da espécie atômica de interesse podemos facilmente recuperar as energias de todos os estados aplicando os dados da tabela 2.1 na equação 2.8 e depois na equação 2.7. Na figura 2.4 apresentamos um diagrama de energia onde podemos comparar as energias para diferentes estados (n , l e j) do ^{85}Rb . A última coluna representa os níveis do átomo de Hidrogênio para comparação.

Figura 2.4 – Diagrama de energia para o ^{85}Rb , as energias em cinza são para o átomo de Hidrogênio.

Fonte: Elaborada pelo autor.

2.2 Propriedades singulares

Como são átomos altamente excitados, algumas de suas propriedades acabam sofrendo grandes modificações, quando comparadas às mesmas propriedades, dos mesmos átomos, no estado fundamental. São propriedades como tempo de vida, raio atômico, seção de choque geométrica, força de oscilador, polarizabilidades, diferença entre níveis de energia etc. Tais propriedades podem ser calculadas quando se conhece as funções de onda dos estados em questão.

O raio atômico, r_{at} por exemplo, pode ser facilmente obtido através da posição com maior probabilidade na função de onda radial $|R(r)r|^2$. Uma vez encontrado o raio atômico, a seção de choque geométrica pode ser obtida diretamente fazendo $\sigma = \pi r_{at}^2$. Na figura 2.5 (a), apresentamos o raio atômico do ^{85}Rb para diferentes estados eletrônicos em comparação com o átomo de Hidrogênio e em (b) a seção de choque geométrica para os mesmos estados.

Figura 2.5 – (a) Raio atômico e (b) seção de choque geométrica para diferentes estados de Rydberg.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Da figura 2.5, é importante notar a lei de escala que as grandezas obedecem com relação ao número quântico principal n . Isso evidencia as características exacerbadas dos estados de Rydberg, onde podemos notar que uma pequena variação no número quântico principal altera significativamente as propriedades atômicas em questão. Outra grandeza importante a ser determinada, da qual vários outros parâmetros são calculados, é o momento de dipolo das transições atômicas. Este parâmetro serve para o cálculo da probabilidade de transição entre dois estados, tempo de vida, polarizabilidade entre outros. Pode ser obtido através da função de onda total do estado da seguinte forma:

$$\langle n', l', j' | (e\vec{r}) | n, l, j \rangle = e \int \psi_{n', l', j'}^*(r, \theta, \phi) (\vec{r}) \psi_{n, l, j}(r, \theta, \phi) d^3\vec{r}. \quad (2.9)$$

Uma vez obtido o momento de dipolo, podemos por exemplo encontrar a polarizabilidade estática de um certo estado. A polarizabilidade α_s nos diz o quão sensível o estado atômico é a um campo elétrico externo. Para encontrar α_s de um certo estado $|n, l, j\rangle$, precisamos considerar a interação do estado de interesse com os estados adjacentes, que formam a base, devido a interação de dipolo, fazendo:

$$\alpha_s(n, l, j) = 2 \sum_{n', l', j' \neq n, l, j}^{base} \frac{|\langle n', l', j' | (e\vec{r}) | n, l, j \rangle|^2}{E_{n, l, j} - E_{n', l', j'}}, \quad (2.10)$$

onde $E_{n, l, j}$ é a energia do estado $|n, l, j\rangle$ e a soma deve ser feita sobre todos os estados da base. O cálculo da equação 2.10 é truncado na escolha da base, quanto maior a base de estados escolhida mais preciso será o cálculo de α_s . Na figura 2.6(a) apresentamos um gráfico com cálculo do momento de dipolo (equação 2.9) entre o primeiro estado excitado do ^{85}Rb , $5P_{3/2}$ para outros estados de Rydberg. O estado $5P_{3/2}$ foi escolhido pois é o estado intermediário que utilizamos para a excitação experimental dos estados de Rydberg. Em (b) apresentamos o cálculo da polarizabilidade estática (equação 2.10) para estados nS e nD .

Figura 2.6 – Momento de dipolo (a) e polarizabilidade estática (b) para diferentes estados de Rydberg.

Fonte: Elaborada pelo autor.

2.3 Efeito Stark

A alta polarizabilidade dos átomos de Rydberg faz com que os mesmos sejam muito sensíveis a campos elétricos externos. A interação de um átomo com um campo elétrico dc é chamada de efeito Stark. (40, 46) A maior consequência desta interação é a modificação dos níveis internos de energia que leva, inclusive, à quebra de degenerescência das projeções do momento angular $|mj\rangle$.

O cálculo desta interação pode ser feito através de diferentes métodos; teoria da perturbação, integração numérica, diagonalização da matriz de interação, DFT, entre outros. (55) Nós optamos pelo cálculo através da diagonalização da matriz de interação, pois permite em uma operação, a realização do cálculo para todos os estados envolvidos, fornece os auto-valores e auto-vetores dos estados e, mais importante, prevê com precisão os cruzamentos evitados entre diferentes níveis de energia. A matriz da interação total é obtida através das energias dos estados não perturbados adicionada da matriz que contém a informação da interação entre os estados devido ao campo externo, um exemplo simplificado para um sistema de três níveis é apresentado a seguir:

$$\begin{pmatrix} En_1 & 0 & 0 \\ 0 & En_2 & 0 \\ 0 & 0 & En_3 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & \langle \psi_1 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_2 \rangle & \langle \psi_1 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_3 \rangle \\ \langle \psi_2 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_1 \rangle & 0 & \langle \psi_2 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_3 \rangle \\ \langle \psi_3 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_1 \rangle & \langle \psi_3 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_2 \rangle & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.11)$$

Nesta equação (2.11) a primeira matriz representa os estados atômicos não perturbados e a segunda os termos de acoplamento entre os estados devido ao campo externo. Nesse sistema simplificado En_1 , En_2 e En_3 representam as energias dos estados ψ_1 , ψ_2 e ψ_3 respectivamente e o termo $\langle \psi_1 | e(\vec{r} \cdot \vec{E}_0) | \psi_2 \rangle$ o acoplamento entre os estados ψ_1 e ψ_2 dada a aplicação do campo $\vec{E}_0$.

Na figura 2.7 temos exemplos do cálculo do efeito Stark para estados próximos ao estado $50S_{1/2}$ em (a) e (b), e em (c) o mapa para os estados $37D_{3/2}$ e $37D_{5/2}$ nas regiões de campo e energia que podemos acessar experimentalmente. Nesses gráficos fica clara a quebra da degenerescência das projeções de momento angular mj nos estados $37D$ (c),

que não ocorre no estado $50S_{1/2}$ (b) já que esse tipo de efeito não leva em conta o Spin eletrônico e sim o momento angular total J .

Figura 2.7 – Mapa Stark na região de energia próxima ao $50S_{1/2}$ (a) e (b). Em (c) a região próxima aos estados $37D$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Podemos ver em (a) e (b) que todos os níveis de energia atômicos são significativamente alterados devido ao campo. O estado de interesse, $50S_{1/2}$ (azul), tem sua energia alterada drasticamente ao mesmo tempo que, devido aos cruzamentos de energia, outros estados passam a adquirir sua característica não perturbada (vermelho). Rotulamos estes estados, azul e vermelho, como os estados adiabático e não-adiabático, respectivamente. A linha preta em (a) define o valor de campo elétrico no qual o átomo é ionizado, de modo que não faz sentido calcular as energias para campos maiores que tal valor.

Destes gráficos, (b) e (c), também devemos notar que para estados de baixo momento angular l , a interação segue um caráter quadrático, enquanto que para os hidrogenóides ($l \geq 4$) a dependência da energia com o campo é linear. Isto se dá devido ao fato que para baixos l , maior é o defeito quântico e consequentemente, a interação entre o elétron e a nuvem eletrônica é dominante sobre o campo externo. Para $l \geq 4$ o elétron excitado quase não sente a influência da nuvem eletrônica, e os estados são degenerados, de modo que a interação dominante passa a ser o efeito Stark, assumindo um caráter linear com a energia. Em (b) o mesmo gráfico apresentado em (a) mas na região de interesse de nossos experimentos. Neste fica mais evidente a dependência quadrática da interação e a propagação da característica não perturbada do estado $50S_{1/2}$ ao longo dos cruzamentos com os hidrogenóides (vermelho). Em (c) outro mapa, mas para os estados $37D$ onde é

possível ver as diferentes dependências dos estados de diferentes projeções de momento angular m_j , $1/2$, $3/2$ e $5/2$ em azul, verde e vermelho respectivamente.

Outra característica do efeito Stark é o aparecimento de cruzamentos evitados entre diferentes níveis de energia. Essas estruturas podem ser interpretadas como uma perturbação que quebra a simetria dos estados não perturbados removendo assim a degenerescência no cruzamento. À medida que o campo aumenta, e a energia dos estados se aproxima, o campo promove uma mistura entre os estados originais. Isso pode ser observado na figura 2.7 (b), onde a característica do estado $50S_{1/2}$ não perturbado (vermelho) se mantém ao longo de vários cruzamentos evitados. Esse efeito também é reproduzido utilizando teoria de perturbação que prevê a repulsão entre estados de mesma energia, de modo que a separação mínima, no cruzamento evitado, é uma medida do acoplamento entre esses estados.

2.4 Interações de longo alcance

As interações de longo alcance podem ser interpretadas como alterações nos níveis atômicos de um átomo devido à proximidade de um outro átomo. Tais interações ocorrem devido à alta sensibilidade dos átomos ao meio externo, representada por exemplo pela alta polarizabilidade, como apresentado anteriormente. No caso das interações de longo alcance sua descrição é feita considerando os átomos de Rydberg como dipolos elétricos, onde o núcleo massivo representa a parte positiva, e o elétron, no nível excitado, a carga negativa do dipolo. A interação então pode ser representada como uma interação clássica entre dois dipolos, $\vec{\mu}_1$ e $\vec{\mu}_2$ de cada átomo. Tal interação é descrita por uma expansão multipolar que contempla termos de diversas ordens, como dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo etc. (41, 56) Abaixo apresentamos a expressão da primeira ordem da interação, (dipolo-dipolo) considerando os dois dipolos $\vec{\mu}_1$ e $\vec{\mu}_2$:

$$V_{dd}(\vec{R}) = \frac{\vec{\mu}_1 \cdot \vec{\mu}_2}{|\vec{R}|^3} - 3 \frac{(\vec{\mu}_1 \cdot \vec{R})(\vec{\mu}_2 \cdot \vec{R})}{|\vec{R}|^5}, \quad (2.12)$$

onde $\vec{R}$ é o vetor que dá a distância entre os dois dipolos. Considerando agora o tratamento quântico do sistema, o momento de dipolo elétrico passa a ser descrito como o momento de dipolo de transição entre estados interagentes ψ e ψ' por exemplo, dado por, $\vec{\mu} = \langle \psi | e\vec{r} | \psi' \rangle$. Nesta descrição o potencial passa a ser descrito pela soma da contribuição de cada estado, incluído no sistema, que interage com os estados de interesse (56):

$$V_{dd}(\vec{R}) \propto \frac{1}{|\vec{R}|^3} \sum_{i,j} \sum_{m,n} \langle \psi_i | e\vec{r} | \psi'_j \rangle \langle \psi_m | e\vec{r} | \psi'_n \rangle. \quad (2.13)$$

A soma na equação 2.13 deve ser feita sobre todos os estados que compõe a base escolhida para o cálculo, os índices i e j representam o estados do átomo 1 e os índices m e n os estados do átomo 2. Obviamente é impossível realizar tal cálculo considerando todos

os possíveis estados atômicos, mas resultados satisfatórios são encontrados considerando um número finito de estados. Na figura 2.8 mostramos um exemplo das curvas de potencial para a região de energia próxima ao estado $|37D_{5/2} + 37D_{5/2}\rangle$, considerando os estados de simetria $M = m_{j1} + m_{j2} = 0$. A base foi construída considerando os estados de $34 \leq n \leq 40$, $l_{max} = 5$ e $m_{j_{max}} = 2l_{max} + 1/2 = 11/2$, com estes parâmetros a base contém 2498 estados. No gráfico da esquerda (a) o potencial foi calculado considerando apenas a interação de dipolo-dipolo, e no da direita (b) considerando também dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo.

Figura 2.8 – Curvas de potencial interatômico considerando interações de dipolo-dipolo(a) e dipolo-quadrupolo-quadrupolo-quadrupolo (b). Ambas as curvas são para a região de energia próxima ao estado $|37D_{5/2} + 37D_{5/2}\rangle$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Comparando os gráficos (a) e (b) da figura 2.8, é notável a importância de considerar as ordens maiores nas interações de longo alcance. Como esperado as mudanças mais significativas ocorrem a distâncias mais curtas, tipicamente para estes estados $\approx 1,5 \mu\text{m}$. A diferença mais evidente é a maior quebra de degenerescência entre os estados, que leva ao alargamento das linhas de excitação, essa mudança pode ser observada com facilidade na região entre $0,5$ e $1 \mu\text{m}$ e energia entre -2 e -1 GHz. Outra diferença importante é o surgimento de cruzamentos evitados entre diferentes estados, que não acontece considerando a interação mais simples, um exemplo é destacado no círculo vermelho. Estes cruzamentos evitados são importantes pois são a região de máxima troca de caráter entre os estados (assim como no efeito Stark). Em outras palavras, são as

regiões onde a interação é significativamente mais forte entre esses estados, o que pode levar, por exemplo, à transferência de população entre estados atômicos, efeito que será descrito detalhadamente no capítulo 5.

3 APARATO EXPERIMENTAL

Neste capítulo apresentamos o aparato experimental utilizado neste trabalho, o qual envolve: i) a câmara de vácuo onde são formadas as armadilhas atômicas; ii) os lasers e amplificadores; iii) o sistema ótico e eletrônico para a excitação e detecção dos átomos de Rydberg; iv) o sistema de controle e aplicação de campo elétrico sobre a amostra fria.

3.1 Câmara de ultra-alto vácuo

Os experimentos são realizados em uma câmara de vácuo composta de duas câmaras independentes, a câmara principal de aço inox e uma câmara secundária de titânio, esta segunda utilizamos para obter uma AMO-2D que atua como fonte de átomos. (45,57–59) As duas câmaras são conectadas por um tubo diferencial de pressão de diâmetro 0,8 mm e comprimento 2,5 mm, que é capaz de manter uma diferença de pressão de até 10^3 . O vácuo na câmara da AMO-2D é de $\approx 2 \times 10^{-9}$ Torr e na câmara principal é da ordem de 10^{-11} Torr. Tal pressão é obtida através de um processo rigoroso de bombeamento, onde são utilizadas quatro bombas de vácuo diferentes, sendo elas: bomba mecânica, bomba turbo-molecular, bomba iônica e uma bomba de sublimação de titânio. Durante o bombeamento é feito o aquecimento de toda a câmara a uma temperatura de 140°C , para garantir que todo material depositado na superfície e nas camadas internas da câmara evaporem e sejam evacuados pelas bombas. Na figura 3.1, apresentamos um desenho esquemático de todo o sistema, onde podem ser vistos todos os setores da câmara e suas funções.

Figura 3.1 – Desenho esquemático da câmara de vácuo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para melhor visualização de todo o aparato, apresentamos na figura 3.2 um desenho 3D de toda a câmara.

Figura 3.2 – Desenho 3D da câmara de vácuo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

O experimento ocorre na parte frontal da câmara principal, por ela temos acesso ótico para a amostra através de 9 janelas de diâmetro $1\frac{1}{2}$ " e 16 janelas menores, de diâmetro $\frac{1}{2}$ ". Nesta peça temos posicionados todos os elementos necessários para a realização dos experimentos, sendo eles: (1) - Eletrodos de campo elétrico; (2) - Lente eletrostática e tubo de voo; (3) - Lentes de ZnSe para o laser de CO₂ e (4) - Detector de íons e elétrons. Na figura 3.3 apresentamos em (a) um desenho com os elementos internos da câmara principal e ao lado (b) uma foto da montagem com todos os itens posicionados.

Figura 3.3 – Desenho 3D da parte interna da câmara ao lado de uma fotografia onde podem ser vistos os componentes internos: 1, 2, 3 e 4.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.2 Câmara para armadilha 2D

Nas últimas décadas nosso grupo utilizou compostos químicos, colocados dentro da câmara de vácuo, como fonte de átomos de Rb. Apesar de ser uma fonte facilmente controlada, através de uma corrente elétrica, esta não possui qualquer tipo de controle com relação à temperatura dos átomos emitidos, sendo que a maioria dos átomos é lançada com velocidade muito superior à velocidade de captura das armadilhas atômicas. Isso tem como consequência direta a degradação significativa do vácuo necessário para o aprisionamento. A fim de resolver este tipo de problema e proporcionar um carregamento mais eficiente das armadilhas, optamos por trocar essa fonte por um feixe de átomos frios oriundo de uma armadilha magneto ótica 2D (AMO-2D).

O mecanismo de aprisionamento da AMO-2D é o mesmo de uma armadilha magneto ótica tradicional, ou seja, controlando um campo magnético e as polarizações dos feixes de luz, podemos manipular a interação desse feixe com certos átomos dependendo da sua posição e velocidade, levando assim ao aprisionamento. A grande diferença da AMO-2D para uma AMO tradicional é que não existe luz em um dos três eixos necessários para o aprisionamento, por exemplo no eixo $\hat{z}$. Assim, ocorre o resfriamento dos átomos nas direções $\hat{x}$ e $\hat{y}$, mas os mesmos escapam em $\hat{z}$, tanto para o lado positivo quanto para o negativo, formando assim um feixe frio, pouco divergente e com fluxo relativamente alto. (45) Na figura 3.4 apresentamos uma ilustração (a) do mecanismo que leva a AMO-2D a se comportar como uma fonte de átomos e ao lado (b) um desenho da montagem que construímos.

Figura 3.4 – (a) Esquema da montagem para o aprisionamento da AMO-2D. (b) Desenho 3d da montagem utilizada em nosso sistema.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Outra diferença crucial na nossa AMO-2D é o fato dos feixes de aprisionamento serem elípticos. Isso é necessário, pois o fluxo depende do volume de aprisionamento, e uma forma de maximizar este volume, de maneira eficiente, é com feixes elípticos. Em

nosso sistema, escolhemos usar o feixe de aprisionamento colimado com dimensões de 70×14 mm, obtidos utilizando um telescópio composto de três lentes, uma convergente de foco 4,51 mm, e duas cilíndricas, também convergentes de foco 30 mm e 150 mm. Para garantir o alinhamento do feixe sobre a armadilha, construímos um suporte para as lentes e os polarizadores em alumínio. Esses suportes já contêm também os acopladores para a fibra ótica, facilitando o alinhamento. A retro-reflexão é feita através de prismas de ângulo reto, que garantem a polarização correta no feixe que volta. Na figura 3.5 apresentamos imagens da câmara (a), das bobinas retangulares (b) e dos suportes de lentes utilizados (c).

Figura 3.5 – (a) Fotografia da câmara construída. (b) Fotografia do suporte e das bobinas de campo magnético e (c) um desenho dos suportes de lentes encaixados na câmara.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Devido à geometria escolhida para a câmara não foi possível encontrar janelas comerciais retangulares, por isso decidimos construir as mesmas de BK7, e colá-las na câmara com uma cola especial. Seguindo o procedimento relatado em (60), utilizamos a cola tipo epóxi AREMCO 631C, e escolhemos titânio para a câmara, pois o coeficiente de dilatação térmica do titânio, da cola e do BK7 são muito próximos, fazendo com que o risco de um vazamento devido a dilatação no processo do bombeamento do vácuo fosse diminuído. A conexão entre a câmara de titânio e a câmara principal é feita através de um tubo que mantém uma diferença de pressão da ordem de 10^3 . Na figura 3.6, apresentamos um desenho esquemático do tubo diferencial com suas dimensões e uma fotografia do tubo real.

Para garantir o alinhamento do feixe frio com o centro da câmara principal, utilizamos uma conexão flexível de aço inox logo após o tubo diferencial (figura 3.1). E construímos toda a montagem da câmara de titânio sobre uma mesa que permite variações angulares no plano horizontal e vertical, chamada de mesa de seno. Com ela podemos alinhar mecanicamente o feixe frio através do alinhamento de toda a câmara da AMO-2D.

Figura 3.6 – (a) Fotografia do tubo diferencial utilizado na conexão entre as câmaras. (b) Desenho esquemático do mesmo tubo, onde podem ser vistas suas dimensões (em mm).

Fonte: KONDO et al. (61)

3.3 Sistema ótico - 780 nm

O aprisionamento e excitação dos átomos de rubídio na armadilha é feito nas transições da linha $D2$, $|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$, cujo comprimento de onda é na região de 780 nm. Neste comprimento de onda, utilizamos dois lasers de diodo para o experimento, sendo um deles comercial da empresa *Toptica*, (modelo DL 100, 780 nm) e o outro construído por nós mesmos em nosso laboratório. O feixe oriundo do dispositivo comercial é dividido em dois, e uma parte vai para o aprisionamento na armadilha principal e a outra é dividida para o aprisionamento na AMO-2D e em um feixe de imagem e excitação. O feixe utilizado para o aprisionamento na AMO e AMO-2D passa então por dois amplificadores tipo MOPA (*Master Oscillator Power Amplifier*), que amplificam a potência de 30 mW para 700 mW em cada feixe. Em seguida passam também por moduladores acusto-óticos (MAO), onde a frequência de aprisionamento é modificada para ter uma diferença de -16 MHz (para o vermelho) da frequência de transição entre os estados $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$.

Um segundo laser deve ser utilizado no aprisionamento a fim de garantir uma operação cíclica entre a excitação e o decaimento atômico, chamado de Rebombeio. Para esta função nós construímos um laser que é injetado nas fibras junto com o feixe de aprisionamento. O feixe de rebombeio é travado na ressonância atômica correspondente a transição $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Ambas as frequências são travadas via um sistema de espectroscopia de absorção saturada. (62,63) Com esse novo laser conseguimos cerca de 90 mW de potência que é dividida para a AMO e AMO-2D. A montagem ótica de todo o sistema de aprisionamento para as duas armadilhas, sistema de imagem, excitação e amplificação dos feixes é bastante complexa, já que os feixes percorrem caminhos diferentes onde são controladas algumas de suas propriedades, como polarização, frequência e potência. Na figura 3.7 apresentamos um esquema de toda a montagem ótica em nosso sistema.

Figura 3.7 – Montagem óptica para os feixes de 780 nm.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.4 Sistema ótico - 480 nm

Para a excitação dos estados de Rydberg escolhidos, precisamos de um feixe laser cujo comprimento de onda é da ordem de 480 nm. Neste comprimento de onda existe uma limitação tecnológica que torna difícil sua obtenção por um laser de diodo, fazendo com que seja necessário um arranjo mais sofisticado para a obtenção de tal luz. Uma forma de obter a luz em 480 nm é através da geração do segundo harmônico de um feixe de 960 nm. Na geração de segundo harmônico, que é um efeito não linear com relação à intensidade, ocorre uma interação entre dois fótons de 960 nm mediada por um cristal dotado de propriedades óticas não lineares que os absorve e emite apenas um de 480 nm. Por ser um efeito não linear, sua eficiência é diretamente ligada a intensidade do feixe cuja frequência se quer dobrar. A fim de maximizar a geração do segundo harmônico, construímos em nosso laboratório uma cavidade dobradora que transforma 1 W de 960 nm, em ~ 150 mW de 480 nm. Em (61) podem ser encontrados mais detalhes da montagem da cavidade e sua caracterização.

A figura 3.8 é uma fotografia da montagem óptica para o 480 nm, nessa montagem podemos ver um laser comercial da *Toptica* (Modelo DLX-PRO, 960 nm) (1) que permite variações de 5 nm do feixe centrado em 960 nm. O feixe passa então por um amplificador MOPA (2), também construído em nosso laboratório, que fornece ~ 1 W na saída, e é injetado na cavidade dobradora (3). Após a cavidade o feixe, agora com 480 nm, é dividido em dois e uma parte (70%) vai para o experimento (4) e o restante para o sistema de referência de frequência (5). Dois moduladores acusto-óticos (MAO) são utilizados para o

controle dos feixes e para ajustes de frequência.

Figura 3.8 – Fotografia da montagem ótica para o feixe de 480 nm.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.5 Estabilidade e travamento em frequência

Para a realização dos experimentos propostos, é necessário um bom controle sobre a operação dos lasers, especialmente com relação à frequência. Como os lasers escolhidos possuem largura de linha da ordem das transições atômicas ≈ 1 MHz, o controle de frequência deve ser suficientemente bom para evitar desvios desta ordem. No caso do laser de 780 nm, o travamento em frequência é feito via espectroscopia de absorção saturada por polarização. (63)

Esta técnica é bem conhecida e muito utilizada para tal finalidade, funciona basicamente utilizando um feixe de bombeio, circularmente polarizado, para popular estados excitados específicos. Um segundo feixe linearmente polarizado, de prova, mede a população nesses estados em função da frequência. Após atravessar a amostra atômica, o feixe de prova é decomposto nas duas componentes de polarização, horizontal e vertical que contém a informação sobre as populações em estados diferentes, de modo que a diferença do sinal elétrico entre as duas componentes gera um sinal similar a um sinal de dispersão para cada estado. Este sinal de dispersão é importante pois transforma um pico de ressonância em uma reta cujo coeficiente angular é próximo de $\tan(90^\circ)$ no espectro de frequência, como mostra a figura 3.9. Nesta figura apresentamos uma varredura de frequência na região das transições da linha D_2 para o ^{85}Rb e ^{87}Rb .

Na figura 3.9, podemos observar que os picos de absorção de cada estado da estrutura fina atômica se transformam em um sinal de dispersão. Para o travamento de frequência escolhemos as posições no sinal, indicada pelas linhas pontilhadas, e um sistema

Figura 3.9 – Espectro de absorção saturada por polarização na linha $D2$ do rubídio ($|5S_{1/2}\rangle \rightarrow |5P_{3/2}\rangle$).

Fonte: Elaborada pelo autor.

de realimentação da corrente do diodo e da cavidade do laser trabalha para manter o sinal elétrico na região escolhida. Quanto mais próximo de $\tan(90^\circ)$ for o coeficiente da reta melhor é o travamento, já que a posição em frequência se torna menos sensível a variações no sinal. Podemos notar os pontos de travamento para as frequências de aprisionamento e de rebombeio. Os dois conjuntos de picos mais externos dizem respeito às transições de aprisionamento e rebombeio para o isótopo 85 do rubídio. Com essa montagem, junto com o controle elétrico comercial da *Toptica*, conseguimos uma sensibilidade < 1 MHz no travamento, e estabilidade de mais de 3 horas em operação contínua.

Para o travamento em frequência do laser de 480 nm precisamos de outra montagem experimental, já que a absorção da luz nesse estado é tão baixa que o sinal é ínfimo. Para isso fizemos uma montagem para a obtenção de um sinal de EIT (acrônimo inglês para transparência eletromagneticamente induzida). (64–67) Nesta configuração os feixes de 780 nm e 480 nm são posicionados de forma contra-propagante e passam através de uma célula de referência contendo vapor de rubídio. O sinal é obtido através do monitoramento da potência do feixe de 780 nm. O esquema da montagem pode ser visto na figura 3.10 (a).

Na condição de EIT, ocorre um efeito de interferência destrutiva entre os possíveis caminhos que levam ao estado excitado $|Ryd\rangle$ a partir do estado $|5S_{1/2}\rangle$. Esta interferência faz com que ocorra uma redução significativa na absorção do estado intermediário $|5P_{3/2}\rangle$ e, conseqüentemente, a um aumento na potência do feixe de 780 nm que é transmitida através da célula. Na figura 3.10 (b) apresentamos um esquema dos estados envolvidos no esquema de EIT que utilizamos. Nessa configuração, chamada de configuração escada (ou cascata), o acoplamento Ω_p , entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado, e o acoplamento Ω_c , entre o primeiro estado excitado e o meta estado de Rydberg escolhido, deve ser mantido tal que $\Omega_p \ll \Omega_c$. Nesta condição, associada ao longo tempo de vida do meta-estado escolhido ($\Gamma_R \gg \Gamma_e$), ocorre uma interferência destrutiva entre os caminhos que levam à excitação do estado de Rydberg, fazendo com que a absorção de Ω_p cesse,

Figura 3.10 – (a) Esquema da montagem para obtenção do sinal de EIT. (b) Esquema dos estados utilizados no EIT.

Fonte: (a) KONDO (61) (b) Elaborada pelo autor.

tornando esta transição transparente ao feixe de 780 nm.

A variação no sinal do EIT continua sendo muito baixa, por isso utilizamos um amplificador *lock-in* no sinal detectado. O feixe de 480 nm é modulado por um MAO, cuja frequência de modulação também é injetada no *lock-in*. Na figura 3.11 (a) podemos ver uma varredura em frequência do laser de 780 nm enquanto o feixe de 480 nm é mantido fixo, próximo a uma ressonância atômica com um estado de Rydberg. Em (b) sinal obtido do amplificador *lock-in*, com o feixe de 780 nm travado na ressonância $|5S_{1/2}, F=3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F'=4\rangle$ e o feixe de 480 nm varrendo entorno das ressonâncias do estado $|37D\rangle$.

Figura 3.11 – Varreduras de frequência nas condições de EIT para o laser de 780 nm (a) e 480 nm (b).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Na figura 3.11 (a) podemos ver a absorção do estado $|5P_{3/2}\rangle$ alargada devido ao efeito Doppler dos átomos na célula à temperatura ambiente. Os picos representando os estados $|37D_{3/2}\rangle$ e $|37D_{5/2}\rangle$ podem ser observados como um pequeno aumento na potência do feixe de 780nm. Quando o sinal é medido utilizando o *lock-in* os picos ficam mais evidentes como pode ser visto em (b), sendo possível até observar os picos oriundos de diferentes transições da estrutura hiperfina.

Diferente do espectro de absorção saturada, nosso espectro do EIT não possui um sinal de dispersão, o que faz com que o travamento seja realizado na lateral do pico. Assim, a frequência estabilizada do laser está na verdade alguns MHz fora da ressonância, porém como modulamos o feixe que vai para o EIT e também o feixe que vai para o experimento podemos compensar essa pequena diferença corrigindo diretamente no MAO do feixe que vai para o experimento. Devido ao travamento na lateral do pico, e pelo próprio mecanismo de geração do feixe em 480 nm, que necessita de uma cavidade dobradora, também travada por um sinal externo, a estabilidade do travamento em frequência é inferior à do sistema de absorção saturada.

Apesar de podermos corrigir a frequência do laser de 480 nm utilizando o MAO, a variação que podemos aplicar é de poucos MHz. Ou seja, este mecanismo de travamento e controle de frequência não serve para experimentos onde a frequência desejada não está próxima a uma transição atômica. Neste caso, quando o experimento requer uma frequência estabilizada fora de qualquer transição utilizamos um espectrômetro modelo WS7 da empresa *WaveLength*, que é capaz de medir a frequência e também controlar e travar em um valor específico. Na figura 3.12 superior apresentamos um gráfico da variação da frequência medida pelo aparelho quando este está controlando o laser de modo a manter a frequência travada em um certo valor. No gráfico inferior a tensão aplicada pelo WS7 na cavidade do laser para manter a estabilidade.

Figura 3.12 – Imagem superior a variação da frequência medida pelo WS7 enquanto este está controlando o laser de 480 nm e inferior a tensão emitida pelo WS7 que controla a frequência.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Na figura 3.12 podemos ver que o espectrômetro WS7 tem capacidade de manter o laser travado por vários minutos. A região marcada no gráfico entre duas linhas pontilhadas representa um momento onde a cavidade para o cristal dobrador perdeu a estabilidade.

Quando isso ocorre há uma queda na potencia do laser de 480 nm de modo que o WS7 não consegue realizar a leitura e consequentemente estabilizar o laser.

3.6 Controle de campo elétrico

Como explicado anteriormente, os átomos de Rydberg possuem uma polarizabilidade muito alta, o que faz com que eles sejam muito sensíveis a campos elétricos. De modo a evitar quaisquer interações com campos indesejados, e além disso permitir a aplicação de campos de nosso interesse, precisamos de um conjunto de eletrodos que permita aplicar um campo elétrico de forma controlada na amostra atômica. Neste trabalho, utilizamos dois conjuntos completamente diferentes para este propósito.

O primeiro deles consiste em um par de telas condutoras paralelas, separadas por 13,9 mm que funcionam como um capacitor. Esta tela possui uma transparência maior que 90% e na configuração similar à de um capacitor permite a aplicação de campos na direção perpendicular às telas, além de blindar quaisquer campos em outras direções. Este é um arranjo simples que funcionou bem para os primeiros experimentos. O experimento relatado no capítulo 5.1 foi realizado utilizando este conjunto de eletrodos.

Por permitir a aplicação de campo em apenas uma orientação, nós decidimos remodelar todo o conjunto de eletrodos passando agora para um novo sistema de controle de campo, onde as placas paralelas foram substituídas por um arrojado aparato de oito eletrodos independentes. Com os novos eletrodos podemos aplicar campo em todas as direções, $\vec{E}_x$, $\vec{E}_y$ e $\vec{E}_z$, anulando campos residuais e permitindo também a aplicação do pulso de ionização seletiva (PFI), o qual é utilizado para a detecção dos átomos. Na figura 3.13 apresentamos dois desenhos comparando a montagem antiga com a atual dos conjuntos de eletrodos.

Figura 3.13 – Esquemas dos eletrodos para a aplicação de campo elétrico em (a) a montagem antiga e em (b) a nova montagem.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para a determinação do novo arranjo de eletrodos realizamos diversas simulações antes de chegar na configuração atual de 8 eletrodos distribuídos de forma circular. Utili-

zando simulações computacionais, estudamos o campo gerado em função dos parâmetros dos eletrodos, como tamanho e posição, até chegar na versão final otimizada. Na figura 3.14 apresentamos em (a) um desenho com as dimensões dos eletrodos, em (b) uma imagem 3D da montagem e em (c) as superfícies utilizadas para as simulações dos campos.

Figura 3.14 – Esquema detalhado dos eletrodos novos, em (a) um desenho esquemático com as dimensões (em mm), (b) uma imagem 3D da montagem e em (c) as superfícies utilizadas nas simulações dos campos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Nas simulações, estudamos como é o campo aplicado na amostra oriundo do novo sistema de eletrodos. Por se tratar de um arranjo não trivial o campo foi calculado através da integração direta do potencial eletrostático em cada superfície (figura 3.14 (c)) de cada um dos 8 eletrodos. A configuração ideal dos eletrodos foi tal que suas dimensões são as apresentadas na figura 3.14 (a) e a distância entre os dois conjuntos é de $d = 15$ mm. Na figura 3.15 mostramos em (a) o campo elétrico nas direções $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$ quando aplicamos uma tensão de 10 V de forma simétrica (-10 V e 10 V) nos eletrodos que geram o campo em cada direção. O campo em $\hat{x}$ é obtido aplicando 10 V nos eletrodos A2 e A4 e -10 V nos eletrodos B2 e B4, para o campo em $\hat{y}$ aplicamos 10 V em A2 e B2, e -10 V em A4 e B4. Finalmente para o campo em $\hat{z}$ aplicamos -10 V em A3 e B3, e 10 V em A1 e B1.

Na figura 3.15 (a), vemos que nas condições escolhidas a amplitude de campo é praticamente constante na região de aprisionamento. Dada a geometria dos eletrodos, os campos em $\hat{y}$ e $\hat{z}$ são os mesmos, enquanto que o campo em $\hat{x}$ apresenta uma pequena diferença. Ao avaliar a homogeneidade do campo na região de aprisionamento (~ 1 mm) podemos ver (figura 3.15 (b)) que esta não passa de 2% com relação ao campo na posição central. A homogeneidade foi definida como a diferença relativa do valor de campo na posição central com relação aos valores ao longo do eixo que passa pela amostra, para os três eixos.

Apenas para ilustrar a versatilidade dos eletrodos escolhidos, simulamos duas configurações diferentes; a primeira apresentada na figura 3.16 (a) demonstra um campo cuja amplitude é zero na origem e cresce linearmente a partir do centro. E em (b) um

Figura 3.15 – (a) Campo elétrico para aplicação simétrica de tensão nas coordenadas $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$. (b) Medida da homogeneidade dos campos calculados em (a).

Fonte: Elaborada pelo autor.

campo que também possui um mínimo no centro, para as coordenadas $\hat{x}$ e $\hat{y}$, mas está deslocado em $\hat{z}$ por aproximadamente 1 mm. Tais campos poderiam servir para a obtenção de uma armadilha eletrostática para átomos de Rydberg em estados $|nD_{5/2}, m_j = 5/2\rangle$ por exemplo, e especialmente o exemplo (b) pode ser uma forma de separar espacialmente átomos em diferentes estados, de forma estática ou dinâmica.

Figura 3.16 – Exemplo de campos alternativos que podemos aplicar com nossos eletrodos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Além da aplicação do campo elétrico dc, os eletrodos devem permitir também a aplicação do pulso PFI. Este pulso é gerado por uma fonte modelo PS350 da empresa *Stanford Research System* de 25 W que oferece uma tensão máxima de ± 5 KV à uma corrente de 5 mA, em conjunto com um dispositivo de chaveamento DEI PVX4140X. O dispositivo DEI permite a variação de uma tensão de fundo e o chaveamento da alta tensão com tempo de subida típico de 40 ns. Na figura 3.17, apresentamos em (a) e (b) curvas de potencial devido ao pulso PFI (tipicamente 1000 V) quando aplicado nos dois eletrodos inferiores, os traços em cinza representam os eletrodos.

Nos gráficos da figura 3.17 as curvas de potencial elétrico são calculadas no plano da armadilha. O ponto vermelho no centro é uma representação da AMO. Aqui é interessante notar que devido à geometria dos eletrodos as curvas têm comportamentos distintos no

Figura 3.17 – Curvas de potencial devido a aplicação do pulso PFI nos eletrodos inferiores. Em (a) as curvas plano $\hat{z}\hat{x}$ e (b) $\hat{y}\hat{z}$ ambas passando pela origem.

Fonte: Elaborada pelo autor.

plano paralelo e perpendicular aos eletrodos.

O PFI é muito importante pois é ele quem ioniza os átomos de Rydberg e envia os íons (ou elétrons) para o detector onde são contabilizados através de um sinal elétrico. Para os experimentos apresentados nos capítulos 5 e 6 utilizamos dois tipos de pulsos diferentes. No primeiro deles, utilizamos um pulso com uma subida relativamente lenta ($\approx 3 \mu s$). A subida lenta é importante neste experimento pois permite a ionização seletiva dos estados atômicos, fundamental para estudar a transferência de população entre diferentes estados de Rydberg. À medida que a amplitude do pulso aumenta, os estados de maior energia são ionizados antes dos estados de menor energia. Ao serem ionizados são lançados ao detector, de modo que estados ionizados em tempos diferentes, atingirão o detector em tempos diferentes. Controlando o tempo de subida do pulso podemos controlar a separação temporal dos diferentes estados detectados. Já no segundo experimento (capítulo 6), o objetivo foi contar o maior número possível de átomos excitados, bem como obter uma imagem da distribuição atômica. Para isso utilizamos o pulso quadrado de subida rápida. Nesta configuração, o tempo de subida é o mais rápido possível e a amplitude se mantém

alta, e constante, por um tempo de $\approx 3 \mu\text{s}$. A figura 3.18 mostra um exemplo dos dois tipos de pulsos que utilizamos. O sinal do PFI foi obtido monitorando a tensão induzida em um dos 8 eletrodos próximos aos eletrodos inferiores onde o pulso foi aplicado.

Figura 3.18 – Exemplos dos pulsos PFI utilizados para a detecção dos átomos de Rydberg. Em (a) um pulso de subida lenta e em (b) o pulso de subida rápida.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Pela figura 3.18 podemos observar a diferença no sinal de elétrons obtido com os diferentes PFI. Em ambos os casos o sinal é uma média de 512 períodos de excitação e ionização. Em (b) apresentamos o sinal de elétrons subtraído do mesmo sinal quando o laser de 480 nm está bloqueado. Isso foi feito como caráter ilustrativo para eliminar o ruído oriundo do PFI no sinal de elétrons.

Para ambos os pulsos utilizamos um circuito elétrico como filtro passa baixa para controlar o ruído no sinal. O pulso de subida lenta foi obtido adicionado um resistor de resistência $2.2 \text{ K}\Omega$ na saída para os eletrodos. Nossos eletrodos possuem uma capacitância intrínseca, de modo que a combinação com esse resistor (determinado empiricamente) faz com que o sinal se comporte como a curva de carga de um capacitor, cuja subida se comporta como desejamos.

Para a determinação de campos espúrios na amostra, aplicamos um protocolo que consiste em fazer varreduras de frequência, com o laser de 480 nm, e também da amplitude do campo elétrico, para todas as orientações independentemente, e determinar a posição dos picos de ressonância. Comparando as posições dos picos de ressonância (obtidos pelas varreduras de frequência) em diferentes amplitudes de campo com as curvas de energia teóricas, obtidas através do mapa Stark, podemos extrair simultaneamente os campos externos que atuam sobre a amostra, bem como o fator de calibração que converte a tensão aplicada (V) em campo elétrico (V/cm) na amostra. Na figura 3.19 (a), apresentamos exemplos de varreduras de frequência para diferentes amplitudes de campo elétrico, e ao lado (em (b)) as coordenadas dos picos obtidos em (a) junto com um ajuste pela respectiva curva obtida através do mapa Stark.

Na figura 3.19 (a), temos um exemplo de varredura de frequência em torno do estado $50S_{1/2}$ para três campos diferentes, pontos roxos, vermelhos e verdes. As linhas representam ajustes por funções gaussianas para identificar as posições (em frequência)

Figura 3.19 – (a) Exemplos de varredura de frequência para diferentes campos elétricos. (b) Mapa Stark experimental.

Fonte: Elaborada pelo autor.

centrais de cada pico. O sinal de EIT, pontos azuis, é adquirido simultaneamente para cada varredura de frequência a fim de minimizar quaisquer desvios de frequência entre uma varredura e outra. Através de um ajuste por uma função gaussiana, também no sinal do EIT, podemos determinar a posição central do pico. Como a célula de referência de onde obtemos o sinal do EIT é um ambiente livre de campo elétrico, podemos subtrair a posição dos picos de cada varredura com seu respectivo sinal a campo zero, para cada campo, e assim construir o gráfico em (b).

O mapa Stark experimental, mostrado na figura 3.19 (b), é construído utilizando as coordenadas de campo elétrico, escolhido para cada varredura de frequência, e a posição central do pico. Para a calibração montamos o mapa para as três orientações de campo $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$ (azul, verde e vermelho, respectivamente) em seguida fizemos o ajuste dos dados pela função que descreve a energia do estado escolhido. Esta função, inserida na figura 3.19 (b), foi modificada de modo que os parâmetros livres passam a ser a posição de campo zero f_0 , o fator de calibração que converte tensão em campo elétrico γ e um offset A , que leva em conta quaisquer variações entre a frequência do sinal de referência e a frequência que é utilizada no experimento.

Para uma calibração completa, o procedimento acima é realizado para os três eixos espaciais, onde automaticamente já obtemos a tensão que deve ser aplicada em cada um dos 8 eletrodos a fim de cancelar os campos espúrios, e o fator que converte tensão em campo elétrico para cada coordenada. Como utilizamos uma placa de controle de 14 bits, temos uma resolução de 2,5 mV para cada campo. A tabela 3.1 identifica esses valores para cada eixo. Após a calibração, ajustamos uma tensão fixa em cada eletrodo, cujo valor corresponde ao campo elétrico que deve ser aplicado para que a amostra se encontre em um ambiente livre de campo. Os valores indicados na tabela representam os valores de campo a serem aplicados em cada componente $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$ a fim de cancelar o campo de fundo.

Tabela 3.1 – Parâmetros de calibração dos eletrodos e campo elétrico de fundo.

Eixo	f_0 (V)	γ (1/cm)	Campo elétrico de fundo (V/cm)
$\hat{x}$	0,857	0,295	0,253
$\hat{y}$	0,040	0,452	0,018
$\hat{z}$	-0,404	0,451	-0,182

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.7 Sistema de detecção e imagem de íons

Toda a detecção dos íons/elétrons é feita utilizando um detector do tipo MCP (Microchannel Plate), que consiste em um conjunto de placas de material especial que amplifica o sinal da partícula que vai ser detectada através de uma avalanche de elétrons. O sinal amplificado é recuperado em uma saída analógica, cujo valor é proporcional ao número de partículas que atingiram o detector. Nosso detector, modelo BOS-18 da empresa *Beam Imaging Solutions*, possui também uma tela de fósforo acoplada na extremidade oposta à de entrada das partículas. A tela é posicionada de modo que a avalanche de elétrons criada na detecção das partículas é acelerada em sua direção. Ao atingir a tela, o substrato de fósforo brilha fazendo com que a posição de impacto seja marcada por pontos de fluorescência. Isso permite a obtenção de uma imagem da distribuição espacial dos átomos de Rydberg.

A técnica de imagem de íons é bem conhecida, mas apenas recentemente passou a ser aplicada ao estudo de átomos de Rydberg. (36–38, 68, 69) Nesse contexto ela é muito inovadora, pois em geral é muito difícil determinar a densidade de átomos que foram excitados a partir de uma amostra de átomos frios. Na figura 3.20, temos um exemplo das primeiras imagens criadas em nosso laboratório, elas foram obtidas iluminando a AMO com um feixe de 480 nm colimado com uma cintura de $\approx 400 \mu\text{m}$, durante $3 \mu\text{s}$. A primeira imagem é o resultado de apenas um pulso de luz sobre a armadilha, a segunda é uma média de 100 imagens, já descontado o valor de fundo.

Figura 3.20 – Exemplos das primeiras imagens de íons obtidas em nosso laboratório. (a) a imagem obtida de um único pulso de excitação, (b) média de 100 imagens individuais.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para garantir uma boa qualidade na informação obtida através das imagens precisamos conhecer e controlar o caminho que os íons/elétrons percorrem, pois a ideia é transformar a imagem obtida em uma imagem da distribuição real dos átomos. Para isso projetamos o sistema de detecção de tal forma que, utilizando um outro eletrodo podemos controlar a divergência do feixe iônico/eletrônico gerado no momento da ionização dos átomos de Rydberg. Todo o aparato da ótica de íons foi então simulado no software SIMION 6.0, que é específico para este tipo de sistema. Dessas simulações, observamos que existe uma divergência natural do feixe, devido tanto à repulsão coulombiana entre as partículas, como também à geometria dos eletrodos. Devido à simetria de nosso sistema de aplicação de campo elétrico, o campo do PFI na amostra é diferente em cada orientação, o que pode ser observado pelas curvas de potencial devido ao PFI na figura 3.17. Para compensar essa divergência, um nono eletrodo foi adicionado à parte interna da câmara. Esse eletrodo é um cilindro de aço inox alinhado axialmente ao centro da armadilha e o centro do detector, bem no meio da trajetória dos íons. Com esse eletrodo, ou lente eletrostática, podemos facilmente controlar a divergência do feixe. Na figura 3.21, apresentamos um exemplo de uma dessas simulações, nessas imagens pode ser visto o feixe iônico (em azul), inicialmente divergente, sendo colimado pela lente eletrostática e atingindo o detector.

Figura 3.21 – Exemplos de uma simulação feita no software SIMION 6.0. Aqui aplicamos uma tensão de 32 V na lente eletrostática para conseguir colimar um feixe iônico acelerado por um pulso PFI de 1000 V.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Na figura 3.21, apresentamos a simulação da trajetória de íons distribuídos inicialmente nas mesmas condições da distribuição atômica de uma armadilha de dipolo. Podemos ver que a divergência do feixe pode ser controlada aplicando uma tensão na lente eletrostática. Nesta simulação o feixe de íons foi colimado utilizando uma tensão de 32 V positiva no eletrodo. Uma descrição detalhada da calibração e dos resultados obtidos através das imagens de íons será descrita no capítulo 6.

4 AMOSTRA ATÔMICA

Os experimentos realizados neste trabalho necessitam de uma amostra pura, isolada e de baixa energia de átomos de rubídio. Essa amostra pode ser obtida através de uma AMO (43, 70) ou uma armadilha óptica de dipolo (AOD) (71–73), dependendo do regime de densidades que vamos estudar. O sistema experimental, apresentado neste trabalho, permite trabalhar com ambas as armadilhas, visto que para o carregamento da AOD precisamos que os átomos estejam previamente aprisionados na AMO.

Nesta seção, vamos descrever brevemente os mecanismos que levam ao resfriamento e aprisionamento atômico. Em seguida, apresentamos uma descrição do sistema AMO-2D junto com a caracterização e otimização da armadilha que leva ao carregamento mais eficiente da AOD. Apresentamos também a caracterização de nossa AOD utilizada nos experimentos envolvendo átomos de Rydberg.

4.1 Armadilhas atômicas

O confinamento espacial de uma espécie atômica se inicia com o resfriamento dos átomos a velocidades da ordem de 25 m/s^* , o que corresponde a temperaturas translacionais da ordem de mK . A temperatura é um parâmetro importante, pois dá uma boa ideia do sistema experimental a ser utilizado. Por exemplo, numa AMO de átomos de Rb a temperatura média dos átomos aprisionados é da ordem de centenas de μK , enquanto que numa AOD esse número é tipicamente algumas dezenas de μK . Indo ainda mais para o extremo, num condensado de Bose-Einstein, a temperatura típica é da ordem de dezenas nK .

Uma das formas mais eficientes de controlar o movimento atômico é através da utilização de feixes de luz, mais especificamente utilizando lasers, cuja energia dos fótons corresponda a certas transições atômicas. Ajustando o laser em uma ressonância atômica, por exemplo, pode levar à absorção de um fóton e consequentemente à transferência de momento entre o fóton e o átomo, esse é o mecanismo básico do aprisionamento em uma AMO. Uma vez num regime de baixas energias, o confinamento espacial pode ser transferido a uma AOD, esta surge da interação dos átomos com o campo elétrico do feixe utilizado no aprisionamento. Diferentemente da AMO, na AOD não há absorção dos fótons envolvidos no aprisionamento. Ambas armadilhas foram utilizadas em nosso experimento e serão brevemente detalhadas a seguir.

* Velocidade típica de captura de uma AMO de Rb.

4.1.1 Armadilha magneto ótica - AMO

Em nosso experimento o primeiro estágio de resfriamento e aprisionamento dos átomos se inicia na AMO. Inicialmente no resfriamento, a transferência de momento do fóton para o átomo deve ocorrer sempre em uma direção preferencial, de modo a desacelerar os átomos que se movem em sentido oposto ao feixe de fótons. Para garantir que os átomos absorvam apenas os fótons contra-propagantes preparamos o feixe de modo que este tenha uma pequena diferença de frequência Δ com relação à transição para o primeiro estado excitado atômico. Nessa configuração, devido ao efeito Doppler, os átomos apresentam uma diferença ainda maior de energia com relação aos fótons co-propagantes, e estão em ressonância com os fótons contra-propagantes.

Para que o aprisionamento ocorra, precisamos que a força sobre os átomos seja dependente também da posição (restauradora) e se anule na origem. Isso pode ser feito com o auxílio de um campo magnético externo juntamente com o controle da polarização da luz. O campo externo quebra a degenerescência dos estados envolvidos no aprisionamento de forma que o potencial confinante, assim como o campo externo, torna-se dependente da posição atômica e da polarização dos feixes. A figura 4.1 (a) ilustra uma montagem típica para o confinamento espacial na AMO, aqui podem ser vistos os três pares de feixes utilizados no aprisionamento, juntamente com as devidas polarizações $\sigma-$ e $\sigma+$ relativas ao campo magnético gerado pela corrente i que passa pelas bobinas. Em (b) um diagrama de energia dos estados envolvidos no aprisionamento.

Figura 4.1 – (a) Esquema da montagem de uma AMO, contendo três pares de feixes contra-propagantes, junto com um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz. (b) Diagrama de energia, espacialmente dependente, dos estados envolvidos no aprisionamento.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Podemos ver no diagrama de energia (figura 4.1 (b)) a origem da dependência espacial da força, já que o nível de energia superior se modifica proporcionalmente ao campo aplicado. Neste diagrama, um átomo posicionado em z' por exemplo, com energia sintonizada abaixo da ressonância, vai absorver preferencialmente o fóton com polarização

$\sigma-$ devido tanto à regra de seleção como também à ressonância em energia. O oposto ocorre com um átomo posicionado por exemplo numa posição $-z'$, este por sua vez absorveria com maior probabilidade o feixe de polarização $\sigma+$. Em ambos os casos os átomos seriam forçados em direção à origem do sistema levando ao confinamento espacial.

Em nossa armadilha, utilizamos um par de bobinas na configuração anti-Helmholtz para gerar um campo magnético quadrupolar, cujo gradiente é de aproximadamente 10 G/cm, no centro da região de aprisionamento. Outros três pares de bobinas, estas na configuração Helmholtz, são utilizadas para gerar um campo magnético de compensação na amostra, posicionadas axialmente com cada feixe de luz. Para o aprisionamento dos átomos utilizamos três pares de feixes laser retro-refletidos, cuja intensidade média é de 6 mW/cm², na frequência de aprisionamento e apenas um feixe de $\sim 0,6$ mW/cm² para o rebombeio. Na figura 4.2 apresentamos uma imagem de fluorescência da AMO. Em pleno funcionamento nossa armadilha aprisiona $\sim 1,2 \times 10^9$ átomos, a uma temperatura típica de ~ 250 μ K.

Figura 4.2 – Imagem de fluorescência da AMO.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.1.2 Armadilha ótica de dipolo - AOD

Uma forma de conseguir uma amostra atômica mais densa que a fornecida pela AMO é transferir os átomos para uma AOD. Esta armadilha, além de ser mais densa e mais fria, surge de um potencial de aprisionamento que pode ser independente dos níveis atômicos. Para esta armadilha existem dois regimes de operação, a armadilha tipo *FORT* (71) e a armadilha tipo *QUEST*. (72) Nós utilizamos um laser de CO₂, modelo GEM-100 da empresa *COHERENT*, cujo comprimento de onda é de $\lambda = 10,6$ μ m para a obtenção de uma *QUEST*. Nesta, a frequência do laser (ω) está tão fora de ressonância com relação à uma transição atômica (ω_0) que o campo elétrico oscilante pode ser aproximado por um campo estático, onde a polarizabilidade atômica, do estado fundamental, passa a

ser descrita por:

$$\alpha(\omega) = \frac{e^2}{2\omega_0 m_e} \left[\frac{1}{(\omega_0 - \omega)} + \frac{1}{(\omega_0 + \omega)} \right] \approx \frac{e^2}{2\omega_0 m_e} \frac{2}{\omega_0} = \alpha_0. \quad (4.1)$$

O potencial de aprisionamento nesta armadilha surge da interação do campo elétrico do laser $\vec{\varepsilon}$ com o momento de dipolo atômico induzido pelo próprio laser, $\vec{P} = \alpha_0 \vec{\varepsilon}$ descrito por:

$$V_{QUEST} = -\frac{1}{2} \langle \vec{\varepsilon}(r, t) \cdot \vec{P}(r, t) \rangle_t = -\frac{1}{2} |\vec{\varepsilon}(r)|^2 \alpha_0 = -\frac{1}{2} |\vec{\varepsilon}|^2 \alpha_0, \quad (4.2)$$

onde $|\vec{\varepsilon}|$ é a amplitude do campo elétrico oscilante do laser. Reescrevendo a expressão acima, substituindo o campo elétrico pela intensidade do laser, utilizando $I = (1/2) \varepsilon_0 c |\vec{\varepsilon}|^2$ temos:

$$V_{QUEST} = -\frac{\alpha_0 I}{\varepsilon_0 c}. \quad (4.3)$$

Como utilizamos um feixe gaussiano focalizado para o aprisionamento, o perfil de intensidade espacial é bem conhecido, dado por:

$$I(r, z) = \frac{w_0^2}{w(z)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad (4.4)$$

sendo r e z as coordenadas radial e axial de propagação do feixe respectivamente, $w(z) = w_0 \sqrt{1 + (z/z_r)^2}$ a função que descreve a cintura do feixe, w_0 o valor da cintura no foco e z_r o comprimento de Rayleigh. Substituindo a equação 4.4 na equação 4.3, chegamos na expressão completa para o potencial de aprisionamento:

$$V_{QUEST}(r, z) = \frac{V_0}{1 + (z/z_r)^2} e^{-\frac{2r^2}{w(z)^2}}, \quad (4.5)$$

com V_0 sendo a profundidade do potencial, dada por:

$$V_0 = \frac{\alpha_0 P_0}{w_0^2 c \varepsilon_0 \pi}. \quad (4.6)$$

Aqui a intensidade do feixe foi substituída pela potência usando a relação $I = P_0/(\pi w_0^2)$. Para os parâmetros de nosso sistema, $P_0 = 100$ W, $w_0 = 15$ μ m, temos que a profundidade do potencial é $V_0 = 38$ mK ($V_0 = 380$ MHz), distribuído espacialmente como mostra a figura 4.3.

Apresentados os mecanismos básicos das armadilhas que utilizamos em nossos experimentos, vamos agora apresentar a otimização da AMO-2D e em seguida a caracterização da AOD.

Figura 4.3 – Perfil do potencial de aprisionamento de nossa AOD.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.2 Otimização da AMO-2D

Os mecanismos de aprisionamento da AMO-2D são os mesmos da AMO tradicional 3D, onde a maior diferença é a ausência de luz em um dos eixos espaciais a fim de formar uma região de escape dos átomos frios que se comporta como um feixe frio para o carregamento da AMO. Devido à montagem compacta de nossa AMO-2D não é possível obter uma imagem ou mesmo capturar a fluorescência da mesma para qualquer tipo de caracterização. Como a AMO-2D serve apenas para o carregamento da armadilha principal, toda a otimização foi feita com base na curva de carregamento da AMO. Para isso utilizamos uma montagem que capta a fluorescência da armadilha, com isso podemos monitorar o número de átomos aprisionado e a velocidade de carregamento ao mesmo tempo que ajustamos os parâmetros da AMO-2D. A figura 4.4 mostra um dos esquemas utilizados para a obtenção da fluorescência da AMO.

Figura 4.4 – Esquema da montagem ótica para a detecção da fluorescência da AMO.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Inicialmente começamos carregando a AMO com um reservatório químico auxiliar que foi colocado dentro da câmara principal. A ideia é não utilizar esse dispositivo, mas como trabalhar com a AMO-2D foi uma experiência totalmente nova para o nosso grupo, o melhor a fazer é partir de um começo já conhecido. Uma vez obtido a AMO, desligamos então o reservatório químico, que é acionado por uma corrente elétrica, e com todos os parâmetros iguais, ligamos a AMO-2D e conseguimos observar o carregamento da AMO. Na figura 4.5 (a) apresentamos um gráfico do carregamento da AMO a partir da AMO-2D, antes da otimização, e em (b) a mesma curva de carregamento em seções temporais de 2 s. O gráfico em (b) foi utilizado para tornar o processo de otimização mais dinâmico.

Figura 4.5 – Gráficos da curva de carregamento da armadilha principal usando a AMO-2D como fonte atômica. Em (a) a curva de carregamento total e em (b) a mesma curva em seções temporais de 2 s.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Na figura 4.5 (a) podemos ver que o carregamento da AMO nas condições iniciais foi bastante lento, levando mais de 10 s para o carregamento pleno da armadilha. Uma forma de estimar a taxa de carregamento da AMO é fazendo um ajuste linear no início da curva de carregamento e extraindo o coeficiente angular da reta, que é proporcional a taxa de carregamento. Fazendo o ajuste na região de população zero, até o ponto onde a população atinge metade do valor final ($\approx 2 \times 10^8$ átomos), estimamos a taxa de carregamento como sendo de $\Gamma_i = 4,86 \times 10^7$ átomos/s.

Uma vez que fomos capazes de obter o sinal de fluorescência da AMO, juntamente com as curvas de carregamento, a primeira maximização foi feita ajustando o alinhamento das fibras da luz de aprisionamento dos átomos na AMO-2D. Os suportes que projetamos possuem controles independentes de cada feixe de luz que sai das fibras e no que é retro-refletido. Em seguida fizemos a otimização espacial do feixe frio variando a posição da câmara da AMO-2D utilizando o suporte móvel descrito no capítulo anterior. Como não há uma forma de quantificar esses parâmetros de maximização, fizemos o procedimento olhando direto para a amplitude da curva de carregamento no osciloscópio até encontrar um ponto máximo de sinal.

Em seguida calibramos os campos magnéticos que atuam sobre AMO-2D, o campo de aprisionamento, que forma o potencial confinante, e os campos de compensação $\vec{B}_x$ e $\vec{B}_y$. Com os campos de compensação podemos mover a armadilha radialmente em relação

ao eixo por onde sai o feixe frio e maximizar o fluxo apenas alinhando a armadilha com relação ao furo diferencial de pressão. Na figura 4.6 apresentamos o máximo das curvas de carregamento em função da corrente aplicada nas bobinas, em (a) nas bobinas de aprisionamento e em (b) nas bobinas para o campo de compensação.

Figura 4.6 – (a) População de átomos carregados na AMO em função do campo de aprisionamento e (b) em função dos campos de compensação.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Destes gráficos (figura 4.6), podemos ver em (a) que atingimos a saturação no carregamento quando a bobina está operando com a corrente projetada (~ 3 A). E em (b) podemos identificar as correntes correspondentes ao carregamento máximo dos átomos para os campos $\vec{B}_x$ e $\vec{B}_y$ fazendo um ajuste por uma função gaussiana (linhas sólidas). Do ajuste identificamos as correntes para o melhor carregamento como sendo: $Imax_x = 0,17$ A e $Imax_y = 0,56$ A.

Uma vez otimizados estes parâmetros, passamos então a otimizar a potência das luzes de aprisionamento. Ambos os feixes de aprisionamento e rebombeio são controlados por moduladores acusto-óticos (MAO), onde podemos alterar com facilidade suas potências. Os resultados apresentados na figura 4.7 mostram as populações carregadas na AMO em função da potência que sai da fibra para os dois feixes.

Figura 4.7 – População de átomos carregados na AMO em função da potência do feixe de aprisionamento (a) e do feixe de rebombeio (b).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Mais uma vez, podemos ver pela figura 4.7 que atingimos o regime de saturação no carregamento da AMO com relação à potência do feixe de aprisionamento e também para o feixe de rebombeio. Apesar de ambos os feixes serem controlados por MAO, o que temos disponível para o feixe de rebombeio não permite qualquer controle externo na frequência do feixe modulado, de modo que este parâmetro foi então maximizado apenas para o feixe de aprisionamento (figura 4.8 (a)).

Como dissemos anteriormente, a AMO-2D funciona exatamente como uma AMO tradicional, a menos da ausência de um feixe de aprisionamento em um dos eixos espaciais. Isso faz com que os átomos escapem formando o feixe frio. O problema é que os átomos escapam em ambas as direções, por exemplo $-\hat{z}$ e $+\hat{z}$, de modo que metade dos átomos são desperdiçados. Uma forma de contornar esta perda, e maximizar ainda mais o fluxo de átomos, é utilizar um feixe extra chamado de *push*. Este feixe é colocado na direção co-propagante com relação ao feixe frio (por exemplo $+\hat{z}$), e com uma frequência típica de -40 MHz com relação a transição de aprisionamento. Nesta condição o efeito Doppler é compensado somente pelos átomos que estão no sentido $-\hat{z}$, de forma que estes absorvem o feixe e são enviados na direção correta $+\hat{z}$. Por se tratar de uma diferença de frequência relativamente alta, a AMO não é modificada pelo feixe *push*. Na figura 4.8 (b) apresentamos o número de átomos carregados em função da potência do *push* depois que este já foi maximizado espacialmente.

Figura 4.8 – População de átomos carregados na AMO em função da frequência do feixe de aprisionamento (a) e em função da potência do feixe *push* (b).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Pela figura 4.8 (a) vemos que o máximo do carregamento ocorre quando o feixe de aprisionamento é modulado por uma frequência de ~ 82 MHz. Para o feixe de *push* (figura 4.8 (b)) é interessante que existe um máximo (bem definido) em torno de $P_{push} = 1,96$ mW (obtido pelo ajuste gaussiano, representado pela linha sólida), e não uma saturação como na calibração de potência para os outros feixes. Isso acontece, pois, a partir de certa potência, o feixe (mesmo fora de ressonância) acaba interferindo na AMO-2D e até mesmo na AMO.

Com isso concluímos o procedimento de maximização da AMO-2D e do carregamento da AMO. Na figura 4.9 (a) apresentamos a curva de carregamento da AMO com

todos os parâmetros maximizados. A caráter ilustrativo, inserimos nesta figura um gráfico da curva de carregamento quando utilizamos o reservatório químico. Em (b) mostramos uma comparação da curva de carregamento, novamente em seções de 2 s, na condição inicial e após a maximização. Podemos ver na figura 4.9 (b) que o carregamento foi

Figura 4.9 – (a) Curva de carregamento da AMO após a otimização. (b) a mesma curva em janelas temporais de 2 s

Fonte: Elaborada pelo autor.

significativamente alterado após a maximização como era esperado. Em (a) é notável a melhora quando comparada com o outro sistema, chegando inclusive a uma população final quase duas ordens de grandeza maior. Nestes dados também realizamos um ajuste linear da população aprisionada no início do carregamento para ter uma ideia da taxa de carregamento da AMO, os valores estão apresentados na tabela 4.1.

Tabela 4.1 – Taxa de carregamento da AMO.

Fonte de átomos	Γ (átomos/s)	População final (átomos)
Reservatório químico	$0,092 \times 10^8$	$0,253 \times 10^8$
AMO-2D (antes da maximização)	$0,486 \times 10^8$	$4,428 \times 10^8$
AMO-2D (depois da maximização)	$12,347 \times 10^8$	$11,781 \times 10^8$

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.3 Caracterização AOD

Os experimentos que realizamos envolvendo as interações entre átomos de Rydberg requerem uma amostra densa e fria de átomos no estado fundamental. Para isso utilizamos uma AOD tipo *QUEST*, nesta seção vamos descrever o procedimento de caracterização e as propriedades desta armadilha. Detalhes do procedimento para a transferência dos átomos da AMO para a AOD podem ser encontrados em (74), onde fizemos uma descrição completa do carregamento de nossa armadilha.

4.3.1 Imagem de absorção

Um dos melhores métodos de detecção e caracterização de armadilhas atômicas é o método de imagem por absorção. Nesse método um pulso de luz ressonante, de baixa potência, atravessa a amostra fria e a sombra, formada devido à absorção dos átomos, é capturada por uma câmera CCD (*charge coupled device*). Essa sombra contém toda a informação para a caracterização da armadilha, como número de átomos, dimensões e densidade. Neste método o pulso de luz deve ter uma intensidade menor que a intensidade de saturação dos átomos, sendo essa de $1,6 \text{ mW/cm}^2$ para o Rb. Isso é importante a fim de evitar que os átomos emitam fótons que venham a interferir na imagem, que deve conter apenas a sombra dos átomos. Também deve ter uma duração tal que a dinâmica do sistema permaneça inalterada; tipicamente usamos um pulso de $40 \sim 60 \mu\text{s}$, já que nessa escala de tempo os átomos ultra-frios praticamente não têm sua posição alterada. A física por trás da imagem por absorção se baseia na lei de Beer. Assumindo que um feixe de luz se propaga na direção $\hat{z}$ teremos a seguinte expressão para a intensidade da luz após atravessar a amostra:

$$I(x, y) = I_0 e^{-OD(x, y)}, \quad (4.7)$$

onde $OD(x, y)$ é chamado de densidade ótica (ou “*optical depth*” em inglês), definida como:

$$OD(x, y) = \int \sigma_0 \eta(x, y, z) dz. \quad (4.8)$$

Sendo $\eta(x, y, z)$ a densidade do material e σ_0 a seção de choque. Combinando as equações 4.7 e 4.8 podemos ver que a intensidade transmitida para a CCD, em cada píxel, é proporcional à OD e σ_0 da seguinte forma:

$$-\ln\left(\frac{I(x, y)}{I_0(x, y)}\right) = \sigma_0 \int \eta(x, y, z) dz. \quad (4.9)$$

Deste modo, de acordo com a equação 4.9, a informação sobre a amostra pode ser obtida através da intensidade de luz total que vai iluminar os átomos $I_0(x, y)$ e da intensidade de luz quando essa passa através da amostra $I(x, y)$. Ambas as informações podem ser obtidas com a obtenção de duas imagens diferentes na câmera CCD, onde em uma delas a luz passa pela amostra e em outra a luz percorre o mesmo caminho porém com a armadilha desligada. Nessa condição temos um perfil de intensidade $I_0(x, y)$ nas mesmas condições quando a luz passa pela amostra. Para minimizar a influência de ruídos externos na imagem de absorção nós capturamos também uma terceira imagem $I_f(x, y)$ onde a armadilha e a luz ressonante estão desligadas. Esta é uma imagem de fundo do sistema, cujo propósito é anular qualquer ruído oriundo da iluminação externa. A imagem final $T(x, y)$ é então construída de uma composição das três imagens; $I(x, y)$, $I_0(x, y)$ e $I_f(x, y)$ de acordo com a equação 4.10:

$$T(x, y) = \frac{I(x, y) - I_f(x, y)}{I_0(x, y) - I_f(x, y)}. \quad (4.10)$$

Com este procedimento, a integral na equação 4.9 passa a ser representada pela intensidade de cada píxel na posição (x, y) , e vamos chamá-la de $N(x, y)$. Sendo assim essa intensidade, captada por cada píxel será:

$$N(x, y) = -\frac{\ln(T(x, y))}{\sigma_0}. \quad (4.11)$$

No momento em que analisamos as imagens, podemos analisar toda a imagem ou simplesmente escolher uma área menor, mas que contenha toda a sombra da amostra. Essa área menor é chamada de *ROI* “*region of interest*”. Uma vez escolhido o ROI podemos obter o número de átomos somando o valor de cada píxel nessa região:

$$N_{\text{átomos}} = \int \int N(x, y) dx dy = -\frac{1}{\sigma_0} \int \int \ln(T(x, y)) dx dy. \quad (4.12)$$

Ou simplificando,

$$N_{\text{átomos}} = -\frac{A}{\sigma_0} \sum_{\text{pixels}} \ln(T(x, y) dx dy), \quad (4.13)$$

sendo A o elemento de área da integral, que é a própria área do píxel da câmera *CCD*. Na figura 4.10 apresentamos um exemplo de cada imagem obtida no processo, bem como a imagem final da distribuição atômica.

Figura 4.10 – Conjunto de imagens ilustrando a formação da imagem final de absorção. (a) imagem da sombra da armadilha, (b) imagem do feixe sem a armadilha, (c) imagem de fundo do sistema e (d) imagem final $T(x, y)$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Nestas imagens, figura 4.10, podemos ver que mesmo sendo possível a identificação do perfil da armadilha em (a) a imagem final (d) apresenta mais detalhes da distribuição atômica.

A sintonia da frequência do feixe de imagem é um parâmetro muito importante, pois o número máximo de átomos captados na imagem será quando o feixe estiver em

perfeita ressonância. A fim de obter exatamente o valor dessa frequência, fizemos uma medida da absorção de luz pela amostra (utilizando imagens de absorção), em função da frequência do feixe como ilustrado na figura 4.11. A dependência do número de átomos

Figura 4.11 – Espectro de absorção dos átomos aprisionados, o centro da curva representa a frequência de transição.

Fonte: Elaborada pelo autor.

detectados, em função da frequência segue um perfil Lorentziano, como é de se esperar, cuja largura de linha é da ordem da largura de linha do próprio estado excitado. Isso mostra que estamos de fato no regime de baixa intensidade, minimizando as perturbações do próprio feixe de imagem sobre a armadilha. Nesta imagem podemos ver a posição de frequência utilizada para o aprisionamento.

Como a imagem de absorção é uma medida precisa da armadilha, nós a utilizamos para fazer uma caracterização completa da mesma. Essa caracterização consiste em determinar o número de átomos, a densidade e a temperatura da armadilha. Os procedimentos que envolvem cada etapa da caracterização serão descritos a seguir.

4.3.2 Número de átomos e densidade

O método de detecção do número de átomos foi descrito na seção anterior. Como a AOD se trata de uma armadilha conservativa onde os átomos são carregados de uma só vez, é natural que o número de átomos aprisionados decaia com o tempo. Esse decaimento acontece devido a fatores externos, como variações indesejadas na potência do laser, vácuo de fundo da câmara, foto-associação etc. Sendo assim, quando se trata do número de átomos, o mais importante a fazer é medir a curva de decaimento da armadilha, que traz a informação do número de átomos e quanto tempo eles permanecem aprisionados. A figura 4.12 é um exemplo dessa curva para o nosso sistema, onde podemos ver que o número inicial de átomos aprisionados é $N_0 = 1,2 \times 10^6$ átomos, e o tempo de decaimento é $\tau = 730$ ms. Esse tempo é encontrado fazendo um ajuste dos pontos obtidos pela função $N_{\text{átomos}} = N_0 e^{(-t/\tau)}$ (linha vermelha).

Figura 4.12 – Gráfico do número de átomos na armadilha de dipolo em função do tempo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Com o número de átomos definido, precisamos agora encontrar as dimensões da armadilha. Isso é feito através de um ajuste dos perfis espaciais da sombra da armadilha por duas curvas gaussianas, pois o perfil do feixe de aprisionamento é gaussiano e é natural assumir que a distribuição atômica terá o mesmo comportamento. O perfil é obtido através da integral da imagem sobre os eixos $\hat{x}$ e $\hat{y}$ respectivamente. Conhecendo o tamanho do píxel da *CCD* ($8,5 \mu\text{m}$) e o fator de amplificação do sistema de lentes utilizados ($2\times$) podemos converter cada píxel em posição e assim obter os perfis espaciais apresentados na figura 4.13 (a) e (b).

Figura 4.13 – Perfil axial (a) e radial (b) da armadilha, ambas ajustadas por uma função gaussiana (linha vermelha).

Fonte: Elaborada pelo autor.

Fazendo ajustes dos perfis espaciais (figura 4.13) por uma função gaussiana encontramos que as cinturas da distribuição atômica são $w_a = 440 \mu\text{m}$ e $w_r = 16 \mu\text{m}$ para as coordenadas axial e radial da armadilha respectivamente.

Encontradas as dimensões, e ainda assumindo que a armadilha possui uma simetria gaussiana (centrada na origem), podemos encontrar a densidade em cada ponto da amostra pela seguinte expressão:

$$\rho(x, y, z) = \rho_0 e^{\frac{x^2}{2w_x^2}} \times e^{\frac{y^2}{2w_y^2}} \times e^{\frac{z^2}{2w_z^2}}. \quad (4.14)$$

Integrando $\rho(x, y, z)$ (equação 4.14) em todo o espaço e já sabendo o número total de átomos ($N_0 = 1,2 \times 10^6$), podemos determinar a intensidade de pico ρ_0 utilizando a relação:

$$\rho_0 = N_0 \left(\int \int \int \left(e^{\frac{x^2}{2w_r^2}} \times e^{\frac{y^2}{2w_r^2}} \times e^{\frac{z^2}{2w_a^2}} \right) dx dy dz \right)^{-1}, \quad (4.15)$$

onde obtivemos $\rho_0 = 1,07 \times 10^{12}$ átomos/cm³ e o volume de aprisionamento como $v_{AOD} = 1,9 \times 10^{-6}$ cm³.

4.3.3 Temperatura

Outro parâmetro a ser determinado é a temperatura. Essa grandeza é muito importante para o entendimento da dinâmica dos átomos aprisionados, pois diz respeito à energia que eles possuem. Sabendo a temperatura podemos definir então as escalas de tempo no qual pode ser submetido nosso experimento.

A temperatura é obtida através do monitoramento da expansão da amostra a partir do momento que a armadilha é desligada. Assim, desligamos o laser de CO_2 e capturamos imagens de absorção para diferentes tempos de expansão. Com as imagens podemos determinar novamente a cintura da distribuição atômica para cada tempo de expansão livre, e com elas fazer um ajuste dos pontos através da seguinte equação (75):

$$w(t) = \sqrt{w_0^2 + \frac{k_b T_0}{m} t^2}, \quad (4.16)$$

onde w_0 é a cintura no instante em que a armadilha é desligada, m a massa dos átomos e T_0 a temperatura da amostra. Na figura 4.14 apresentamos em (a) uma sequência de imagens onde pode ser observada a expansão da amostra no tempo e em (b) o gráfico da cintura da armadilha em função do tempo de expansão.

Pelo ajuste dos dados na figura 4.14 (b) através da equação 4.16 podemos encontrar a temperatura T_0 da amostra. Repetindo o procedimento para diferentes tempos de aprisionamento da armadilha podemos analisar a evolução da temperatura em função do tempo de vida da amostra. Os dados para a temperatura medida em função do tempo estão apresentados na tabela 4.2.

Tabela 4.2 – Temperatura dos átomos na AOD.

Tempo (ms)	Temperatura (μ K)
33	62,9
100	62,5
200	61,0
500	59,6

Fonte: Elaborada pelo autor.

Podemos ver pela tabela 4.2 que a temperatura dos átomos se mantém praticamente constante, ao longo do tempo de aprisionamento, com um valor médio de $T_0 = 61,5 \mu$ K.

Figura 4.14 – (a) Sequência de imagens ilustrando a expansão livre da amostra e (b) gráfico da variação da cintura da armadilha devido à expansão.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Com isso concluímos a apresentação e caracterização de nossa armadilha atômica e passamos na sequência aos experimentos envolvendo os átomos de Rydberg e suas interações.

5 TRANSFERÊNCIA DE POPULAÇÃO ENTRE ESTADOS DE RYDBERG

Nesta seção será apresentada uma revisão teórica a respeito dos mecanismos que levam à transferência de população entre estados de átomos de Rydberg, junto com os resultados experimentais obtidos nesse contexto e também a interpretação e conclusão dos efeitos observados.

5.1 Ressonância Förster

Entendemos por transferência de população entre estados atômicos em átomos de Rydberg, ou simplesmente transferência de população, como a excitação ou a população de estados que não foram excitados de forma direta, seja via excitação fotônica ou quaisquer outros mecanismos. (76, 77) Este é um fenômeno recorrente em átomos de Rydberg devido majoritariamente à proximidade dos níveis de energia, sendo que diversas teorias já foram empregadas para seu entendimento, como por exemplo colisões (10, 12), e a interação com a radiação de corpo negro. (78)

Uma das teorias mais aceitas na comunidade, é a transferência de população devido à ressonâncias Förster. (79) A ressonância Förster ocorre quando a energia entre um par de átomos, em certo estado atômico, é a mesma, ou muito próxima, que a de um par de átomos em outro estado qualquer. Essa ressonância existe naturalmente para o estado $43D_{5/2}$ (80) do Rubídio, sendo do tipo: $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$. Também já foram observadas ressonâncias em pares de átomos em outros estados como por exemplo $nS + nS$ (21, 23) e $nP + nP$ (81–83) e até em estados iniciais diferentes, como por exemplo $nS + (n-2)D$. (84, 85)

Para o desenvolvimento das primeiras teorias que buscavam descrever tal fenômeno, diversos grupos utilizaram como base efeitos de muitos corpos. (86) De modo que se tornou natural associar diretamente os resultados obtidos a esses mecanismos. Em trabalhos pioneiros, por exemplo (21, 86), átomos de Rydberg foram criados em amostras frias obtidas a partir de uma AMO, e as taxas de transferência foram estudadas considerando este sistema como um gás quase congelado de átomos de Rydberg. Sendo um gás congelado, os átomos não têm tempo suficiente para desenvolver qualquer dinâmica e realizar a transferência através de uma colisão. Nesse contexto as transferências observadas foram interpretadas como um mecanismo de difusão de energia em um sistema de muitos corpos, sendo até comparadas à formação de bandas de energia em sólidos. (21)

Mesmo recentemente, experimentos envolvendo as ressonâncias Förster também passaram a ser interpretados como manifestações claras de sistemas de muitos corpos. (22, 87) A maioria desses trabalhos envolve a observação de uma saturação na excitação ou o alargamento da excitação de átomos de Rydberg numa AMO. A conclusão de que são efeitos de muitos corpos é obtida através da comparação com sistemas teóricos complexos.

Em geral esses sistemas são calculados utilizando aproximações que dividem o cálculo em diversos sistemas simplificados de interações binárias. O resultado final é uma globalização de efeitos de muitos corpos onde as interações ocorrem aos pares.

A discussão apresentada se refere a experimentos onde os átomos de Rydberg são criados numa AMO, cuja densidade é da ordem de $10^9 \sim 10^{10}$ átomos/cm³. Vamos agora tratar mais especificamente de um trabalho publicado em 2009 (87) onde foram estudados os efeitos de transferência de população em uma AOD, onde a densidade é da ordem de $10^{11} \sim 10^{12}$ átomos/cm³. Neste trabalho, K. Younge e colaboradores mediram as taxas de transferência de população numa ressonância do tipo $nD_{5/2} + nD_{5/2}$ para estados de número quântico principal $n = 41$ à 44. Como neste caso se trata de uma armadilha mais densa, os efeitos das interações entre átomos são mais evidentes, e a primeira prova disso é a observação de uma saturação da transferência de população em função da densidade da amostra. Além da saturação, foi observado um pico de transferência de população para o estado $43D_{5/2}$, que é, de fato, o estado onde ocorre a ressonância Förster. Na figura 5.1, retirada de (87), podem ser vistos esses resultados.

Figura 5.1 – (a) Porcentagem da transferência de população em função da densidade da amostra. (b) O valor máximo de transferência para diferentes estados.

Fonte: YOUNGE et al. (87)

A figura 5.1 também apresenta alguma informação sobre os modelos teóricos utilizados para entender os resultados, pontos verdes e vermelhos, em comparação com os resultados experimentais, pontos amarelos. Neste experimento dois modelos foram utilizados, ambos considerando a amostra como um sistema de muitos corpos; i) interação efetiva de pares de átomos (pontos verdes) e ii) teoria de muitos corpos na base completa (pontos vermelhos). Ambos os modelos foram capazes de descrever o processo de forma qualitativa, sendo que os autores afirmam que o modelo da interação efetiva (i) subestima os resultados, como pode ser observado na figura 5.1 (a). Em ambos os modelos, eles simulam a transferência, devido a uma mistura coerente nos estados excitados a partir da interação de dipolo entre os átomos. Ou seja, devido às interações cada estado passa a não ser mais um estado completamente puro, sendo na verdade um estado composto de uma mistura de componentes dos estados mais próximos em energia que podem levar

à transferência de população. Efeito que nós também acreditamos ser responsável pela transferência. Porém, ao contrário de (87), para nós os resultados podem ser explicadas através de interações binárias entre dois átomos apenas, onde a diferença é que mais estados devem ser incluídos juntamente com outros termos envolvidos na interação, como dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo.

Nesse contexto, preparamos um experimento similar onde é possível estudar a taxa de transferência para diversos estados atômicos em função da densidade atômica no regime de altas densidades, $10^{11} \sim 10^{12}$ átomos/cm³. Os detalhes deste experimento serão descritos a seguir.

5.2 Transferência de população X Densidade atômica

Neste experimento, medimos as populações dos estados excitados e transferidos na ressonância Förster do tipo $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ para $37 \leq n \leq 47$. Nessa ressonância os pares de estados são degenerados em $n = 43$. Utilizando a técnica do pulso de ionização seletiva (PFI), para a detecção, fomos capazes de detectar seletivamente os estados excitados e produtos para cada pulso de laser. A figura 5.2 (a) mostra a sequência experimental com os pulsos de luz, junto com o pulso elétrico de ionização, ilustrando o procedimento temporal utilizado no experimento. Nesta sequência, um trem de pulsos é aplicado durante o tempo de vida da AOD a uma taxa de 100 Hz onde excitação e detecção são feitas a cada pulso. Para os experimentos realizados na AMO o procedimento é o mesmo, a menos do laser de CO_2 , que está sempre desligado. Em (b) apresentamos um sinal típico de elétrons para o estado $43D_{5/2}$, onde podemos ver as populações dos estados excitado e transferido na AMO e AOD.

Figura 5.2 – (a) Sequência temporal da excitação e detecção dos átomos de Rydberg. (b) Sinal de elétrons típico para a armadilha AMO e AOD.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 5.2 (a) podemos observar que durante a excitação dos átomos, o feixe de CO_2 é desligado, por cerca de 15 μs. Isto é feito para evitar qualquer tipo de interação entre este laser e os átomos, como por exemplo fotoionização e efeito Stark AC. (88) Os átomos são excitados para o estado de Rydberg escolhido utilizando uma transição de dois

fótons (780 nm e 480 nm) cujos pulsos tem 1 μ s de duração e atingem a amostra atômica simultaneamente. Para evitar quaisquer efeitos dinâmicos, ou interações devido a radiação de corpo negro (83, 89, 90) os átomos são imediatamente ionizados após a excitação pelo pulso PFI. O pulso ioniza os átomos e lança os elétrons para o detector MCP onde são contabilizados seletivamente como mostra a figura 5.2 (b). Nesta figura podemos observar que a população transferida, $45P_{3/2}$, é muito maior quando a amostra é mais densa (curva vermelha), o que está em concordância com o esperado já que para densidades maiores menor é a distância interatômica, e consequentemente maior a interação.

Como dissemos, para nós a transferência pode ser explicada como um efeito da interação binária dos átomos, que deve incluir o fato de que muitos estados estão envolvidos em tal interação. Esta interação foi descrita na seção 2.4, onde apresentamos algumas das curvas de potencial entre dois átomos de Rydberg. Uma consequência da interação, além da modificação dos níveis de energia, é a mistura dos estados atômicos. À medida que os níveis *quasi*-moleculares* são modificados, estes estados passam a adquirir propriedades de outros estados, em outras palavras a função de onda que descreve os estados passa a ser uma combinação linear de todos os estados assintóticos (que formam a base) envolvidos no sistema, ou seja:

$$\widetilde{\psi}_j(R) = \sum_{k=1}^{base} \alpha_{j,k}(R) \psi_k. \quad (5.1)$$

Onde R é a distância interatômica, $\widetilde{\psi}_j(R)$ é a função de onda descrita como uma mistura dos estados da base ψ_k , e $\alpha_{j,k}(R)$ o coeficiente que descreve o caráter que a função $\widetilde{\psi}_j$ adquire de cada elemento ψ_k , de modo que quando $R \rightarrow \infty$, $\alpha_{j,j} = 1$ e $\alpha_{j,k \neq j} = 0$, e consequentemente $\widetilde{\psi}_j = \psi_j$. Definimos como caráter de cada estado $\alpha_{j,k}(R)$ a projeção do estado modificado nos estados a campo zero:

$$\alpha_{j,k}(R) = |\langle \widetilde{\psi}_j(R) | \psi_k \rangle|^2. \quad (5.2)$$

Como os estados que compõem a base devem sempre ser normalizados, à medida que um certo estado adquire maior caráter de outro estado (devido a interação), este perde o próprio caráter. De modo que a normalização é feita garantindo a seguinte relação para qualquer distância interatômica d :

$$\sum_{k=1}^{base} \alpha_{j,k}(d) = 1 \quad (5.3)$$

Para entender o que ocorre, apresentamos na figura 5.3 as curvas de energia para os estados próximos ao estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ em três gráficos distintos. Em (a) apenas as curvas de potencial onde pode ser observada a complexidade dos estados envolvidos. Em (b) e (c) as mesmas curvas, onde a escala de cor foi escolhida tal que o tamanho do ponto, e a transparência representam o fator $\alpha_{j,k}(R)$, ou seja, a projeção sobre um estado

* *quasi*-moleculares pois surgem da interação entre dois átomos podendo ou não formar um estado ligado.

assintótico para os dois estados envolvidos na transferência. Em (b) a escala representa a componente do caráter assintótico do estado excitado $k = 37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ sobre os outros estados apresentados, e em (c) o caráter assintótico $k = 39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ também sobre os estados apresentados. Em ambos os gráficos a cor escolhida representa a interação entre os estados, onde azul representa o estado assintótico escolhido, e as outras cores estados que se modificam via interação com o estado assintótico. De modo que vermelho são os estados que se modificam via interação de dipolo-dipolo, verde dipolo-quadrupolo, roxo quadrupolo-quadrupolo e preto interações de ordem maior.

Figura 5.3 – Curvas de potencial para energia próxima ao estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$, em (a) as curvas e em (b) e (c) a escala de transparência foi alterada a representar o caráter dos estados $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ e $39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ respectivamente.

Fonte: Elaborada pelo autor

Desta figura podemos ver que, de fato, a interação entre os átomos leva a uma mudança significativa nos níveis de energia. E que a energia do par $39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ é muito próxima a do par $37D_{5/2}$, o que leva ao engrandecimento da ressonância Förster a curtas distâncias. Isso ocorre dado que a proximidade dos níveis de energia leva também a uma mudança significativa do caráter dos estados quando os átomos se aproximam, como pode ser observado em (b) e (c). À medida que as curvas de energia se aproximam, o estado inicial $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ perde sua característica assintótica (linhas azuis em (b)), e passa a se comportar significativamente como o estado $39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ (linhas vermelhas em (c)), o que leva à excitação deste estado e consequentemente à transferência de população.

Para uma análise quantitativa da projeção entre os estados de interesse, apresentamos na figura 5.4 valores de $\alpha_{j,k}$ em função da distância interatômica R para os casos onde k (estado assintótico) é o estado produto da transferência $39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ (considerando todas as combinações de m_j) e j as três possíveis combinações de m_j do estado excitado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ ($m_j = 1/2, -1/2, m_j = 3/2, -3/2$ e $m_j = 5/2, -5/2$ na base onde a simetria total é $M = m_{j_1} + m_{j_2} = 0$).

Figura 5.4 – Projeção $\alpha_{j,k}(R)$ dos estados de interesse em função da distância interatômica R . As curvas representam o caráter assintótico $k = 39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ do estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$.

Fonte: Elaborada pelo autor

A figura 5.4 mostra que para longas distâncias os estados do par atômico $37D_{5/2}$ não possuem nenhum caráter do estado produto $39P_{3/2} + 35F_{7/2}$. Mas à medida que a distância é diminuída, todas as projeções do estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$ adquirem uma parcela significativa do estado produto, chegando até mesmo a 50% da componente total desses estados quando $R \approx 1 \mu\text{m}$. Mesmo sendo um valor alto o resultado está em concordância com as taxas de transferência observadas experimentalmente por nós como será descrito a seguir.

Outra consequência da interação em altas densidades, é o alargamento da ressonância atômica. Isto acontece, pois, como pode ser visto nos gráficos da figura 5.3 existe também uma quebra na degenerescência das projeções de cada combinação dos estados do par atômico. Essa quebra, aparece no espectro atômico como um alargamento das linhas de ressonância devido à possibilidade de se excitar cada projeção que agora possui uma energia ligeiramente diferente. A figura 5.5 (a) mostra um espectro da excitação dos átomos no estado $37D_{5/2}$ para os dois regimes de densidade $\sim 10^{10}$ átomos/cm³ na AMO e $\sim 10^{12}$ átomos/cm³ na AOD. E em (b) o espectro para altas densidades para as populações $37D_{5/2}$ e $39P_{3/2}$ separadas.

Figura 5.5 – (a) Espectro de excitação do estado $37D_{5/2}$ para os dois regimes de densidade. (b) espectro das populações excitadas e transferidas no regime de alta densidade.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 5.5 (a) podemos ver, além do alargamento, uma ligeira modificação da posição central da ressonância. O espectro para a maior densidade apresenta uma largura de linha ($w_{AOD} = 9$ MHz) cerca de 3 vezes maior que a ressonância em baixa densidade ($w_{AMO} = 3$ MHz) e um desvio de 4 MHz para o vermelho da posição central. Além do desvio, um segundo pico à aproximadamente 26 MHz para o azul da linha a baixa densidade aparece, com cerca de 8 MHz de largura. Este pico pode indicar a excitação do estado *quasi*-molecular $37D_{5/2}$ de projeções $m_j = 5/2$ e $m_j = -5/2$ que pode ser visto na figura 5.3 (b) como o único estado, em azul, que tem a energia deslocada para valores positivos. Tanto o desvio, quanto o alargamento e até o aparecimento do pico adicional podem ser completamente explicados através das curvas de potencial. O pequeno pico à ~ 20 MHz, para o vermelho, no espectro a baixa densidade é um efeito de saturação da excitação, reflexo de um fenômeno conhecido como Autler-Townes (91), e nada diz respeito à interação entre os átomos.

A figura 5.5 (b) apresenta o espectro para altas densidades para as diferentes populações $37D_{5/2}$ e $39P_{3/2}$. Neste caso podemos ver que o espectro da população transferida é ligeiramente mais fino, e também a ausência do pico a direita. Ambos os efeitos podem estar relacionados a uma possível regra de seleção, na interação que atua na transferência, já que nem todos os estados, agora não degenerados, necessariamente adquirem caráter do estado produto.

Para estudar a dependência da transferência em função da distância interatômica, medimos as populações para diferentes densidades na AOD. Isso foi feito provando a amostra para diferentes tempos de vida da própria AOD. Como esta armadilha possui um volume fixo, definido pelo laser de aprisionamento, e o tempo de vida leva a um decaimento natural da população aprisionada, este procedimento leva a uma medida em função da densidade atômica. Durante o tempo de vida da AOD aplicamos uma sequência de trem de pulsos, a uma taxa de 100 Hz, onde os átomos de Rydberg foram excitados e detectados a cada pulso, esta sequência é a mesma apresentada na figura 5.2 (a). No gráfico 5.6 (a), mostramos uma curva de decaimento da densidade da armadilha, obtida através da

técnica de imagem por absorção. E em (b), mostramos a população de átomos de Rydberg detectados seletivamente para o estado excitado $37D_{5/2}$ e para o estado transferido $39P_{3/2}$. Cada ponto representa uma média de 10 medidas e a barra de erro o respectivo desvio padrão.

Figura 5.6 – (a) Medida da densidade da armadilha de dipolo em função do tempo. (b) exemplo de um sinal obtido das populações em função do tempo.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 5.6 podemos observar que o tempo de vida da armadilha é diferente do que foi apresentado na seção 4.3.2, onde neste caso o decaimento é ligeiramente mais rápido ($\tau = 625 \text{ ms}$). Isso se dá ao fato de que para uma calibração correta da densidade, neste experimento, o tempo de vida deve ser medido com a aplicação do trem de pulsos que excitam os estados de Rydberg. Como é uma transição de dois fótons e o primeiro fóton é em ressonância com a transição $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2}$, feita na intensidade de saturação, o número de átomos excitados é relativamente alto. Isto leva à perda de átomos na armadilha mais rapidamente que o decaimento natural apresentado no capítulo 3. Em (b) vemos que o número de átomos excitados, e transferidos, ao longo do tempo de vida não segue um comportamento puramente exponencial, já que mecanismos não triviais governam suas populações.

Uma vez obtidas as populações em função do tempo de vida da armadilha, e conhecendo seu decaimento, podemos recuperar e analisar as populações em função da densidade. Um parâmetro importante a se observar é a fração de transferência, que é definida pela razão entre a população no estado produto e a população total (28):

$$f_{trans} = \frac{Pop(nP) + Pop(nF)}{Pop(nD) + Pop(nP) + Pop(nF)}, \quad (5.4)$$

onde $Pop(x)$ é a população total detectada em cada estado x . Para nosso experimento utilizamos um dispositivo eletrônico integrador conhecido como “Boxcar”. Este dispositivo integra no tempo um sinal elétrico de entrada em uma certa janela temporal. Integrando o sinal obtido pelo detector de elétrons, com as janelas temporais cobrindo os diferentes estados atômicos, podemos obter a população total em cada estado. Um exemplo da região integrada pode ser observado na região definida por linhas pontilhadas na figura 5.2

(b). Devido à proximidade de energia entre os estados $nD_{5/2}$ e $(n-2)F_{7/2}$ nosso sistema não permite a separação destes dois picos, de modo que parte da população no estado $(n-2)F_{7/2}$ é contabilizada junto com a população do estado $nD_{5/2}$. Devido a esta limitação experimental, a porcentagem de população transferida, em nosso experimento, deve ser calculada da seguinte forma:

$$f_{trans} = \frac{2 \times Pop(nP)}{Pop(nD) + Pop(nP)}. \quad (5.5)$$

Esta modificação permite o cálculo da fração da população transferida sem nenhuma perda de informação. A figura 5.7 mostra evolução das populações em função da densidade, e ao lado a fração da transferência, ambas para a excitação do estado $37D_{5/2}$.

Figura 5.7 – (a) Evolução das populações nos estados $37D_{5/2}$ e $39P_{3/2}$ em função da densidade e em (b) a evolução da fração transferida.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 5.7 (a) podemos ver que existe uma saturação nas populações em $37D_{5/2}$ e $39P_{3/2}$, bem como uma saturação na fração transferida, assim como observado em (87) por K. Younge e colaboradores. Tanto em nossa medida, quanto o observado em (87), mostram um alto valor para a transferência, o que está em concordância com o resultado obtido em nosso cálculo teórico apresentado na figura 5.4. Uma forma de entender o efeito da saturação na população transferida é olhar as populações nos estados nP em função das populações em nD , como mostrado na figura 5.8.

Nesse caso, a figura 5.8 mostra que não existe saturação da transferência em função da população do estado excitado, mesmo quando este já está saturado em função da densidade da amostra. Mostrando que, apesar de haver uma saturação da porcentagem de átomos transferidos, isto é um reflexo do que ocorre com a excitação do estado $nD_{5/2}$. Como estamos com uma amostra mais densa, atingimos um limite onde os átomos estão tão próximos que a interação entre eles é forte o suficiente para que ocorra o bloqueio na excitação. (13) Ou seja, acreditamos que a supressão na porcentagem de átomos transferida não seja uma manifestação de efeitos de muitos corpos, como apresentado em (87), mas sim um reflexo da menor taxa de excitação de estados $nD_{5/2}$ devido ao efeito de bloqueio de excitação.

Figura 5.8 – População no estado $45P_{3/2}$ em função da população em $43D_{5/2}$. A linha sólida representa o ajuste por uma lei de potência do tipo ρ^δ . Um pequeno gráfico foi inserido mostrando o valor encontrado para δ em função dos estados analisados.

Fonte: Elaborada pelo autor

Além disso a população transferida apresenta uma dependência quadrática com a população do estado excitado, o que sugere um efeito de dois corpos e não muitos corpos como afirmado por K. Younge e colaboradores. Na figura 5.8 mostramos um gráfico da população no estado $45P_{3/2}$ em função da população em $43D_{5/2}$, onde podemos ver claramente a ausência de qualquer saturação. A linha preta é um ajuste por uma lei de potência do tipo ρ^δ , onde δ é o parâmetro livre. No gráfico também podem ser vistos valores de δ para vários outros estados. Como δ é sempre 2, podemos afirmar que a transferência de população é um efeito de dois corpos, mesmo em estados onde a ressonância Förster é menor.

Para confirmar que estamos mesmo vendo apenas um efeito do bloqueio de excitação, aplicamos um modelo clássico de esfera rígida (92), amplamente utilizado para ilustrar esse fenômeno. Esse modelo considera os átomos excitados como esferas rígidas, onde, a partir do momento que um átomo é excitado, um segundo não pode ser excitado dentro de uma distância menor que o raio desta esfera, chamado de raio de bloqueio, r_{bl} . Uma descrição mais completa do modelo será feita a seguir.

5.3 Modelo de esfera rígida para o bloqueio de excitação

Neste modelo, utilizado para explicar o efeito da saturação numa amostra de átomos de Rydberg, quando um átomo é excitado ele passa a ocupar um volume definido por $V_{bl} = (4/3)\pi r_{bl}^3$, e o volume disponível para a excitação dos demais átomos é reduzido de V_{bl} . À medida que mais átomos são excitados, menor é o volume disponível para a excitação de novas partículas levando a um efeito de saturação. A figura 5.9 ilustra esse efeito.

Figura 5.9 – Exemplo de duas amostras de átomos de Rydberg. Em (a) a amostra está longe do regime de saturação, enquanto que em (b) a mesma está saturada. Os pontos vermelhos e azuis representam átomos no estado fundamental e no estado de Rydberg respectivamente, a linha pontilhada azul define o raio de bloqueio neste exemplo.

Fonte: Elaborada pelo autor

Esse modelo considera os átomos excitados como esferas rígidas, onde, uma vez excitado o átomo, um segundo não pode ser excitado dentro do raio r_{bl} desta esfera rígida, apresentado como linhas pontilhadas azuis na figura 5.9. Nesta figura apresentamos duas situações distintas, em (a) uma amostra atômica, num regime longe da saturação, onde a probabilidade de excitação dos átomos de Rydberg, pontos azuis, ainda é alta em função dos átomos no estado fundamental, pontos vermelhos. Em (b) o exemplo de uma amostra saturada, onde a probabilidade de excitar um novo átomo de Rydberg, azul, é muito baixa, dado que quase todo o volume da amostra está ocupado pelas esferas de bloqueio, linhas pontilhadas azuis. Em ambos os casos, neste modelo, é impossível obter dois átomos de Rydberg, ou pontos azuis, dentro do mesmo volume definido pelos círculos pontilhados.

A descrição matemática deste modelo é feita através da solução de uma equação de taxa que descreve a dinâmica da excitação considerando a taxa com a qual os átomos são criados Γ_1 e/ou destruídos Γ_2 , dada por:

$$\frac{d\rho_{Ryd}}{dt} = \Gamma_1 \xi \rho_g - \Gamma_2 \rho_{Ryd}, \quad (5.6)$$

onde ρ_{Ryd} e ρ_g representam a densidade de átomos no estado de Rydberg e fundamental, respectivamente e ξ uma grandeza relacionada ao volume útil da amostra, definida como $\xi = (1 - \rho_{Ryd} \times V_{bl})$. É interessante notar que, quando não existem átomos excitados, $\rho_{Ryd} \rightarrow 0$ e $\xi \rightarrow 1$, e no outro extremo, quando a amostra está totalmente saturada $\xi \rightarrow 0$.

Para encontrar a equação que descreve a densidade, ou número, de átomos de Rydberg em função da densidade de átomos no estado fundamental da amostra, assumimos que as taxas de excitação, Γ_1 , e decaimento Γ_2 , são as mesmas. Isto pode ser feito já que estamos considerando um sistema de dois níveis cuja solução que nos interessa é no regime estacionário. A solução da equação 5.6, para a densidade de átomos de Rydberg ρ_{Ryd} no regime estacionário, pode ser reescrita para o número total de átomos de Rydberg, num volume constante, em função da densidade de átomos no estado fundamental da seguinte

forma:

$$N_{Ryd}(\rho_g) = \frac{2 + V_{bl}\rho_g - \sqrt{4 + V_{bl}^2\rho_g^2}}{2V_{bl}}. \quad (5.7)$$

Essa equação 5.7 nos fornece um modelo simplificado do efeito do bloqueio de excitação em átomos de Rydberg e é bastante interessante pois permite relacionar diretamente as populações medidas com o raio de bloqueio do estado estudado. A figura 5.10 (a) mostra um exemplo teórico das curvas de bloqueio, utilizando o modelo de esfera rígida, para diferentes estados atômicos, cujo raio de bloqueio utilizado é o valor mais recente reportado na literatura. (80) Ao lado, um ajuste dos dados experimentais da população medida no estado $37D_{5/2}$ pelo modelo da curva de saturação considerando os átomos de Rydberg como esferas duras. Desse ajuste fomos capazes de extrair o raio de bloqueio deste estado como sendo $r_{bl} = 2,84 \pm 0,04 \mu\text{m}$, muito próximo ao valor teórico $r_{bl} = 2,85 \mu\text{m}$ (80)[†].

Figura 5.10 – (a) Curvas teóricas de saturação para diferentes estados de Rydberg. (b) Ajuste dos pontos experimentais da população detectada pelo modelo da esfera rígida.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 5.10 (a) podemos ver que, como esperado, quanto menor o raio de bloqueio mais difícil é atingir o regime de saturação quando comparado a um raio maior, num mesmo volume. Em (b) a população de átomos no estado $37D_{5/2}$ foi ajustada pela equação 5.7, onde apenas o raio de bloqueio r_{bl} , um fator de normalização e um pequeno ajuste na densidade total ζ ($\rho_g \rightarrow \rho_g + \zeta$) foram utilizados como parâmetros livres.

Mesmo sendo um modelo clássico, fomos capazes de encontrar uma boa concordância entre o modelo proposto e os dados experimentais. O intuito desse experimento não foi estudar o bloqueio de excitação, nem os mecanismos que governam tal efeito, mas fomos capazes de determinar o raio de bloqueio para os estados $n = 37$ a 47 , com uma boa concordância com os valores da literatura; $3 \sim 6 \mu\text{m}$, o que é o bastante para solidificar nossa teoria de que a transferência de população a altas densidades continua sendo um efeito de dois corpos apenas. Cujas saturação na transferência é apenas um reflexo da saturação da excitação dos estados de interesse.

[†] Esse número foi obtido através da média simples dos valores de r_{bl} para as três projeções do estado $|37D_{5/2}\rangle$, $m_j = 1/2, 3/2$ e $5/2$ fornecidas em (80).

5.4 Ressonâncias induzidas por campo elétrico

A transferência de população se dá devido à modificação dos estados internos atômicos; que pode ser devido à interação com outros átomos ou à interação com algum campo externo, como explicado anteriormente. Esta ressonância existe naturalmente para o estado $43D_{5/2}$ na ausência de campo elétrico, mas também ocorre em outros estados, de forma menos acentuada, mas sempre se mantendo como um efeito de dois corpos apenas.

Nesse contexto, mostramos em 2010 (26) que é possível fazer uma manipulação dos estados atômicos através da transferência de população induzida pela aplicação de um campo elétrico. Mostramos que a aplicação do campo leva ao surgimento de ressonâncias na transferência das populações em estados cujo efeito é relativamente baixo. No ano seguinte, em 2011, E. Altieri e colaboradores (24), também mostraram a observação de tais ressonâncias, cuja explicação dada era também de um efeito de muitos corpos. Tal interpretação foi obtida através da comparação dos resultados observados experimentalmente com simulações teóricas. Na figura 5.11 (a) apresentamos uma comparação das ressonâncias obtidas por nós em 2010 (26) e em (b) as obtidas em 2011, apresentadas em (24) ambas para o estado $37D$.

Figura 5.11 – Ressonâncias Förster: Em (a) são apresentados os picos de ressonância junto com as curvas de energia devido ao efeito Stark. Em (b) as mesmas ressonâncias comparadas com um modelo teórico de muitos corpos (linha pontilhada vermelha).

Fonte: (a) CABRAL et al. (26); (b) ALTIERE et al. (24)

Em ambos os trabalhos, foram observadas ressonâncias na transferência das populações, mas com interpretações completamente diferentes. Em (a) apresentamos os resultados como uma consequência dos cruzamentos de energia dos pares atômicos envolvidos devido ao efeito Stark. Nessa interpretação, ocorre que devido às diferentes polarizabilidades os estados respondem de forma diferente ao campo externo, levando ao cruzamento de diferentes níveis de energia. Assim, as ressonâncias que ocorrem aos pares atômicos, levam à transferência de população entre o estado excitado, e o estado da correspondente curva de energia que se torna ressonante, no cruzamento, com a aplicação do campo. Já em

(b) os autores consideram a evolução dos estados atômicos no tempo, em um gás de átomos congelados, devido à interação de dipolo-dipolo. O sistema leva em consideração a interação entre $9 \sim 12$ átomos, onde a dinâmica não afeta a transferência na escala de tempo escolhida e a interação de dipolo-dipolo se inicia após a excitação dos estados de Rydberg

Com o intuito de pôr fim a múltiplas interpretações do mesmo efeito, em 2014 realizamos um experimento similar (29) aos realizados em 2010 e 2011, mas agora com um aparato experimental mais sofisticado. Em 2010 nossos experimentos eram realizados utilizando um laser pulsado de corante Nd:Yag, com uma largura de banda de 1500 MHz para a excitação dos estados de Rydberg. Um laser com tal largura de linha limita nossa resolução espectral, e também a excitação individual de estados muito próximos. Nesse contexto, para o avanço de nossas pesquisas construímos um novo sistema laser, apresentado na seção 3.4, cuja largura de linha é de 1 MHz. Uma das grandes vantagens desse laser é a resolução espectral dos estados da estrutura fina atômica, oriunda do acoplamento spin-órbita e também das diferentes projeções m_j , dos estados nD por exemplo. Na figura 5.12, apresentamos dois espectros experimentais do estado $|37D\rangle$ onde podemos ver os dois estados $|37D_{5/2}\rangle$ e $|37D_{3/2}\rangle$, numa varredura de frequência a campo zero (azul), junto com um espectro sobre a ação de um campo elétrico (vermelho) onde podemos ver as diferentes projeções de cada momento angular, $m_j = 1/2$, $m_j = 3/2$ e $m_j = 5/2$.

Figura 5.12 – Espectro do estado $|37D\rangle$ na presença e na ausência de campo elétrico.

Fonte: Elaborada pelo autor

Neste novo experimento comparamos as taxas de transferência, numa amostra de baixa densidade, pouco interagente, com uma amostra de alta densidade, oriunda de nossa AOD. Mais uma vez, no regime de alta densidade, observamos que as ressonâncias induzidas por campo elétrico continuam sendo um efeito de dois corpos.

Como neste experimento utilizamos agora um laser mais fino espectralmente (quando comparado com o experimento de 2011), podemos resolver mais claramente as ressonâncias na transferência devido ao campo, como pode ser visto na figura 5.13 (a).

Nesta figura as ressonâncias são apresentadas, para uma amostra de baixa densidade (linha vermelha), junto com um mapa Stark dos pares de átomos próximos em energia, ao estado alvo, neste caso $|37D_{5/2}\rangle$. Nesta figura, sem nenhum ajuste no eixo $\hat{x}$ entre os dados, fica clara a concordância dos picos com os cruzamentos de energias dos pares atômicos, como previsto em 2010. Ao lado, em (b), apresentamos o estudo de duas ressonâncias específicas em função da densidade atômica.

Figura 5.13 – (a) Mapa Stark dos estados de energia próxima ao estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$. A linha vermelha representa uma medida experimental da transferência de população para baixas densidades. (b) Gráfico da transferência de população para duas ressonâncias indicadas pelo quadrado preto em (a), em função da densidade.

Fonte: Elaborada pelo autor

Podemos ver na figura 5.13 (a) que as ressonâncias Förster induzidas pelo campo elétrico, obtidas experimentalmente, ocorrem exatamente nos cruzamentos de energia entre os estados $37D_{5/3} + 37D_{5/2} \rightarrow 39P_{3/2} + 35l, l > 4$. Além da coincidência das ressonâncias com os cruzamentos de energia, podemos observar em (b) que, dadas as características internas do potencial interatômico, ocorre o alargamento das linhas ressonantes similar ao observado anteriormente na condição de campo zero. Nesse caso o alargamento é tão significativo que leva à saturação da transferência também em função do campo elétrico à medida que a densidade é aumentada.

Ainda nestas condições, se observarmos a dependência da população transferida, com relação a população do estado excitado, vemos mais uma vez a dependência quadrática como mostra a figura 5.14. Tal dependência se mantém como na condição de campo zero. Aplicando o mesmo ajuste utilizado na figura 5.8 obtivemos $\delta = 2,17 \pm 0,02$ e $\delta = 2,03 \pm 0,02$ para a dependência das populações transferidas em função da população excitada nos campos elétricos 1,52 V/cm e 1,60 V/cm. Estes dois valores estão associados às posições de um vale e um pico respectivamente, nas ressonâncias induzidas por campo.

Figura 5.14 – População no estado $39P_{3/2}$ em função da população em $37D_{5/2}$. As linhas sólidas representam o ajuste por uma lei de potência do tipo ρ^δ . Os dados representam as populações em campos onde existe um vale na ressonância (azul), e um pico (verde).

Fonte: Elaborada pelo autor

Por fim, para concluir nossa interpretação de uma interação de apenas dois corpos, onde as características internas do potencial atuam de forma direta, aplicamos o modelo da interação de dois átomos como apresentado na seção 2.4 e também na seção anterior 5.2, mas agora na presença do campo. A presença do campo modifica inicialmente todos os estados atômicos internos, tornando muito mais complexo o cálculo de tais potenciais. A modificação torna o cálculo tão complicado que o impossibilita de ser realizado utilizando recursos computacionais usuais, de modo que para esse modelo contamos com uma colaboração com a Universidade de Oklahoma através do grupo do Professor James P. Shaffer. A universidade de Oklahoma dispõe de um supercomputador capaz de resolver tal modelo e com isso simular as taxas de transferência para diferentes densidades em função também do campo elétrico. Os resultados de suas simulações para a população transferida sobre o efeito do campo elétrico para diferentes regimes de densidade é apresentado na figura 5.15:

Figura 5.15 – Curvas experimentais (pontos azuis) e teóricas (linhas sólidas) da transferência de população em função do campo elétrico para a excitação ressonante do estado $37D_{5/2}$ em diferentes densidades. As linhas pontilhadas representam os regimes inferiores e superiores do cálculo devido a incerteza na densidade da amostra.

Fonte: KONDO et al. (29)

No modelo utilizado pelo Dr. Shaffer apenas a interação entre dois átomos foi

utilizada, considerando também os termos de ordem maior da interação eletrostática como dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo e o efeito Stark, bem como o raio de bloqueio. Onde a população transferida é obtida a partir da comparação com o caráter adquirido no estado excitado, do estado produto assim como no experimento anterior. Os gráficos da figura 5.15 mostram excelente concordância do modelo teórico, linhas vermelhas, com os resultados experimentais, pontos azuis. As linhas pontilhadas vermelhas representam os limites superiores e inferiores do erro estimado no cálculo teórico.

6 BLOQUEIO DE EXCITAÇÃO EM ÁTOMOS DE RYDBERG

Nesta seção será apresentada uma contextualização dos efeitos de bloqueio de excitação e os resultados de um experimento realizado para medir a dependência angular de interações de dipolo em átomos de Rydberg. Neste experimento, utilizamos átomos no estado $50S_{1/2}$ distribuídos em um arranjo *quasi*-unidimensional e medimos a população total de átomos de Rydberg para diferentes orientações de campo elétrico.

6.1 Bloqueio de excitação

Entendemos por bloqueio de excitação quaisquer efeitos que, como o próprio nome já diz, levam ao bloqueio completo, ou redução das taxas de excitação de um certo estado atômico. (13) Este fenômeno é muito comum quando se trabalha com átomos de Rydberg devido à forte interação de longo alcance que esses átomos possuem. Tal interação leva à modificação dos níveis de energia atômicos, de modo que quando a diferença de energia é maior que a largura de linha do laser utilizado para a excitação a probabilidade de excitação desse estado é reduzida drasticamente. Devido à menor probabilidade, dizemos então que a amostra está no regime de bloqueio, e conseqüentemente menos átomos podem ser excitados. O diagrama da Figura 6.1 ilustra esse efeito considerando o diagrama de energia de dois átomos excitados separados por uma distância $\vec{R}$.

Figura 6.1 – Diagrama de energia entre dois átomos separados por uma distância $\vec{R}$.

Fonte: Elaborada pelo autor

No diagrama da figura 6.1 podemos ver que para longas distâncias ($R \gg 5 \mu\text{m}$), a

alteração nos níveis de energia devido ao segundo átomo excitado é muito pequena, sendo possível a excitação simultânea de ambos os átomos. Para distâncias menores, a interação dos dois átomos modifica os níveis de energia do estado excitado $|e, e\rangle$ fazendo com que a probabilidade de excitação seja menor. Por definição, dizemos que quando a modificação na energia em uma distância R , é igual à largura de linha do feixe de excitação, esta distância é chamada de raio de bloqueio r_{rb} . No exemplo da figura 6.1, $r_{rb} = 3,5 \mu\text{m}$, onde $\Delta = \Gamma$.

Efeitos de bloqueio de excitação já foram observados em átomos de Rydberg desde meados da década passada (30, 31, 93), sendo que em nosso laboratório observamos pela primeira vez em 2014 (28) como descrito no capítulo anterior. Nossa proposta, neste experimento, é estudar o controle populacional de uma amostra de átomos de Rydberg através da modificação do potencial de interação entre os átomos. Tal modificação pode ser feita através do controle de um campo elétrico externo sobre a amostra atômica.

6.2 Interação entre átomos no estado $50S_{1/2}$

A interação entre dois átomos em estados nS é isotrópica e puramente repulsiva, devido à própria definição destes estados. (80, 94) Neste caso podemos aproximar a interação entre dois átomos, calculada via diagonalização da matriz de interação considerando vários estados adjacentes num potencial contendo as interações de dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo, por uma interação de van der Waals do tipo $V_{SS}(R) = C_6/R^6$. A figura 6.2 apresenta o cálculo completo do potencial entre dois átomos no estado $50S_{1/2}$ e estados adjacentes.

Figura 6.2 – Interação entre dois átomos no estado $50S_{1/2}$.

Fonte: Elaborada pelo autor

Nesta figura a linha azul apresenta a interação entre dois átomos no estado $50S_{1/2}$ calculada utilizando a matriz de interação. A curva em vermelho representa a aproximação por uma interação de van der Waals do tipo C_6/r^6 , onde o valor obtido para o parâmetro

de interação $C_6 = 15295 \text{ MHz}\mu\text{m}^6$ ($1,01 \times 10^{-59} \text{ Jm}^6$) é muito próximo ao valor obtido em (80) por A. Reinhard e colaboradores. Como a interação é puramente isotrópica, não existe uma dependência angular intrínseca entre os átomos, isso é importante pois facilita a interpretação de nossos dados.

Para estudar a anisotropia da interação interatômica nesse sistema, vamos contar com a aplicação de um campo elétrico externo sobre a amostra. O campo elétrico causa uma mistura entre os estados atômicos que leva ao surgimento de um momento de dipolo atômico não nulo, a interação entre os átomos polarizados por sua vez passa a conter o termo de dipolo-dipolo descrito como:

$$V_{dd}(\vec{R}) = \frac{\vec{P}_1 \cdot \vec{P}_2 - 3(\hat{n} \cdot \vec{P}_1)(\hat{n} \cdot \vec{P}_2)}{|\vec{R}_1 - \vec{R}_2|^3}. \quad (6.1)$$

Onde $\vec{P}$ e $\vec{R}$ são os vetores de momento de dipolo e posição do centro de massa respectivamente, os índices 1 e 2 indicam os parâmetros para o átomo 1 e 2 respectivamente, e $\hat{n}$ o vetor unitário que indica a direção do eixo internuclear. Como ambos os átomos são polarizados pelo mesmo campo elétrico, a orientação e amplitude de $\vec{P}$ será a mesma, de modo que a equação 6.1 pode ser simplificada em:

$$V_{dd}(\vec{R}, \theta) = \frac{C_3}{|\vec{R}|^3} (1 - 3 \cos(\theta)^2). \quad (6.2)$$

Nesta expressão, θ é o ângulo definido entre a orientação do momento de dipolo, ou do campo elétrico externo e a orientação do eixo interatômico e $|\vec{R}| = |\vec{R}_1 - \vec{R}_2|$. O termo C_3 que caracteriza a interação de dipolo-dipolo é definido no S.I. como $C_3 = |\vec{P}|^2 / (4\pi\epsilon_0)$. Na ilustração da figura 6.3 podemos visualizar as componentes $\vec{P}$, $\vec{R}$, $\vec{E}_0$ e θ em um sistema de apenas dois átomos.

Figura 6.3 – Ilustração indicando a orientação de $\vec{P}$, $\vec{R}$, $\vec{E}_0$ e θ em um sistema de dois átomos.

Fonte: Elaborada pelo autor

Agora, na presença do campo externo os átomos passam a interagir sobre um potencial efetivo que contém a interação de van der Waals e Dipolo-Dipolo:

$$V_{ef}(\vec{R}, \theta) = \frac{C_6}{|\vec{R}|^6} + \frac{C_3}{|\vec{R}|^3} (1 - 3 \cos(\theta)^2). \quad (6.3)$$

O parâmetro C_3 pode ser calculado considerando a presença do campo elétrico externo, o qual causa uma mistura nos estados atômicos, levando a um estado final descrito por uma composição de todos os estados utilizados na base atômica. Tal mistura leva ao surgimento de um momento de dipolo elétrico atômico que pode ser obtido da seguinte forma:

$$\vec{P}_{50S_{1/2}} = \sum_{\tilde{\psi}_{50S_{1/2}}} \sum_{n',1,base} |\langle \tilde{\psi}_{50S_{1/2}} | e\vec{r} | \tilde{\psi}_{n'} \rangle|^2, \quad (6.4)$$

onde $\tilde{\psi}_{n'}$ representam todos os estados da base modificados pela presença do campo e $\tilde{\psi}_{50S_{1/2}}$ representa o estado $50S_{1/2}$ também modificado pelo campo. Como toda a informação do cálculo está contida nos estados da base, a somatória deve ser feita para cada componente de $\tilde{\psi}_{50S_{1/2}}$ sobre todos os estados da base, por isso a somatória dupla sobre os estados que formam $\tilde{\psi}_{50S_{1/2}}$ e sobre todos os que compõem a base. Vamos apresentar um exemplo considerando um sistema de apenas três níveis, onde a base é composta por $|\psi_1\rangle$, $|\psi_2\rangle$ e $|\psi_3\rangle$. Neste sistema, na presença de um campo externo os estados da base passam a ser descritos como:

$$\begin{aligned} |\tilde{\psi}_1\rangle &= \alpha_1|\psi_1\rangle + \alpha_2|\psi_2\rangle + \alpha_3|\psi_3\rangle \\ |\tilde{\psi}_2\rangle &= \beta_1|\psi_1\rangle + \beta_2|\psi_2\rangle + \beta_3|\psi_3\rangle \\ |\tilde{\psi}_3\rangle &= \gamma_1|\psi_1\rangle + \gamma_2|\psi_2\rangle + \gamma_3|\psi_3\rangle. \end{aligned} \quad (6.5)$$

De modo que o momento de dipolo do estado $|\tilde{\psi}_1\rangle$ por exemplo, será dado pelo somatório de cada componente de $|\tilde{\psi}_1\rangle$ sobre os estados $|\tilde{\psi}_1\rangle$, $|\tilde{\psi}_2\rangle$ e $|\tilde{\psi}_3\rangle$ que por sua vez também apresentam todos os estados que compõem a base:

$$\vec{P}_1 = |\langle \tilde{\psi}_1 | e\vec{r} | \tilde{\psi}_1 \rangle|^2 + |\langle \tilde{\psi}_1 | e\vec{r} | \tilde{\psi}_2 \rangle|^2 + |\langle \tilde{\psi}_1 | e\vec{r} | \tilde{\psi}_3 \rangle|^2. \quad (6.6)$$

Abrindo todos os termos da equação 6.6 temos:

$$\begin{aligned} \vec{P}_1 &= 2\alpha_1\alpha_2|\langle \psi_1 | e\vec{r} | \psi_2 \rangle|^2 + 2\alpha_2\alpha_3|\langle \psi_2 | e\vec{r} | \psi_3 \rangle|^2 + 2\alpha_3\alpha_1|\langle \psi_3 | e\vec{r} | \psi_1 \rangle|^2 + \\ &\quad \alpha_1\beta_2|\langle \psi_1 | e\vec{r} | \psi_2 \rangle|^2 + \alpha_2\beta_1|\langle \psi_2 | e\vec{r} | \psi_1 \rangle|^2 + \alpha_3\beta_1|\langle \psi_3 | e\vec{r} | \psi_1 \rangle|^2 + \\ &\quad \alpha_1\beta_3|\langle \psi_1 | e\vec{r} | \psi_3 \rangle|^2 + \alpha_2\beta_3|\langle \psi_2 | e\vec{r} | \psi_3 \rangle|^2 + \alpha_3\beta_2|\langle \psi_3 | e\vec{r} | \psi_2 \rangle|^2 + \\ &\quad \alpha_1\gamma_2|\langle \psi_1 | e\vec{r} | \psi_2 \rangle|^2 + \alpha_2\gamma_1|\langle \psi_2 | e\vec{r} | \psi_1 \rangle|^2 + \alpha_3\gamma_1|\langle \psi_3 | e\vec{r} | \psi_1 \rangle|^2 + \\ &\quad \alpha_1\gamma_3|\langle \psi_1 | e\vec{r} | \psi_3 \rangle|^2 + \alpha_2\gamma_3|\langle \psi_2 | e\vec{r} | \psi_3 \rangle|^2 + \alpha_3\gamma_2|\langle \psi_3 | e\vec{r} | \psi_2 \rangle|^2, \end{aligned} \quad (6.7)$$

onde na equação 6.7 apenas os termos $|\langle \psi_i | e\vec{r} | \psi_i \rangle| = 0$ foram removidos, simplificando e combinando os termos iguais chegamos em:

$$\begin{aligned} \vec{P}_1 &= (\alpha_1(2\alpha_2 + \beta_2 + \gamma_2) + \alpha_2(\beta_1 + \gamma_1))|\langle \psi_1 | e\vec{r} | \psi_2 \rangle|^2 + \\ &\quad (\alpha_2(2\alpha_3 + \beta_3 + \gamma_3) + \alpha_3(\beta_2 + \gamma_2))|\langle \psi_2 | e\vec{r} | \psi_3 \rangle|^2 + \\ &\quad (\alpha_3(2\alpha_1 + \beta_1 + \gamma_1) + \alpha_1(\beta_3 + \gamma_3))|\langle \psi_3 | e\vec{r} | \psi_1 \rangle|^2. \end{aligned} \quad (6.8)$$

De modo que para o cálculo do momento de dipolo precisamos conhecer os elementos de matriz entre todos os estados da base e as componentes que descrevem o caráter de cada estado na presença do campo. Como cada componente, α , β e γ em nosso exemplo vai depender da amplitude de campo, antes de partir para o cálculo completo do momento de dipolo precisamos estimar a ordem de grandeza do campo que pretendemos utilizar. Para o experimento proposto escolhemos trabalhar com um campo elétrico cuja energia do estado $50S_{1/2}$ esteja exatamente no meio de dois cruzamentos de energia com os estados hidrogenóides, mais especificamente entre o 3º e o 4º cruzamentos. Nesta região, temos um parâmetro absoluto de calibração do campo elétrico durante o experimento, que são os próprios cruzamentos, mantendo o pico escolhido no centro dos dois cruzamentos podemos garantir com precisão a amplitude do campo escolhida. A posição entre o 3º e o 4º cruzamentos foi escolhida pois neste campo (no regime assintótico) a interação de dipolo-dipolo é da mesma ordem que a interação de van der Waals.

O momento de dipolo para o estado $50S_{1/2}$, na presença de um campo elétrico de fundo de amplitude $E_0 = 2,37 \text{ V/cm}$ é dado por $P_{50S}(E_0) = -1,029 \times 10^{-27} \text{ Cm}$. Uma vez obtido o momento de dipolo elétrico, o parâmetro de interação C_3 pode ser calculado como $C_3 = 14,375 \text{ MHz}\mu\text{m}^3$ ($9,525 \times 10^{-45} \text{ Jm}^3$). Com esses valores podemos comparar o potencial puramente isotrópico (V_{SS}) com o potencial efetivo (equação 6.3) como mostra a figura 6.4.

Figura 6.4 – (a) interação de van der Waals (linha preta) e potencial efetivo (equação 6.3) (linhas azul e vermelha) e (b) razão entre o potencial efetivo e a interação de van der Waals.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 6.4 (a) podemos comparar o valor absoluto do potencial efetivo para as orientações $\theta = 0^\circ$ e $\theta = 90^\circ$ com o potencial devido à interação de van der Waals, a linha pontilhada marca a posição onde o potencial isotrópico atinge o valor de 1 MHz, que é o valor típico da largura dos lasers utilizados para a excitação. Esse valor corresponde a um raio de bloqueio de $r_{rb} = 4,98 \mu\text{m}$, condizente com o obtido em (80) por A. Reinhard e colaboradores. Na figura 6.4 (b) temos a razão entre o potencial efetivo e o potencial isotrópico, esta figura mostra que para a orientação de $\theta = 0^\circ$, o potencial efetivo é menor que o potencial de van der Waals, o que indica que nessas condições podemos obter uma

amostra com mais átomos de Rydberg, considerando o mesmo volume que uma amostra a campo zero. Já quando a orientação dos dipolos é $\theta = 90^\circ$, o potencial efetivo é maior que o potencial de van der Waals, levando a uma amostra cujo bloqueio leva à menor excitação de átomos de Rydberg.

6.3 Medida da dependência angular da interação

Com o potencial agora anisotrópico, e dependente da orientação do campo externo, preparamos um experimento onde o campo elétrico tem a orientação variada com relação ao eixo de uma distribuição *quasi*-unidimensional de átomos. A anisotropia pode ser observada desde que se tenha um sistema atômico onde os átomos estão dispostos preferencialmente sobre um dos eixos, caso isso não ocorra é impossível definir um ângulo θ constante sobre toda a amostra. Na figura 6.5 temos uma comparação entre um sistema 3D (a) oriundo, por exemplo, de uma AMO e um sistema próximo a 1D de átomos aprisionados em uma AOD por exemplo.

Figura 6.5 – Ilustração comparando uma amostra tridimensional (a) com uma unidimensional (b).

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 6.5 (a) vemos que não existe um ângulo bem definido entre a distribuição dos eixos nucleares e o momento de dipolo induzido, onde $\theta_{1,2}$, $\theta_{1,3}$ e $\theta_{1,4}$ são significativamente distintos. O que pode ser evitado quando se usa uma AOD por exemplo, escolhendo apropriadamente parâmetros como λ e w_0 podemos ter uma distribuição bem próxima da unidimensionalidade. Neste caso, apesar dos átomos não estarem exatamente dispostos sobre o mesmo eixo os ângulos $\varphi_{1,2}$, $\varphi_{1,3}$, $\varphi_{1,4}$ são muito próximos entre si.

Nosso experimento inicia-se então com os átomos inicialmente aprisionados em uma armadilha de dipolo cuja cintura é tipicamente $\sim 15 \mu\text{m}$. Como estamos estudando o estado $50S_{1/2}$ cujo raio de bloqueio é da ordem de $5 \mu\text{m}$, acreditamos que este sistema deve se comportar como um sistema unidimensional, uma vez que o comprimento da armadilha é da ordem de $800 \mu\text{m}$. O volume de excitação é definido pelo volume onde ocorre a sobreposição entre a distribuição de átomos e o feixe de excitação em 480 nm . O feixe de excitação de 780 nm é expandido e compreende todo o volume da armadilha. A

entrada do feixe de 480 nm na câmara se dá por uma janela que está no mesmo plano da armadilha, porém em um ângulo de $22,5^\circ$ com relação ao eixo da armadilha. Esse ângulo faz com que a área iluminada se comporte como uma elipse, onde o semi-eixo menor tem tamanho correspondente a cintura do feixe $w_0 = 89,85 \mu\text{m}$ e o semi-eixo maior tamanho $b = w_0 / \sin(22,5^\circ) = 234,79 \mu\text{m}$. A figura 6.6 é uma ilustração em escala da armadilha e da região de excitação correspondente à superposição da armadilha e feixe de excitação. Nessas considerações o volume que contém a amostra de átomos de Rydberg em nosso sistema é de $v_{exc} \approx 9 \times 10^{-7} \text{ cm}^3$.

Figura 6.6 – Ilustração em escala comparando a região de aprisionamento e a região iluminada pelo feixe de 480 nm.

Fonte: Elaborada pelo autor

Para a criação do estado polarizado escolhemos aplicar um campo de amplitude E_0 que corresponde à região intermediária entre dois cruzamentos. O primeiro passo experimental é então encontrar essa região em nosso experimento. Isso é feito através de várias varreduras de campo com o laser de excitação de 480 nm travado em diferentes frequências. A figura 6.7 mostra em (a) um mapa Stark teórico na região próxima ao cruzamento escolhido. Em (b) o exemplo de uma varredura de campo experimental e em (c) uma combinação de várias varreduras.

Figura 6.7 – (a) mapa Stark próximo a região de interesse do experimento. (b) Exemplo de uma varredura de campo elétrico para uma dada frequência do feixe de 480 nm e (c) combinação de várias varreduras compondo um mapa Stark experimental.

Fonte: (a) Elaborada pelo autor (b) GONÇALVES; MARCASSA (95)

O gráfico da figura 6.7 (a) nos indica a posição do campo escolhido, que deve ser a mesma do encontrado experimentalmente. A linha azul corresponde ao estado adiabático

$50S_{1/2}$, a linha vermelha (na região indicada pela linha pontilhada) ao estado não-adiabático $50S_{1/2}$, que surge do cruzamento com o estado $47H$ e as linhas cinzas a outras projeções, de maior momento angular, do mesmo estado 47. A varredura em (b) é para a frequência escolhida utilizando (a), nesta frequência o pico do estado $50S_{1/2}$ está equidistante aos picos laterais que surgem devido ao cruzamento com os estados hidrogenóides. Estes cruzamentos podem ser observados no mapa experimental em (c), aqui podemos comparar a medida do mapa com a teoria e identificar a frequência de ressonância e o campo a ser utilizado.

Conhecendo então a amostra e o campo a ser utilizado, passamos para a excitação e detecção dos átomos de Rydberg seguindo a mesma sequência temporal apresentada no capítulo 5 (figura 5.2 (a)). Diferentemente do experimento anterior, neste todos os átomos foram contabilizados na mesma janela temporal do *Boxcar*, uma vez que a ideia é contabilizar todos os átomos que foram excitados, independente do estado que se encontram na detecção. A figura 6.8 mostra as curvas de saturação de população de átomos de Rydberg em função da densidade da AOD para diferentes orientações de campo elétrico. As curvas foram normalizadas para a população final na condição de campo zero.

Figura 6.8 – Curvas de saturação da população no estado $50S_{1/2}$ para diferentes orientações de campo elétrico.

Fonte: GONÇALVES; MARCASSA (95)

Nesta imagem, figura 6.8, vemos que é possível atingir a saturação em nossa amostra (para os átomos no estado $50S_{1/2}$), e que a saturação varia em torno da curva para campo zero (estrelas cinzas), à medida que o campo é alterado. O fato das curvas serem diferentes é uma consequência direta que estamos de fato alterando as propriedades do potencial interatômico. Além das curvas variarem, como era esperado para maiores ângulos, a interação efetiva $V_{ef}(R, \theta) = V_{SS}(R) + V_{dd}(R, \theta)$ é maior, uma vez que o termo $V_{dd}(R, 90^\circ)$ é positivo. Uma maior interação leva a amostra à uma saturação mais rápida, já que menos átomos podem preencher um mesmo volume. O inverso ocorre para ângulos menores, já que o termo $V_{dd}(R, 0^\circ)$ possui sinal negativo, o que leva a um menor potencial

efetivo, e consequentemente mais átomos podem ser colocados no mesmo volume, levando as curvas a um número maior de átomos na saturação.

Um fenômeno interessante ocorre para a orientação de campo no ângulo de $\theta = 54,7^\circ$. Neste ângulo, chamado de ângulo mágico, a interação de dipolo é anulada, levando o potencial efetivo a conter apenas o termo da interação de van der Waals, mesmo quando a amostra está sujeita a um campo externo. Neste ângulo (pontos pretos no gráfico), a curva de saturação atinge o mesmo número de átomos que a condição de campo zero. Isto é um indicativo de que o termo angular da interação foi anulado.

É possível notar que o começo da curva para o ângulo mágico é ligeiramente diferente que o da curva para campo zero nesta mesma região de densidades. Nós acreditamos que isso seja devido ao fato que, antes da amostra atingir a saturação, o eixo internuclear ainda não está bem definido, o que leva a distribuição atômica a possuir uma orientação do momento de dipolo que, na média, não pode ser definida como o ângulo mágico. À medida que mais átomos são excitados, devido à geometria da amostra, estes têm maior probabilidade de serem criados ao longo do eixo axial da armadilha, assim a distribuição passa então a se comportar como *quasi*-unidimensional.

Para comprovar que podemos de fato anular o termo da interação de dipolo-dipolo apenas devido a orientação do campo, realizamos as mesmas medidas para diferentes amplitudes de campo a ângulo fixo, para o ângulo mágico. Nesta medida, figura 6.9 (a), escolhemos seis amplitudes de campo que dizem respeito a posição intermediária entre os 7 primeiros cruzamentos evitados do estado $50S_{1/2}$ com os hidrogenóides.

Figura 6.9 – Curvas de saturação da população no estado $50S_{1/2}$ para diferentes orientações de campo elétrico.

Fonte: GONÇALVES; MARCASSA (95)

A figura 6.9 (a) mostra as diferentes curvas de saturação para diferentes amplitudes de campo, aqui podemos ver que as curvas têm o mesmo comportamento. Em (b) temos o desvio padrão da média das curvas em (a), deste gráfico podemos ver que as curvas possuem o mesmo valor dentro de um erro de 8%. O fato das curvas se comportarem da mesma forma é um forte indicativo de que estamos de fato anulando o termo de dipolo-dipolo da interação mesmo na presença do campo. Isso pode ser evidenciado pelo fato que o parâmetro de interação de dipolo-dipolo C_3 tem uma forte dependência com o

campo, como pode ser visto na figura 6.10 (a). A variação no parâmetro C_3 faz com que a probabilidade de excitação dos átomos seja modificada, no caso onde $\theta \neq 57,4^\circ$ como pode ser visto em (b).

Figura 6.10 – (a) Valores de C_3 para diferentes valores de campo. (b) Probabilidade de excitação, normalizada para o maior valor, devido a diferença de C_3 .

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 6.10 (a) apresentamos os diferentes valores de C_3 para os campos utilizados na medida onde a orientação foi mantida fixa. Aqui podemos ver que o parâmetro tem uma variação de 3 vezes entre o valor inicial e o valor final para os campos utilizados. O gráfico (b) mostra a probabilidade de excitação, normalizada, considerando apenas o desvio de energia devido ao potencial efetivo para cada campo. A probabilidade de transição, considerando um sistema de dois níveis acoplados por um campo oscilante na aproximação mais simples, é proporcional ao inverso do desvio de energia da ressonância $P_{exc} \propto 1/\Delta^2$, e foi calculada usando potencial efetivo na posição onde $R = 4,98 \mu\text{m}$. A normalização foi feita para o valor de maior probabilidade a fim de mostrar que relativamente, para um ângulo diferente de $54,7^\circ$ as curvas de saturação, obtidas nas mesmas condições, devem terminar em diferentes populações de átomos de Rydberg. Este é um modelo bastante simplificado e serve apenas como ilustração dos efeitos relativos que podem ocorrer para diferentes C_3 . Os dois gráficos da figura 6.10 mostram que mesmo uma pequena variação no campo, pode levar a uma mudança significativa na interação e consequentemente na probabilidade de excitação do estado alvo. Como a medida foi feita para o ângulo mágico, os efeitos da variação de C_3 em função da amplitude de campo foram suprimidos, confirmando a nossa capacidade de anular a interação de dipolo-dipolo através da orientação do campo.

Assim como no experimento apresentado anteriormente, vamos utilizar o modelo de esfera rígida para extrair mais informações de nossos resultados. Agora, como temos uma interação mais sofisticada e diferentes populações para cada ângulo, podemos trabalhar o modelo afim de conseguir um ajuste dos dados experimentais. Por definição, o raio de bloqueio é a distância interatômica onde o potencial é modificado pelo mesmo valor de energia da largura do laser utilizado na excitação:

$$V_{ef}(r_{rb}, \theta) = \Gamma. \quad (6.9)$$

Aplicando o potencial efetivo (equação 6.3) na equação 6.9 e substituindo $\Gamma = 1$ MHz, vamos encontrar seis possíveis soluções para o raio de bloqueio, onde a única que possui significado físico será:

$$r_{rb}(\theta) = \left(\frac{C_3 (1 - 3 \cos(\theta)^2) + \sqrt{4C_6 + C_3^2 (1 - 3 \cos(\theta)^2)^2}}{2} \right)^{1/3}. \quad (6.10)$$

A expressão 6.10 pode ser substituída na equação 5.7, de modo que teremos uma expressão que modela a densidade de átomos de Rydberg em função dos parâmetros de interação, o ângulo θ e a densidade da amostra ρ :

$$\rho_{Ryd}(\theta) = \frac{3 - \frac{3}{2} \sqrt{\frac{4}{9} \pi^2 \rho^2 (\sqrt{4C_6 + PC_3(\theta)^2} + PC_3(\theta))^2 + 4}}{2\pi (\sqrt{4C_6 + PC_3(\theta)^2} + PC_3(\theta))} + \frac{\rho}{2}, \quad (6.11)$$

onde $PC_3(\theta) = C_3(1 - 3 \cos(\theta)^2)$. Como a interação a campo zero é bem conhecida, e os pontos experimentais foram normalizados para os valores nesta mesma condição, dividindo a expressão 6.11 pela expressão para a densidade de átomos de Rydberg a campo zero podemos encontrar uma expressão normalizada para o número de átomos excitados. Para isso fazemos a razão entre a equação 6.11 pela equação 5.7 onde nesta substituímos o valor teórico do raio de bloqueio ($r_{Rb} = 4,98 \mu\text{m}$) para campo zero, obtendo:

$$N_{Ryd}(\theta) = \frac{2r_{rb}^3 \left(\frac{3}{2} \sqrt{\frac{4}{9} \pi^2 \rho^2 (\sqrt{4C_6 + PC_3(\theta)^2} + PC_3(\theta))^2 + 4} - 3 \right)}{(\sqrt{4C_6 + PC_3(\theta)^2} + PC_3(\theta)) (\sqrt{4\pi^2 \rho^2 r_{rb}^6 + 9} - 2\pi \rho r_{rb}^3 - 3)} + \frac{1}{6} (\sqrt{4\pi^2 \rho^2 r_{rb}^6 + 9} + 2\pi \rho r_{rb}^3 + 3). \quad (6.12)$$

Por fim, substituímos na equação 6.12 o valor da densidade de átomos no estado fundamental $\rho = 5 \times 10^{11}$ átomos/cm³ ou $\rho = 0,5$ átomos/ μm^3 (obtido experimentalmente), chegando então a uma expressão normalizada para o número de átomos de Rydberg dependente somente dos parâmetros de interação C_3 e C_6 e do ângulo θ . Com esta expressão podemos então fazer um ajuste dos pontos experimentais das populações finais de átomos de Rydberg para cada orientação de campo como mostra a figura 6.11.

Nesta figura os pontos azuis representam uma média dos últimos 5 pontos (maiores densidades) para cada orientação de campo, e as barras de erro o respectivo desvio padrão. A linha vermelha é um ajuste dos pontos utilizando a expressão encontrada na equação 6.12. Podemos ver que existe uma boa concordância entre o modelo utilizado e os pontos experimentais. Neste ajuste os parâmetros livres foram apenas os parâmetros de interação C_3 e C_6 .

A tabela 6.1 mostra uma comparação entre os valores teóricos e os valores encontrados utilizando o ajuste, o erro apresentado no valor experimental é o erro obtido no ajuste.

Figura 6.11 – População final de átomos excitados (normalizada para a população excitada a campo zero) em função do ângulo do campo elétrico.

Fonte: GONÇALVES; MARCASSA (95)

Tabela 6.1 – Parâmetros de interação obtidos experimentalmente.

Parâmetro	Valor teórico	Valor experimental 1	Valor experimental 2
C_6 (MHz μm^6)	15295	18418 ± 1	16794 ± 1
C_3 (MHz μm^3)	14,375	99 ± 7	92 ± 6

Fonte: Elaborada pelo autor

Pela tabela 6.1 podemos ver que o valor experimental (coluna valor experimental 1) obtido para o parâmetro C_6 é próximo ao valor teórico, com um erro de 16%. Já o valor obtido para o parâmetro C_3 é cerca de sete vezes maior que o valor calculado teoricamente. Essa grande diferença pode ser entendida se analisarmos diversos fatores:

1. Para a obtenção da função que ajusta os pontos precisamos colocar a densidade atômica da amostra que foi determinada através da imagem de absorção. Apesar de ser uma técnica precisa, um pequeno erro nessa grandeza pode acarretar na imprecisão de C_3 e C_6 .
2. O modelo de esfera rígida é o modelo mais simplificado para se explicar o efeito de bloqueio, e sabemos que não é capaz de prever os efeitos de excitação quando a amostra está no regime de saturação (isso pode ser observado na figura 5.10 (b) onde a curva de saturação foi ajustada por tal modelo). Isso se dá uma vez que a excitação atômica é um fenômeno quântico e probabilístico, ao contrário do que prevê este modelo clássico.
3. Por último, o cálculo de C_3 foi feito considerando-se apenas a interação do átomo com o campo para a determinação do momento de dipolo elétrico. Esse cálculo é aceitável no regime assintótico onde as interações interatômicas não são significativas. Mas no regime de saturação, onde as curvas de potencial são drasticamente alteradas, um modelo mais sofisticado deve ser utilizado para a determinação de C_3 . Tal modelo,

considerando a interação entre dois átomos e o caráter de muitos níveis como feito no capítulo 2 (figura 2.8) e também no capítulo 5 (figura 5.3) ainda não foi implementado uma vez que o cálculo de tais potenciais na presença de campo elétrico é muito dispendioso computacionalmente. Como o campo quebra a degenerescência dos estados, devem ser utilizados todos os estados l para cada n , a base atômica para tal cálculo é extremamente grande para ser realizada com computadores comuns. Nosso colaborador na Universidade de Oklahoma, que possui um dos supercomputadores mais modernos do mundo já iniciou tais cálculos e cuja solução deve ser apresentada dentro de alguns meses.

Apenas como critério de comparação, o mesmo ajuste foi realizado adicionando uma correção ϕ no ângulo θ como um terceiro parâmetro livre ($\theta \rightarrow \theta + \phi$). Fazendo o ajuste nestas condições encontramos uma correção de apenas $\phi \approx 4^\circ$ para o melhor ajuste, e os valores para os parâmetros de interação são apresentados na terceira coluna da tabela 6.1. Aqui vemos que mesmo deixando o ângulo livre, o melhor ajuste mostra um pequeno erro na dependência angular e pouca variação nos parâmetros C_3 e C_6 .

Esses resultados mostram que, de fato, conseguimos controlar as interações interatômicas apenas controlando a orientação de um campo elétrico externo em uma amostra *quasi*-unidimensional de átomos. Apesar dos resultados serem satisfatórios para tal afirmação, indicando que a amostra se comporta como unidimensional, para sanar quaisquer dúvidas realizamos também uma caracterização detalhada dos aspectos geométricos da armadilha utilizando o sistema de imagem de íons. Com essa técnica podemos fazer uma imagem da distribuição atômica dos átomos de Rydberg com resolução micrométrica. Na próxima seção faremos uma descrição do sistema de imagem de íons, as calibrações e os resultados da caracterização da amostra de átomos de Rydberg.

6.4 Caracterização da amostra

Ao final do experimento realizamos uma caracterização das propriedades espaciais da amostra a fim de sanar quaisquer dúvidas com relação à dimensionalidade de nosso sistema. Para isso, utilizamos o aparato de imagem de íons para obter diretamente uma imagem da distribuição dos átomos de Rydberg. Neste experimento trocamos a orientação do pulso PFI, antes ajustado para um pulso negativo, que empurrava os elétrons em direção ao detector MCP para um pulso positivo, que agora atua enviando os íons para o detector. Toda a sequência experimental foi mantida a mesma que no experimento utilizando a detecção de elétrons.

Uma vez que nosso sistema permite a obtenção de imagens de íons (figura 3.20), o primeiro passo do experimento é realizar uma calibração da amplificação das imagens. Para isso, precisamos utilizar um padrão bem conhecido na amostra atômica, de modo que o mesmo padrão, obtido nas imagens de íons possa ser calibrado. Devido à geometria

dos eletrodos os fatores de magnificação na coordenada $\hat{x}$ e $\hat{y}$ são diferentes; isso pode ser observado, por exemplo, nas curvas de potencial elétrico do capítulo 3 (figura 3.17), a qual permite observar que as linhas de campo se comportam de forma assimétrica em cada coordenada.

Por ser um sistema assimétrico, a calibração da amplificação deve ser feita para ambas as direções $\hat{x}$ e $\hat{y}$. A princípio pensamos que utilizar a própria armadilha de dipolo como parâmetro de calibração seria o bastante, já que o volume de aprisionamento é bem conhecido através das imagens de absorção. Porém esse método se mostrou ineficaz na calibração da magnificação da imagem de íons na coordenada axial da armadilha. A alternativa então foi utilizar uma fenda dupla no feixe de excitação de 480 nm utilizado na excitação dos átomos de Rydberg.

Colocando as fendas perpendicularmente ao plano da mesa ótica, por exemplo, gera um padrão de interferência na amostra atômica ao longo do eixo $\hat{x}$ em nosso sistema de coordenadas. A calibração ao longo da coordenada $\hat{y}$, por sua vez, pode ser feita colocando as fendas paralelamente a mesa ótica. Utilizando fendas bem conhecidas podemos correlacionar o padrão observado nas imagens de íons diretamente com o padrão obtido da fenda através de uma câmera. A figura 6.12 (a) apresenta um perfil da câmara experimental e o caminho do feixe de excitação de 480 nm. Em (b), (c) e (d) simulações dos perfis das imagens de íons utilizando a fenda dupla.

Figura 6.12 – (a) Perfil da câmara experimental indicando o caminho do feixe de excitação. (b), (c) e (d) simulações do perfil da imagem de íons considerando o feixe sem a fenda dupla, com a fenda perpendicular a mesa ótica e paralela a mesa respectivamente.

Fonte: Elaborada pelo autor

Na figura 6.12 (a) podemos ver que o feixe de 480 nm incide sobre a amostra com um ângulo de 22,5°. Devido a esse ângulo, o padrão de interferência na orientação ao longo da armadilha (coordenada $\hat{y}$) tem seu padrão ligeiramente aumentado, o que deve

ser levado em consideração no cálculo da calibração. As simulações foram feitas para uma fenda dupla de abertura $a = 80 \mu\text{m}$ e separação $d = 500 \mu\text{m}$. A figura 6.13 (a) mostra uma imagem direta do perfil de interferência da fenda, utilizando uma câmera CCD e em (b) e (c) as imagens de íons obtidas utilizando a fenda nas configurações paralela e perpendicular à mesa ótica respectivamente.

Figura 6.13 – (a) Perfil do feixe de excitação após atravessar a fenda. (b) e (c) imagens de íons para as duas posições da fenda, perpendicular e paralela a mesa respectivamente.

Fonte: Elaborada pelo autor

A imagem (a) da figura 6.13 mostra o perfil obtido pela câmera, os pontos pretos representam a integral da imagem sobre o eixo $\hat{x}$ e a curva vermelha uma função obtida pelo ajuste dos pontos pela equação de um feixe difratado por uma fenda dupla. Através do ajuste podemos ver que os valores obtidos experimentalmente são muito próximos aos valores nominais da fenda, $d = 516 \mu\text{m}$ e $a = 83 \mu\text{m}$. Um parâmetro importante nesta calibração é a distância entre os picos, essa distância é o parâmetro absoluto usado para a calibração da imagem. Em (a) a distância média entre os picos foi obtida como $d_{\text{pico}} = 700 \pm 5 \mu\text{m}$, medida à mesma distância entre a grade e a amostra atômica. Comparando esta distância com os valores obtidos nas figuras 6.13 (b) e (c) para a posição dos máximos nas imagens podemos extrair os fatores de conversão de píxel (na imagem) para distâncias (na amostra). A tabela 6.2 abaixo compara os respectivos valores:

Tabela 6.2 – Fatores de conversão para a imagem de íons.

Eixo	Fator de conversão
$\hat{x}$ (Radial)	$2,15 \pm 0,05$
$\hat{y}$ (Axial)	$19,3 \pm 0,2$

Fonte: Elaborada pelo autor

Nosso sistema foi construído de modo a utilizar a lente eletrostática para controlar a magnificação da imagem. Para a caracterização da amostra, no entanto, o intuito foi

conseguir uma imagem de toda a armadilha de dipolo, de modo que, como se trata de um sistema quase 1D, a maior dimensão (axial) foi comprimida. Isto associado à anisotropia das linhas de campo de ionização dos átomos faz com que os fatores de calibração em cada coordenada sejam diferentes. Para essa medida foi aplicada uma tensão de aproximadamente 210 V na lente eletrostática.

Concluída a calibração passamos para a caracterização da amostra, para isso existe um processo de pré-análise que prepara as imagens obtidas. Esse processo serve para limpar o ruído das imagens e identificar a posição de cada íon individualmente. O processo de pré-análise se inicia com o corte da região de interesse da imagem, seguido do alinhamento das imagens obtidas. Devido ao posicionamento da câmera, existe um pequeno ângulo entre o alinhamento da armadilha e o eixo $\hat{x}$ das imagens. Para esse alinhamento fazemos inicialmente uma média de todas as 3000 imagens obtidas. Na figura 6.14 apresentamos em (a) um exemplo de uma imagem e em (b) a média de todas as 3000 imagens:

Figura 6.14 – (a) Exemplo de uma imagem de íons com a lente eletrostática ajustada de modo a captar todos os íons da armadilha. (b) média de 3000 imagens.

Fonte: Elaborada pelo autor

Nestas imagens (figura 6.14) pode se ver em (a) um exemplo típico de uma imagem obtida através de um único pulso de excitação dos átomos com uma contagem de aproximadamente 6 átomos. E em (b) a média, normalizada, de 3000 imagens onde o perfil gaussiano do feixe de excitação é mais evidente. Em (b) a seta vermelha identifica um píxel defeituoso em nosso detector. No processo de análise que identifica os pontos brilhantes individualmente esse ponto é excluído. O conjunto de setas verticais amarelas indicam algumas das posições utilizadas para o alinhamento. O alinhamento da imagem é feito utilizando várias seções verticais da imagem onde é feito um gráfico da posição da seção em função do valor do píxel, figura 6.15 (a).

Neste gráfico fica evidente o perfil gaussiano da distribuição atômica. Através do ajuste, por uma função gaussiana (linhas vermelhas figura 6.15 (a)), obtemos o valor central do pico. Utilizando este valor, que corresponde a uma coordenada na imagem, com a posição da seção utilizada, que corresponde a outra coordenada da imagem, podemos identificar com precisão o alinhamento da distribuição atômica e assim recuperar o ângulo θ entre a distribuição de átomos e o eixo da imagem. Isto é feito através de um ajuste linear (linha vermelha na figura 6.15 (b)) sobre os pontos das coordenadas que definem as posições de máximo da distribuição atômica. Deste ajuste encontramos o ângulo da distribuição

Figura 6.15 – (a) Diferentes perfis verticais da figura 6.14 (b) ajustados por gaussianas (linhas vermelhas). (b) Posição dos picos encontrados em (a) em função do índice da coluna que representam na imagem (setas amarelas na figura 6.14 (b)).

Fonte: Elaborada pelo autor

com relação a imagem como sendo de $\theta = (8,93 \pm 0,04)^\circ$. A determinação deste ângulo é importante pois, para a obtenção das coordenadas de cada ponto brilhante, que está correlacionada com a posição dos átomos na armadilha, desenvolvemos um algoritmo que identifica os pontos individualmente. Este algoritmo funciona baseado na projeção das distribuições sobre as coordenadas $\hat{x}$ e $\hat{y}$ das imagens. De modo que para uma determinação precisa, a distribuição atômica é na verdade rodada de 45° com relação ao eixo da imagem. Dessa forma, na projeção sobre os eixos da imagem, a separação entre diferentes pontos brilhantes é máxima, em ambas as direções, facilitando a seleção entre os pontos.

A identificação das posições individuais se inicia então com a rotação de todas as imagens por um ângulo de $\theta = (45 - 8,93)^\circ$. Após a rotação a área correspondente a região defeituosa do detector (indicada pela seta vermelha na figura 6.14 (b)) é removida. Em seguida é subtraído o valor de fundo das imagens; isto é feito subtraindo o valor médio de todos os píxeis, da respectiva imagem, para todas as imagens e convertendo os valores negativos para zero. A figura 6.16 mostra uma sequência de imagens que ilustra esse procedimento.

A sequência de imagens da figura 6.16 apresenta em (a) uma das imagens de íons já com aplicação do ângulo de rotação para alinhar a imagem à 45° com o eixo da própria imagem. Nesta imagem já foi subtraída a região do píxel defeituoso do detector. Em (b) é a mesma imagem com o valor de fundo subtraído e com os valores negativos convertidos para zero e (c) mostra a mesma imagem de (b) com os valores dos píxeis saturados para facilitar a visualização de todos os pontos.

Com as imagens limpas, o próximo passo é identificar as posições individuais de cada átomo. Para isso iniciamos com uma seleção de aproximadamente 50 pontos brilhantes correspondentes à detecção de cada partícula. Com esses pontos, selecionados manualmente, fizemos uma caracterização do valor típico das cinturas em $\hat{x}$ e $\hat{y}$ e o valor máximo dos píxeis que o definem. Essa caracterização é feita integrando os valores dos píxeis em $\hat{x}$ e depois em $\hat{y}$, isso faz com que cada ponto brilhante apresente um perfil

Figura 6.16 – Sequência de imagens ilustrando a pré-análise. (a) remoção do pixel defeituoso, (b) subtração do valor de fundo e (c) a imagem em (b) saturada para facilitar a observação dos pontos de interesse.

Fonte: Elaborada pelo autor

tipicamente gaussiano de onde são extraídas, através de um ajuste por uma gaussiana, as cinturas e amplitude típica. A figura 6.17 mostra no topo uma sequência com alguns dos pontos escolhidos manualmente e em (a) e (b) dois exemplos do perfil de dois deles.

Figura 6.17 – Sequência de imagens com exemplos dos pontos brilhantes que aparecem nas imagens de íons. Em (a) e (b) o ajuste do perfil de dois deles por funções gaussianas.

Fonte: Elaborada pelo autor

A sequência de imagens ao topo da figura 6.17 foram utilizadas para a caracterização de cada ponto brilhante nas imagens. Fazendo a integral e o ajuste gaussiano para todos os pontos selecionados obtivemos um valor médio de $w_{ion} = 4$ píxeis para a cintura e um valor de $I_{ion} = 7543$ para o valor da integral total sobre a área do ponto brilhante, esse valor não é o valor médio e sim o menor valor na amostra de 50 pontos escolhidos. A cintura, w_{ion} e o valor I_{ion} são importantes no algoritmo pois vão ser utilizados para filtrar a imagem na próxima etapa.

Na sequência, conhecendo os parâmetros de cada ponto brilhante, fazemos uma filtragem na imagem da seguinte forma: uma coordenada inicial da imagem é escolhida,

por exemplo (i, j) , nessa coordenada selecionamos uma área quadrada que é definida pelos pontos; $[i - w_{ion}, j + w_{ion}]$, $[i + w_{ion}, j + w_{ion}]$, $[i + w_{ion}, j - w_{ion}]$ e $[i - w_{ion}, j - w_{ion}]$. Esta região é então integrada e o valor obtido $I_{(i,j)}$ é comparado com I_{ion} . Se $I_{(i,j)}$ for menor que I_{ion} , o pixel na coordenada (i, j) é convertido pra zero, caso o valor seja maior (ou igual) que I_{ion} o pixel é então convertido para o valor da própria integral $I_{(i,j)}$. O procedimento é então repetido para a coordenada $(i + 1, j)$, depois para $(i + 2, j)$ (figura 6.18 (a)) e assim por diante até varrer toda a imagem. O resultado final é uma imagem que se comporta como uma máscara livre de quaisquer ruídos e com as bordas dos pontos brilhantes suavizadas como mostram a imagem 6.18 (c).

Figura 6.18 – (a) Diagrama ilustrando o procedimento de varredura na imagem para identificar os pontos úteis. (b) Imagem de íons sobreposta com a máscara encontrada através do procedimento em (a). (c) Imagem final.

Fonte: Elaborada pelo autor

A figura 6.18 (a) apresenta um diagrama ilustrando como é feita a varredura pixel a pixel, o quadrado vermelho tem as arestas de tamanho $2w_{ion}$. Em (b) um exemplo de uma imagem de íons com uma máscara em vermelho dos pontos identificados como úteis, e em (c) uma imagem do produto final após a aplicação do filtro. Agora finalmente a imagem está pronta para a identificação do centro dos pulsos individualmente. Para isso fazemos então a integral da imagem nas coordenadas $\hat{x}$ e $\hat{y}$ independentemente e o resultado é uma distribuição de picos que é então ajustada por uma função gaussiana de múltiplos picos como pode ser visto na figura 6.19.

As duas imagens da figura 6.19 representam a distribuição dos picos nas coordenadas $\hat{x}$ (a) e $\hat{y}$ (b), por elas podemos ver a importância de se manter as imagens com um ângulo de 45° . Encontradas as posições projetadas de cada pico, o próximo passo é identificar qual posição em $\hat{x}$ corresponde posição $\hat{y}$ do mesmo pico. Para isso fazemos todas as combinações possíveis de posições $\hat{x}$ e $\hat{y}$, como pode ser visto na figura 6.20 (a). Utilizando essas posições como coordenadas da imagem final, figura 6.19, e comparando o valor de cada pixel, podemos identificar as coordenadas que realmente dizem respeito à posição central de cada ponto brilhante, 6.20 (b).

A figura 6.20 (a) mostra todas as possíveis combinações dos valores encontrados

Figura 6.19 – Integral da imagem final (figura 6.18 (c)) sobre os eixos $\hat{x}$ (a) e $\hat{y}$ (b). A linha vermelha é um ajuste por uma função gaussiana de múltiplos picos.

Fonte: Elaborada pelo autor

Figura 6.20 – (a) Imagens com a combinação de todos os possíveis pontos, e (b) imagem final com os pontos úteis.

Fonte: Elaborada pelo autor

para as posições $\hat{x}$ e $\hat{y}$ obtidas dos ajustes da figura 6.19. Já a figura 6.20 (b) mostra as posições úteis encontradas através do valor de cada píxel, para valores úteis cujo valor é diferente de zero. Com os valores das coordenadas, que representam a posição central dos pontos úteis, adquiridos do ajuste linear, podemos então converter para posição fazendo novamente uma rotação de -45° , e aplicando a calibração da fenda dupla. O procedimento apresentado pode parecer dispendioso, e até mesmo redundante, porém foi o método mais eficiente encontrado para a determinação do número de íons detectados e das suas posições para cada imagem independentemente.

Uma vez determinada a posição de cada ponto, que representa a localização de cada átomo na amostra, podemos então começar a estudar as propriedades espaciais da amostra. Uma análise inicial interessante é observar o número médio de átomos detectados a cada pulso de excitação, apresentado na figura 6.21.

Nesta imagem podemos ver que existe uma distribuição no número de átomos detectados. Aqui os valores foram ajustados por uma gaussiana de forma que podemos recuperar o número médio de partículas (n_0) e a largura da distribuição (σ), para cada orientação de campo. Além do ajuste, uma forma de tentar entender mais a fundo outros

Figura 6.21 – Histograma do número de íons por imagem em diferentes condições de campo.

Fonte: Elaborada pelo autor

aspectos de nossa amostra atômica, é olhar por exemplo para o análogo clássico do fator $\mathcal{Q}$ de Mandel. Este parâmetro é muito utilizado para a caracterização de estados de campos quânticos, podendo representar diferentes aspectos dos campos analisados. (96, 97) Por exemplo, estados quânticos coerentes apresentam valores de $\mathcal{Q} < 0$, enquanto que estados clássicos apresentam $\mathcal{Q} > 0$. Em nosso sistema, podemos calcular um análogo ao fator $\mathcal{Q}$ só que para um sistema de matéria e não campo fazendo $\mathcal{Q} = (\sigma^2 - n_0) / n_0$, apresentados na tabela 6.3 para diferentes orientações de campo.

Tabela 6.3 – Propriedades da distribuição de íons detectados.

Orientação do campo	Número n_0	Largura σ	Fator $\mathcal{Q}$
$\vec{E} = E_0 \hat{y}$	4,11	1,41	-0,559
$\vec{E} = E_0 \hat{z}$	2,69	1,35	-0,315
$\vec{E} = 0$	1,74	1,34	0,156

Fonte: Elaborada pelo autor

Da tabela 6.3 podemos ver que o número médio de átomos detectados pelo sistema de imagem de íons apresenta uma menor contagem para o campo na orientação em $\hat{z}$ quando comparada à contagem para o campo na orientação $\hat{y}$, o que reproduz os efeitos observados nas curvas de saturação. A contagem média na condição de campo zero é um pouco menor do que a contagem apresentada em $\hat{z}$, o que pode ser devido a uma possível dependência da contagem de íons com relação ao campo aplicado na amostra. Na última coluna podemos ver o fator $\mathcal{Q}$ para as diferentes condições de campo. Interessante notar que apenas para as contagens na presença de campo $\mathcal{Q} < 0$ indicando uma possível correlação da amostra saturada de átomos de Rydberg com uma amostra coerente onde, todas as partículas, indistinguíveis, interagem entre si. É interessante também que o fator $\mathcal{Q}$ é mais negativo quando o campo é aplicado na orientação $\hat{y}$, isso pode indicar que à medida que mais partículas interagentes são adicionadas a amostra, mais o sistema se

aproxima de um estado puramente quântico. O valor para a condição de campo zero foi separado na tabela uma vez que os valores foram obtidos em condições diferentes.

A discussão apresentada a respeito do fator análogo ao fator Q em nosso sistema é apenas uma ilustração a respeito de diferentes manifestações e interpretações que nossa amostra pode apresentar. Uma caracterização mais detalhada de tal parâmetro, considerando por exemplo sua dependência com a densidade ou com a magnitude da interação interatômica, é necessária antes de qualquer afirmação definitiva a respeito de sua veracidade com relação às propriedades de nossa amostra.

Passando agora para as propriedades geométricas da amostra, vamos olhar dois aspectos distintos, o primeiro deles é a distribuição dos ângulos entre todas as possíveis combinações de pares de átomos a cada imagem com relação ao eixo da amostra ($\hat{y}$). No caso de um sistema perfeitamente unidimensional, essa distribuição deve possuir apenas um valor, o de ângulo nulo. Como estamos trabalhando com um sistema *quasi*-unidimensional, a posição central e a largura da distribuição angular podem ser importantes para a caracterização da amostra. A figura 6.22 apresenta as distribuições para as diferentes orientações de campo elétrico.

Figura 6.22 – Histograma dos ângulos entre todos os pares de átomos detectados.

Fonte: Elaborada pelo autor

Nesta imagem apresentamos histogramas das ocorrências de todos os ângulos entre pares de átomos obtidos em cada imagem para todas as imagens. Esse ângulo ϕ é obtido fazendo $\tan(\phi_{i,j}) = (y_j - y_i)/(x_j - x_i)$, onde os índices i e j representam dois átomos diferentes de uma mesma imagem. Aqui podemos ver que a distribuição se dá em torno do ângulo zero, como era de se esperar, cuja largura a meia altura, obtida através do ajuste dos pontos por uma gaussiana, não passa de 2° para os diferentes campos estudados. O fato de ser uma distribuição em torno de zero, com uma largura relativamente baixa é mais uma evidência da unidimensionalidade de nossa amostra.

Por último, utilizamos as posições de cada átomo para calcular a função de correlação dos pares de átomos (FCP). (36, 68) Este cálculo permite analisar a distribuição das distâncias atômicas em cada coordenada a partir das suas ocorrências. Tal técnica tem se

mostrado muito eficiente para o cálculo de propriedades da distribuição atômica, e até mesmo para a obtenção de propriedades das interações interatômicas. (38, 39, 69)

Para o cálculo da FCP computamos inicialmente todas as distâncias $dx_{i,j} = x_j - x_i$ e $dy_{i,j} = y_j - y_i$ entre dois átomos para cada imagem. Com dx e dy , montamos uma matriz, inicialmente nula, onde cada coordenada da matriz (dx, dy) é substituída por um valor unitário à cada ocorrência. Assim temos uma matriz de distribuição de distâncias para cada imagem, podemos imaginar essas matrizes como um histograma 2D. O próximo passo é a obtenção da FCP-Média, que consiste na soma de todas as FCP individuais. Para a normalização fazemos também o cálculo de FCP utilizando todas as posições atômicas para todas as imagens juntas, chamada de FCP-Total. Finalmente a FCP-Normalizada é obtida fazendo o quociente entre FCP-Média e FCP-Total. Mais detalhes do cálculo da FCP está apresentado no apêndice A. A figura 6.23 mostra a FCP-Média para as imagens de íons obtidas a campo zero. Destas imagens, (figura 6.23) podemos recuperar o perfil da

Figura 6.23 – FCP dos átomos de Rydberg excitados para diferentes orientações de campo elétrico. As imagens não estão em escala.

Fonte: Elaborada pelo autor

AOD olhando apenas para a distribuição de átomos de Rydberg. Mais importante que o perfil da armadilha, é notar a estrutura anisotrópica que se forma no centro da distribuição. Nesta região podemos ver que existe uma área onde não ocorre interação, ou excitação dos átomos. A escala de cor foi definida tal que preto representa zero de correlação e branco o máximo de correlação. Nesta figura, podemos ver que a estrutura anisotrópica é independente da amplitude e orientação do campo elétrico. Esta estrutura tem um comportamento independente em ambas as orientações espaciais, o padrão localizado ao longo do eixo $\hat{x}$ representa a probabilidade de encontrar dois átomos interagindo ao longo desta direção (direção radial da amostra) que é muito baixa. Na realidade a maior parte da distribuição de átomos está acontecendo ao longo do eixo axial da amostra, na direção $\hat{y}$. Para entender melhor o que acontece no centro, mostramos na figura 6.24 a FCP-Média, para as três condições de campo juntas.

Na figura 6.24 podemos ver com mais detalhes a estrutura interna da FCP, aqui fica claro que a interação entre os átomos ocorre majoritariamente ao longo do eixo da armadilha ($\hat{y}$). Podemos também perceber que existe um ângulo limite com relação ao eixo da amostra onde a distribuição de átomos é maior. Este ângulo, entre o eixo da amostra e a linha pontilhada vermelha, é menor que $4,5^\circ$, e se considerarmos novamente os átomos como esferas rígidas podemos extrair o parâmetro de impacto clássico como sendo $b = 2r_{rb} \sin(4,5^\circ) \approx 0,8 \mu\text{m}$. Tal parâmetro é mais uma evidência de que nossa

Figura 6.24 – Região central da FCP.

Fonte: GONÇALVES; MARCASSA (95)

amostra é de fato *quasi*-unidimensional, de modo que este parâmetro, junto com o desvio angular menor que 2° , confirma que os átomos de Rydberg estão praticamente alinhados sobre o mesmo eixo.

7 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

A proposta de nosso trabalho foi investigar as interações entre átomos de Rydberg em uma amostra densa ($\sim 10^{12}$ átomos/cm³) de átomos frios. Tais interações já vem sendo objeto de estudo em nosso grupo desde meados da década passada (26, 27), contudo em um regime de densidade menor, ($\sim 10^{10}$ átomos/cm³). Só a partir de 2012, com a obtenção da primeira armadilha de dipolo tipo *QUEST* (74), tivemos acesso a uma amostra mais densa, a qual tem o potencial de exibir efeitos mais interessantes. Com essa nova amostra, conseguimos estudar as interações apresentadas nesta tese. Na primeira parte, medimos as taxas de transferência de população entre estados de Rydberg devido a ressonâncias Föster. Na condição de campo zero mostramos que ressonâncias do tipo $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ são dominadas por efeitos de dois corpos apenas, diferentemente do que se imaginava até então. A transferência sofre um aumento devido à proximidade dos átomos, e é completamente explicada utilizando a estrutura complexa de vários níveis que os átomos possuem.

O caráter binário da interação foi identificado através da relação entre a população no estado transferido em função da população no estado excitado. Essa característica se mantém ao longo de todo o intervalo de densidade considerado ($10^{11} \sim 10^{12}$ átomos/cm³), o qual já havia sido comprovado antes (26) para densidades menores ($10^9 \sim 10^{10}$ átomos/cm³). Além disso, mostramos que mesmo no regime mais extremo, quando a população de átomos está limitada devido ao bloqueio de excitação, a dependência continua quadrática para diferentes estados atômicos, $37 \leq n \leq 47$.

Mostramos também que é possível controlar e aumentar a taxa de transferência em estados cuja ressonância Föster é menos intensa com a aplicação de um campo elétrico externo. A aplicação do campo leva ao surgimento de várias ressonâncias oriundas dos cruzamentos de energia entre o estado alvo e os níveis hidrogenóides superiores, ($nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)l, l \leq 4$). Essas ressonâncias aparecem bem definidas no regime de baixa densidade atômica, porém à medida que a densidade é aumentada as ressonâncias são alargadas até o aparecimento de um platô constante. Esse efeito é novamente explicado com a utilização das curvas de potenciais, que nos mostram que, na presença do campo e para maiores densidades as ressonâncias são alargadas, mesmo considerando apenas a interação entre dois átomos. Novamente o efeito estudado foi completamente explicado utilizando um modelo que leva em consideração a interação entre dois átomos apenas.

A nova montagem experimental permitiu a obtenção de tais resultados supracitados, porém ainda existia uma limitação experimental majoritariamente devido à taxa de carregamento da AOD. Como o carregamento da AOD é feito através do carregamento inicial da AMO, esta deve possuir uma alta taxa de carregamento e com o maior número

possível de átomos aprisionados. Na montagem antiga, o carregamento da AMO era feito utilizando reservatórios químicos, que permitiam atingir o carregamento pleno da armadilha com um tempo característico de alguns segundos. Esse tempo se tornou um gargalo nos experimentos, pois limita a taxa de repetição com que a AOD pode ser carregada. A fim de sanar tal limitação resolvemos implementar a AMO-2D como fonte de átomos frios para o sistema e com isso aumentar o número de átomos aprisionados e a taxa de carregamento.

A AMO-2D trouxe um conhecimento técnico e experimental sem precedentes em nosso laboratório, uma vez que todo o planejamento, simulações, protótipos, peças e modelos foram desenvolvidos de forma independente por nós mesmos. Desde a geometria da câmara de Titânio, às características do furo diferencial de pressão e até mesmo a utilização de prismas para a reflexão dos feixes de aprisionamento, de forma a garantir a polarização correta na reflexão, foram ideias que surgiram naturalmente de nossas discussões. Como essa armadilha funciona apenas para a geração de um feixe frio de átomos, ela pode operar de forma contínua sem a necessidade de ser ligada e desligada, poupando assim a influência do tempo de seu carregamento durante o experimento. Feitas todas as otimizações no fluxo do feixe de átomos frios passamos a operar a AMO com um tempo de carregamento de $500 \sim 800$ ms, cerca de 15 vezes mais rápido que o tempo obtido em 2012 quando fizemos o carregamento da AOD pela primeira vez. Outra vantagem deste sistema foi a menor degradação do vácuo na câmara principal, isso se dá uma vez que apenas os átomos que vão ser utilizados no experimento são enviados pelo feixe frio. Com essa característica conseguimos uma armadilha com quase duas ordens de grandeza a mais no número de átomos aprisionados. A nova fonte de átomos permitiu um carregamento cerca de cinco vezes mais rápido na AOD, fator diretamente refletido na taxa de operação do sistema. Além da maior taxa de carregamento, com uma AMO de maior qualidade, conseguimos uma AOD mais densa $\sim 10^{12}$ átomos/cm³ e com maior tempo de vida.

Para a implementação da nova fonte de átomos frios em nosso sistema foi necessário desmontar parte da câmara e do sistema experimental. Aproveitamos esse procedimento para alterar o sistema interno de aplicação de campo elétrico na amostra. O sistema antigo, composto por duas placas paralelas funciona muito bem para a blindagem de quaisquer campos externos no plano das placas, e gera um campo bastante homogêneo na direção perpendicular. A blindagem é tão eficiente que não permite a aplicação de quaisquer campos numa direção que não seja perpendicular às placas.

Como a evolução de nossos experimentos levou naturalmente ao estudo de interações anisotrópicas entre os átomos, tal arranjo seria um empecilho experimental. Considerando isso, projetamos um sistema que permitiu a aplicação de campo elétrico em qualquer orientação espacial. O novo sistema experimental também foi projetado, simulado e construído por nós e é composto por 8 eletrodos independentes distribuídos como dois trevos de quatro folhas colocados frente a frente. O controle de campo é feito de forma independente através de 6 saídas analógicas, e apenas os dois eletrodos de cima ($+\hat{z}$) e

de baixo ($-\hat{z}$) são alimentados com a mesma tensão. Essa montagem permitiu muita flexibilidade em nossos experimentos e com ela fomos capazes de realizar o experimento apresentado no capítulo 6.

Junto com o novo sistema de aplicação de campo elétrico incluímos um 9° eletrodo com a finalidade de atuar como uma lente eletrostática para o sistema de imagem de íons. Este eletrodo funciona como uma lente para o feixe iônico, de forma análoga a uma lente ótica para um feixe de fótons, onde a distância focal de tal lente pode ser controlada através da aplicação de uma tensão elétrica. Nas imagens de íons fomos capazes de recuperar diretamente a distribuição atômica com resolução micrométrica e assim estudar aspectos geométricos de nossa armadilha. O sistema de imagens de íons se mostrou muito eficiente e foi decisivo na interpretação dos resultados obtidos no experimento de bloqueio de excitação do estado $50S_{1/2}$.

O último experimento que realizamos foi o estudo da interação entre átomos de Rydberg no estado $50S_{1/2}$ polarizados pela aplicação de um campo externo. Neste estudo, analisamos a dependência espacial das interações de dipolo-dipolo, e mostramos que a densidade de átomos de Rydberg pode ser controlada apenas com a mudança da orientação do campo elétrico. Mostramos que, escolhendo uma amplitude de campo fixa, o potencial interatômico pode ser aumentado e diminuído dada a variação da orientação do campo elétrico com relação à distribuição atômica. Essa variação no potencial faz com que as curvas de saturação oscilem em torno da curva de campo zero, por exemplo.

Mostramos também que a dependência das populações segue de acordo com a teoria mais simplificada de uma interação entre dois dipolos elétricos. E que para o ângulo mágico a interação de dipolo-dipolo é anulada, levando a amostra a se comportar como de forma análoga à amostra em campo zero. Fomos capazes também de recuperar com certa precisão os parâmetros de interação interatômica em nosso sistema, C_6 e C_3 . Outra evidência deste experimento é que mesmo utilizando uma distribuição atômica que não é exatamente unidimensional fomos capazes de definir um eixo interatômico e estudar a anisotropia da interação. A amostra foi caracterizada com sucesso utilizando o sistema de imagens de íons, cujos resultados geométricos são condizentes com o que foi observado para a medida das populações.

Como conclusão final, acreditamos que fomos capazes de estudar as interações entre átomos de Rydberg através de dois métodos distintos. Essas observações fortalecem nossas suposições a respeito das interações binárias sobre as propostas envolvendo sistemas de muitos corpos. Acreditamos que os resultados obtidos ao longo destes trabalhos são de grande relevância tanto para comunidade científica de átomos de Rydberg, quanto com relação ao conhecimento técnico adquirido por nosso laboratório.

As perspectivas de trabalhos futuros são bastante otimistas, nosso novo aparato experimental se mostrou bastante eficiente e confiável. Podemos agora estudar por exemplo, a transferência de população no regime de altas densidades em função da orientação do

campo. Tal experimento poderia mostrar efeitos das camadas mais internas do potencial (menores distâncias interatômicas), uma vez que no ângulo mágico podemos anular a interação de dipolo-dipolo e deixar a amostra sujeita apenas às ordens maiores da interação, como dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo etc.

O experimento de bloqueio de excitação mostrou que nossa amostra atômica se comporta como um sistema unidimensional. Outro experimento pode ser realizado para estudar a interação entre estados do tipo nP e nD por exemplo, que já possuem uma interação intrinsecamente anisotrópica devido à própria distribuição eletrônica. O fato da amostra se comportar como unidimensional abre margem para uma gama de experimentos em nosso laboratório. Em geral, o estudo de fenômenos relacionados a computação quântica, emaranhamento e ótica quântica é feito em sistemas controlados de átomos ou íons distribuídos em uma rede unidimensional. Nosso experimento mostrou que mesmo uma amostra composta de vários átomos pode se comportar como um sistema unidimensional cujas distâncias interatômicas podem ser facilmente controladas. Nesse contexto nossa montagem seria uma simplificação de arranjos experimentais sofisticados.

Outra proposta seria utilizar a dependência angular para estudar a transição de um sistema inicialmente pouco interagente ($\theta = 0^\circ$), para um sistema fortemente interagente ($\theta = 90^\circ$), numa condição de ressonância a amplitude de campo constante. Além de mudar as propriedades do potencial, escolhendo adequadamente o estado atômico poderíamos transformar um potencial inicialmente atrativo para repulsivo e vice-versa. Ainda nesse contexto poderíamos associar nosso sistema de imagens de íons para estudar diretamente as distribuições atômicas em transições adiabáticas e não-adiabáticas e a possível cristalização da amostra.

Nosso sistema de imagem se mostrou muito eficiente e com resolução comparável à dos outros dois sistemas existentes atualmente utilizados com o mesmo propósito. Uma caracterização mais profunda pode permitir a obtenção de imagens de elétrons dos átomos de Rydberg. Isto associado à excitação localizada de um único átomo, cuja realização já foi feita em nosso laboratório, permitiria a observação direta da distribuição da nuvem eletrônica atômica. O que pode levar à uma medida direta do raio atômico ou do momento de dipolo, através de sua deformação por um campo. Além disso, utilizando uma amostra no regime de saturação poderíamos visualizar as deformações na nuvem eletrônica devido à presença de um átomo próximo, o que sem dúvida levaria a um entendimento mais profundo do potencial interatômico, e até a uma descrição mais detalhada dos mecanismos de formação molecular.

REFERÊNCIAS

- 1 HIGGS, P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. **Physical Review Letters**, v. 13, p. 508–509, 1964.
- 2 AAD, G. et al. Observation of a new particle in the search for the standard model higgs boson with the atlas detector at the LHC. **Physics Letters B**, v. 716, n. 1, p. 1–29, 2012.
- 3 AAD, G. et al. Combined measurement of the higgs boson mass in p p collisions at $s = 7$ and 8 tev with the atlas and cms experiments. **Physical Review Letters**, v. 114, n. 19, p. 191803, 2015.
- 4 OSKAY, W. et al. Single-atom optical clock with high accuracy. **Physical Review Letters**, v. 97, n. 2, p. 020801, 2006.
- 5 ANDERSON, M. H. et al. Observation of bose-einstein condensation in a dilute atomic vapor. **Science**, v. 269, n. 5221, p. 198–201, 1995. ISSN 00368075, 10959203.
- 6 RYDBERG, J. R. On the structure of the line-spectra of the chemical elements. **Philosophical Magazine Series 5**, v. 29, n. 179, p. 331–337, 1890.
- 7 EL'YASHEVICH, M. A.; KEMBROVSKAYA, N.; TOMIL'CHIK, L. Rydberg and the development of atomic spectroscopy (centennial of jr Rydberg's paper on the laws governing atomic spectra). **Soviet Physics Uspekhi**, v. 33, n. 12, p. 1047, 1990.
- 8 MAGALHÃES, K. et al. Lifetime determination of high excited states of ^{85}Rb using a sample of cold atoms. **Optics communications**, v. 184, n. 5, p. 385–389, 2000.
- 9 OLIVEIRA, A. L. de et al. Measurement of Rydberg-state lifetimes using cold trapped atoms. **Physical Review A**, v. 65, n. 3, p. 031401, 2002.
- 10 NASCIMENTO, V. et al. Motion in an ultralong-range potential in cold-Rydberg-atom collisions. **Physical Review A**, v. 73, n. 3, p. 034703, 2006.
- 11 OLIVEIRA, A. L. et al. Rydberg cold collisions dominated by ultralong range potential. **Physical Review Letters**, v. 90, n. 14, p. 143002, 2003.
- 12 ZANON, R. et al. Time-resolved study of energy-transfer collisions in a sample of cold rubidium atoms. **Physical Review A**, v. 65, n. 2, p. 023405, 2002.
- 13 URBAN, E. et al. Observation of Rydberg blockade between two atoms. **Nature Physics**, v. 5, n. 2, p. 110–114, 2009.

- 14 GAËTAN, A. et al. Observation of collective excitation of two individual atoms in the Rydberg blockade regime. **Nature Physics**, v. 5, n. 2, p. 115–118, 2009.
- 15 WANG, T. et al. Superradiance in ultracold Rydberg gases. **Physical Review A**, v. 75, n. 3, p. 033802, 2007.
- 16 JAKSCH, D. et al. Fast quantum gates for neutral atoms. **Physical Review Letters**, v. 85, n. 10, p. 2208, 2000.
- 17 RYABTSEV, I. I.; TRETYAKOV, D. B.; BETEROV, I. I. Applicability of Rydberg atoms to quantum computers. **Journal of Physics B**, v. 38, n. 2, p. S421, 2005.
- 18 SAFFMAN, M.; WALKER, T.; MØLMER, K. Quantum information with Rydberg atoms. **Reviews of Modern Physics**, v. 82, n. 3, p. 2313, 2010.
- 19 GALLAGHER, T. F. **Rydberg atoms**. Cambridge: Cambridge University Press, 2005. v. 3.
- 20 SASSMANNSHAUSEN, H.; DEIGLMAYR, J. Observation of Rydberg-atom macrodimers: micrometer-sized diatomic molecules. **Physical Review Letters**, v. 117, n. 8, p. 083401, 2016.
- 21 ANDERSON, W.; VEALE, J.; GALLAGHER, T. Resonant dipole-dipole energy transfer in a nearly frozen Rydberg gas. **Physical Review Letters**, v. 80, n. 2, p. 249, 1998.
- 22 REINHARD, A.; YOUNGE, K.; RAITHEL, G. Effect of Förster resonances on the excitation statistics of many-body Rydberg systems. **Physical Review A**, v. 78, n. 6, p. 060702, 2008.
- 23 NASCIMENTO, V. et al. Electric field effects in the excitation of cold Rydberg-atom pairs. **Physical Review Letters**, v. 102, n. 21, p. 213201, 2009.
- 24 ALTIERE, E. et al. Dipole-dipole interaction between rubidium Rydberg atoms. **Physical Review A**, v. 84, n. 5, p. 053431, 2011.
- 25 CLEGG, R. M. The history of FRET. In: GEDDES, C. D.; LAKOWICZ, J. R. (Ed.). **Reviews in Fluorescence 2006**. New York: Springer Science, 2006. p. 1–45.
- 26 CABRAL, J. et al. Manipulation of quantum state transfer in cold Rydberg atom collisions. **New Journal of Physics**, v. 12, n. 9, p. 093023, 2010.
- 27 CABRAL, J. et al. Effects of electric fields on ultracold Rydberg atom interactions. **Journal of Physics B**, v. 44, n. 18, p. 184007, 2011.

-
- 28 KONDO, J. M. et al. Two-body Förster resonance involving Rb nD states in a quasi-electrostatic trap. **Physical Review A**, v. 90, n. 2, p. 023413, 2014.
- 29 KONDO, J. M. et al. Role of multilevel Rydberg interactions in electric-field-tuned Förster resonances. **Physical Review A**, v. 93, n. 1, p. 012703, 2016.
- 30 TONG, D. et al. Local blockade of Rydberg excitation in an ultracold gas. **Physical Review Letters**, v. 93, n. 6, p. 063001, 2004.
- 31 SINGER, K. et al. Suppression of excitation and spectral broadening induced by interactions in a cold gas of Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 93, n. 16, p. 163001, 2004.
- 32 VOGT, T. et al. Electric-field induced dipole blockade with Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 99, n. 7, p. 073002, 2007.
- 33 HANKIN, A. et al. Two-atom Rydberg blockade using direct 6S to nP excitation. **Physical Review A**, v. 89, n. 3, p. 033416, 2014.
- 34 CEREZO, A.; MILLER, M. Einzel lenses in atom probe designs. **Surface Science**, v. 246, n. 1, p. 450–456, 1991.
- 35 HINTERBERGER, F. **Ion optics with electrostatic lenses**. Germany: CERN, 2006. 18 p.
- 36 SCHWARZKOPF, A.; SAPIRO, R.; RAITHEL, G. Imaging spatial correlations of Rydberg excitations in cold atom clouds. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 10, p. 103001, 2011.
- 37 FAHEY, D. P.; CARROLL, T. J.; NOEL, M. W. Imaging the dipole-dipole energy exchange between ultracold rubidium Rydberg atoms. **Physical Review A**, v. 91, n. 6, p. 062702, 2015.
- 38 THAICHAROEN, N.; GONÇALVES, L.; RAITHEL, G. Atom-pair kinetics with strong electric-dipole interactions. **Physical Review Letters**, v. 116, n. 21, p. 213002, 2016.
- 39 GONÇALVES, L. F.; THAICHAROEN, N.; RAITHEL, G. Motion of Rydberg atoms with strong permanent-electric-dipole interactions. **Journal of Physics B**, v. 49, n. 15, p. 154005, 2016.
- 40 ZIMMERMAN, M. L. et al. Stark structure of the Rydberg states of alkali-metal atoms. **Physical Review A**, v. 20, n. 6, p. 2251, 1979.

- 41 SIMONSEN, S.; KOEBACH, L.; HANSEN, J. Long-range interactions and state characteristics of interacting Rydberg atoms. **Journal of Physics B**, v. 44, n. 16, p. 165001, 2011.
- 42 BOISSEAU, C.; SIMBOTIN, I.; CÔTÉ, R. Macrodimers: ultralong range Rydberg molecules. **Physical Review Letters**, v. 88, n. 13, p. 133004, 2002.
- 43 RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. **Physical Review Letters**, v. 59, n. 23, p. 2631, 1987.
- 44 CHU, S. et al. Experimental observation of optically trapped atoms. **Physical Review Letters**, v. 57, n. 3, p. 314, 1986.
- 45 DIECKMANN, K. et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. **Physical Review A**, v. 58, n. 5, p. 3891, 1998.
- 46 COURTNEY, M. et al. Classical, semiclassical, and quantum dynamics in the lithium Stark system. **Physical Review A**, v. 51, p. 3604–3620, 1995.
- 47 BALEWSKI, J. B. et al. Coupling a single electron to a bose-einstein condensate. **Nature**, v. 502, n. 7473, p. 664–667, 2013.
- 48 HÖGLUND, B.; MEZGER, P. Hydrogen emission line $n110 \rightarrow n109$: detection at 5009 megahertz in galactic h ii regions. **Science**, v. 150, n. 3694, p. 339–348, 1965.
- 49 FREEMAN, R. R.; KLEPPNER, D. Core polarization and quantum defects in high-angular-momentum states of alkali atoms. **Physical Review A**, v. 14, n. 5, p. 1614, 1976.
- 50 SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J.; WILLIAMSON, W. Accurate numerical solution of the radial Schrödinger and Dirac wave equations. **Computer Physics Communications**, v. 90, n. 1, p. 151–168, 1995.
- 51 MARINESCU, M.; SADEGHPOUR, H.; DALGARNO, A. Dispersion coefficients for alkali-metal dimers. **Physical Review A**, v. 49, n. 2, p. 982, 1994.
- 52 SHANNON, R. D. T. Revised effective ionic radii and systematic studies of interatomic distances in halides and chalcogenides. **Acta Crystallographica Section A**, v. 32, n. 5, p. 751–767, 1976.
- 53 LI, W. et al. Millimeter-wave spectroscopy of cold Rb Rydberg atoms in a magneto-optical trap: quantum defects of the nS, nP, and nD series. **Physical Review A**, v. 67, n. 5, p. 052502, 2003.
- 54 HAN, J. et al. Rb nF quantum defects from millimeter-wave spectroscopy of cold Rb85 Rydberg atoms. **Physical Review A**, v. 74, n. 5, p. 054502, 2006.

- 55 LAHAJE, C. T. W. **Stark effect in Rydberg states of helium and barium**. 1989. 96 p. Ph.D. Thesis (ter verkrijging van de graad van doctor) — Vrije Universiteit Amsterdam, Amsterdam, 1989.
- 56 SCHWETTMANN, A. et al. Cold Cs Rydberg-gas interactions. **Physical Review A**, v. 74, n. 2, p. 020701, 2006.
- 57 SCHOSER, J. et al. Intense source of cold Rb atoms from a pure two-dimensional magneto-optical trap. **Physical Review A**, v. 66, n. 2, p. 023410, 2002.
- 58 TIECKE, T. G. et al. High-flux two-dimensional magneto-optical-trap source for cold lithium atoms. **Physical Review A**, v. 80, n. 1, p. 013409, 2009.
- 59 GÖTZ, S. et al. Versatile cold atom target apparatus. **Review of Scientific Instruments**, v. 83, n. 7, p. 073112, 2012.
- 60 CATANI, J. **A new apparatus for ultracold K-Rb bose-bose atomic mixtures**. 2006. 176 p. Dissertazione (Dottore do ricerca in fisica) — Università degli studi di Firenze dipartimento di fisica, Firenze, Repubblica Italiana, 2006.
- 61 KONDO, J. D. M. **Estudo de colisões entre átomos de Rydberg ultrafrios em amostras atômicas aprisionadas numa armadilha óptica de dipolo**. 2014. 144 p. Tese (Doutorado em Física Básica) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.
- 62 WIEMAN, C.; HÄNSCH, T. W. Doppler-free laser polarization spectroscopy. **Physical Review Letters**, v. 36, n. 20, p. 1170, 1976.
- 63 HARRIS, M. L. et al. Polarization spectroscopy in rubidium and cesium. **Physical Review A**, v. 73, n. 6, p. 062509, 2006.
- 64 BOLLER, K. J.; IMAMOĞLU, A.; HARRIS, S. E. Observation of electromagnetically induced transparency. **Physical Review Letters**, v. 66, n. 20, p. 2593, 1991.
- 65 MARANGOS, J. P. Electromagnetically induced transparency. **Journal of Modern Optics**, v. 45, n. 3, p. 471–503, 1998.
- 66 MOHAPATRA, A. K.; JACKSON, T. R.; ADAMS, C. S. Coherent optical detection of highly excited Rydberg states using electromagnetically induced transparency. **Physical Review Letters**, v. 98, n. 11, p. 113003, 2007.
- 67 PETROSYAN, D.; OTTERBACH, J.; FLEISCHHAUER, M. Electromagnetically induced transparency with Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 21, p. 213601, 2011.

- 68 SCHWARZKOPF, A. et al. Spatial correlations between Rydberg atoms in an optical dipole trap. **Physical Review A**, v. 88, n. 6, p. 061406, 2013.
- 69 THAICHAROEN, N.; SCHWARZKOPF, A.; RAITHEL, G. Measurement of the van der Waals interaction by atom trajectory imaging. **Physical Review A**, v. 92, n. 4, p. 040701, 2015.
- 70 STEANE, A. M.; CHOWDHURY, M.; FOOT, C. J. Radiation force in the magneto-optical trap. **Journal of the Optical Society of America B**, v. 9, n. 12, p. 2142–2158, 1992.
- 71 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, 1993.
- 72 TAKEKOSHI, T.; YEH, J. R.; KNIZE, R. J. Quasi-electrostatic trap for neutral atoms. **Optics Communications**, v. 114, n. 5, p. 421–424, 1995.
- 73 KUPPENS, S. J. M. et al. Loading an optical dipole trap. **Physical Review A**, v. 62, n. 1, p. 013406, 2000.
- 74 GONÇALVES, L. F. B. F. **Construção de uma armadilha de dipolo tipo QUEST para átomos de Rydberg**. 2012. 82 p. Dissertação (Mestrado em Física Básica) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2012.
- 75 PRADHAN, S.; JAGATAP, B. Measurement of temperature of laser cooled atoms by one-dimensional expansion in a magneto-optical trap. **Review of Scientific Instruments**, v. 79, n. 1, p. 013101, 2008.
- 76 HULET, R. G.; KLEPPNER, D. Rydberg atoms in “circular” states. **Physical Review Letters**, v. 51, n. 16, p. 1430–1433, 1983.
- 77 LIANG, J. et al. Circular Rydberg-state spectroscopy. **Physical Review A**, v. 33, n. 6, p. 4437, 1986.
- 78 GALVEZ, E. J. et al. Blackbody-radiation-induced resonances between Rydberg-stark states of Na. **Physical Review A**, v. 55, p. 3002–3006, 1997.
- 79 FÖRSTER, T. Experimentelle und theoretische untersuchung des zwischenmolekularen übergangs von elektronenanregungsenergie. **Zeitschrift für Naturforschung A**, v. 4, n. 5, p. 321–327, 1949.
- 80 REINHARD, A. et al. Level shifts of rubidium Rydberg states due to binary interactions. **Physical Review A**, v. 75, n. 3, p. 032712, 2007.

- 81 VOGT, T. et al. Dipole blockade at förster resonances in high resolution laser excitation of Rydberg states of cesium atoms. **Physical Review Letters**, v. 97, p. 083003, 2006.
- 82 WESTERMANN, S. et al. Dynamics of resonant energy transfer in a cold Rydberg gas. **The European Physical Journal D**, v. 40, n. 1, p. 37–43, 2006.
- 83 KONDO, J. D. M. **Ressonâncias moleculares em estados nP de átomos de Rydberg frios**. 2010. 90 p. Dissertação (Mestrado em Física Básica) — Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.
- 84 STONEMAN, R. C.; ADAMS, M. D.; GALLAGHER, T. F. Resonant-collision spectroscopy of Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 58, p. 1324–1327, 1987.
- 85 RENN, M. J.; ANDERSON, W. R.; GALLAGHER, T. F. Resonant collisions of K Rydberg atoms. **Physical Review A**, v. 49, p. 908–912, 1994.
- 86 MOURACHKO, I. et al. Many-body effects in a frozen Rydberg gas. **Physical Review Letters**, v. 80, n. 2, p. 253, 1998.
- 87 YOUNGE, K. C. et al. Mesoscopic Rydberg ensembles: beyond the pairwise-interaction approximation. **Physical Review A**, v. 79, n. 4, p. 043420, 2009.
- 88 TALLANT, J.; BOOTH, D.; SHAFFER, J. Photoionization rates of Cs Rydberg atoms in a 1064-nm far-off-resonance trap. **Physical Review A**, v. 82, n. 6, p. 063406, 2010.
- 89 GALLAGHER, T. F.; COOKE, W. E. Interactions of blackbody radiation with atoms. **Physical Review Letters**, v. 42, n. 13, p. 835, 1979.
- 90 SPENCER, W. P. et al. Temperature dependence of blackbody-radiation-induced transfer among highly excited states of sodium. **Physical Review A**, v. 25, n. 1, p. 380, 1982.
- 91 DELONE, N. B.; KRAINOV, V. P. AC Stark shift of atomic energy levels. **Physics-Uspekhi**, v. 42, n. 7, p. 669, 1999.
- 92 HOFMANN, C. S. **Emergence of correlations in strongly interacting ultracold Rydberg gases**. 2013. Ph.D. Thesis (Doctor of Natural Sciences) — Combined Faculties of the Natural Sciences and for Mathematics of the Ruperto-Carola University of Heidelberg, Germany, 2013.
- 93 COMPARAT, D.; PILLET, P. Dipole blockade in a cold Rydberg atomic sample [invited]. **Journal of the Optical Society of America**, v. 27, n. 6, p. A208–A232, 2010.

- 94 WALKER, T. G.; SAFFMAN, M. Consequences of Zeeman degeneracy for the van der Waals blockade between Rydberg atoms. **Physical Review A**, v. 77, n. 3, p. 032723, 2008.
- 95 GONÇALVES, L. F.; MARCASSA, L. G. Control of Rydberg-atom blockade by dc electric-field orientation in a quasi-one-dimensional sample. **Physical Review A**, v. 94, p. 043424, 2016.
- 96 SHORT, R.; MANDEL, L. Observation of sub-poissonian photon statistics. **Physical Review Letters**, v. 51, n. 5, p. 384, 1983.
- 97 LOUDON, R. Non-classical effects in the statistical properties of light. **Reports on Progress in Physics**, v. 43, n. 7, p. 913, 1980.
- 98 ROBICHEAUX, F. Ionization due to the interaction between two Rydberg atoms. **Journal of Physics B**, v. 38, n. 2, p. S333, 2005.
- 99 SAQUET, N. et al. Landau-zener transitions in frozen pairs of Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 13, p. 133003, 2010.
- 100 URVOY, A. et al. Strongly correlated growth of Rydberg aggregates in a vapor cell. **Physical Review Letters**, v. 114, n. 20, p. 203002, 2015.
- 101 GONÇALVES, L. F. **Few-ion imaging techniques**. São Paulo: Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo - FAPESP, 2015. 23 p. Relatório FAPESP projeto: 2014/09369-0.
- 102 BENDKOWSKY, V. et al. Observation of ultralong-range Rydberg molecules. **Nature**, v. 458, n. 7241, p. 1005–1008, 2009.
- 103 KILLIAN, T. C. Ultracold neutral plasmas. **Science**, v. 316, n. 5825, p. 705–708, 2007.

Apêndices

APÊNDICE A – DINÂMICA DE ÁTOMOS DE RYDBERG EM ESTADOS ALTAMENTE INTERAGENTES

A.1 Introdução

Neste apêndice vamos descrever um dos experimentos realizados durante o estágio que o autor participou na universidade de Michigan no período de setembro de 2014 à março de 2015. A maior motivação desta colaboração foi a oportunidade de aprendermos uma nova técnica, de detecção de átomos de Rydberg, através de imagens de íons. O grupo do Dr. Georg Raithel, da universidade de Michigan, é o pioneiro no uso de tal técnica aplicada no contexto de átomos de Rydberg e interações. Para solidificar o conhecimento, o autor participou de um experimento (diretamente relacionado com esta técnica) onde monitoramos a trajetória de átomos de Rydberg preparados num estado de alto momento de dipolo.

Neste apêndice vamos descrever as simulações do experimento, desde a trajetória ao cálculo do estado de alto momento de dipolo. Em seguida apresentamos o aparato experimental e os procedimentos utilizados, como a calibração e o cálculo das funções de correlação dos pares (FCP). Por fim mostramos como obter, com certa precisão, o parâmetro de interação entre um par de átomos utilizando a técnica de imagem de íons.

A motivação do trabalho é a capacidade de medir a FCP da distribuição de átomos de Rydberg. Em trabalhos anteriores, o grupo do prof. Raithel demonstrou que a FCP, extraída a partir das imagens de íons, pode fornecer informações importantes sobre a distribuição dos átomos na região de excitação. (36) Na figura A.1, podemos ver exemplos de FCP experimentais, obtidas a partir de uma imagem direta da distribuição de átomos de Rydberg.

Figura A.1 – FCP experimentais para diferentes estados de Rydberg em estados nD .

Fonte: SCHWARZKOPF et al. (36)

A partir das imagens, A.1, é possível ver que existe um anel mais claro (próximo ao disco preto), no centro da FCP, que está relacionado com o raio de bloqueio da amostra Rydberg. Em outras palavras, não há contagens para átomos que estão mais próximos do

que um certo raio definido como raio de bloqueio. Elas também mostram que é possível por exemplo medir o raio de bloqueio com esta técnica.

Num trabalho mais recente (68), eles mostraram que há um engrandecimento do anel de correlação, como função da dessintonia Δ do feixe de excitação. Isto acontece porque alterando a frequência de excitação é possível selecionar a excitação de uma classe bem definida de átomos, cuja separação internuclear é bem específica. Isto significa que se pode compensar o efeito de bloqueio, através da variação de Δ na excitação, o que leva a um engrandecimento da correlação espacial entre pares de átomos de Rydberg. A figura A.2 mostra um exemplo da FCP para diferentes Δ .

Figura A.2 – FCP de átomos em uma armadilha ótica de dipolo (AOD). A mudança de energia causada pela AOD leva a um aumento da correlação espacial entre os átomos de Rydberg, refletido como uma maior visibilidade do anel central.

Fonte: SCHWARZKOPF et al. (68)

A capacidade de detectar uma correlação espacial engrandecida foi a motivação para outro trabalho (69), onde foi medido o tamanho do anel de correlação em função do tempo para átomos no estado $70S_{1/2}$. Devido à interação isotrópica e repulsiva em estados nS ($V_{vdw} = C_6/r^6$), medindo a expansão do anel como função do tempo, é possível que se extraia experimentalmente o coeficiente de C_6 deste tipo de interação.

O objetivo do nosso trabalho foi aplicar a mesma técnica utilizada em (69), mas agora em um estado de Rydberg de alto momento de dipolo. Esses estados, diferentemente dos estados nS , têm uma interação anisotrópica de dipolo-dipolo de modo que a interação passa a ser $V_{dd} = C_3(1 - 3\cos(\theta)^2)/r^3$ e, portanto, esperamos ver os efeitos da anisotropia através da correlação entre pares de átomos, e também extrair experimentalmente o coeficiente de interação C_3 deste tipo de interação.

Este apêndice está dividido em duas seções principais; na primeira explicamos os detalhes das simulações de trajetórias clássicas da amostra de átomos de Rydberg; e na segunda seção, mostramos os resultados experimentais das trajetórias.

A.2 Simulação da trajetória dos átomos

A primeira etapa deste projeto foi calcular as trajetórias clássicas dos átomos de Rydberg, em um estado de alto dipolo-momento. As simulações foram feitas considerando

o movimento clássico de um sistema de muitos corpos, interagindo entre si, devido a um potencial interatômico. Para este projeto, decidimos estudar interações de dipolo que levam ao seguinte potencial interatômico:

$$V_{dd}(\vec{R}) = \frac{C_3}{|\vec{R}|^3} (1 - 3 \cos(\theta)^2), \quad (\text{A.1})$$

onde $\vec{R}$ é a separação internuclear entre dois átomos de Rydberg, θ é o ângulo entre o vetor momento de dipolo elétrico e o eixo internuclear, e C_3 é o parâmetro de interação.

Começamos a simulação com um número pré-definido de átomos de Rydberg. De acordo com os resultados experimentais anteriores, um número razoável de átomos nestes tipos de experimentos é de aproximadamente 8 átomos. Assim escolhemos aleatoriamente o número de átomos de uma distribuição probabilística de Poisson, com média de 8 átomos e definimos um máximo de 20 átomos. Em seguida definimos, de forma aleatória, posições e velocidades para cada átomo. As posições são escolhidas através de uma probabilidade gaussiana, cujas dimensões são definidas pelo parâmetro w_0 nas três orientações espaciais, de forma a representar a excitação dos átomos por um feixe gaussiano focalizado. Já as velocidades iniciais são escolhidas baseado na temperatura média de armadilhas atômicas $\sim 100 \mu\text{K}$. Com a amostra preparada, nós executamos um algoritmo de *Runge-Kutta* para que o sistema evolua no tempo de forma clássica, devido apenas à interação interatômica.

A fim de evitar efeitos acumulativos, definimos um corte interno para a distância interatômica mínima d_{cut} . Este corte é escolhido com base em (98) e deve levar em conta os efeitos colisionais, como ionização Penning e também a mistura entre diferentes estados devido à interação interatômica. Nas simulações, se dois átomos estão mais perto do que d_{cut} existe uma probabilidade de um, ou ambos, serem removidos dos próximos passos do cálculo.

A.2.1 Estado com alto momento de dipolo

Os átomos de Rydberg não têm nenhum momento de dipolo permanente, e ainda, estados nS detêm apenas a interação isotrópica de van der Waals. A fim de estudar as interações dipolo-dipolo, precisamos criar uma amostra de átomos com momento de dipolo elétrico não nulo. Isto pode ser feito aplicando um campo elétrico externo. Na presença do campo, todos os estados internos do átomo são misturados, levando a um estado que pode ter momento de dipolo elétrico.

Para estados nS o momento de dipolo induzido, em campos pequenos, também é pequeno, levando a interações que podem ser mais fracas do que as de van der Waals. Isto significa que é difícil visualizar tais interações considerando apenas o momento de dipolo de estados não-adiabáticos tipo nS .

Diferentemente do estado que criamos no capítulo 6, para visualizar as interações dipolo-dipolo, decidimos preparar os átomos de Rydberg em um estado de elevado momento de dipolo através da aplicação de uma passagem adiabática entre o estado nS e um estado

hidrogenóide. A figura A.3 (a) mostra o mapa Stark para o estado $50S_{1/2}$ na região de interesse do experimento, neste pode-se ver como a energia dos estados atômicos se modificam em função do campo. Podemos identificar também a presença do 6º cruzamento evitado entre o estado $50S_{1/2}$ e um estado hidrogenóide.

Figura A.3 – (a) Mapa Stark na região de interesse. Os pontos azuis representam o estado adiabático. (b) Potencial de interação de van der Waals e dipolo-dipolo no estado de interesse.

Fonte: GONÇALVES et al. (39)

A partir do gráfico na figura A.3 (a) é possível ver a alteração drástica na inclinação da curva de azul, que é o estado adiabático desejado. Esta mudança na inclinação é importante porque este parâmetro está diretamente relacionado ao momento de dipolo atômico. Antes do 6º cruzamento, por exemplo, o momento de dipolo atômico é $P'_{50S} = -1,249 \times 10^{-27}$ Cm, e depois da passagem adiabática passa a ser $P_{50S} = -2,034 \times 10^{-26}$ Cm. O parâmetro de interação é obtido a partir do momento de dipolo pela relação $C_3 = |\vec{P}|^2/4\pi\epsilon_0$, cujo valor é de $C'_3 = 1,403 \times 10^{-44}$ Jm³ e $C_3 = 3,719 \times 10^{-42}$ Jm³, antes e depois do cruzamento evitado, respectivamente. A partir destes valores pode-se ver que, após a travessia, o parâmetro de interação é mais de 200 vezes maior do que antes, o que leva à forte interação de dipolo-dipolo entre os átomos nesse estado. Uma comparação entre a interação de van der Waals e de dipolo-dipolo é apresentada na figura A.3 (b). A tabela A.1 mostra uma comparação entre os valores de C_3 antes e depois do cruzamento, bem como o valor de C_6 da interação de van der Waals a campo zero.

Tabela A.1 – Parâmetros de interação

Interação	Parâmetro da interação	Energia ($R = r_{rb} = 4,98 \mu\text{m}$)
V_{vdw}	$1,01 \times 10^{-59} \text{ Jm}^6$ (15295 MHz μm^6)	$6,64 \times 10^{-28} \text{ J}$ (1,0 MHz)
V'_{dd}	$1,40 \times 10^{-44} \text{ Jm}^3$ (21,12 MHz μm^3)	$1,13 \times 10^{-28} \text{ J}$ (0,2 MHz)
V_{dd}	$3,72 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$ (5614 MHz μm^3)	$3,01 \times 10^{-26} \text{ J}$ (45 MHz)

Fonte: Elaborada pelo autor

Na tabela A.1 os parâmetros de interação são apresentados tanto no S.I. quanto em MHz μ m, junto com as energias em joule e em MHz. Como a largura espectral do laser de excitação, nesses experimentos, é tipicamente 1 MHz, a energia nessa unidade nos fornece uma boa comparação do que se passa no sistema em diferentes condições. As energias para a interação de dipolo foram calculadas assumindo $\theta = 90^\circ$.

A fim de garantir que os átomos estão realmente no estado adiabático, aplicamos uma rampa no campo elétrico, imediatamente após a excitação dos estados Rydberg. A rampa deve ser lenta o suficiente para que os átomos não façam uma passagem não-adiabática para o estado não-adiabático $50S_{1/2}$, curva verde em A.3 (a). A constante de tempo da rampa é calculada considerando a probabilidade de Landau-Zener (99):

$$P_{Lz} = e^{-2\pi\xi} \quad (\text{A.2})$$

sendo:

$$\xi = \frac{a^2/\hbar}{\frac{d}{dt}(En - En_0)} \quad (\text{A.3})$$

onde a é o termo de acoplamento entre os estados (representado pelo elemento fora da diagonal da matriz de interação entre os dois estados considerados) cujo valor é de duas vezes a diferença de energia entre os estados, na posição do cruzamento evitado, e En_0 e En são as diferença de energia entre os dois estados envolvidos na passagem nos valores iniciais e finais da alteração do campo elétrico.

Para o estado $50S_{1/2}$, em rubídio 85, calculamos o tempo da rampa adiabática, considerando uma transferência de 95% da população através do 1º e do 6º cruzamentos evitados, os valores são mostrados na tabela A.2.

Tabela A.2 – Parâmetros da transição adiabática para o 1º e 6º cruzamentos evitados.

Cruzamento	Tempo da rampa considerando:			
	$\Delta(En) = 3a$	$\Delta \vec{E} = 100 \text{ mV}$	$\Delta \vec{E} = 200 \text{ mV}$	$\Delta(En) = [0, 3a]$
1º	0,11 μ s	0,57 μ s	1,21 μ s	12,60 μ s
6º	0,03 μ s	0,05 μ s	0,09 μ s	1,41 μ s

Fonte: Elaborada pelo autor

Nesta tabela, apresentamos o tempo da rampa para diferentes condições iniciais e finais da transição adiabática, calculado considerando as equações A.2 e A.3. Na coluna 2 o tempo é calculado de modo que o ponto inicial e final são dados pelas posições de campo elétrico onde a energia é três vezes a diferença de energia do cruzamento. As colunas 3 e 4 representam o tempo calculado para uma diferença de campo elétrico, centrada na posição do cruzamento, de 100 e 200 mV, respectivamente. Por fim, na coluna 5 assumimos uma variação onde o ponto inicial é a campo zero, até o ponto final onde a energia é de 3 vezes a diferença de energia no cruzamento.

Para a simulação, e também no experimento, escolhemos a situação da terceira coluna da tabela A.2, onde a variação de campo tem um total de 100 mV centrada no cruzamento. Uma vez que a escala de tempo da rampa é muito menor do que a escala de tempo da dinâmica do sistema, nas simulações consideramos que, durante o tempo da rampa, a amostra se comporta como um gás congelado, onde o movimento dos átomos não desempenha nenhum papel na interação. Isto é feito considerando apenas o momento de dipolo, do estado de elevado momento de dipolo, no momento do cálculo do movimento dos átomos.

A.2.2 Inicialização da amostra

A simulação começa com a preparação das condições iniciais da amostra de átomos de Rydberg frios. Estas condições estão relacionadas com o número de átomos, posição e velocidade. Para cada simulação nós definimos um número aleatório de átomos de Rydberg a partir de uma distribuição de Poisson. Após o número de partículas ser definido, começamos a criar as posições e a velocidade de cada um. Para simular uma amostra real de átomos de Rydberg, começamos escolhendo aleatoriamente a posição do primeiro átomo, em seguida, a posição dos próximos considerando o efeito de bloqueio de excitação. Isto é feito considerando a mudança total de energia, do próximo átomo a ser posicionado, devido a interação de van der Waals e dipolo-dipolo com os átomos já posicionados. A probabilidade de energia devido as interações será dada por:

$$P_{exc} = e^{(\Delta - V_{vdw}(R) - V_{dd}(R, \theta))^2 / (2\Gamma^2)}, \quad (\text{A.4})$$

onde Δ é a dessintonia de excitação, Γ é a largura de linha do laser de excitação (tipicamente 1 MHz) e $V_{vdw}(R)$ e $V_{dd}(R, \theta)$, as interações de van der Waals e dipolo-dipolo, respectivamente. É importante ressaltar que, durante a excitação, é utilizado o parâmetro C'_3 , do estado $50S_{1/2}$ adiabático antes do cruzamento.

Como a probabilidade de excitação depende do parâmetro Δ , dois efeitos podem ocorrer. Primeiro, quando $\Delta = 0$, começamos a escolha do primeiro átomo, que representa o primeiro átomo excitado para o estado de Rydberg e, em seguida, os átomos subsequentes são posicionados tendo em conta a condição de bloqueio. O segundo caso ocorre quando $\Delta \neq 0$ e maior que a largura de linha de excitação. Neste caso, é muito improvável que ocorra a excitação de um único átomo, assim, para a excitação nesta condição começamos com a excitação simultânea de dois átomos. Aqui ocorre o oposto ao efeito de bloqueio, agora as interações levam os dois átomos a estarem em ressonância com um feixe não ressonante a uma distância $R < r_{rb}$. Após a excitação do primeiro par, os átomos subsequentes também são posicionados. Este procedimento de empacotamento dos átomos, depois de uma primeira semente de excitação, já foi investigado em (100) por A. Urvoy e colaboradores em 2015.

Em nossas simulações decidimos fazer a excitação dos átomos de Rydberg considerando $\Delta = 0$ e $\Delta = 2$ MHz. No segundo caso, é muito pouco provável que ocorra a excitação de um único átomo. De modo que o protocolo de excitação de um par inicial deve ser utilizado. O fato da excitação acontecer fora de ressonância leva ao engrandecimento da excitação à uma distância interatômica muito bem definida, distância tal que a dessintonia da excitação é compensada pela própria interação. Na figura A.4 (a) apresentamos a probabilidade de excitar dois átomos de Rydberg no estado $50S_{1/2}$ (equação A.4) em função da distância interatômica para diferentes Δ .

Figura A.4 – (a) Probabilidade de excitação de dois átomos de Rydberg em função de R . (b) Ilustração da sequência temporal durante criação da amostra, cada ponto representa um átomo e a linha pontilhada seu respectivo raio de bloqueio.

Fonte: GONÇALVES (101)

Podemos ver na figura A.4 (a) que a probabilidade de quando $\Delta > 0$ (considerando o potencial efetivo com C'_3) faz com que os átomos se tornem mais localizados do que quando $\Delta \leq 0$. Isso acontece pois, nessa condição, a interação entre os átomos a uma dada distância R faz com que os mesmos estejam em ressonância com o feixe de excitação. A figura em (b) ilustra a sequência temporal do processo de excitação para os dois casos considerados. Nesta figura, os átomos são criados em sequência, primeiro os vermelhos, depois verde escuro, verde claro, azul e roxo (o círculo pontilhado representa o raio de bloqueio). Aqui podemos ver que quando $\Delta = 0$ os átomos são criados em posições randômicas, onde a única consideração é que nenhuma distância interatômica pode ser menor que r_{rb} . Já no outro caso, $\Delta > 0$, a excitação se inicia com dois átomos simultaneamente, e devido à diferença de energia Δ os átomos são criados de forma localizada, o que leva a amostra a possuir uma forte correlação espacial. O surgimento de correlações espaciais na distribuição atômica, devido a excitação fora de ressonância, já foi observado anteriormente em (68, 102) por A. Schwarzkopf e colaboradores em 2013 e por V. Bendkowsky em 2009, respectivamente.

A parte final da criação da amostra de átomos de Rydberg frios é a escolha de velocidades iniciais para os átomos. Isso é feito considerando uma distribuição de velocidades baseada na distribuição de Maxwell-Boltzmann, assumindo uma temperatura típica da amostra como $100 \mu\text{K}$.

A.2.3 Resultados

Depois que o sistema está preparado e a interação é definida, deixamos o sistema evoluir no tempo usando um método de Runge-Kutta (agora os átomos interagem com C_3 e não mais C'_3). O movimento é calculado devido à força em cada átomo considerando-se a presença de todos os outros. Na figura A.5 mostramos uma sequência de gráficos que ilustram o movimento dos átomos para três diferentes simulações. Nestas imagens, cada ponto colorido representam um átomo, e a transparência a evolução no tempo de modo que os mais transparentes estão na posição inicial, e o mais colorido na posição final.

Figura A.5 – Exemplos das trajetórias atômicas simuladas. Para o alinhamento do campo externo em $\hat{x}$ e $\hat{y}$ podemos ver os efeitos da interação anisotrópica. Este efeito aparece na projeção 2D como curvaturas na propagação de alguns dos átomos.

Fonte: GONÇALVES (101)

Devido à anisotropia da interação, podemos observar alguns comportamentos interessantes sobre o movimento atômico. É possível ver que quando o campo elétrico está alinhado em $\hat{z}$ (perpendicular ao plano de observação) os átomos somente se repelem uns aos outros. Nos outros casos, campo alinhado em $\hat{x}$ e $\hat{y}$ (no plano de observação), pode ocorrer também uma atração entre as partículas levando à trajetórias não triviais, como mostra a figura A.5. Aqui vemos que os átomos podem inclusive se atrair até certo ponto onde, em seguida, ocorre uma curvatura ao redor do centro de massa e finalmente eles se repelem mutuamente.

A fim de extrair resultados quantitativos das simulações, calculamos a função de correlação dos pares, com os resultados da simulação das trajetórias. A FCP é calculada tendo em conta a projeção das posições num plano bidimensional, definido como o plano $\hat{x}\hat{y}$. Uma vez que os átomos são projetados, a distância entre todos os pares é calculada, individualmente para cada simulação, e também para todos os átomos em 10000 simulações em conjunto. A FCP normalizada é obtida a partir da média das FCP de cada simulação, dividida pelo FCP de todas as simulações juntas. A figura A.6 mostra uma sequência de imagens em que este procedimento é exemplificado.

A figura A.6 ilustra o procedimento para a obtenção da FCP. Começamos projetando

Figura A.6 – Procedimento para a obtenção da FCP. Neste exemplo a simulação foi feita para $\Delta = 2$ Mhz, vemos em (a) a medida das distâncias interatômicas (para facilitar a visualização os átomos são representados por pontos brancos). (b) Distribuição espacial atômica para 10000 simulações. (c) FCP-total obtida considerando todas as simulações juntas. (d) FCP-média obtida da média de todas FCP individuais. (e) FCP-normalizada obtida através do quociente de (d) com relação a (c).

Fonte: GONÇALVES et al. (39).

os resultados das simulações no plano $\hat{x}\hat{y}$ e em seguida computamos todas as distâncias interatômicas de cada simulação (a). As distâncias interatômicas também são computadas para todos os átomos de todas as simulações juntas para formar a FCP-total, imagem (c). Esta imagem nos dá o perfil das interações na amostra atômica. Fazendo a média das FCP individuais, obtemos a FCP-média (d). Finalmente para a FCP-normalizada fazemos o quociente entre a distribuição em (c) pela em (d), chegando em (e), que é a imagem final que contém toda a informação que precisamos. A figura em (b) é apenas a distribuição inicial das posições atômicas, para esta simulação consideramos a excitação dos átomos por um feixe gaussiano de $w_0 = 10 \mu\text{m}$ e limitamos a amostra em $\hat{y}$ para que a mesma tenha $55 \mu\text{m}$ de comprimento. A escala de cor de todas as FCP-normalizadas foi ajustada tal que os valores variam de 0 (preto) à 2,5 (branco) onde os valores 1 , < 1 e > 1 indicam ausência de correlação, anti-correlação e correlação positiva, respectivamente.

Nas simulações da figura A.6 podemos ver em (e) um círculo brilhante no centro da imagem. Este círculo está relacionado com a probabilidade de encontrar átomos com essa distância interatômica específica. Nesta imagem o círculo aparece brilhante pois estas simulações foram feitas com $\Delta = 2$ MHz, fazendo com que ocorra um engrandecimento na probabilidade de se encontrar átomos cuja distância interatômica tem o mesmo valor do anel brilhante. Esse engrandecimento é importante pois facilita o monitoramento das distâncias interatômicas ao longo do tempo, como pode ser observado na figura A.7, nesta apresentamos a evolução do sistema atômico através das FCP.

Como esperado, quando os momentos de dipolo estão alinhados com o eixo $\hat{z}$, a FCP mostra apenas a parte repulsiva da interação, isso ocorre devido a projeção da posição dos átomos no plano $\hat{x}\hat{y}$. A repulsão é identificada pelo aumento do raio do anel central brilhante em função de tempo. A anisotropia da interação dipolo-dipolo aparece nos outros dois casos da figura A.7, para os campos orientados em $\hat{x}$ e $\hat{y}$. Nestes casos é possível ver uma expansão do anel no plano, na direção perpendicular à do campo elétrico, e também uma atração dos átomos na mesma direção do campo. A direção do alinhamento dos

Figura A.7 – Sequência de imagens ilustrando a evolução temporal da FCP para diferentes orientações do campo elétrico.

Fonte: GONÇALVES et al. (39).

vetores momento de dipolo dos átomos define o eixo em que a interação é atrativa ou repulsiva.

Nestas simulações consideramos $\Delta = 2$ MHz, de modo que há uma forte correlação espacial entre os átomos devido à dinâmica da excitação. A fim de extrair alguns resultados quantitativos, fazemos a média angular da FCP para o caso do campo orientado em $\hat{z}$ e monitoramos a evolução do anel no tempo. O anel aparece na média angular como um pico, e está relacionada com a distância interatômica mais provável de ocorrer no sistema. Uma vez que esta distância é calculada podemos extrair C_3 através do cálculo da velocidade terminal destes átomos. Quando os átomos atingem a velocidade terminal eles já não estão interagindo mais, de modo que toda a energia potencial foi convertida em energia cinética. A relação entre a energia inicial e final do sistema será dada pela seguinte expressão:

$$\frac{C_3}{R_0^3} = \frac{C_3}{R_m^3} + \frac{\mu v_t^2}{2}, \quad (\text{A.5})$$

onde R_0 é a distância interatômica inicial, definida pela posição do pico (na média angular) em $t = 0$, R_m é a distância interatômica média onde os átomos passam a expandir livremente (este termo leva em conta quaisquer interações interatômicas remanescentes na evolução temporal), μ é a massa reduzida do par atômico e v_t é a velocidade terminal. Os gráficos (a) e (b) na figura A.8 mostram a média angular das FCP simuladas na figura A.7 para o campo elétrico $\hat{z}$, e a evolução da posição de pico, respectivamente.

Pelas imagens da figura A.8 podemos ver em (a) que o pico, indicando a posição do anel, se afasta da origem indicando uma repulsão entre os átomos. A linha vermelha representa um ajuste quadrático para a identificação da posição do pico. Podemos ver

Figura A.8 – (a) Médias angulares das FCP para diferentes tempos de interação onde $t_0 = 0$ e $t_f = 8 \mu\text{s}$. A linha vermelha representa um ajuste quadrático utilizado na identificação da posição do pico. (b) Evolução da posição dos picos encontrados em (a), a linha tracejada representa um ajuste linear entre os tempos 3 e 6 μs .

Fonte: GONÇALVES et al. (39)

também que ocorre um alargamento dos picos, isso ocorre devido à difusão da amostra atômica no tempo. Em (b) apresentamos a evolução da posição central dos picos no tempo. Neste gráfico, realizamos um ajuste linear entre os tempos $t = 3 \mu\text{s}$ e $t = 6 \mu\text{s}$, nesta região de tempo os átomos já estão longe o suficiente para expandirem livremente no espaço. A partir de $6 \mu\text{s}$ notamos que existe uma pequena desaceleração dos átomos que acreditamos ser devido a aproximação com os próximos vizinhos. Para evitar a influência deste terceiro corpo na evolução da amostra o ajuste é feito apenas entre $t = 3 \mu\text{s}$ e $t = 6 \mu\text{s}$.

Para estas simulações escolhemos $C_3 = 3,72 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$ como o parâmetro de interação. Utilizando os valores encontrados pela FCP e pelo ajuste linear na figura A.8 (b) como: $R_0 = 4,32 \mu\text{m}$, $v_t = 0,77 \text{ ms}^{-1}$ e $R_m = 5,6 \mu\text{m}$, recuperamos o parâmetro de interação (equação A.5) como sendo $C_3 = 2,3 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$. Este valor apresenta uma variação de 38% com relação ao valor utilizado nas simulações. Atribuímos tal diferença, entre o valor utilizado e o recuperado, a dois fatores: i) efeitos de muitos corpos que não foram considerados na equação A.5 e ii) pelo fato que estamos projetando uma amostra 3D em um plano 2D, onde a evolução atômica é subestimada. Este procedimento é uma simulação para a determinação experimental de tal parâmetro.

Nestas simulações preparamos a amostra atômica considerando $\Delta = 2 \text{ MHz}$, um outro efeito interessante ocorre quando analisamos, por exemplo, a mesma amostra preparada com um feixe em ressonância $\Delta = 0$. Vimos que neste caso, não ocorre um engrandecimento de uma distribuição interatômica específica, mas sim o bloqueio de excitação para $R < r_{rb}$ (figura A.4). Pensando nisso fizemos uma simulação para $\Delta = 0$, mas agora de um sistema puramente 2D onde todos os átomos são fixos inicialmente no plano $\hat{x}\hat{y}$ e com velocidade zero na componente $\hat{z}$. Nesta condição não perdemos nenhuma informação devido a projeção da distribuição atômica no plano 2D no momento do cálculo

das FCP.

Os resultados desta simulação estão apresentados na figura A.9, onde no topo apresentamos a evolução da FCP para o campo alinhado em $\hat{z}$. Aqui podemos notar que na região central ao anel não existem contagens como nas imagens da figura A.7. Isso é um efeito da dimensionalidade da amostra. No caso anterior, como se tratava de um sistema 3D, a projeção de posições fora do plano $\hat{x}\hat{y}$ indicava contagens para átomos com $R < r_{rb}$. Outra diferença notável é a ausência do anel brilhante em $t = 0$, diretamente relacionada à excitação quando $\Delta = 0$. Aqui vemos que a amostra não apresenta correlações espaciais a tempos curtos, mas com a evolução temporal o anel passa a ficar evidente. Esta é uma manifestação de efeitos de muitos corpos, onde à medida que o sistema evolui (devido à forte interação), rapidamente os átomos atingem os próximos vizinhos levando ao surgimento de correlações espaciais. Devido à excitação em ressonância a correlação inicial entre os átomos é muito baixa, porém com a alteração da interação para dipolo-dipolo após a preparação da amostra, os átomos passam a interagir muito fortemente. Nesta condição a repulsão faz com que os átomos atinjam os próximos vizinhos rapidamente $t \sim 5 \mu s$, antes que o sistema tenha tempo de dissipar a energia inicial dos átomos, levando ao surgimento de fortes correlações espaciais.

Figura A.9 – Na figura superior a evolução da FCP quando $\Delta = 0$, em (a) a evolução temporal do anel brilhante na amostra e (b) uma medida da visibilidade do anel em função do tempo.

Fonte: GONÇALVES et al. (39)

A figura A.9 (a) mostra a evolução dos pares de átomos desta simulação, também obtida através das medias angulares da FCP no topo da figura. Aqui podemos ver que para $t > 10 \mu s$ a amostra apresenta uma desaceleração devido a aproximação dos pares de átomos com os próximos vizinhos. A linha vermelha representa um ajuste linear de onde

extraímos as propriedades do sistema, como $R_0 = 6,7 \mu\text{m}$, $v_t = 0,46 \text{ ms}^{-1}$ e $R_m = 9,4 \mu\text{m}$. Desses parâmetros conseguimos recuperar novamente o parâmetro de interação como sendo $C_3 = 3,63 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$, cuja variação com o valor teórico é de apenas 2,4%.

Na figura A.9 (b) apresentamos uma medida da visibilidade do anel, ou pico na média angular. Esta foi calculada fazendo a diferença entre o valor da amplitude do pico e o valor assintótico da média angular, dividido pelo valor assintótico. A visibilidade pode ser comparada a uma medida da correlação, e podemos ver que esta atinge um máximo em $t \approx 7 \mu\text{s}$. Aproximadamente o mesmo tempo onde a velocidade dos átomos é máxima. Para tempos maiores tanto a velocidade, quanto a visibilidade começam a diminuir.

A ascensão e queda de correlações espaciais em função do tempo indica que um processo semelhante ao chamado *disorder induced heating* (DIH) pode estar ocorrendo em nosso sistema. DIH já foi observado em plasmas ultra-frios (103) por T. Killian em 2007. Fazendo uma analogia com o acoplamento Coulombiano em plasmas, no nosso sistema podemos definir um análogo ao parâmetro de acoplamento Γ definido como a razão entre a energia de interação inicial, oriunda da interação dipolar e a energia cinética térmica. No caso da figura A.9 temos que $R_0 = 6,7 \mu\text{m}$, e o termo da interação dipolar é C_3/R_0^3 , levando a um parâmetro $\Gamma \approx 10$. Este parâmetro indica um forte acoplamento entre os átomos devido a interação de dipolo.

Passamos agora para a apresentação do experimento realizado em Michigan e dos resultados obtidos para a determinação experimental do parâmetro C_3 em condições análogas as simulações aqui realizadas.

A.3 Resultados Experimentais da trajetória dos átomos

Neste experimento realizamos um procedimento similar ao teórico. Excitamos átomos num estado de Rydberg altamente polarizado e medimos as FCP em função do tempo. A excitação dos átomos foi feita próximo à ressonância $\Delta \approx 0 \text{ MHz}$, onde fomos capazes de monitorar a evolução temporal do sistema bem como o surgimento de correlações espaciais. Fomos capazes também de observar pela primeira vez, através de uma imagem, efeitos mecânico-espaciais de uma interação anisotrópica.

A.3.1 Aparato experimental e procedimentos

O experimento em Michigan foi realizado numa armadilha magneto ótica tradicional (AMO), de rubídio 85. A armadilha está posicionada acima de uma agulha de BeCu, esta agulha é usada para aplicar um campo elétrico que ioniza os átomos de Rydberg, e simultaneamente os envia a um detector MCP. O impacto dos íons no MCP faz com que uma avalanche de elétrons seja formada, e esses elétrons são direcionados à uma tela de fósforo que marca a posição de impacto através de um ponto brilhante. A figura A.10 mostra um esquema que ilustra a montagem experimental. Aqui pode-se ver em (a) posição

da AMO acima da agulha, e também o feixe de excitação Rydberg. Em (b) pode ser visto um esquema de um dos eletrodos, utilizados para controlar o campo elétrico aplicado.

Figura A.10 – Aparato experimental, (a) posições da agulha e AMO, no interior dos eletrodos de campo externos, aqui podemos ver o feixe de excitação e as trajetórias dos íons. (b) os eletrodos para a aplicação de campo elétrico.

Fonte: SCHWARZKOPF et al. (36)

Os átomos de Rydberg são criados usando uma transição de dois fótons fora de ressonância, partindo do estado $|5S_{1/2}\rangle$ para o estado $|5P_{3/2}\rangle$ usando um feixe de excitação em 780 nm, e em seguida para o estado de Rydberg $|nS_{1/2}\rangle$ usando um laser de 480 nm. A excitação está fora de ressonância por ~ 1 GHz para o vermelho do estado intermediário. Uma vez no estado de Rydberg, o sistema evolui em alguns intervalos de tempo predefinidos, e em seguida os átomos são ionizados por meio de técnica de ionização por campo pulsado. O mesmo campo elétrico que ioniza os átomos também envia os íons para a MCP, onde a imagem é formada.

A imagem dos íons é capturada por uma câmara CCD de 16 bits, e na análise das imagens é feito o mesmo procedimento aplicado para as trajetórias simuladas. Cada posição de impacto é primeiramente convertida em posições de uma matriz, utilizando um algoritmo que identifica os pontos brilhantes. Com as posições de impacto identificadas a FCP é criada. Com a FCP extraímos sua média angular e com a evolução temporal extraímos o parâmetro C_3 , exatamente como descrito para a análise das simulações. A figura A.11 mostra em (a) o exemplo de uma imagem de íons obtida experimentalmente, em (b) a soma de 5000 imagens identificando o perfil do feixe de excitação (480 nm) e em (c) uma imagem da FCP normalizada obtida das 5000 imagens.

Figura A.11 – Sequência de imagens experimentais: (a) imagem de íons, (b) soma de 5000 imagens e (c) FCP de 5000 imagens de íons.

Fonte: GONÇALVES (101)

A.3.2 Campo elétrico externo

Para criar o estado de alto momento de dipolo, e também para evitar quaisquer perturbações externas sobre a dinâmica do sistema que queremos estudar, é necessário ter um bom controle de campo elétrico externo. A aplicação do campo é feita usando um sistema de eletrodos independentes, figura A.10, que permite aplicar o campo em cada orientação $\hat{x}$, $\hat{y}$ e $\hat{z}$ de forma independente.

A amplitude de campo zero, na região de excitação, é obtida fazendo o mapa Stark de um estado conhecido e comparando o valor experimental com o valor teórico. Neste experimento utilizamos a posição (em campo elétrico) onde o estado $48D_{5/2}$, $m_j = 5/2$ tem um máximo de energia (figura A.12 (a)). Esse máximo é uma referência absoluta que nos dá o valor de campo na amostra e também a calibração de tensão para campo elétrico. Uma vez que o campo é bem conhecido, o próximo passo é para encontrar as linhas de energia dos estados hidrogenóides. O procedimento é o mesmo da calibração de campo, através do mapa Stark, mas agora escolhemos a região de energia próxima ao estado $50S_{1/2}$. Na figura A.12 (b) mostramos uma varredura Stark próxima ao estado $50S_{1/2}$ onde é possível identificar o cruzamento com diversos estados hidrogenóides.

O experimento foi realizado perto do 6º cruzamento do estado $50S_{1/2}$ como um estado hidrogenóide. A transição adiabática para o estado de alto momento de dipolo foi realizada com uma variação de 200 mV centrada no cruzamento.

A.3.3 Calibração da magnificação

Um parâmetro muito importante a ser determinado é o fator de ampliação das imagens de íons. Este é essencial para uma correta extração das distâncias interatômicas nas imagens de íons. Como o campo elétrico de ionização é oriundo de uma agulha, este é muito divergente, sendo a própria divergência do campo que dá origem a magnificação da imagem. Controlando a distância entre o feixe de excitação em 480 nm e a agulha podemos

Figura A.12 – (a) Mapa Stark do estado $48D_{5/2}$, $m_j = 5/2$, os pontos de máximo em energia foram utilizados na calibração dos eletrodos. (b) Mapa Stark próximo à energia do estado $50S_{1/2}$.

Fonte: GONÇALVES (101)

controlar a ampliação da imagem de íons. Para este experimento essa distância foi de cerca de $460 \mu\text{m}$, e a ampliação foi determinada utilizando um padrão de interferência gerado na amostra atômica por uma fenda dupla colocada sobre o feixe de excitação. A figura A.13 mostra o perfil de excitação dos átomos utilizando a fenda dupla no feixe de excitação. O perfil é obtido somando 5000 imagens de íons. O gráfico contém também a imagem total de íons obtidas com a utilização da fenda.

Figura A.13 – Calibração das imagens de íons. O gráfico mostra a integral de imagem onde se pode ver o padrão de interferência devido a fenda dupla. O inserto é uma média de 5000 imagens de íons.

Fonte: GONÇALVES (101)

A distância entre os picos de interferência foi determinada como 16 mm , e a distância medida, usando as imagens de íons foi de 84 píxeis . Com estes valores, e conhecendo os parâmetros CCD, a ampliação da imagem foi determinada como 213 vezes a distância

interatômica inicial.

A.3.4 Trajetórias medidas

Para este experimento, decidimos excitar os átomos perto do 6º cruzamento evitado, escolhemos este cruzamento porque os anteriores são muito estreitos para que nós possamos garantir uma transferência adiabática de mais de 90% dos átomos no estado $50S_{1/2}$ para o estado hidrogenóide de interesse. O experimento começa após as calibrações de campo e da ampliação da imagem, com a excitação dos átomos para o estado $50S_{1/2}$ na região de campo cerca de ~ 50 mV antes do cruzamento. Os átomos são então transferidos para o estado de alto momento de dipolo por uma variação de 100 mV ao longo de $5 \mu\text{s}$. Em seguida deixamos o sistema evoluir por intervalos de tempo pré-definido e, depois disso, os átomos são ionizados e os íons enviado para a MCP por um pulso de alta voltagem aplicado na agulha. As imagens de íon são registradas e em seguida calculamos a FCP. A figura A.14 mostra a evolução temporal das FCP para diferentes orientações de campo elétrico.

Figura A.14 – Evolução da FCP experimentais para diferentes condições de campo elétrico.

Fonte: THAICHAROEN et al. (38)

Desta imagem fica clara a diferença na interação entre dipolo-dipolo e van der Waals, dada pela velocidade de expansão no caso (a) e (b). Em (a) na ausência de campo elétrico os átomos interagem apenas devido à interação de van der Waals, enquanto que em (b) os átomos se encontram no estado altamente interagente. Mais interessante é a visualização do caráter anisotrópico da interação, onde pode ser vista uma expansão no eixo $\hat{x}$ da figura A.14 (c) e uma atração no eixo $\hat{y}$, representada por uma faixa preta.

Fazendo a média angular das FCP, para a orientação do campo em $\hat{z}$ (figura A.15 (a)), podemos extrair o parâmetro de interação C_3 como fizemos para as simulações. A figura A.15 (b) mostra a evolução do anel brilhante (pontos azuis) junto com a evolução de sua visibilidade (quadrados cinzas).

Figura A.15 – (a) Média angular da FCP, com o campo elétrico aplicado em $\hat{z}$, para diferentes intervalos de tempo. (b) Evolução do anel brilhante na FCP (pontos azuis) e da visibilidade (quadrados cinzas).

Fonte: THAICHAROEN et al. (38)

Nas imagens da figura A.15 vemos em (a) a média angular da FCP para diferentes intervalos de tempo. A região indicada em cinza é a região utilizada para a determinação do ponto de máximo das médias. Em (b) temos a evolução temporal do ponto de máximo das médias angulares, aqui os pontos azuis foram ajustados por uma reta no intervalo $t = 6 \mu\text{s}$ a $t = 10 \mu\text{s}$. A linha vermelha representa o resultado teórico da evolução temporal. Os pontos em cinza indicam a evolução da visibilidade do anel. Neste experimento os átomos foram excitados próximos à ressonância $\Delta \approx 0 \text{ MHz}$, por isso podemos observar um engrandecimento na visibilidade.

Destes resultados fomos capazes de determinar o parâmetro de interação (utilizando a equação A.5) para este estado como sendo $C_3 = (3,3 \pm 1,4) \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$, valor que é muito próximo ao obtido analiticamente, $C_3 = 3,72 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$. Estes resultados mostram a capacidade de nossa técnica de extrair o parâmetro de interação de potenciais interatômicos com uma boa precisão.

Além da extração de C_3 fomos capazes de observar, experimentalmente, a manifestação anisotrópica da interação de dipolo-dipolo. Aqui observamos pela primeira vez efeitos mecânico-espaciais de tal interação através de uma imagem. Na figura A.16 mostramos em (a) a superfície potencial da interação de dipolo-dipolo entre dois átomos junto com as linhas de força. Ao lado uma comparação das imagens de íons experimentais e simuladas onde pode ser vista a concordância nos resultados.

Nestas imagens podemos ver, que tanto no resultado teórico, quanto no experimental as FCP seguem o padrão das linhas de força indicadas na figura A.16 (a). À medida que os átomos se aproximam a distâncias muito curtas, devido a efeitos colisionais eles não aparecem na FCP, onde o que aparece é uma diminuição na contagem. Isso pode ser visto como uma linha mais escura ao longo do eixo onde foi aplicado o campo elétrico, no caso $\hat{y}$

Figura A.16 – (a) Mapa de cor do potencial interatômico junto com os vetores da força (setas pretas) em função de $\vec{R}$ para o momento de dipolo alinhado em $\hat{y}$. (b) e (c) FCP experimental e teórica para a mesma orientação de campo para $t = 4 \mu\text{s}$.

Fonte: THAICHAROEN et al. (38)

A.4 Conclusão

Em conclusão, utilizamos uma técnica de imagem de íons como um método para detectar as trajetórias dos átomos de Rydberg e correlações espaciais. A técnica foi aplicada a um estado de elevado momento de dipolo. Este estado possui uma interação dipolo-dipolo anisotrópica, diferentemente da interação isotrópica de van der Waals. Nossas simulações mostraram que o estado de alto momento de dipolo deve interagir muito mais fortemente do que os estados num estado nS puro. A força da interação de dipolo-dipolo é evidenciada como uma rápida expansão do anel nas FCP, quando em comparação com a expansão de interação de van der Waals. E a assinatura da anisotropia da interação surgiu nas imagens de íons experimentais como uma linha fina, no centro do anel da FCP alinhada com o campo elétrico aplicado.

Observamos a expansão rápida da FCP quando os átomos são transferidos adiabaticamente para o estado elevado momento de dipolo. Isto confirmou que podemos criar esses estados variando lentamente um campo elétrico externo, e também que eles interagem fortemente como o esperado. Além disso, fomos capazes de observar os efeitos anisotrópicos da interação, relacionado com a dependência angular do potencial escolhido que pode ser tanto atrativo quanto repulsivo. A parte repulsiva é observada na expansão rápida, e atrativa como uma fina faixa alinhada na mesma orientação do campo elétrico.

Fomos também capazes de determinar experimentalmente o parâmetro de interação dessa interação dipolar. Para o estado momento alto dipolo escolhido, este parâmetro é $C_3 = 3,72 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$, e os resultados de simulação e experimentais são $C_3^{sim} = 3,63 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$ e $C_3^{exp} = 3,3 \times 10^{-42} \text{ Jm}^3$. O valor obtido experimentalmente está de acordo com o simulado e próximo ao valor teórico, o que mostra que a técnica é

muito poderosa e confiável, podendo ser aplicada para estudar diferentes tipos de interações, isotrópicas anisotrópicas. Estudos preliminares sugerem que a divergência nos resultados com a teoria pode ser explicada devido à geometria da amostra e aos efeitos de muitos corpos.

APÊNDICE B – LISTA DE PUBLICAÇÕES

Durante sua pós-graduação estudando interações entre átomos de Rydberg, o autor participou das seguintes publicações:

- “Control of Rydberg-atom blockade by dc electric-field orientation in a quasi-one-dimensional sample”

Luís Felipe Gonçalves and Luis Gustavo Marcassa

[Physical Review A **94**, 043424 \(2016\)](#)

- “Motion of Rydberg atoms with strong permanent-electric-dipole interactions”

Luís Felipe Gonçalves, Nithiwadee Thaicharoen and Georg Raithel

[Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics **49**, 154005 \(2016\)](#)

- “Atom-pair kinetics with strong electric-dipole interactions”

Nithiwadee Thaicharoen, Luís Felipe Gonçalves and Georg Raithel

[Physical Review Letters **116**, 213002 \(2016\)](#)

Esta publicação foi destacada como um “resultado notável” pela [Agência FAPESP](#).

- “Role of multilevel Rydberg interactions in electric-field-tuned Förster resonances”

Jorge M. Kondo, Donald Booth, Luís Felipe Gonçalves, *et al.*

[Physical Review A **93**, 012703 \(2016\)](#)

- “Measurement of Rb $5P_{3/2}$ scalar and tensor polarizabilities in a 1064-nm light field”

Yun-Jhih Chen, Luís Felipe Gonçalves and Georg Raithel

[Physical Review A **92**, 060501 \(2015\)](#)

- “Two-body Förster resonance involving Rb nD states in a quasi-electrostatic trap”

Jorge M. Kondo, Luís Felipe Gonçalves, Jader S. Cabral, *et al.*

[Physical Review A **90**, 023413 \(2014\)](#)

- “Effects of electric fields on ultracold Rydberg atom interactions”

Jader S. Cabral, Jorge M. Kondo, Luís Felipe Gonçalves, *et al.*

[Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics](#) **44**, 184007 (2011)

- “Manipulation of quantum state transfer in cold Rydberg atom collisions”

Jader S. Cabral, Jorge M. Kondo, Luís Felipe Gonçalves, *et al.*

[New Journal of Physics](#) **12**, 093023 (2010)