UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

JORGE DOUGLAS MASSAYUKI KONDO

Estudo de colisões entre átomos de Rydberg ultrafrios em
amostras atômicas aprisionadas numa armadilha óptica de
dipolo

São Carlos
2014

JORGE DOUGLAS MASSAYUKI KONDO

Estudo de colisões entre átomos de Rydberg ultrafrios em amostras atômicas aprisionadas numa armadilha óptica de dipolo

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
2014

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

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

Kondo, Jorge Douglas Massayuki
Estudo de colisões entre átomos de Rydberg
ultrafrios em amostras atômicas aprisionadas numa
armadilha óptica de dipolo / Jorge Douglas Massayuki
Kondo; orientador Luis Gustavo Marcassa - versão
corrigida -- São Carlos, 2014.
144 p.

Tese (Doutorado - Programa de Pós-Graduação em
Física Básica) -- Instituto de Física de São Carlos,
Universidade de São Paulo, 2014.

1. Átomos de Rydberg . 2. Potenciais
moleculares. 3. Átomos ultrafrios. 4. Aprisionamento
e resfriamento atômicos . I. Marcassa, Luis Gustavo,
orient. II. Título.

*À minha avó Katsuko Ishikawa Kondo, que me ensinou
o significado da perseverança, como ultrapassar os obstáculos da vida,
a lutar pelos nossos objetivos, o autoconhecimento e o caminho real da felicidade.*

AGRADECIMENTOS

Quando fui apresentado ao mundo da física atômica, mais especificamente no estudo de interações atômicas entre átomos de Rydberg ultrafrios, o mundo e as dificuldades que iriam se apresentar no meu caminho pareciam ser infinitas. Com o suporte, apoio e discussões valiosas de colegas de pesquisas e amigos próximos, a jornada se transformou pouco a pouco numa ótima experiência de vida.

Agradecer todas as pessoas que fizeram parte desta aventura nos caminhos da ciência é impossível, pois cada uma me influenciou de maneira diferente e única. Preciso em especial lembrar as lições que aprendi com minha avó Katsuko Yshikawa Kondo, de lutar sempre com todas as forças despertando assim o melhor dentro de nós, ter sempre a humildade fundamental de reconhecer nossos erros, e nunca esquecer que somos todos iguais, com os mesmos medos, desejos e vontades. Tratar as pessoas da mesma maneira que gostaríamos que nos tratassem, com respeito e dignidade.

Ao meu orientador Dr. Luis Gustavo Marcassa agradeço por me apresentar este estimulante campo de pesquisa e seus desafios e a chance de trabalhar em um dos melhores laboratórios brasileiros de física atômica, à sua esposa Luciana em especial por tornar o ambiente mais humano nas confraternizações recheadas de físicos experimentais sem muito trato no campo social.

Aos meus companheiros de experimento Luis Felipe Gonçalves e Jader de Souza Cabral deixo meus mais sinceros sentimentos, por todas as discussões mais acaloradas, pelo suporte mutuo em momentos de dúvida, pelo compartilhamento das mais fortes emoções durante esta jornada. Aos colegas de laboratório Bruno Marangoni e Renato Menegatti que foram parte essencial durante o desenvolvimento deste projeto, seja, solucionando desafios técnicos ou comemorando os objetivos alcançados.

Ao Prof. Dr. Cleber Renato Machado e a todos os membros do grupo de fotônica pelas ricas discussões durante as reuniões do grupo, ao serviço de pós-graduação do IFSC, à oficina mecânica do instituto, ao serviço de biblioteca e informação Bernhard Gross e em especial à Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e aos nossos contribuintes, que financiaram e possibilitaram o desenvolvimento deste projeto.

Muito Obrigado!

“Me surpreende o quão desinteressados somos hoje em dia sobre física, espaço, o universo e a filosofia da nossa existência, nosso propósito, nosso destino final. É um mundo louco lá fora. Seja curioso.” - Tradução livre do autor.

Stephen Hawking

RESUMO

KONDO, J. M. **Estudo de colisões entre átomos de Rydberg ultrafrios em amostras atômicas aprisionadas numa armadilha óptica de dipolo.** 2014. 144p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

Neste trabalho, estudamos colisões entre átomos de Rydberg ultrafrios em uma amostra atômica de alta densidade aprisionada em uma armadilha óptica de dipolo (AOD) tipo QUEST (Quasi Electrostatic Trap). Nossos objetivos incluíam testar a manifestação de fenômenos de muitos corpos bem como estudar efeitos de anisotropia nos processos colisionais envolvendo dois corpos. Para isso, escolhemos o processo colisional descrito por $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ no intervalo de $37 \leq n \leq 47$. O processo foi estudado na ausência e presença de campo elétrico estático, originando as ressonâncias Förster. Os resultados mostram que mesmo em alta densidade atômica o processo de dois corpos domina a interação, apesar da clara manifestação do bloqueio dipolar. Após modificações na montagem experimental, estudamos um dos picos da ressonância Förster $37D_{5/2} + 37D_{5/2} \rightarrow 39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ em função da direção e amplitude em relação ao eixo longitudinal da AOD. Discutimos os resultados e os desafios futuros do experimento

Palavras-chave: Átomos de Rydberg. Potenciais moleculares. Átomos ultrafrios. Aprisionamento e resfriamento atômicos.

ABSTRACT

KONDO, J. M. **Study of collisions between ultracold Rydberg atoms in atomic samples trapped in an optical dipole trap.** 144p. Tese (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2014.

In this paper, we study collisions between ultracold Rydberg atoms in a high density atomic sample trapped in an optical dipole trap (ODT), type QUEST (Quasi Electrostatic Trap). Our goals included testing the manifestation of many-body phenomena and to study anisotropy effects in collisional processes involving two Rydberg atoms. In order to do this, we have chosen the collision process described by $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ in the range of $37 \leq n \leq 47$. The process was studied in the presence and absence of a dc static electric field, also known as Förster resonances. The results show that even at high atomic density, two-body interaction dominates the process, despite the clear manifestation of Rydberg blockade. After several improvements in our experimental setup, we have studied also a Förster resonance peak $37D_{5/2} + 37D_{5/2} \rightarrow 39P_{3/2} + 35F_{7/2}$ as a function of the magnitude of the dc static electric field as well as the angle between this field and the longitudinal axis of the ODT. We discuss the results and future challenges of the experiment.

Keywords: Rydberg atoms. Molecular potentials. Ultracold atoms. Atomic trapping and cooling.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 - Esquema do modelo semi-clássico da interação coulombiana do tipo dipolo-dipolo entre dois átomos de Rydberg.	35
Figura 2 - Potencial de interação entre átomos de Rydberg para dois elementos químicos Rb e Cs, as curvas mostram os pares atômicos assintóticos em torno do estado $37D+37D$ para campo elétrico nulo.	39
Figura 3 - Curvas de potenciais moleculares entre dois átomos no estado de Rydberg, para dois elementos químicos Rb e Cs sob ação de campo elétrico estático de $2V/cm$	39
Figura 4 - Um dos avoid-crossing (cruzamentos evitados) entre os potenciais dos pares atômicos $37D+37D$ e $39P+35I$ com campo elétrico de fundo de $500\text{ mV}\cdot\text{cm}^{-1}$, a) Utilizando os termos de dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo b) Utilizando apenas o termo de interação dipolo-dipolo.	40
Figura 5 - a) varredura em amplitude do campo elétrico para os ângulos de 90 e 45 graus, ângulo entre o campo elétrico e o eixo de excitação. b) Dependência angular para a interação apresenta um mínimo experimental em 55 graus.	41
Figura 6 - a) Gráfico polar bidimensional mostrando a dependência do potencial molecular (Dependência com a distância interatômica R) e o campo entre o campo elétrico e o eixo de separação entre os átomos césio no estado de Rydberg $90D + 90D$. b) Gráfico angular subtraindo as contribuições de dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo para um valor de separação internuclear fixo de $3\text{ }\mu\text{m}$	42
Figura 7 - a) Nível de energia do par atômico, mostrando a interação de dipolo a curtas distâncias que leva ao aparecimento de dois potenciais distintos, b) Probabilidade de excitação de um único átomo sem a presença de um segundo (linha vermelha e verde – probabilidade de excitação de um ou outro átomo), probabilidade conjunta de excitação dado pelo produto da linha verde e vermelha (linha azul – probabilidade de excitação de um e do outro átomo) e probabilidade de excitação dupla (linha preta) para uma distância de $18\text{ }\mu\text{m}$ entre os átomos, c) Probabilidade de excitação dupla para uma distância de $3,6\text{ }\mu\text{m}$ entre os átomos.	45
Figura 8 - Desenho esquemático do volume de inibição da excitação para o estado de Rydberg, Rb é menor distância até o átomo de Rydberg mais próximo. Os átomos dentro do volume de exclusão permanecem no estado fundamental.	46
Figura 9 - Gráfico da densidade de átomos no estado de Rydberg em função da densidade total de átomos da distribuição, para três valores de raios de raios de bloqueio Rb , $2,5\text{ }\mu\text{m}$, $3\text{ }\mu\text{m}$ e $4\text{ }\mu\text{m}$, utilizando a solução para o estado estacionário da equação 13.	48

Figura 10 - (a) Curvas de potenciais moleculares para estados ao redor de $32S+32S$ resultado da diagonalização em função da distância interatômica R considerando efeito Stark dc, interação dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo, $E = 500 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ (b) Projeção da mistura entre os estados, $CR = 32S + 32S32P + 31P$.	50
Figura 11 - Mapa Stark do par atômico $32P + 32P$ e o cruzamento em energia para as três combinações das projeções de momento angular m_j com o estado $32S_{1/2} + 33S_{1/2}$.	51
Figura 12 - (a) Filtragem dos dados experimentais pela subtração da contribuição da radiação de corpo negro encontrada no modelo de taxas para o estado $32S$ (b) Comparação entre as posições de ressonância e taxa de crescimento das populações para $n = 33$, as derivadas são obtidas para um tempo de $2,5 \mu\text{s}$.	52
Figura 13 - Mapa Stark do par atômico no estado de Rydberg 37D e varredura da população transferida para o estado $39P$ em função do campo elétrico estático aplicado na amostra.	53
Figura 14 - Comparação entre o experimento e teoria da constante de formação de dois corpos K na presença de dois valores de campos elétricos, $500 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ e de $2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, o tempo entre excitação e detecção no experimento é de 100 ns .	55
Figura 15 - Sinal de elétrons 100 ns após a excitação do estado $43D_{5/2}$; ionização por uma rampa de campo elétrico (pulso de ionização seletiva) mostrada em C para três densidades $1,2 \times 10^{10} \text{ átomos} \cdot \text{cm}^{-3}$, $5,9 \times 10^{10} \text{ átomos} \cdot \text{cm}^{-3}$ e $1 \times 10^{11} \text{ átomos} \cdot \text{cm}^{-3}$.	56
Figura 16 - a) Transferência da população para os estados $45P_{3/2}$ e $41F_{7/2}$ após excitação do estado $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra, o gráfico mostra a comparação como modelo de muitos corpos CBMBT adotado pelos autores e o modelo de dois corpos utilizando apenas interações de dipolo. b) Fração de átomos transferidos em função do número quântico principal n , podemos observar um máximo em $n = 43$, onde ocorre uma ressonância Förster natural.	57
Figura 17 - Varredura da população transferida para o estado de Rydberg $33P$ em função do campo elétrico estático aplicado, as inúmeras ressonância ocorrem devido ao cruzamento em energia do par atômico $31D+31D$ com o $33P$ e a Fan de estados hidrogenoides para $n=29$.	58
Figura 18 - Fração de átomos transferidos para o estado $33P$ após a excitação do estado $31D$ em função do número de átomos presentes em três regiões de excitações com cinturas de $6,5 \mu\text{m}$, $11 \mu\text{m}$ e $19 \mu\text{m}$.	59
Figura 19 - Comparação entre a simulação numérica e o experimento. Os autores consideram um processo de interação de muitos corpos entre nove átomos, dispostos aleatoriamente dentro de dois volumes de excitação com $5 \mu\text{m}$ e $15 \mu\text{m}$ de cintura.	60

Figura 20: - Diagrama do processo de acoplamento entre o campo eletromagnético (laser) e um sistema de três níveis atômicos, a) Configuração usualmente utilizada na observação de EIT com estados de Rydberg, b) Diagrama de energia relativa e parâmetros do acoplamento.....	61
Figura 21 - a) Perfil de absorção do feixe de prova em função da dissintonia δp dado pela parte imaginária da susceptibilidade χ . A linha cheia mostra a janela de transmissão quando as condições de EIT são obedecidas. b) O gráfico mostra o perfil de dispersão. As linhas tracejadas em ambos os gráficos demonstram um sistema simples de dois níveis na ausência do feixe de acoplamento.....	64
Figura 22 - Diagrama de energia do átomo de ^{85}Rb , as setas mostram os estados hiperfinos utilizados para o resfriamento e aprisionamento atômicos.....	66
Figura 23 - Esquema da montagem óptica utilizada para o feixe de aprisionamento e posição do amplificador óptico.....	67
Figura 24 - Desenho esquemático da montagem do amplificador.	68
Figura 25 - Desenvolvimento do projeto do Amplificador.	68
Figura 26 - Foto do amplificador já instalado na montagem óptica.	69
Figura 27 - Desenho esquemático da montagem óptica do laser de CO ₂ , utilizado na armadilha óptica de dipolo.....	70
Figura 28 - Escala temporal do experimento para o carregamento da armadilha óptica.....	71
Figura 29 - Imagem de Absorção da armadilha óptica dipolar 50 ms após a transferência dos átomos da AMO.....	71
Figura 30 - Diagrama de energia do ^{85}Rb , utilizado no processo de aprisionamento e excitação para o estado de Rydberg.....	72
Figura 31 - a) Desenho da cavidade e feixes de bombeio e geração de SHG, b) Suporte do cristal, liga de cobre e zinco, sensor de temperatura e resistência elétrica.	75
Figura 32 - Simulação do caminho óptico do feixe de 960 nm, da saída do isolador à posição da cintura do feixe de acoplamento da cavidade. Ambos os eixos são dados em milímetros.	76
Figura 33 - Caracterização da potencia de saída do amplificador em função da corrente do diodo, para uma potencia de injeção do feixe semente de 41 mW.....	76
Figura 34 - Potência gerada no SHG (480nm) em função da potência do feixe de bombeio de 960nm amplificado.	77
Figura 35 - Caracterização do <i>phase matching</i> do cristal para algumas frequências de excitação de estados de Rydberg.	77

Figura 36 - Três configurações de estados para obtenção de transparência no fixe prova. A configuração utilizada no experimento é a de escada, já que, nossos estados possuem naturalmente esta configuração.	79
Figura 37 - a) esquema de excitação ao estado de Rydberg no experimento, b) esquema de espectroscopia de EIT	79
Figura 38 - a) Desenho esquemático da montagem de espectroscopia de EIT para travamento em frequência do laser de excitação azul. b) Montagem do sistema de EIT, feixes de prova (vermelho) e de controle (azul) contra-propagantes.	80
Figura 39 - Perfil Doppler do feixe de prova, a varredura é realizada ao redor dos estados hiperfinos de $5P_{3/2}$	81
Figura 40 - Sinal de EIT filtrado e amplificado, a razão sinal ruído é da ordem 1000:1	82
Figura 41 - Sistema de aplicação de campo elétrico estático e de detecção seletiva (PFI) utilizada nos experimentos realizados na configuração I.	83
Figura 42 - Comparação entre o mapa stark obtido experimentalmente para o estado $37D$ e a curva teórica obtida da simulação numérica. Desta análise é possível obter o campo elétrico residual na região da armadilha.	84
Figura 43 - Dimensões do tubo diferencial interligando ambas as câmaras de aprisionamento e uma foto do tubo já usinado.	86
Figura 44 - Fixação da janela retangular de BK7 á câmara de titânio utilizando resina epóxi.	86
Figura 45 - Esquema da montagem da câmara de aprisionamento bidimensional como fonte de átomos frios para a câmara experimental.	88
Figura 46 - a) Mesa móvel para alinhamento e maximização do feixe atômico em direção à câmara principal e b) foto do sistema já em funcionamento na mesa óptica.	89
Figura 47 - Esquema da distribuição espacial dos eletrodos, a geometria foi escolhida para permitir acesso óptico ao centro do sistema de aprisionamento.	90
Figura 48 - Montagem dos eletrodos no suporte de aço inox antes da instalação do sistema na câmara de vácuo.	91
Figura 49 - a) varredura em frequência do estado de Rydberg $60S$, b) Mapeamento das posições dos picos para vários campos elétricos, o mesmo procedimento é realizado nos eixos x, y e z.	92
Figura 50 - Número de átomos na excitação do estado $37D_{5/2}$ na armadilha óptica em função da implementação ou não da frequência de rebombeio, nos estágios de carregamento e excitação.	93

Figura 51 - a) Projeto do laser independente para a frequência de rebombeio $ 5S12, F = 2 \rightarrow 5P32, F = 2$ e b) sistema já pronto para instalação.	94
Figura 52 - Montagem óptica do sistema de laser de rebombeio, e a divisão dos feixes para AMO2D e AMO3D.	95
Figura 53 - Esquema da sequência temporal do experimento, os átomos são transferidos da AMO para a AOD, um trem pulsos é utilizado para provar os átomos aprisionados à medida que a densidade diminui com o decaimento natural do tempo de vida da armadilha.	99
Figura 54 - Desenho esquemático da sequencia temporal do pulso de prova utilizado no experimento, o trem de pulso tem taxa de 100 Hz, em cada pulso o laser de CO2 é desligado para evitar variação de frequências dos feixes de excitação e ionização dos átomos de Rydberg.	100
Figura 55 - Curva de decaimento da densidade dos átomos no estado fundamental aprisionados na armadilha óptica de dipolo, neste exemplo um total de 150 pulsos com intervalo de 10 ms entre eles.	101
Figura 56 - Desenho esquemático do posicionamento dos feixes de aprisionamento e excitação do experimento realizado na configuração I da montagem experimental.	101
Figura 57 - Sinais de elétrons obtidos setenta nanosegundos após a excitação para o estado $43D_{5/2}$, a) Situação de baixa densidade (longo tempo de vida da AOD) da ordem de 9×10^9 átomos.cm ⁻³ e b) Densidade típica da AOD logo após o processo de transferência dos átomos da AMO, da ordem de 1×10^{11} átomos.cm ⁻³	102
Figura 58 - Sinais de elétrons para vários tempos de aprisionamento na armadilha óptica de dipolo, o menor tempo corresponde a uma densidade de aproximadamente 4×10^{11} átomos.cm ⁻³ e o maior tempo à densidade típica de AMO de 5×10^9 átomos.cm ⁻³	103
Figura 59 - População transferida para o estado $45P_{3/2}$ setenta nanosegundos após a excitação do estado $43D_{5/2}$, o experimento é realizado a uma taxa de 100 Hz durante o decaimento natural do tempo de vida da AOD.	103
Figura 60 - a) Fração de transferência de átomos de Rydberg, após excitação do estado $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra, os dados foram adquiridos ao longo do decaimento da AOD. b) População resultante da integração pelo Boxcar de ambas as populações $43D_{5/2} \rightarrow 43D_{5/2} * +41F$ e $45P_{3/2}$	104
Figura 61 - A linha tracejada vermelha é o ajuste do modelo de esfera rígida com a curva da medida da população no estado $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra.	106
Figura 62 - População normalizada do estado produto $45P_{3/2}$ em função da população total também normalizada na excitação do estado $43D_{5/2}$. A linha sólida é	

um ajuste dos dados experimentais com uma lei de potencia ρ_{nD}^δ , para $n = 43$ obtemos $\delta = 1,9 \pm 0.2$, valores de δ para o intervalo $37 \leq n \leq 47$ é mostrado em destaque na figura.	107
Figura 63 - Desenho esquemático da sequência temporal do experimento.	108
Figura 64 - Sinal de elétrons após excitação e posterior ionização seletiva do estado de Rydberg $43S_{1/2}$ em duas condições diferentes de densidades atômicas no estado fundamental, a) AMO e b) AOD – Armadilha Óptica de Dipolo.....	109
Figura 65 - a) Número de átomos de Rydberg logo após a excitação do estado $40S_{1/2}$ na ausência de campo elétrico, b) A dependência quadrática dos átomos presentes no estado produto $40P_{3/2}$ logo após a excitação do estado $40S_{1/2}$ mostra uma interação binária.	110
Figura 66 - Conjunto típico dos sinais obtidos em função da variação da potência do feixe de excitação azul a) Pulso de excitação azul com tempo de 750 ns, b) Sinal obtido da AOD 100 ns após a excitação do estado $43D_{5/2}$	111
Figura 67 - a) Número de átomos de Rydberg em função da intensidade x tempo do pulso de excitação do estado de Rydberg $45D_{5/2}$, b) Sinais de elétrons da evolução da transferência de população para o estado produto $47P_{3/2}$ detectados 100 ns após a excitação do estado $45D_{5/2}$	112
Figura 68 - Mapa Stark mostrando alguns pontos de cruzamento, onde a energia Förster é nula $\Delta EF = 0$, entre os pares de estados $37D + 37D \rightarrow 39P + nl(l \geq 3)$ e os respectivos estados finos.....	113
Figura 69 - Fração de átomos detectada no estado $39P_{3/2}$ em função da varredura da amplitude do campo elétrico estático na direção y, cada pico é devido ao cruzamento em energia entre os pares de estados de Rydberg $37D + 37D \rightarrow 39P_{3/2} + nl(l \geq 3)$	115
Figura 70 - Curvas de potenciais de interação obtidos da diagonalização hamiltoniana de interação, onde a inclusão de termos de mais altas ordens (dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo) é necessária para a completa descrição da dinâmica da interação, o gráfico é calculado para um campo elétrico estático de fundo de $500 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$	116
Figura 71 - Varredura de dois dos diversos picos de ressonância Förster em função do campo elétrico estático no intervalo de $1 \text{ a } 1.2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ na excitação do estado $37D_{5/2}$, para três densidades de $2,7 \times 10^{11}$, $1,62 \times 10^{11}$ e $0,58 \times 10^{11} \text{ átomos} \cdot \text{cm}^{-3}$	117
Figura 72 - a) População detectada no estado produto $39P_{3/2}$ 100 ns após a excitação para o estado $37D_{5/2}$, para o campo elétrico de ressonância Förster $1,61 \text{ V/cm}$ e fora da ressonância $1,51 \text{ V/cm}$, ambas os sinais demonstram um comportamento de interação binária. b) A saturação da excitação ocorre devido ao bloqueio de dipolo em função da densidade de átomos no estado fundamental da AOD.	118

Figura 73 - Varredura em frequência do laser de excitação azul (480 nm), os dados são as populações detectadas no estado $37D_{5/2}$ logo após a excitação para o mesmo estado. A densidade de átomos no estado fundamental na AOD é de aproximadamente 2×10^{11} átomos. cm^{-3} e de 9×10^9 átomos. cm^{-3} na AMO. A largura de linha da transição é três vezes maior na AOD em comparação com a excitação dos átomos na AMO.	119
Figura 74 - Varredura em frequência do laser de excitação azul (480nm), o gráfico mostra as populações nos estados $37D_{5/2}$ (linha preta) e do $39P_{3/2}$ (linha vermelha) 100ns após a excitação do estado $37D_{5/2}$. Podemos observar ausência da transferência para o estado $39P_{3/2}$ 30Mhz para o azul da ressonância, onde ocorre excitação direta do par $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$	120
Figura 75 - Desenho esquemático dos feixes de aprisionamento (Armadilha óptica de dipolo – laser de CO ₂), feixes de excitação por dois fótons vermelho (780nm) e azul (480 nm) em relação aos eletrodos de aplicação de campo elétrico. A armadilha dipolar não está em escala no desenho.	121
Figura 76 - Orientação física dos eletrodos em relação ao eixo cartesiano x,y e z.	122
Figura 77 - População no estado de Rydberg $39P_{3/2}$ logo após excitação do estado $37D_{5/2}$ em função do campo elétrico aplicado na direção y, utilizando eletrodos A1 e A2, os outros eletrodos são mantidos a potencial nulo com exceção do C1 e C2 onde se aplica o pulso de ionização seletiva para detecção.	123
Figura 78 - Varredura angular realizada na AMO, sob ação de campo elétrico estático de $968 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ correspondente a um pico de ressonância Förster, o feixe azul é linearmente polarizado no plano xy com ângulo de $67,5^\circ$ em relação ao eixo x (horizontal), a varredura angular do campo elétrico se dá no plano xy.	124
Figura 79 - Varredura angular realizada na excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg, sob ação de campo elétrico de fundo de $1,33 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. O campo elétrico atua no plano xy e o feixe de excitação azul é linearmente polarizado na direção z.	125
Figura 80 - Varredura da população de átomos transferidos para o estado $39P_{3/2}$ logo após a excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg em função da amplitude do campo elétrico para três ângulos fixos com relação ao eixo x (horizontal), 71° , 100° e 135°	126
Figura 81 - Mapa angular da população transferida ao estado $39P_{3/2}$ em função da amplitude do campo elétrico. As varreduras são realizadas a ângulos fixos de 0° a 360° com passo de 10° , o mapa bidimensional mostra o comportamento das ressonâncias em função do ângulo, a varredura para $\theta = 40^\circ$ é mostrada na parte superior da figura.	128

Figura 82 - a) Diferença entre a amplitude do campo elétrico de ressonância e o obtido experimentalmente do mapa angular, b) Dependência da amplitude do campo elétrico em função da variação angular.	129
Figura 83 - a) Varredura da fração transferida ao estado $39P_{3/2}$ logo após excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg em função do campo elétrico E aplicado no plano xy, o valor de θ corresponde ao ângulo formado entre o campo elétrico E e o eixo x (horizontal), b) Dados tratados com fatores de calibração dependente do ângulo, resultado da inomogeneidade do campo elétrico e da polarização do material cerâmico.	129
Figura 84 - Desenho esquemático da aplicação do campo elétrico na região da Armadilha Óptica de dipolo, o campo elétrico é varrido apenas no plano xy.	131
Figura 85 - a) Gráfico 3D da varredura da população no detectada no estado $39P_{3/2}$ em função do ângulo entre o campo elétrico e o eixo x (horizontal), o mesmo em que a AOD está orientada, para aplicação de campo elétrico estático de $1,23 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ de amplitude. b) Corte transversal da varredura angular para a máxima densidade da AOD e a densidade semelhante à AMO.	132
Figura 86 - a) Varredura da amplitude de campo elétrico para três ângulos a direção entre o campo e o eixo da AOD (eixo x), as varreduras foram realizadas para a maior densidade da amostra para os ângulos de 30° , 140° e 190° . b) Fração transferida para o estado $39P_{3/2}$ em função do ângulo de aplicação do campo elétrico fixo de $1,23 \text{ V/cm}$, provado durante o tempo de vida da AOD.	133
Figura 87 - a) Varredura angular realizada na AOD com diâmetro de $38 \mu\text{m}$ sob ação de campo elétrico de ressonância Förster de $1,23 \text{ V/cm}$, o feixe de excitação azul cruza a região central da amostra e possui diâmetro de $100 \mu\text{m}$, b) O feixe de excitação azul é expandido para $400 \mu\text{m}$ de diâmetro e cobre 80 % do volume do dipolo, o feixe é também retrorefletido pela amostra.	134

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 - A tabela mostra a dependência das principais propriedades dos átomos e suas respectivas escalabilidades com o número quântico principal efetivo $n^* = n - \delta_{nlj}$	33
Tabela 2 - Resultado da análise do campo elétrico residual na região da armadilha, utilizando a comparação do mapa Stark do estado 60S.....	92

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	25
2	REVISÃO DA LITERATURA.....	31
2.1	Átomos de Rydberg	31
2.2	Interação entre átomos de Rydberg	34
2.2.1	Interação de longo alcance	34
2.2.2	Expansão multipolar	37
2.2.3	Dependência angular	40
2.3	Bloqueio de excitação.....	43
2.3.1	Modelo clássico de esfera rígida	44
2.4	Transferência de populações	48
2.4.1	Excitação direta de potenciais moleculares no processo $nS + nS$	49
2.4.2	Ressonâncias Förster no processo $nP + nP$	50
2.4.3	Efeito Stark dc na excitação de pares $nD + nD$	52
2.4.4	Dependência com a densidade da amostra e fatores geométricos	55
2.5	Transparência eletromagnética induzida (EIT)	60
2.5.1	Equações de Bloch para um sistema de três níveis	61
3	MONTAGEM EXPERIMENTAL.....	65
3.1	Configuração I.....	65
3.1.1	AMO (Armadilha Magneto Óptica)	65
3.1.2	Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)	67
3.1.3	Armadilha óptica de dipolo tipo QUEST	69
3.1.4	Desenvolvimento e construção do laser de excitação	71
3.1.5	Geração de segundo harmônico: Conceitos básicos	73
3.1.6	Desenvolvimento e construção da cavidade dobradora.....	74
3.1.7	Caracterização do SHG	76
3.1.8	Travamento de frequência dos estados de Rydberg utilizando Transparência Eletromagnética Induzida - EIT	78
3.1.9	Montagem experimental EIT.....	79
3.1.10	Filtragem do ruído e amplificação do sinal	80
3.1.11	Campo elétrico estático e Pulso de ionização seletiva	82

3.2 Configuração II	84
3.2.1 Nova fonte atômica AMO2D+	85
3.2.2 Controle de campo elétrico 3D	89
3.2.3 Laser de rebombeio independente.....	92
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	97
4.1 Observando transferência de populações na configuração I do experimento	98
4.1.1 Controle da densidade da amostra	100
4.1.2 Experimento com campo elétrico nulo	102
4.1.3 Controlando a densidade de átomos de Rydberg	107
4.1.4 Ressonâncias Förster de dois corpos sintonizadas por campo elétrico estático E	112
4.1.5 Varredura em frequência.....	118
4.2 Transferência de população na configuração II do experimento	120
4.2.1 Calibração do campo elétrico residual tridimensional	121
4.2.2 Varredura angular na AMO utilizando um pico de ressonância Förster.....	123
4.2.3 Mapa angular de calibração	126
4.2.4 Dependência angular na interação dos átomos aprisionados na AOD.....	130
5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	135
REFERÊNCIAS.....	139

1 INTRODUÇÃO

Átomos de Rydberg são átomos excitados a um estado atômico de número quântico principal elevado n , o que lhes atribuem propriedades interessantes se comparados aos átomos no estado fundamental. Também são chamados de átomos gigantes, posto que, podem atingir dimensões macroscópicas da ordem de dezenas de micrometros. Algumas dessas propriedades podem ser importantes em pesquisas relacionadas à computação e informação quântica, (1-2) interações de ultralongo alcance, (3-8) grandes tempos de vida da ordem de microssegundos, (9-10) diminuição da interação da radiação térmica com o aumento do número quântico principal, (11) alta polarizabilidade conferindo extrema sensibilidade a campos elétricos fracos. Além disso, tais átomos podem ser usados para observação de processos de bloqueios de excitação, (12-13) estudos de interações atômicas com superfícies, (14) criação e manipulação de moléculas exóticas, (15) bem como pesquisas de transporte de energia observando transferência de populações ressonantes entre estados de Rydberg, etc. (16-18, 68)

Os estados de Rydberg são conhecidos dos cientistas desde a descoberta das primeiras linhas espectroscópicas do hidrogênio e que podiam ser calculadas com a relação empírica de Johannes Rydberg $\frac{1}{\lambda} = Ry \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$, em que Ry é chamada de constante de Rydberg. Contudo, apenas com o advento de lasers sintonizáveis seu estudo foi intensificado. Estes primeiros experimentos envolvendo átomos de Rydberg, foram realizados em feixes atômicos quentes supersônicos, desses surgiram os primeiros resultados experimentais. Podemos citar transferência de população em processos colisionais, (19) mapeamento da estrutura Stark dos níveis atômicos na presença de campo elétrico estático, (20) interação da radiação de corpo negro, (11) detecção de infravermelho longe, etc.

O gradual desenvolvimento de diversos processos de resfriamento e aprisionamento atômicos no final do século XX possibilitou a obtenção das primeiras amostras atômicas ultrafrias, incentivando as pesquisas com átomos de Rydberg neste regime. Nestes sistemas onde a temperatura média dos átomos é usualmente entre 50 μ K e 300 μ m o movimento atômico pode ser desprezado, já que nas escalas de tempo dos experimentos, da ordem de microssegundos, se movimentam apenas uma pequena fração da distância internuclear média, neste sentido os átomos permanecem quase parados.

Átomos alcalinos são interessantes para o estudo de átomos de Rydberg, visto que os estados quânticos de átomos alcalinos são tratados facilmente por funções de onda

hidrogenóides modificadas. Pois apresentam um único elétron na camada de valência e os elétrons das camadas mais internas blindam o núcleo criando uma carga efetiva sobre o qual o último elétron é exposto. Orbitas de baixo momento angular alteram a função de onda radial hidrogenóide por uma fase conhecida como defeito quântico (21) δ_{nl} e o número quântico principal passa a ser descrito por um efetivo da forma $n_{nl}^* = n - \delta_{nl}$. Quanto menor o momento angular, maior o defeito quântico associado, já que existe probabilidade não nula do elétron ser encontrado mais próximo do núcleo com momento angular orbital baixo e sofrer, portanto, influência da polarização da distribuição de cargas eletrônicas e do próprio núcleo.

A energia de ligação destes estados excitados é baixa e escala com n^{-2} , (22) o que faz com que esses elétrons sejam extremamente sensíveis a campos eletromagnéticos. Do mesmo modo, a baixa energia de ligação é uma propriedade importante no processo de detecção seletiva dos estados. Para isso uma rampa de campo elétrico é aplicada à amostra e estados com menor energia de ligação são ionizados em sequência. O contraponto dessa técnica de detecção, a qual é utilizada em diversos laboratórios ao redor do mundo, é a destruição do sistema quântico a cada amostragem experimental. Apesar da sensibilidade aumentada dos estados de Rydberg ser utilizada como técnica valiosa em pesquisas que abordam a criação de sensores de campos elétricos ultrassensíveis, (14) traz também um grande desafio experimental, na medida em que o controle de campo elétrico na região de resfriamento e aprisionamento dos átomos se torna crítico.

O acoplamento dos estados de Rydberg com estados vizinhos faz com que esses átomos apresentem momentos de dipolo elétrico de transição proporcionais à n^2 , causando o aparecimento de flutuações na nuvem eletrônica, resultando em uma região em que os átomos no estado de Rydberg passam a interagir mutuamente a distâncias da ordem de micrometros. Essa interação mútua pode resultar em processos de transferência de populações, (7-8,18) e também ao aparecimento do fenômeno de bloqueio de dipolo, ou bloqueio de Rydberg. Os primeiros experimentos, sobre transferência de estados quânticos entre átomos de Rydberg ultrafrios, descreveram o fenômeno como a manifestação da teoria de muitos corpos. (23) A explicação é que a excitação se propaga de modo delocalizado através da amostra “congelada”. Esse comportamento não poderia ser explicado por um modelo simples de dois corpos.

Contudo, trabalhos posteriores mostraram que os resultados na mesma escala de distâncias internucleares podem ser interpretados por um processo binário, na medida em que as curvas de potenciais de interação de dois corpos puderam ser calculadas utilizando fatores de ordens mais altas de interação, descrevendo o hamiltoniano completo da interação com a

inclusão de fatores de interação tipo dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo. (7-8,18) Um trabalho recente de Robicheaux e colaboradores (24) mostrou que mesmo num cenário em que a excitação se propaga pela amostra, apenas o átomo mais próximo participa do processo.

O Bloqueio de dipolo ocorre quando o espectro de energia de um estado de Rydberg é afetado por outro átomo de Rydberg vizinho de modo que essa variação em energia é maior que a largura de linha do laser de excitação $\hbar\Omega$. Para a observação desse fenômeno, em átomos ultrafrios, são necessários dois ingredientes fundamentais, uma amostra densa o suficiente para induzir as interações mútuas e um laser de excitação com largura de linha estreita o suficiente. Esses requerimentos foram alcançados na primeira fase deste projeto de doutoramento e resultaram num trabalho que contém tanto resultados de processos de transferência entre populações como a observação do bloqueio de excitação. (18) Um sistema passível de bloqueio é essencial no futuro das pesquisas da área já que propostas promissoras do uso de átomos neutros de Rydberg para criação do Qubit utilizam essa característica como parte integral do processo de emaranhamento e controle de portas quânticas. (1-2,12,25)

O aprisionamento de átomos individuais ou agrupamentos de átomos em redes ópticas é um passo importante para a criação de sistemas escalonáveis em computação quântica no processo de emaranhamento de Qubits. (13,26) Mas a mesma interação dipolar entre átomos de Rydberg que oferece a possibilidade de emaranhamento, através do bloqueio de excitação ou bloqueio de dipolo, induz também, no processo de excitação, a perda da coerência da amostra. As interações dipolares podem levar a excitação de pares parasitas de átomos de Rydberg diferente daqueles escolhidos para o experimento. No entanto, a excitação anômala de pares pode ser controlada em maior e menor grau com aplicação de campos elétricos estáticos na amostra, sendo este um dos principais pontos deste projeto.

Observamos em trabalhos anteriores de nosso grupo que processos de transferência de população podem ocorrer pela excitação direta de potenciais moleculares. (6) Além disso, observamos que a aplicação de campo elétrico estático pode alterar radicalmente a forma desses potenciais levando ao aumento ou supressão destes processos. (7) Foi também discutido neste mesmo trabalho a importância de se levar em conta fatores de interação de mais altas ordens no cálculo dos potenciais, incluindo as interações multipolares. O efeito do campo elétrico estático nesses experimentos pode ser observado mais claramente no estudo de ressonâncias Förster em estados nP de Rydberg mostrados no trabalho, (17) onde a rica estrutura Stark desses estados pode levar a transferências de populações ressonantes sintonizadas com campo elétrico.

Os resultados dos trabalhos citados foram obtidos numa armadilha magneto óptica convencional (AMO), cujo número de átomos aprisionados é da ordem de 10^6 e densidade máxima de $10^{10} \text{ átomos.cm}^{-3}$, utilizando um laser de corante Nd:Yag de 1.5 GHz de largura de linha para excitação. Nestas condições, foi necessário levar em conta tanto o carácter tridimensional da armadilha, bem como o efeito Autler-Townes do Laser (corante) de excitação pulsado. Devido ao fato de ser um sistema simples, não permite a observação de nenhuma anisotropia nas interações com relação à orientação do campo elétrico estático aplicado.

O alinhamento dipolar nas amostras aprisionadas, bem como a redução dimensional da armadilha, para sistemas quasi-unidimensionais e bidimensionais permite um bom nível de controle nestes sistemas atômicos e aproxima-se cada vez mais da escalabilidade necessária para computação quântica. Nestas geometrias, as interações podem ser sintonizadas com a variação do ângulo do campo elétrico aplicado com relação ao eixo da armadilha, e esperamos que assim em relação ao eixo molecular. A utilização de armadilhas puramente ópticas para atingir estados degenerados, (27) como condensação de Bose-Einstein pode ser de grande interesse para experimentos envolvendo átomos de Rydberg frios. (28)

Para observar a anisotropia nas interações entre átomos de Rydberg é necessária uma completa reformulação do sistema de aprisionamento e resfriamento da câmara científica até então usado em nosso laboratório. Para diminuir as distâncias internucleares médias em que a amostra é confinada, é necessário aumentar a densidade da amostra. Processos de interação entre dois ou mais corpos devem se apresentar de maneira clara com a variação controlada das distâncias internucleares. Armadilhas magneto ópticas oferecem um regime de densidade da ordem de $10^{10} \text{ átomos.cm}^{-3}$. As curvas de potenciais moleculares mostram que processos de transferência ocorrem entre átomos cuja separação internuclear média é por volta de $2 \mu\text{m}$. Para isso decidimos implantar uma armadilha completamente óptica, que pode apresentar densidade de até três ordens de grandeza maior que uma AMO tradicional. A armadilha óptica ou armadilha dipolar oferece também liberdade espacial no confinamento, de modo que uma configuração quasi-unidimensional pode ser realizada, e no caso de redes ópticas, configurações bidimensionais podem ser alcançadas.

Os antigos sistemas de ionização seletiva de estados e aplicação de campo elétrico estático devem ser totalmente reformulados, uma vez que o sistema antigo não permite a aplicação de campo elétrico em diferentes direções. Uma configuração que envolve o controle independente de nove eletrodos individuais será utilizada para detecção e aplicação de campo elétrico estático e preparação para o sistema de imagens de íons. Este novo sistema de

detecção propicia a detecção seletiva dos estados, resolução espacial da armadilha e liberdade angular na aplicação do campo elétrico.

A utilização de “getters” ou “dispensers” de *Rb* como fonte de átomos torna o sistema de vácuo pouco eficiente e problemática, dessa maneira, o desenvolvimento, construção e montagem de uma armadilha 2D (29-30) que atua como a nova fonte atômica proveniente de uma segunda câmara de vácuo foi implementada. A utilização de uma AMO 2D permite o rápido carregamento das armadilhas, já que, átomos previamente resfriados são capturados na AMO 3D preservando de maneira geral o vácuo da câmara experimental principal de ultra-alto-vácuo ou câmara ciência, diminuindo as colisões de fundo com átomos quentes e aumentando assim o tempo de vida das armadilhas.

O laboratório não possuía a capacidade de atingir separadamente a estrutura fina dos estados de Rydberg, para isso, a substituição do Laser pulsado de corante que possui largura de linha de 1,5 *Ghz* por um laser contínuo de largura de linha estreita (2*Mhz*) é essencial para estes tipos de experimento. Dentre inúmeras pesquisas que podem surgir desta nova montagem experimental, listamos aqui algumas planejadas neste projeto: i) Observar as transferências de populações entre átomos de Rydberg a partir do alinhamento controlado dos momentos de dipolo numa configuração quasi-unidimensional. Os principais canais de interação passíveis de análise são as do tipo $nD + nD$, $nS + nS$ e $nP + nP$ na vizinhança de suas respectivas ressonâncias Föster; é possível mapear de maneira controlada a evolução do processo binário ao de muitos corpos e obter regimes de bloqueio de excitação e criação de superátomos de excitação compartilhada.

O conteúdo do trabalho é organizado nesta tese em cinco capítulos. Discutimos no capítulo 2 uma breve revisão dos conhecimentos teóricos sobre os estados de Rydberg, dos processos de transferências ressonantes de populações, como o cálculo dos potenciais de interação através da expansão multipolar elétrica e sua dependência angular no caso da aplicação de campo elétrico estático $\vec{E}$; apresentamos de maneira simplificada os principais resultados obtidos experimentalmente pelo nosso grupo nessa área, (7-8,17) em específico os trabalhos que abordam a transferência de energia nos seguintes canais de interação $nS + nS$, $nP + nP$ e $nD + nD$, utilizando amostras frias aprisionadas em armadilhas magneto ópticas. Apresentamos também neste capítulo uma introdução aos conceitos de EIT (*Electromagnetic Induced Transparency*) que se apresenta durante este projeto como parte importante do aparato experimental, um modelo simples de esferas rígidas para tratar de maneira quantitativa o bloqueio dipolar observado nos experimentos é também introduzido.

O capítulo 3 trata de toda a descrição do aparato experimental utilizado durante os experimentos realizados neste projeto de doutorado, o capítulo é dividido em duas seções principais que denotam duas importantes fases do experimento. A seção 3.1 é voltada para a descrição geral de todos os sistemas ligados ao resfriamento e aprisionamentos atômicos, bem como suas deficiências frente a desafios técnicos descritos, chamamos esta configuração do aparato experimental de configuração I e possui algumas restrições quanto à liberdade na aplicação de campo elétrico, controle da frequência e intensidade dos feixes de aprisionamento e tempo de vida da armadilha. A seção 3.2 apresenta a configuração II do experimento em que mudanças obrigatórias foram realizadas, dentre as principais, podemos citar o desenvolvimento, construção e instalação de uma nova fonte atômica baseada numa armadilha magneto óptica bidimensional (AMO 2D) que supre a câmara principal com átomos pré-resfriados, a adoção de um novo conjunto composto por 8 eletrodos independentes permitindo o controle tridimensional na orientação do campo elétrico estático aplicado e controle total da frequência e intensidade dos feixes de resfriamento, aprisionamento e excitação.

Na primeira fase do projeto, na configuração I do aparato, realizamos o estudo sistemático de transferência de população em função da densidade de átomos aprisionados na armadilha óptica de dipolo (AOD), para excitação dos estados $nD_{5/2}$ de Rydberg no intervalo de $37 \leq n \leq 47$ na ausência de campo elétrico estático, o processo de interação é dado pelo sistema $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n+2)F_{7/2}$, que apresenta uma ressonância natural para $n = 43$. Utilizamos a varredura em amplitude de campo elétrico para observar ressonâncias Förster na excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg, em que medimos a população transferida para o estado $39P_{3/2}$ para densidades variadas dos átomos aprisionados na AOD. Após a remodelagem do sistema pudemos realizar experimentos com relação à dependência angular, que se refere à orientação relativa entre a amplitude do campo elétrico e o eixo da armadilha em várias configurações espaciais do volume de excitação dos átomos aprisionados. Todos os resultados e discussões, bem como os desafios encontrados durante os experimentos são discutidos no capítulo quatro. O capítulo final traz as conclusões e as perspectivas para futuras pesquisas na atual fase do experimento.

2 REVISÃO DA LITERATURA

Todas as propostas teóricas para o uso de átomos neutros em estados altamente excitados explora o aparecimento de interações atômicas a longas distâncias, da ordem de alguns micrometros. Discutiremos os potenciais envolvidos nestes tipos de interações, com ênfase advinda da expansão elétrica multipolar. Discutiremos a forte mistura de estados na presença de campos elétricos pela descrição do efeito Stark dc e o aparecimento de dependências angulares para certas distribuições de átomos sob ação de campos elétricos com orientação bem definida. O bloqueio de dipolo ou bloqueio de Rydberg, como ingrediente fundamental para a criação do bit quântico também é tratado neste capítulo. Mostramos também uma maneira de provar os potenciais de interação entre esses átomos através da observação da transferência entre populações ou estados de Rydberg, resultado tanto de processos colisionais como de excitação direta de potenciais quasi-moleculares. Dentre os processos de transferência, abordamos mais profundamente os que envolvem a interação entre átomos de Rydberg nos estados $nS + nS$, $nP + nP$ e $nD + nD$ em armadilhas magneto-ópticas. A dependência do processo de transferência com a distribuição das distâncias interatômicas da amostra também é discutida nesta seção. Por último expomos as bases teóricas do fenômeno da transparência eletromagneticamente induzida ou *Electromagnetic Induced Transparency* (EIT), parte importante da montagem experimental utilizada neste projeto de doutoramento e assunto recorrente como alternativa na detecção não destrutiva dos estados de Rydberg.

2.1 Átomos de Rydberg

Dentre os principais atrativos do estudo utilizando os átomos de Rydberg é sua fácil descrição teórica, à medida que o calculo das funções de onda que descrevem o estado é semelhante em quase todos os aspectos a solução do átomo hidrogenóide. Neste caso, contudo estão inclusos os estados de Rydberg gerados a partir de elementos químicos alcalinos, ou seja, que apresentam apenas um elétron na camada de valência. Neste trabalho utilizamos como plataforma de pesquisa com estados de Rydberg o átomo de rubídio, que apresenta a configuração eletrônica $Kr 5s^1$, cujo estado fundamental pode ser escrito como $|5S_{1/2}\rangle$. A analogia com o átomo de hidrogênio se dá pelo aparecimento de uma carga nuclear efetiva $Z = 1$, isso ocorre, pelo efeito de blindagem elétrica realizada pelos elétrons presentes nas

camadas mais internas do átomo, assim o núcleo passa a apresentar tanto uma carga efetiva como uma dimensão finita.

Uma maneira simples de levar em conta o efeito de carga nuclear efetiva é a adoção de um fator de correção chamado de defeito quântico δ_l , onde a maior penetração do elétron de Rydberg no núcleo efetivo causa efeitos de polarização modificando assim a energia do sistema, quanto menor o momento angular l maior o defeito quântico, para $l \geq 3$ o defeito quântico é nulo e os estados são degenerados e chamados de estados hidrogenoides dos átomos de Rydberg. A energia do estado pode ser calculada pela forma modificada $E_{n^*} = -\frac{R_y}{n^{*2}}$, onde $n^* = n - \delta_{nlj}$ é chamado de número quântico principal efetivo, R_y é a constante de Rydberg que para o rubídio vale $109.736,605 \text{ cm}^{-1}$ e o defeito quântico δ_{nlj} pode ser encontrado pela expressão fenomenológica a seguir.

$$\delta_{nlj} = \delta_0 + \frac{\delta_2}{(n - \delta_0)^2} + \frac{\delta_4}{(n - \delta_0)^4} + \dots, \quad (1)$$

Os parâmetros $\delta_0, \delta_2, \delta_4, \dots$ são encontrados através de ajustes experimentais, os valores para o átomo de ^{85}Rb constam nas referências. (31-32) Os átomos de Rydberg são também conhecidos por átomos gigantes, e o apelido advém das propriedades exacerbadas encontradas no estado excitado do elétron como a polarizabilidade. O elétron afastado do núcleo interage muito fortemente com campos elétricos modestos, se comportando como um elétron livre, a variação em energia devido ao efeito de campo elétrico, conhecido como efeito Stark, pode ser calculada por teoria de perturbação de segunda ordem para estados com $l \leq 3$ que são estados não degenerados. A equação tal relaciona a variação em energia do estado atômico em função da aplicação do campo elétrico, e sua respectiva polarizabilidade α_0 . Podemos notar a dependência quadrática com o campo elétrico E .

$$\Delta E = -\frac{1}{2}\alpha_0 E^2 \quad (2)$$

Em que α_0 é escrito utilizando teoria de perturbação de segunda ordem não degenerada como:

$$\alpha_0 = \sum_{n'l'j' \neq nlj} \frac{|\langle \psi_{nlj} | \mu_0 | \psi_{n'l'j'} \rangle|^2}{E_{n'l'j'} - E_{nlj}} \quad (3)$$

Da expressão anterior podemos notar que a polarizabilidade é dada pela somatória do quadrado do momento de dipolo de transição entre estados de Rydberg. O momento de dipolo elétrico tem dependência n^{*2} com o número quântico principal efetivo, a diferença entre estados adjacentes de energia possui dependência n^{*-3} , dessa maneira a polarizabilidade escala com a sétima potência do número quântico principal efetivo n^{*7} . Estados de Rydberg são, portanto extremamente sensíveis à presença de campos elétricos, isso cria toda uma área de pesquisa em que o uso dos estados de Rydberg como sensores ultrassensíveis de campos elétricos pode ser estudada, porém, faz com que o aparato experimental seja sofisticado no controle de campo elétrico. Em armadilhas atômicas diversas configurações de eletrodos são utilizadas para controlar a presença desses campos.

Outras características importantes são o tempo de vida elevado da ordem de milissegundos para altos estados excitados de Rydberg, o que permite um tempo maior na observação de processos interativos. (9-10) O raio atômico pode alcançar distâncias de micrometros, criando situações em que pode ocorrer o aparecimento de um estado ligado entre um átomo no estado fundamental e outro no estado de Rydberg. Tal molécula exótica é chamada de trilobita. (15) O forte acoplamento dipolar com estados próximos leva a formação de potenciais de longo alcance entre esses átomos. Tais potenciais podem ser sintonizados com ajuda de campos elétricos como discutido em detalhes na próxima seção. A tabela 1 mostra os fatores de escalas das principais propriedades dos estados de Rydberg, mais detalhes podem ser encontrados na referência. (22)

Tabela 1 - A tabela mostra a dependência das principais propriedades dos átomos e suas respectivas escalabilidades com o número quântico principal efetivo $n^* = n - \delta_{nlj}$.

Propriedade	Escalabilidade com n^*
Energia de ligação do elétron	n^{*-2}
ΔE estados adjacentes	n^{*-3}
Campo elétrico de ionização	n^{*-4}
Raio da órbita	n^{*2}
Momento de dipolo $e\langle nS r nP \rangle$	n^{*2}
Tempo de vida τ	n^{*3}
Polarizabilidade α_0	n^{*7}

Fonte: GALLAGHER, T. F. (22)

2.2 Interação entre átomos de Rydberg

O processo de interação entre átomos ultrafrios de Rydberg pode ser interpretado de duas maneiras distintas, a primeira considera a interação de dois corpos em que apenas o vizinho mais próximo possui importância nos sistemas colisionais. (16,18,33-36, 48) Devido ao forte acoplamento dipolar com estados próximos, a interação do tipo dipolo-dipolo domina no cálculo dos potenciais, mas como mostraremos adiante a inclusão de termos de ordens maiores é essencial para uma completa descrição do processo. Outra é a interpretação de muitos corpos como apresentado nas referências (23,37) em que a excitação de Rydberg se movimenta num gás de átomos congelados. Devemos lembrar que os experimentos conduzidos em armadilhas magneto ópticas, em que os átomos possuem energia cinética média da ordem de $200 \mu K$, são realizados numa escala temporal de alguns microssegundos. Neste caso, os átomos desde a excitação ao estado de Rydberg e posterior detecção podem ser considerados parados. Nestas escalas temporais, seu movimento é da ordem de um centésimo da distância interatômica entre eles. Contudo, trabalhos recentes (18,24) abrem caminho para a interpretação binária do processo, mostrando que, para algumas escalas de densidades o tratamento de dois corpos pode descrever a maioria dos resultados observados.

As interações entre estes átomos exóticos é ponto de partida para a observação de um grande número de fenômenos, já que as interações podem ser em muitos casos controladas, seja pela escolha de um estado de Rydberg específico, de um átomo diferente para excitação, e mesmo pela aplicação de campos elétricos estáticos ou micro-ondas. Uma característica importante advindo da interação de longo alcance dos átomos de Rydberg é o bloqueio de excitação ou bloqueio de dipolo, ingrediente fundamental para diversas propostas para implantação de computação quântica com átomos neutros, (1-2,12-13) onde o assunto é tratado na seção 2.3.

2.2.1 Interação de longo alcance

A interação a longas distâncias entre átomos de Rydberg pode ser interpretada como uma interação coulombiana, e surge da flutuação quântica do orbital eletrônico ocupada pelo elétron no estado excitado de Rydberg. O momento de dipolo eletrônico de um estado de Rydberg é nulo, porém o momento de dipolo de transição no acoplamento com estados energeticamente próximos escalam com $n^2 e a_0$ seguindo as regras de seleção dipolares $\Delta l = \pm 1$ e $\Delta j = 0, \pm 1$. Essas flutuações geram um campo elétrico na posição de um segundo

átomo de Rydberg, que por sua vez, induz a mesma interação no primeiro átomo. Quando o espectro de energia dessa oscilação apresenta alguma ressonância, podemos observar uma troca de energia interna do sistema que se apresenta como uma mudança entre os estados atômicos. Neste processo não ocorre troca de radiação eletromagnética entre os pares atômicos, e a interação é devido apenas ao campo elétrico de campo próximo (*near zone field*).

Podemos adotar um exemplo semi-clássico dessa interação utilizando a interação dipolar entre dois dipolos separados por uma distância $\vec{R}$. A equação 4 mostra a interação dipolar entre dois dipolos $\vec{d}_1$ e $\vec{d}_2$ separados pela distância interatômica $\vec{R}$.

$$U_{dd}(R) = \frac{\vec{d}_1 \cdot \vec{d}_2}{|R|^3} - 3 \frac{(\vec{d}_1 \cdot \vec{R})(\vec{d}_2 \cdot \vec{R})}{|R|^5}, \quad (4)$$

A relação acima mostra a dependência angular na interação dipolo-dipolo. Se o sistema está sob ação de campo elétrico forte o suficiente para polarizar os estados, a dependência é do tipo $\frac{1}{3} - \cos^2 \theta$, ou seja, a interação se anula para $\theta = 54,7^\circ$, também conhecido como ângulo mágico. Obter uma armadilha óptica quasi-unidimensional onde a anisotropia da interação dipolo-dipolo possa ser estudada é um dos objetivos do aparato experimental desenvolvido durante este projeto de doutorado. A figura 1 mostra um diagrama da interação neste contexto.

Figura 1 - Esquema do modelo semi-clássico da interação coulombiana do tipo dipolo-dipolo entre dois átomos de Rydberg.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Na mecânica quântica o momento de dipolo elétrico da transição é descrito pelo elemento de matriz como $\mu = e\langle\Phi_1|r|\Phi'_1\rangle$. Consideremos dois átomos separados por uma distância R e que possuem estados quânticos $|\Phi_1\rangle$ e $|\Phi_2\rangle$ respectivamente, e são fortemente acoplados a estados próximos $|\Phi'_1\rangle$ e $|\Phi'_2\rangle$. Vamos restringir este caso para estados com

momentos angulares $l = 0, 1$, ou seja, estado $|S\rangle$, $|P\rangle$ e $|P'\rangle$ em que o elemento de matriz de acoplamento é máximo. Neste caso temos que a interação dipolar pode ser escrita na base de estados atômicos como segue:

$$U_{dd}(R) = \frac{1}{R^3} \sum_{|\Phi_1\rangle, |\Phi_2\rangle} e^2 \langle \Phi_1 | r_1 | \Phi_1' \rangle \langle \Phi_2 | r_2 | \Phi_2' \rangle, \quad (5)$$

A soma a princípio deve ser realizada sob todos os estados permitidos. A dependência angular na expressão 5 foi suprimida no exemplo, sem perda de generalidade, já que a interação entre estados $|nS_{1/2}\rangle$ não possuem dependência angular e é, portanto isotrópica como mostrado no trabalho (38). Como exemplo, trataremos do caso em que o par atômico se encontra no estado inicial $|SS\rangle$ e se acopla com o estado $|PP'\rangle$ através da interação dada por $U_{dd} = \frac{\mu_1 \mu_2}{R^3}$ onde os elementos de matriz são respectivamente $\mu_1 = e\langle S|r|P\rangle$ e $\mu_2 = e\langle S|r|P'\rangle$. A diferença de energia entre os pares atômicos $|SS\rangle$ e $|PP'\rangle$ é escrito como $\Delta = U_P + U_{P'} - 2U_S$ e é chamado de defeito Förster. Utilizando como base os estados de pares atômicos $\{|SS\rangle, |PP'\rangle\}$, e $H = H_0 + H_{int}$ como a hamiltoniana que descreve o sistema, onde H_{int} é a hamiltoniana de interação, podemos escrever:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & U_{dd}(R) \\ U_{dd}(R) & \Delta \end{pmatrix}, \quad (6)$$

Os autovalores do sistema são dados por:

$$U_{\pm} = \frac{\Delta}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2}\right)^2 + U_{dd}^2(R)} \quad (7)$$

Podemos tratar a solução apresentada em 7 de duas maneiras distintas, quando o defeito Förster é muito maior que a interação dipolar $\Delta \gg U_{dd}(R)$ o que ocorre para longas distancias interatômicas e para a condição de curta distância em que $\Delta \ll U_{dd}(R)$. Para longas distâncias podemos expandir em série de Taylor a expressão 7 e obtemos:

$$U_{\pm} = -\frac{\Delta}{2} \pm \left(\frac{\Delta}{2} + \frac{U_{dd}^2(R)}{\Delta} + \dots \right), \quad (8)$$

De maneira que a diferença de energia do par atômico $|SS\rangle$ é dado por $\Delta U = -U_{dd}^2(R)/\Delta$, semelhante ao termo encontrado por teoria de perturbação de segunda ordem, de maneira análoga pode ser escrito como $-(\mu_1 \mu_2)^2 / (R^6 \Delta) \propto 1/R^6$ conhecido como interação de van der Walls e escala com n^{11} do número quântico principal.

Por outro lado a condição de curta distância a interação é muito maior que o defeito Förster e $\Delta \rightarrow 0$ e podemos escrever a relação 7 como $U_{\pm} = \pm \frac{\mu_1 \mu_2}{R^3}$, dando origem a maior

interação entre dois átomos de Rydberg, conhecida como interação ressonante dipolo-dipolo. Veremos que, devido à alta polarizabilidade dos estados de Rydberg, mesmo pares atômicos com grande defeito Förster podem ser trazidos à condição ressonante com a utilização de campos elétricos estáticos modestos. O efeito Stark modifica os níveis de energia dos estados atômicos e pode levar a condição em que $\Delta = 0$ para qualquer valores de R . A observação das chamadas ressonâncias Förster e sua dependência com campo elétrico foram exploradas em diversos trabalhos. (17,39,40) Tais interações são os ingredientes fundamentais nos processos de transferência de populações entre estados de Rydberg e também no fenômeno de bloqueio de Rydberg ou bloqueio de excitação.

2.2.2 Expansão multipolar

Como a interação surge da flutuação de cargas elétricas do átomo no estado de Rydberg, uma análise mais profunda do que a apresentada na seção anterior deve conter, além do termo de interação dipolar, fatores de ordens maiores como os termos de dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo etc. A expansão multipolar foi apresentada pela primeira vez em 2005 no trabalho de Flannery e colaboradores, (41) neste trabalho os autores puderam obter curvas de potenciais para átomos de hidrogênio no estado excitado, observando inclusive o aparecimento de estados moleculares ligados.

Contudo, a inclusão de termos de interação não pode ser realizada de forma arbitrária, e um critério para limitar o número de termos deve ser implementada. No trabalho apresentado em 2006 por Schwettmann (42) os autores utilizam a expansão multipolar para calcular os potenciais de interação entre átomos de Rydberg de césio no estado $89D$. Neste caso os autores mostram que apenas os termos de dipolo e quadrupolo alteram substancialmente as curvas de potenciais e que a curtas distâncias o termo octupolar representava apenas 1% da contribuição dos dois primeiros termos. O calculo desses potenciais foi decisivo na compreensão de inúmeros experimentos que estressam o processo de interação de entre átomos de Rydberg na observação de transferência entre estados de Rydberg. (6-8,36)

Diferentemente do tratamento por teoria de perturbação, este processo é realizado pela diagonalização da hamiltoniana geral da interação entre dois átomos, o elemento de matriz é mostrado abaixo:

$$\langle \tilde{\alpha} | \langle \tilde{\beta} | H(R) | \tilde{\alpha}' \rangle | \tilde{\beta}' \rangle = \delta_{\alpha\alpha'} \delta_{\beta\beta'} E_{\alpha\beta} + \langle \tilde{\alpha} | \langle \tilde{\beta} | H_{dd}(R) + H_{dq}(R) + H_{qq}(R) | \tilde{\alpha}' \rangle | \tilde{\beta}' \rangle, \quad (9)$$

A escolha do número de estados de pares atômicos a serem utilizados na diagonalização depende de testes de convergência, um critério geral é que uma mudança inferior a 3 *Mhz* nas curvas de potenciais na inclusão de mais pares de estados é utilizado como ponto de parada para inclusão de outros estados. O número de estados pode depender do elemento utilizado *Rb* e *Cs* em nossos trabalhos e do estado de Rydberg estudado, esse número varia de 4 a 10 mil estados incluídos na diagonalização. O cálculo é então paralelizado e resolvido numericamente utilizando o supercomputador pertencente a universidade de Oklahoma, sob supervisão do professor James Shaffer.

A presença de campo elétrico altera radicalmente os potenciais, já que atua de maneira extremamente importante na mistura entre os estados atômicos. Dessa maneira, uma descrição completa leva em conta a escolha da base de estados na presença de campo elétrico, assim $|\tilde{\alpha}\rangle$ e $|\tilde{\beta}\rangle$ são estados atômicos já levando em conta o efeito Stark do campo elétrico estático. $E_{\alpha\beta}$ é a energia total assintótica dos dois átomos para $R \rightarrow \infty$ incluindo a estrutura fina dos estados de Rydberg e o efeito Stark. Os termos $H_{dd}(R)$, $H_{dq}(R)$ e $H_{qq}(R)$ correspondem aos termos de interação dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo respectivamente. A forma analítica desses termos de interação é apresentada na seção seguinte.

Podemos também mapear a mistura entre os estados atômicos através dos autovetores obtidos da diagonalização da hamiltoniana, onde os coeficientes $C_{\alpha\beta}(R)$ quantificam as projeções dos estados de pares atômicos assintóticos com a autofunção geral e pode ser escrito como $|\Psi(R)\rangle = \sum C_{\alpha\beta} |\tilde{\alpha}\rangle |\tilde{\beta}\rangle$.

A figura 2 mostra as curvas de potenciais moleculares entre dois átomos de Rydberg na excitação do estado 37D para duas espécies químicas diferentes rubídio e césio. O resultado mostra que o tratamento dos átomos de Rydberg como um átomo hidrogenóide, elementos químicos diferentes apresentam respostas diferentes, isso devido à inclusão da estrutura fina dos estados de Rydberg e seus respectivos defeitos quânticos para cada elemento. A figura 3 revela a alteração radical das curvas quando da inclusão de campos elétricos estáticos modestos, neste caso de apenas 2 V.cm⁻¹. Esse resultado mostra um critério que pode ser utilizado na escolha do melhor elemento químico e estado de Rydberg para experimentos de computação quântica.

Figura 2 - Potencial de interação entre átomos de Rydberg para dois elementos químicos Rb e Cs, as curvas mostram os pares atômicos assintóticos em torno do estado $37D+37D$ para campo elétrico nulo.

Fonte: CABRAL, J. S. et al. (8)

Figura 3 - Curvas de potenciais moleculares entre dois átomos no estado de Rydberg, para dois elementos químicos Rb e Cs sob ação de campo elétrico estático de 2V/cm.

Fonte: CABRAL, J. S. et al. (8)

Podemos observar das figura 2 e figura 3 o aparecimento de “avoid-crossings” à medida que se diminui a distância interatômica R , o “splitting” das linhas ocorre em sua maioria devido ao componente de interação dipolar. Em cada um dos “avoid-crossing” existe uma probabilidade de um par atômico excitado nestas distâncias passar por um cruzamento diabático e mudar de estado quântico. No trabalho de Cabral e colaboradores (7) o processo é descrito em detalhes, contudo o mais importante a salientar é a importância da inclusão dos termos de dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo. A figura 4 mostra um dos cruzamentos entre a curva do par $37D + 37D$ com o par $39P + 37I$, a ausência dos termos de mais altas ordens faz com que o cruzamento não se apresente na simulação numérica.

Figura 4 - Um dos “avoid-crossing” (cruzamentos evitados) entre os potenciais dos pares atômicos 37D+37D e 39P+35I com campo elétrico de fundo de $500 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$, a) Utilizando os termos de dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo b) Utilizando apenas o termo de interação dipolo-dipolo.

Fonte: CABRAL, J. S. et al. (8)

2.2.3 Dependência angular

A observação de anisotropias nos processos de interação entre átomos de Rydberg é desafiadora e requer um bom controle tanto na aplicação de campo elétrico estático como no controle da geometria da armadilha utilizada no aprisionamento atômico. Em diversos trabalhos em que processos de transferência de populações entre estados de Rydberg controladas ou sintonizadas por campo elétrico (68) explorando ressonâncias Förster foram incapazes de detectar alguma dependência angular. Isso se deve a característica tridimensional das armadilhas utilizadas que faz com que o parâmetro de dependência angular se anule na média durante o processo de interação. Contudo, um trabalho de 2004 de Carrol e colaboradores (43) observou uma indicação de dependência angular através da exploração da ressonância Förster entre pares de átomos de Rydberg no estado $32D + 32D$, para isso os autores escolheram tornar quasi-unidimensional a região de excitação pela formatação do feixe de excitação que cruza uma armadilha magneto óptica comum. A equação 10 mostra o modelo utilizado pelos autores no detalhamento do processo, que calcula os elementos de matriz da interação.

$$V = \frac{e^2}{R^3} \langle \psi_1 | \langle \psi_2 | \vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2 - 3(\vec{r}_1 \cdot \hat{R})(\vec{r}_2 \cdot \hat{R}) | \psi_1' \rangle | \psi_2' \rangle, \quad (10)$$

A dependência angular aparece no termo $3(\vec{r}_1 \cdot \hat{R})(\vec{r}_2 \cdot \hat{R})$, resolvendo numericamente a relação anterior para todos pares que compõem a ressonância Förster com o estado $nD + nD$, neste caso $32D + 32D$. Os autores constataam três tipos de dependência angular cujos coeficientes são $f_1 = (1 - 3 \cos^2 \theta)^2$, $f_2 = 9 \sin^2 \theta \cos^2 \theta$ e $f_3 = 9 \sin^4 \theta$. A primeira relaciona a transição entre estados de Rydberg que obedecem as seguintes regras de seleção para projeção do momento angular m_j . A primeira ocorre para a interação ressonante para transições que obedecem $\Delta m_j = 0$ para os dois átomos ou $\Delta m_j = \pm 1$ para um dos átomos e $\Delta m_j = \mp 1$ para o outro átomo, a segunda ocorre para transições em que $\Delta m_j = \pm 1$ para um átomo e $\Delta m_j = 0$ para o outro átomo e a terceira dependência ocorre para $\Delta m_j = \pm 1$ para ambos os átomos.

Neste experimento os autores observaram experimentalmente um mínimo na interação com o campo elétrico a 55° com relação ao eixo da amostra, contudo o modelo teórico apresentado prevê um mínimo em 45° , podemos notar que o valor experimental observado é bem próximo do ângulo mágico da dependência angular na interação dipolo-dipolo. A figura 5a mostra a varredura em amplitude para dois ângulos diferentes na aplicação de campo elétrico, podemos observar uma inibição da interação em 45° . A figura 5b mostra a integral do sinal de varredura para sete ângulos diferentes.

Figura 5 - a) varredura em amplitude do campo elétrico para os ângulos de 90 e 45 graus, ângulo entre o campo elétrico e o eixo de excitação. b) Dependência angular para a interação apresenta um mínimo experimental em 55 graus.

Fonte: CARROLL, T. J. et al. (43)

Como discutido na seção anterior uma completa descrição da interação entre dois átomos no estado de Rydberg é intrinsecamente ligada à obtenção dos potenciais moleculares

entre os pares atômicos considerando ordens mais altas de interação. A dependência angular é recuperada naturalmente ao se incluir o efeito Stark na base de pares atômicos utilizada. A relação 11 é uma expressão geral para a expansão multipolar em potências de R^{-1} .

$$H_{int}(r_1, \theta_1, \phi_1; r_2, \theta_2, \phi_2; R) \propto \sum_{l_1, l_2=1}^{\infty} \sum_{m=-l_1}^{+l_2} C_{l_1, l_2, m} \frac{r_1^{l_1} r_2^{l_2}}{R^{l_1+l_2+1}} Y_{l_1}^m(\theta_1, \phi_1) Y_{l_2}^{-m}(\theta_2, \phi_2), \quad (11)$$

Onde o conjunto de coordenada (θ, ϕ, r) é relacionada ao elétron de cada átomo e R a distância internuclear, apenas para efeito de completeza da expressão acima, a relação 12 mostra a forma do coeficiente $C_{l_1, l_2, m}$.

$$C_{l_1, l_2, m} = (-1)^{l_2} \frac{4\pi}{[(2l_1+1)(2l_2+1)]^{1/2}} \frac{(l_1+l_2)!}{[(l_1+m)(l_1-m)!(l_2+m)(l_2-m)!]^{1/2}}, \quad (12)$$

A expressão acima é geral para expansão multipolar, os termos com $l = 1$ são dipolares e $l = 2$ quadrupolares e assim por diante, portanto um elemento que possua $l_1 = 1$ e $l_2 = 1$ representa a interação tipo dipolo-dipolo e assim sucessivamente. Uma descrição mais detalhada pode ser encontrada na referência (8,41) em que todos os passos, desde a escolha da base apropriada, bem como o método de diagonalização da hamiltoniana são tratados em detalhe. A figura 6a mostra um mapa angular que apresenta tanto o potencial molecular para o par atômico $90D + 90D$ como sua dependência angular θ que é o ângulo entre o campo elétrico e o eixo que separa dois átomos. A figura 6b é o gráfico angular da força da interação para a distância interatômica de $3 \mu\text{m}$ entre os átomos, a interação devido ao acoplamento dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo foi subtraída do gráfico recuperando o mínimo da interação no valor do ângulo mágico de $54,7^\circ$.

Figura 6 - a) Gráfico polar bidimensional mostrando a dependência do potencial molecular (Dependência com a distância interatômica R) e o campo entre o campo elétrico e o eixo de separação entre os átomos césio no estado de Rydberg $90D + 90D$. b) Gráfico angular subtraindo as contribuições de dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo para um valor de separação internuclear fixo de $3 \mu\text{m}$.

Fonte: CABRAL, J. S. et al. (8)

2.3 Bloqueio de excitação

O chamado bloqueio de excitação de Rydberg consiste na inibição da excitação coletiva de estados de Rydberg num conjunto de átomos. Esta característica nasce da intrínseca atividade interativa desses estados, como discutido nas seções anteriores, ou seja, dois átomos interagem fortemente por forças eletrostáticas devido à flutuação de cargas inerente ao estado atômico. Essas interações podem ser tratadas por teoria de perturbação utilizando apenas o termo de interação dipolar V_{dd} ou ainda de maneira mais completa diagonalizando a hamiltoniana incluindo a expansão multipolar e encontrando as auto energias e auto estados que descrevem de forma completa o potencial do sistema binário. Porém, tanto uma ou outra forma de descrever a interação leva ao mesmo resultado, que a curtas distâncias ocorre um desvio de energia do par atômico comparada a longas distâncias.

Nestas condições, se a diferença de energia do par atômico no estado de Rydberg é maior que a largura de linha do laser de excitação δ , um fóton não é absorvido e apenas um dos átomos permanece no estado de Rydberg. Dizemos então que um dos átomos de Rydberg inibiu ou bloqueou a excitação do segundo átomo. Esse fenômeno cria uma regra de seleção espacial natural na organização das excitações em amostras de átomos excitadas para o estado de Rydberg, em que átomos no estado fundamental dentro de uma região de influência do estado de Rydberg excitado permanecem no estado fundamental. O raio da região de influência é chamado de raio de bloqueio e pode ser compreendido como um processo de distribuição espacial auto-organizado em amostras de altas densidades.

Outra característica interessante é a não localização da excitação, ou seja, dentro da esfera de bloqueio apenas um dos átomos é levado ao estado de Rydberg, não sendo possível saber deterministicamente qual deles carrega a excitação. Podemos escrever o estado de N átomos como $|N\rangle = (\frac{1}{\sqrt{N}}) \sum_{i=1}^N |g_1, g_2, \dots, r_i, \dots, g_N\rangle$, neste contexto podemos dizer que a excitação é compartilhada entre os átomos dentro da esfera de bloqueio, criando assim um super-átomo detentor de uma excitação de Rydberg compartilhada.

Podemos também dizer que os átomos que fazem parte deste compartilhamento passam a estar emaranhados, como mostrado em 2009 por dois grupos de pesquisa independentes (12-13,25-26) a frequência de Rabi é dada por $\Omega_N = \sqrt{N}\Omega_1$, onde Ω_1 é a frequência de Rabi de excitação de um único átomo. A utilização do bloqueio de dipolo no emaranhamento de estados de Rydberg para utilização em informação e computação

quânticas foi assunto de trabalhos teóricos (1-2,44) e a observação em menor escala em portas quânticas com átomos neutros trazem resultados promissores. (13)

Como um simples exemplo, vamos assumir uma interação do tipo van der Waals $V_{\text{vdW}} = C_6 \cdot R^{-6}$ se a largura de linha do laser $\delta\hbar$ é igual ou menor que V_{vdW} o átomo de Rydberg excitado cria uma região cujo raio de bloqueio dado por $R_b = \sqrt[6]{\frac{|C_6|}{\delta\hbar}}$ inibindo segundas excitações. Como a dependência de C_6 com o número quântico principal efetivo é n^{11} , o raio de bloqueio R_b escala com $n^{11/6}$. Para um átomo no estado $55S_{1/2}$ o raio de bloqueio nestas condições é de aproximadamente $6 \mu\text{m}$ para um laser de largura de linha de 1 Mhz.

2.3.1 Modelo clássico de esfera rígida

O bloqueio de Rydberg foi observado experimentalmente entre dois átomos neutros aprisionados individualmente em armadilhas ópticas de dipolo por dois grupos independentes. (12,25) O processo utilizado em (25) utiliza dois átomos de ^{87}Rb aprisionados individualmente em duas armadilhas ópticas de dipolo, cuja separação espacial pode ser controlada e variada de 3 a $20 \mu\text{m}$ de distância. Os autores utilizaram o estado $58D_{3/2}$ que possui uma quasi-ressonância Förster com o estado do par atômico $60P_{1/2} + 56f_{5/2}$. Dessa maneira a interação entre ambos os átomos é do tipo dipolo-dipolo com dependência $\pm C_3 \cdot R^{-3}$, onde para o caso específico do estado $58D_{3/2} + 58D_{3/2}$, $C_3 \approx \hbar \times 3,2 \text{ Mhz} \cdot \mu\text{m}^3$ e a variação de energia num raio de $4 \mu\text{m}$ de um dos átomos é de $\Delta E \approx \hbar \times 50 \text{ Mhz}$. Os átomos foram detectados a partir da fluorescência emitida, ou seja, após o processo de excitação uma imagem de fluorescência era adquirida, a detecção do átomo na armadilha é um sinal de inibição da excitação, já que o átomo no estado de Rydberg não é mais aprisionado e deixa a região da armadilha antes da detecção.

Nomeando o átomo numa posição de aprisionamento de átomo de controle e o segundo de átomo alvo, os autores puderam observar a supressão da excitação dupla e medir a nova frequência de Rabi para uma única excitação no conjunto. Dois átomos no estado fundamental são representados pelo estado $|gg\rangle$ e é tomado como o estado fundamental do sistema com energia do par atômico como nulo. O estado em que um dos átomos está no estado de Rydberg é representado por $\{|rg\rangle, |gr\rangle\}$, no qual a posição do átomo excitado é degenerada em energia, nesse caso a energia total do par é E , o estado da dupla excitação é

descrito por $|rr\rangle$ e possui energia $2E$ para o caso assintótico, ou seja, caso em que os átomos estão infinitamente separados. Porém, como discutido nas seções anteriores a curtas distâncias e utilizando um par de estados atômicos em que o defeito Förster é quase nulo, o conjunto passa a interagir fortemente por interação dipolar, e ocorre uma quebra da degenerescência em energia do par atômico em que ambos permanecem no estado de Rydberg, relacionado ao aparecimento de dois potenciais, um atrativo e um repulsivo. A figura 7a mostra um diagrama dos níveis de energia do par atômico, em que Ω é a frequência de Rabi do feixe de excitação. Podemos observar que, se a diferença de energia ΔE devido à interação dipolar for maior $\hbar\Omega$, a dupla excitação é inibida. A figura 7b mostra o resultado obtido da probabilidade de excitação dupla dos átomos quando estão separados por $18\ \mu\text{m}$ de distância, e a figura 7c mostra o caso em que a dupla excitação é suprimida quando a distância é de $3.6\ \mu\text{m}$. Os autores também obtiveram como resultado uma frequência de Rabi $\Omega_2 = \sqrt{2}\Omega_1$ de excitação coletiva na condição de bloqueio, que condiz com frequência de Rabi teórica para um sistema de N átomos emaranhados $\sqrt{N}\Omega$.

Figura 7 - a) Nível de energia do par atômico, mostrando a interação de dipolo a curtas distâncias que leva ao aparecimento de dois potenciais distintos, b) Probabilidade de excitação de um único átomo sem a presença de um segundo (linha vermelha e verde – probabilidade de excitação de um ou outro átomo), probabilidade conjunta de excitação dado pelo produto da linha verde e vermelha (linha azul – probabilidade de excitação de um e do outro átomo) e probabilidade de excitação dupla (linha preta) para uma distância de $18\ \mu\text{m}$ entre os átomos, c) Probabilidade de excitação dupla para uma distância de $3,6\ \mu\text{m}$ entre os átomos.

Fonte: GAETAN, A. et al. (25)

Uma abordagem mais realista para os experimentos em que o número de átomos é grande, da ordem de 10^{10} átomos com densidades da ordem de 10^{11} átomos. cm^{-3} , é a utilização de um simples modelo semi-clássico de empacotamento de esferas rígidas. Numa primeira aproximação, cada átomo elevado ao estado excitado de Rydberg gera ao seu redor um volume de bloqueio $V_b = \left(\frac{4}{3}\right)\pi R_b^3$, em que R_b é o raio de bloqueio de Rydberg e marca a escala natural de separação mínima entre átomos excitados. O raio de bloqueio marca uma situação que para certa densidade total de átomos na amostra ρ , existe uma fração de átomos que permanecem no estado fundamental ρ_g . Podemos escrever assim uma equação de taxa para a variação populacional dos átomos no estado de Rydberg ρ_r .

$$\frac{d\rho_r}{dt} = X_{g,r}\Pi\rho_g - X_{r,g}\rho_r \quad (13)$$

A relação 13 mostra a dinâmica da população dos átomos no estado de Rydberg, em que os coeficientes $X_{g,r}$ e $X_{r,g}$ são as taxas de excitação e desexcitação respectivamente. Neste modelo, o efeito de bloqueio é obtido ao se multiplicar o coeficiente da taxa de excitação por um fator de correção Π . A figura 8 mostra um desenho esquemático, onde um átomo no estado de Rydberg cria um volume de exclusão, onde todos os outros átomos na região interna são mantidos no estado fundamental, o esquema é idêntico a uma distribuição de esferas rígidas de raio $\frac{R_b}{2}$.

Figura 8 - Desenho esquemático do volume de inibição da excitação para o estado de Rydberg, R_b é menor distância até o átomo de Rydberg mais próximo. Os átomos dentro do volume de exclusão permanecem no estado fundamental.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Considerando um sistema de dois níveis, e perdas desprezíveis nos processos de excitação e desexcitação, podemos realizar a seguinte consideração $X_{g,r} = X_{r,g}$ sem perda de generalidade, para uma distribuição de poucos átomos, caso em que a densidade é baixa $\Pi \rightarrow 1$. O caso oposto em que a densidade é alta, ou seja o sistema passa a ser densamente populado $\Pi \rightarrow 0$, quantificando assim, a supressão das excitações. Podemos tomar o caso em que a dependência de Π com a densidade total dos átomos presentes na distribuição pode ser escrita como $\Pi = (1 - \rho_r V_b)$, onde $\rho_r = \rho - \rho_g$. Resolvendo a equação 13 para o estado estacionário podemos encontrar a densidade de átomo de Rydberg na amostra dada pela relação 14.

$$\rho_r(R, \rho) = \frac{1}{V_b(R)} + \frac{\rho}{2} - \sqrt{\frac{1}{V_b^2(R)} + \frac{\rho^2}{4}} \quad (14)$$

Da expressão acima podemos notar duas situações limites, a primeira é a condição de baixa densidade ($\rho \rightarrow 0$), neste caso temos $\rho_r = \rho/2$, em que a densidade de átomos excitados ao estado de Rydberg cresce linearmente com o número total de átomos da distribuição. A outra situação limite é para altas densidades ($\rho \gg \rho_r$), onde podemos então expandir em série de Taylor a relação acima e obter $\rho_r = \frac{1}{V_b} - \frac{1}{\rho V_b^2}$. Neste caso podemos observar uma clara saturação da excitação limitando a densidade de átomos no estado de Rydberg, onde estes atingem uma densidade crítica que tem como fator limitante o volume de bloqueio $\rho_r^{crit} = V_b^{-1}(R_b)$.

A figura 9 mostra um gráfico da solução da equação 13 para o estado estacionário, para três valores de raio de bloqueio 2,5 μm , 3 μm e 4 μm , como esperado o bloqueio da excitação ocorre numa densidade menor quanto maior for o raio de bloqueio, que neste caso depende das características do estado de Rydberg e do laser de acoplamento. Como exemplo, podemos citar o raio de bloqueio de um átomo elevado ao estado $58D_{3/2}$ com laser de largura de linha de 1 Mhz, de aproximadamente 8 μm .

Figura 9 - Gráfico da densidade de átomos no estado de Rydberg em função da densidade total de átomos da distribuição, para três valores de raios de bloqueio R_b , 2,5 μm , 3 μm e 4 μm , utilizando a solução para o estado estacionário da equação 13.

Fonte: Elaborada pelo autor.

2.4 Transferência de populações

Um dos fenômenos estudados desde o surgimento das primeiras pesquisas com átomos de Rydberg, em específico, átomos de Rydberg gerados a partir de amostras ultra frias é a detecção de outros estados de Rydberg diferentes daquele inicialmente excitado, utilizando a regra de seleção dipolar, pelo laser de excitação. Isso se deve, às interações de ultralongo alcance presente entre dois átomos no estado excitado, o surgimento de potenciais atrativos ou repulsivos leva ao processo de transferência de estado interno entre dois átomos com mudança de energia potencial. A transferência entre estados ocorre em sua maioria entre pares atômicos que possuem energia igual (caso ressonante) ou semelhante à energia do par atômico inicialmente excitado, isso ocorre pelo maior acoplamento dipolar com estados próximos. Dessa maneira o monitoramento dessas transferências de estado e sua dependência com inúmeros parâmetros, como densidade da amostra, variedade isotópica, campo elétrico estático, frequência de Rabi de excitação, sistema de detecção e outros, é um excelente laboratório para o estudo sistemático da formação e evolução dos diferentes potenciais envolvidos nas interações. Nesta seção, discutiremos os processos de interação entre pares de Rydberg nos estados $nS + nS$, $nP + nP$ e $nD + nD$ e suas respectivas peculiaridades.

Descrevemos também a dependência com a densidade da amostra e a composição de fatores geométricos através da discussão de dois trabalhos de referencia na área. (45-46)

2.4.1 Excitação direta de potenciais moleculares no processo $nS + nS$

No trabalho de Nascimento e colaboradores (6) foi realizado o estudo de transferência de população no processo $nS_{1/2} + nS_{1/2} \rightarrow nP_{3/2} + (n - 1)P_{3/2}$ variando n no intervalo de $29 \leq n \leq 37$. Um pulso de 4 ns excitava os átomos aprisionados numa AMO padrão para o estado nS , 100 ns após a excitação a amostra era ionizada seletivamente. Uma fração dos átomos foi observada nos estados produtos $nP_{3/2}$ e $(n - 1)P_{3/2}$.

Uma maneira comum de abordar este tipo de resultado é o processo colisional, onde dois átomos colidem resultando numa mudança de estado interno e energia cinética. Porém, os potenciais de interação entre estados nS é repulsivo, como mostra o trabalho de Singer e colaboradores (47) e nas escalas de tempo do experimento os átomos permanecem em repouso.

Os autores consideram o cálculo de potenciais moleculares a partir de interações de mais altas ordens, do tipo dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo; além do tradicional truncamento na interação dipolo-dipolo. Os potenciais foram obtidos em colaboração com o grupo do Prof. Shaffer da universidade de Oklahoma nos Estados Unidos. As curvas de potenciais obtidas mostraram que a pequenas distâncias interatômicas da ordem de 1 μm o estado molecular $|nS_{1/2}, nS_{1/2}\rangle$ possui uma projeção $C(n, R)$ do estado $|nP_{3/2}, nP_{3/2}\rangle$. Ou seja, não são estados puros, mas sim mistos. Outro fator importante neste tipo de transferência direta é o efeito Stark ac ou efeito Autler-Townes causado pela alta potência do laser de excitação, este processo provocava o descolamento enérgico do estado $5S + nS$ de maneira que este estado passa a ser ressonante com o estado $nP_{3/2} + (n - 1)P_{3/2}$ para distâncias interatômicas entre 0,5 e 1,8 μm .

A probabilidade de transição direta para estados produtos $nP_{3/2} + (n - 1)P_{3/2}$ é dada pela contribuição conjunta da projeção entre estados moleculares e o efeito Autler-Townes provocado pelo laser pulsado de excitação. A figura 10 mostra um gráfico dos potenciais moleculares em torno do estado $|32S_{1/2} + 32S_{1/2}\rangle$ e a projeção $C(32, R)$ causada pela mistura entre os estados devido as interações de mais altas ordens na diagonalização do hamiltoniano.

Figura 10 - (a) Curvas de potenciais moleculares para estados ao redor de $32S+32S$ resultado da diagonalização em função da distância interatômica R considerando efeito Stark dc, interação dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo, quadrupolo-quadrupolo, $E = 500 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ (b) Projeção da mistura entre os estados, $C(R) = |\langle 32S + 32S | 32P + 31P \rangle|$.

Fonte: NASCIMENTO, V. A. et al. (6)

2.4.2 Ressonâncias Förster no processo $nP + nP$

Ressonâncias moleculares na excitação de estados nP de Rydberg (17) são um ótimo exemplo do controle das interações obtido pela aplicação de campo elétrico. Átomos aprisionados na AMO são levados aos estados de Rydberg pela ação de dois fótons, o primeiro conecta o estado hiperfino fundamental $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ para o estado excitado $|5P_{3/2}, F = 4\rangle$, o segundo leva este ao estado de Rydberg. Porém, a regra de seleção por transição dipolar proíbe a excitação de estados com $\Delta l = 0$. A obtenção de estados nP de Rydberg é possível, contudo, através da aplicação de campo elétrico estático na amostra, uma vez que o campo elétrico mistura os estados atômicos pelo efeito Stark dc. Essa relação entre aplicação de campo elétrico e excitação de estados nP nessa montagem experimental permite também a calibração do campo residual na região da armadilha.

O processo de transferência neste caso é dado pela relação $nP + nP \rightarrow (n+1)S + nS$. Este processo apresenta diversas ressonâncias Föster em função do campo elétrico

estático. O sistema de controle de campo e de ionização nos permitiu estudar essas ressonâncias para números quânticos no intervalo $32 \leq n \leq 36$. O estado $nP_{3/2}$ possui duas projeções de momento angular $|m_j| = 1/2$ e $|m_j| = 3/2$, portanto, para cada uma dessas ressonâncias três picos de maior transferência são encontrados. A figura 11 mostra os três cruzamentos em energia dos pares atômicos no estado de Rydberg $l = 0$ com $n = 32$.

Figura 11 - Mapa Stark do par atômico $32P + 32P$ e o cruzamento em energia para as três combinações das projeções de momento angular m_j com o estado $32S_{1/2} + 33S_{1/2}$.

Fonte: KONDO, J. M. (17)

Para tempos longos, da ordem de alguns microssegundos, a distribuição de fótons devida à radiação de corpo negro presente no ambiente do laboratório, leva a depopulação estimulada do estado alvo de Rydberg, e mensurar sua contribuição do efeito de colisões ressonantes é necessário. Um importante tratamento realizado neste experimento foi à filtragem dos dados experimentais da influência da radiação de corpo negro na redistribuição dos estados. Para tempos entre excitação e detecção longos, maiores que $4 \mu s$, estados mais energéticos são populados e ionizados antes do estado produto $(n + 1)S$.

A redistribuição entre os estados de Rydberg é obtida através de uma equação de taxas onde calculamos as taxas de transições entre os estados próximos pela ação do campo de radiação térmico de 300 K. A equação leva em conta o acoplamento entre transições

permitidas pela regra de seleção dipolar, decaimento espontâneo e estimulado, a relação geral é mostrada na equação 15.

$$\frac{dN_{nl}}{dt} = -\frac{1}{\tau}N_{nl} + \sum_{n'l'}^U [\gamma_{n'l'nl}N_{nl} - \gamma_{nl n'l'}N_{n'l'}], \quad (15)$$

onde U representa o conjunto de todos os estados próximos ao estado alvo e para o qual há transições de dipolo seguindo a regra de seleção $\Delta l = \pm 1$, o resultado dessa análise são 21 equações diferenciais acopladas uma para cada estado; que podemos resolver numericamente. A figura 12 mostra um processo de filtragem do sinal subtraindo a contribuição de corpo negro e a ressonância em função do campo elétrico para excitação do estado 33P.

Figura 12 - (a) Filtragem dos dados experimentais pela subtração da contribuição da radiação de corpo negro encontrada no modelo de taxas para o estado 32S (b) Comparação entre as posições de ressonância e taxa de crescimento das populações para $n = 33$, as derivadas são obtidas para um tempo de 2,5 μs .

Fonte: KONDO, J. M. (17)

2.4.3 Efeito Stark dc na excitação de pares $nD + nD$

Discutiremos nesta seção o processo de transferência do tipo $nD + nD \rightarrow (n+2)P + (n-2)F$. A diferença de energia entre os canais do processo de interação neste caso é de apenas $0,03 \text{ cm}^{-1}$, ou seja, dentro da largura de linha natural do laser de excitação de aproximadamente $0,05 \text{ cm}^{-1}$ utilizado no experimento. Em contraste com a separação energética na excitação de estados nS , em que os estados alvos e produtos estão separados por 2 cm^{-1} . Neste experimento os átomos são seletivamente ionizados $1 \mu s$ após a excitação. A transferência neste processo é de 3 a 10 vezes maior do que a observada no processo $nS + nS$. Nestes regimes de densidade, a dependência entre a fração transferida e os átomos excitados é quadrática, indicando um processo de interação de dois corpos. A interpretação dos resultados está intimamente ligada ao conhecimento detalhado dos potenciais moleculares

ao redor do estado alvo excitado. Na obtenção destes potenciais são considerados os estados finos, funções de onda modificadas pela ação do campo elétrico estático (efeito Stark dc) e interações binárias multipolares. A figura 13 mostra um mapa de energia Stark do par de átomos de Rydberg no estado $37D + 37D$, onde podemos notar o cruzamento com diversos estados de pares atômicos $39P + 35l$, com $l > 3$. Em cada cruzamento no gráfico em que a energia dos pares é degenerada ocorre uma ressonância Förster em que a força de interação é máxima e do tipo dipolar com dependência de R^{-3} , a figura também mostra uma varredura em campo elétrico da população transferida ao estado $39P$ após excitação do estado $37D$.

Figura 13 - Mapa Stark do par atômico no estado de Rydberg **37D** e varredura da população transferida para o estado $39P$ em função do campo elétrico estático aplicado na amostra.

Fonte: CABRAL, J. S. et al. (7)

As curvas de potenciais mostram o surgimento de diversos cruzamentos evitados na região mais interna das curvas em separações nucleares menores que $1,6 \mu m$, a excitação de pares atômicos nessas regiões levam a transição diabática entre os estados. Esse deslocamento pode ser calculado semiclassicamente pela transição diabática de Landau-Zener $P_{ad}^i = e^{-2\pi\Gamma}$ em cada um dos cruzamentos evitados, em que Γ pode ser calculado pela expressão a seguir, onde $\Delta\omega$ é a diferença de energia entre os dois canais de interação, e U é a curva do potencial associado à transição.

$$\Gamma = \frac{\pi |\Delta\omega|^2}{\hbar \frac{dU}{dR} \frac{dR}{dt}} \quad (16)$$

A expressão 17 mostra o número de átomos transferidos para o estado de Rydberg $39P$, onde a somatória é sobre todos os cruzamentos evitados i que surgem das interações multipolares a curtas distâncias. P_{nn} é a probabilidade de excitação de um par atômico com distâncias interatômicas R próximas aos cruzamentos evitados, N_{gs} é o número de átomos no estado fundamental na região de excitação e P_{reac} é a probabilidade semiclássica de transição diabática de Landau-Zener. (7)

$$N_{(n+2)p} = \sum_i \frac{P_{reac}^{(i)} P_{nn} N_{gs}}{16} \quad (17)$$

A criação dos cruzamentos evitados é devido majoritariamente pela contribuição da interação dipolo-dipolo a curtas distâncias, a contribuição dipolo-quadrupolo é de $\sim 5\%$ da anterior e de quadrupolo-quadrupolo (Q-Q) de $0,01\%$. Contudo, a interação Q-Q não pode ser desprezada, como mostram as curvas da figura 4, ao desprezar essa contribuição, um ponto de cruzamento que pode levar a transferência de estados é perdido. A transferência devido à redistribuição de populações estimulada pela radiação de corpo negro pode ser desprezada nas escalas de tempo do experimento, de 100 ns entre excitação e detecção.

A adição de campo elétrico nos cálculos altera radicalmente as curvas, levando ao aumento, diminuição ou inibição da formação de cruzamentos evitados (“Avoid-crossings”). O resultado obtido na transferência de populações por primeiros princípios, no cálculo dos potenciais está de acordo com os resultados experimentais. A observação da constante da taxa de formação do processo de dois corpos K , definido como $\frac{dN_{(n+2)p}}{dt} = K \int_V \rho_{nD}^2 dv$, onde V é o volume de excitação, e ρ_{nD} é a densidade de átomos no estado de Rydberg alvo. Os resultados são mostrados na figura tal na presença de dois campo elétricos estáticos de 500 mV.cm^{-1} e de 2 V.cm^{-1} .

Figura 14 - Comparação entre o experimento e teoria da constante de formação de dois corpos K na presença de dois valores de campos elétricos, 500 mV.cm^{-1} e de 2 V.cm^{-1} , o tempo entre excitação e detecção no experimento é de 100 ns .

Fonte: CABRAL, J. S. (7)

2.4.4 Dependência com a densidade da amostra e fatores geométricos

Parâmetro predominante na interação de longo alcance entre átomos de Rydberg é a distância interatômica média, que pode ser calculada pela expressão do raio de Wigner-Seitz onde $R = \left(\frac{3}{4\pi\rho}\right)^{1/3}$ e ρ é a densidade de átomos na amostra. A transferência de população entre estados de Rydberg em função da densidade da amostra foi explorada por Younge e colaboradores (46) pela excitação de estados $nD_{5/2}$ de Rydberg. Os autores utilizaram a expansão balística dos átomos aprisionados numa armadilha óptica de dipolo do tipo FORT (“Far Of Resonance Trap”) variando a densidade da amostra de 1×10^{10} a $4 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$ e observaram a fração dos átomos transferidos para os estados $(n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ onde o canal de energia das transições é dado pela expressão 18.

$$nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2} \quad (18)$$

Os autores utilizaram a excitação por dois fótons na sequência $5S_{1/2} \rightarrow 5P_{3/2} \rightarrow nD_{5/2}$ para excitar os átomos aprisionados na armadilha de dipolo para vários tempos de expansão. A taxa de transferência depende claramente da densidade da amostra, podemos

observar na figura 15 que a fração de átomos transferidos é claramente favorecida pela diminuição da distância interatômica média.

Figura 15 - Sinal de elétrons 100 ns após a excitação do estado $43D_{5/2}$; ionização por uma rampa de campo elétrico (pulso de ionização seletiva) mostrada em C para três densidades $1,2 \times 10^{10}$ átomos. cm^{-3} , $5,9 \times 10^{10}$ átomos. cm^{-3} e 4×10^{11} átomos. cm^{-3} .

Fonte: YOUNGE, K. C. et al. (46)

Os autores lançaram mão de um modelo de muitos corpos na interpretação dos dados, utilizando uma base completa de teoria de muitos corpos (CBMBT – “Complete Basis Many-Body Theory”), assumindo apenas interação do tipo dipolar $V_{ij}^{\alpha\beta} = \mu_{d\alpha}\mu_{d\beta}/4\pi\hbar\epsilon_0 r_{ij}^3$ onde $\{\alpha, \beta = d, p, f\}$, neste modelo os autores assumiram uma distribuição de aproximadamente 100 átomos. A base formada por estados de muitos corpos num sistema em que existem k excitações ao estado de Rydberg é escrita como $\{|e_{i_1}, \dots, e_{i_k}, g_{i_{k+1}}, \dots, g_{i_N}\rangle\}$ onde os estados $|e\rangle$ podem ser os estados d, p e f . A maior fração de transferência foi obtida para $n = 43$, isso ocorre pela existência de uma quase degenerescência natural entre os pares $43D_{5/2} + 43D_{5/2}$ e o par $45P_{3/2} + 41F_{7/2}$ que faz com o processo de transferência seja ressonante, neste caso a transferência atingiu um máximo de 50 %.

A figura 16a mostra uma comparação entre a simulação da dependência da fração transferida para a excitação do estado $43D_{5/2}$ utilizando o modelo CBMBT e a simulação utilizando apenas a interação dipolar entre dois corpos em função da densidade da amostra. Os autores obtêm uma ótima concordância com o resultado experimental em comparação com

a simulação de apenas dois corpos. Contudo, é importante lembrar que mesmo para essas ordens de densidade o modelo de muitos corpos pode não ser necessário e passa a ser apenas dispendioso computacionalmente. Vimos nas seções anteriores que a inclusão de mais altas ordens no cálculo do potencial de interação de um sistema binário pode ser suficiente para levar em conta os processos de transferência. A figura 16b mostra um gráfico da fração transferida em função do número quântico principal n , podemos observar que a transferência é máxima em $n = 43$ onde ocorre uma ressonância Förster natural, aumentando intrinsecamente à interação dipolar mesmo a longas distâncias internucleares.

Figura 16 - a) Transferência da população para os estados $45P_{3/2}$ e $41F_{7/2}$ após excitação do estado $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra, o gráfico mostra a comparação como modelo de muitos corpos CBMBT adotado pelos autores e o modelo de dois corpos utilizando apenas interações de dipolo. b) Fração de átomos transferidos em função do número quântico principal n , podemos observar um máximo em $n = 43$, onde ocorre uma ressonância Förster natural.

Fonte: YOUNGE, K. C. et al. (46)

Um trabalho semelhante publicado em 2006 por Thomas Carrol e colaboradores (45) utilizando uma simples armadilha magneto óptica mostra de maneira mais direta a dependência da interação entre átomos de Rydberg explorando tanto a variação da densidade da amostra, bem como a mudança de geometria do volume de excitação. O experimento foi realizado numa amostra ultrafria de aproximadamente 8×10^5 átomos de ^{85}Rb , com energia cinética média de 300 μK . Um laser de corante (coumarin 480) pulsado bombeado pelo terceiro harmônico de um laser Nd:YAG com taxa de repetição de 20Hz foi utilizado para a excitação do estado de Rydberg por transição de dois fótons. Um conjunto de lentes e um

filtro para controle da potência do laser permitiu controlar o diâmetro do foco do feixe de excitação e a intensidade do feixe de maneira contínua.

Após a excitação para o estado de Rydberg os átomos interagem por um intervalo de tempo de $3\ \mu\text{s}$ e logo após ionizados por uma rampa de ionização seletiva. Três cinturas de foco do feixe de excitação azul (480 nm) foram utilizadas sistematicamente no experimento, $6,5\ \mu\text{m}$, $11\ \mu\text{m}$ e $19\ \mu\text{m}$. O canal de transferência adotado no trabalho foi a observação do aparecimento do estado $33P$ logo após a excitação do estado $31D$, ou seja, $31D + 31D \rightarrow 33P + (n = 29)$ essa reação pode ser sintonizada com campo elétrico obtendo-se inúmeras ressonâncias Förrters na aplicação de campos elétricos modestos. A figura 17 mostra a população transferida para o estado $33P$ em função do campo elétrico aplicado, o gráfico mostra os picos de ressonância onde o defeito Förrster é nulo fazendo com que a interação do tipo dipolo-dipolo seja ressonante.

Figura 17 - Varredura da população transferida para o estado de Rydberg **33P** em função do campo elétrico estático aplicado, as inúmeras ressonância ocorrem devido ao cruzamento em energia do par atômico $31D+31D$ com o $33P$ e a *Fan* de estados hidrogenoides para $n=29$.

Fonte: CARROLL, T. J. et al. (45)

O experimento foi realizado sob um campo elétrico estático de $3\ \text{V} \cdot \text{cm}^{-1}$ para manter a interação sempre ressonante. Para as três cinturas do feixe, os autores mediram a fração de átomos transferida para o estado $33P$ em função do número de átomos presentes na região de excitação. A figura 18 mostra os resultados obtidos da varredura em função do número de átomos, neste caso a menor cintura de excitação está relacionada a maior densidade da amostra para um mesmo número de átomos. Podemos observar uma curva com maior

inclinação para a cintura de 6,5 μm e uma menor inclinação na transferência para a maior cintura, isso se deve simplesmente pela menor distância interatômica entre os átomos da região de menor cintura. Ocorre também uma saturação da transferência a partir de 20 átomos na região de excitação para as três geometrias. Segundo os autores a saturação ocorre devido ao período de Rabi da interação dipolar que diminui com a diminuição da distância interatômica média, e quando chega abaixo de 3 μs que é o tempo máximo de interação antes de detecção a transferência é interrompida e ocorre a saturação.

Figura 18 - Fração de átomos transferidos para o estado 33P após a excitação do estado 31D em função do número de átomos presentes em três regiões de excitações com cinturas de 6,5 μm , 11 μm e 19 μm .

Fonte: CARROLL, T. J. et al. (45)

Os autores realizaram a simulação numérica da transferência levando em conta um contexto de muitos corpos, a simulação decorre da localização aleatória de no máximo nove átomos na região de excitação que resulta numa configuração de mais de três mil estados, a interação entre cada um dos átomos é do tipo dipolo-dipolo. A comparação entre a simulação e o resultado experimental se dá apenas de modo qualitativo, havendo discrepâncias em relação ao nível de saturação e a inclinação inicial da curva. O resultado é mostrado na figura 19. Contudo, atualmente sabemos que mesmo para densidades da ordem de $2 \times 10^{11} \text{ átomos} \cdot \text{cm}^{-3}$ o processo de interação pode ser explicado por uma reação completamente binária, através do cálculo dos potenciais utilizando mais altas ordens de interação(8), outro fator importante no experimento, e em particular com a diminuição da cintura é o aparecimento de anisotropia da interação na presença de campo elétrico, ou seja, as dependências angulares devem ser levadas em conta nas simulações.

Figura 19 - Comparação entre a simulação numérica e o experimento. Os autores consideram um processo de interação de muitos corpos entre nove átomos, dispostos aleatoriamente dentro de dois volumes de excitação com 5 μm e 15 μm de cintura.

Fonte: CARROLL, T. J. et al. (45)

2.5 Transparência eletromagnética induzida (EIT)

Processos coerentes de transição entre diferentes estados atômicos levaram a descoberta de novos fenômenos de interferência e interação entre luz e matéria. Uma dessas descobertas é o aparecimento de processos não lineares em amostras atômicas. Neste contexto, o campo elétrico da luz exerce um importante acoplamento com os estados atômicos. A evolução dos estados quânticos levando-se em conta o acoplamento de um campo eletromagnético coerente, como a luz laser, é descrita pela evolução da matriz densidade do sistema. Exemplos importantes dessas interações é o aparecimento do efeito Autler-Townes, a observação da desaceleração da luz (“Slow Light”), a criação de estados escuros (“Dark-States”), (48) o armazenamento de informação num sistema quântico, (49) utilização como eletrômetro de alta sensibilidade, etc. (14)

Esses processos se devem a interferências quânticas entre diferentes amplitudes de probabilidades de transição sob ação de algumas condições específicas, são conhecidas também como interferências de Fano. (50) Um dos processos mais importantes é o chamado EIT (“Electromagnetic Induced Transparency”) ou transparência eletromagnética induzida.

Considere um sistema de três níveis $\{|g\rangle, |e\rangle, |r\rangle\}$ onde $|g\rangle$ é o estado fundamental, $|e\rangle$ é o primeiro estado excitado e $|r\rangle$ é o estado metaestável, ou no nosso caso, um estado de Rydberg. Um feixe de prova acopla o estado $|g\rangle$ ao $|e\rangle$ com frequência de Rabi Ω_p um segundo feixe acopla os estados $|e\rangle$ e $|r\rangle$ com frequência de Rabi Ω_c , onde γ_e e γ_c são as taxas

de decaimento dos estados $|e\rangle$ e $|r\rangle$ respectivamente. A figura 20a mostra um sistema de três níveis utilizado na observação de EIT com estados de Rydberg, a figura 20b mostra o diagrama de energia com os respectivos parâmetros de acoplamento, δ_c e δ_p são as dessintonias do feixe de acoplamento e de prova respectivamente.

Figura 20: - Diagrama do processo de acoplamento entre o campo eletromagnético (laser) e um sistema de três níveis atômicos, a) Configuração usualmente utilizada na observação de EIT com estados de Rydberg, b) Diagrama de energia relativa e parâmetros do acoplamento.

Fonte: Elaborada pelo autor.

2.5.1 Equações de Bloch para um sistema de três níveis

O feixe de prova ω_p apresenta uma inibição no sinal de absorção quando as seguintes condições são implementadas, o terceiro estado do sistema é metaestável, ou seja, possui tempo de vida longo e a relação $\frac{\Omega_p}{\Omega_c} \ll 1$ caso em que o feixe de prova é pouco intenso (feixe de prova fraco). Nestas condições uma janela de transparência é criada na absorção do feixe de prova quando o feixe de acoplamento possui a frequência de transição do primeiro estado excitado para o estado de Rydberg. Os estados de Rydberg possuem tempos de vida longos, devido ao seu baixo acoplamento com o estado fundamental (transição proibida pela regra de seleção $\Delta l = \pm 1$), mostrando-se, portanto, um ótimo objeto de estudo desses fenômenos não-lineares.

Para uma interpretação mais concisa dos efeitos da interação radiação matéria num sistema de três níveis realizaremos o tratamento semi-clássico, através do cálculo da evolução da matriz densidade $\rho = |\psi\rangle\langle\psi|$ na forma da relação de Liouville-von Neumann a seguir:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] . \quad (19)$$

Em que o hamiltoniano total da interação radiação mais átomo de três níveis $H = H_a + H_{int}$, pode ser escrito na forma matricial dada pela equação 20, utilizando a transformação de onda girante.

$$H = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} 0 & \Omega_p & 0 \\ \Omega_p & -2\delta_p & \Omega_c \\ 0 & \Omega_c & -2(\delta_c + \delta_p) \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Na equação 19 não é levado em conta efeitos de decoerência do estado como o fenômeno de decaimento radiativo devido ao tempo de vida finito do estado atômico τ_i , cuja taxa de desexcitação é dado por $\Gamma_i = \frac{1}{\tau_i}$, o decaimento espontâneo pode ser escrito como o acoplamento dos estados com um reservatório, inicialmente no estado de vácuo com zero fótons. A inclusão do efeito de decaimento espontâneo pode ser considerada utilizando o super operador de Lindblad dada pela expressão:

$$L(\rho) = -\frac{1}{2} \sum_m (C_m^\dagger C_m \rho + \rho C_m C_m^\dagger) + \sum_m C_m \rho C_m^\dagger, \quad (21)$$

em que m é a soma para em todos os canais de decaimento espontâneo do sistema. No nosso sistema de três níveis os únicos canais presentes são C_e e o C_r que são escritos da seguinte forma:

$$\begin{aligned} C_e &= \sqrt{\Gamma_e} |g\rangle \langle e|, \\ C_r &= \sqrt{\Gamma_r} |e\rangle \langle r|. \end{aligned} \quad (22)$$

Outro fator importante na observação do comportamento óptico do sistema é a inclusão da largura de linha do campo de acoplamento σ_p e σ_c , que surgem do espectro de frequência característico dos feixes laser utilizados. O efeito da largura de linha finita do laser é alterar os termos de coerência fora da diagonal, enquanto deixa inalterado os termos diagonais de população. Para isso, um complemento ao superoperador de Lindblad é requerido de maneira fenomenológica e escrito da forma $L_d(\rho) = -\sigma_{ji} \rho_{ji}$. Assim a relação 19 pode ser escrita de maneira completa dada pela seguinte equação, conhecido como equações ópticas de Bloch, escrita na forma de uma equação mestra.

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + L(\rho) + L_d(\rho). \quad (23)$$

A resposta óptica do meio devido a ação do feixe de prova ω_p pode ser calculado pelo índice de refração $n = \sqrt{1 + \chi}$. A parte complexa da susceptibilidade $Im\{\chi\}$ está relacionado

a resposta dissipativa do meio, ou seja, nos fornece a medida da absorção do feixe, a parte real de χ mostra a resposta dispersiva, relacionada a velocidade de grupo da radiação. A susceptibilidade em função da dessintonia do feixe de prova pode ser apresentada na forma 24, como tratado em (50).

$$\chi(\delta_p) = \frac{n|\mu_{eg}|^2}{\epsilon_0 \hbar \Omega_p} \rho_{eg}, \quad (24)$$

em que n é a densidade atômica, ϵ_0 a permissividade elétrica no vácuo, ρ_{eg} é o elemento de matriz que fornece a coerência no acoplamento entre os estados fundamental $|g\rangle$ e excitado $|e\rangle$ aos quais está conectado o feixe de prova com frequência de Rabi Ω_p e $|\mu_{eg}|$ é o momento de dipolo da transição. A expressão analítica de χ pode ser encontrada, (51) desprezando o termo de Lindblad $L_d(\rho)$, limite em que a largura de linha do feixe é desprezível em comparação com a taxa de decaimento espontâneo do estado e é dado pela seguinte expressão 25:

$$\chi(\delta_p) = \frac{n|\mu_{eg}|^2}{\epsilon_0 \hbar} \frac{i\gamma_e}{\gamma_e - 2i\delta_p + \frac{\Omega_c^2}{\gamma_r - 2i(\delta_p + \delta_c)}}. \quad (25)$$

Na condição em que não há feixe de acoplamento, ou seja, $\Omega_c = 0$ a susceptibilidade é a de um sistema simples de dois níveis, cuja parte imaginária se reduz a uma linha lorentziana de absorção. Para o caso de um feixe de prova de baixa intensidade e de um feixe de acoplamento onde $\frac{\Omega_p}{\Omega_c} \ll 1$, e do estado metaestável possuir baixa taxa de decaimento para o estado fundamental γ_r pequeno, podemos observar uma janela de transparência no sinal de absorção do feixe de prova em função da dessintonia δ_p . A figura 21a mostra um perfil de absorção do feixe de prova, dada pela solução 25. O segundo gráfico da figura 21 mostra o sinal de dispersão, dado pela parte real de χ , o caso em que não existe o feixe de acoplamento e o comportamento óptico se reduz a um sistema de dois níveis é mostrado em ambos os gráficos por linhas tracejadas.

Figura 21 - a) Perfil de absorção do feixe de prova em função da dessintonia δ_p dado pela parte imaginária da susceptibilidade χ . A linha cheia mostra a janela de transmissão quando as condições de EIT são obedecidas. b) O gráfico mostra o perfil de dispersão. As linhas tracejadas em ambos os gráficos demonstram um sistema simples de dois níveis na ausência do feixe de acoplamento.

Fonte: Elaborado pelo autor.

3 MONTAGEM EXPERIMENTAL

Apresentamos neste capítulo a montagem experimental desenvolvida e construída durante a realização deste projeto de doutoramento. É importante ressaltar que os dados experimentais apresentados nos capítulos seguintes foram obtidos em duas configurações distintas do aparato experimental. Dessa maneira, chamaremos a primeira configuração experimental de I e a segunda de configuração II. A segunda configuração é composta por melhorias obrigatórias no sistema de vácuo, aplicação de campo elétrico estático, construção de um laser de diodo independente para frequência de rebombeio e a construção e instalação de uma fonte de átomos mais eficiente.

3.1 Configuração I

3.1.1 AMO (Armadilha Magneto Óptica)

A armadilha magneto óptica se baseia na troca de momento entre o átomo e o fóton que desacelera e resfria o átomo. Uma explicação detalhada pode ser obtida na referência. (52, 53) Em suma, a armadilha faz uso de campos eletromagnéticos e um gradiente de campo magnético estático para criar uma regra de seleção espacial na interação levando ao surgimento de um potencial que resfria e confina os átomos. Em nossa montagem especificamente, utilizamos duas bobinas na configuração Anti-Helmholtz, as quais geram um gradiente de campo magnético quadrupolar na região de aprisionamento de ~ 10 Gauss/cm. Além disso, três pares de bobinas Helmholtz são utilizados para compensação do campo magnético terrestre e da influencia de campos magnéticos parasitas. Para simplificar a montagem, todas as bobinas são posicionadas na parte externa à câmara de vácuo. Três feixes retrorefletidos são aplicados nas três direções da armadilha criando o potencial confinante da AMO. Os feixes possuem intensidade média de $6 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ e duas frequências distintas, a de aprisionamento e de rebombeio. Para o ^{85}Rb a frequência de aprisionamento é estabilizada com ajuda de espectroscopia de absorção saturada por polarização, na transição hiperfina $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$.

Nesta primeira configuração utilizamos um modulador eletro-óptico para obter a frequência de rebombeio na transição $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$, tornando assim o sistema cíclico fechado. A figura 22 mostra o diagrama de energia da estrutura hiperfina do

átomo de rubídio 85, as setas indicam os estados hiperfinos utilizados no processo de resfriamento e aprisionamento.

Figura 22 - Diagrama de energia do átomo de ^{85}Rb , as setas mostram os estados hiperfinos utilizados para o resfriamento e aprisionamento atômicos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para gerar as potências necessárias ao experimento, partimos de um laser de diodo (DL 100) da Toptica de comprimento de onda 780 nm, o qual tem potência média de 120 mW. Em seguida, este é amplificado por um sistema MOPA (“Master Oscillator Power Amplifier”) cujas características são discutidas na próxima seção, gerando 600 mW de potência. Após a amplificação, os feixes passam por moduladores acusto-ópticos e eletro-ópticos para gerar todas as dessintonias necessárias ao experimento. A frequência de aprisionamento é dessintonizada em 14 MHz para o vermelho da transição $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$ da estrutura hiperfina do ^{85}Rb , a frequência de rebombeio é deslocada para o azul em 3,036 GHz por um modulador eletro-óptico e fecha o sistema cíclico de aprisionamento. Três feixes linearmente polarizados são levados à câmara experimental através de fibras ópticas preservadoras de polarização. A figura 23 mostra um esquema da montagem óptica do feixe de aprisionamento e a posição do amplificador óptico de potência TA (“Tapered Amplified”).

A polarização dos feixes é alternada em cada uma das direções em σ^+ e σ^- tornando os átomos sempre ressonantes com os feixes nas posições de campo magnético não nulo. Um reservatório químico, conhecido como “dispenser” ou “getter” é utilizado como fonte de átomos no interior da câmara. Nestas condições a AMO possui, no regime estacionário de aprisionamento $\sim 3 \times 10^7$ átomos com tempo de carregamento característico de 5 segundos e temperatura média de 270 μK , outros detalhes podem ser obtidos da referência. (17)

Figura 23 - Esquema da montagem óptica utilizada para o feixe de aprisionamento e posição do amplificador óptico.

Fonte: Elaborada pelo autor

3.1.2 Master Oscillator Power Amplifier (MOPA)

A montagem experimental demanda mais potência do que o laser principal DL100 pode fornecer, já que este feixe precisa ser utilizado em várias partes do experimento: espectroscopia de absorção saturada por polarização, feixe guia para alinhamento do laser de CO₂, feixe de imagem e excitação e etc. Para suprir esta demanda, construímos um amplificador de potência do laser na configuração mestre-escravo ou mais conhecido como MOPA (“Master Oscillator Power Amplifier”). O oscilador mestre é nosso próprio laser DL100 comercial, e a cavidade de amplificação foi constituída a partir de um diodo semiconductor TA (“Tapered Amplifier”) fabricado pela empresa M2K.

A potência de injeção é relativamente baixa, na faixa de 15 mW a 30 mW e a potência de saída após a amplificação depende do diodo utilizado, mas pode chegar de 20 a 70 vezes a potência de injeção. Dentre as vantagens da construção de um MOPA estão a preservação das características espectrais do feixe de injeção (laser escravo), geração de altas potências de saída da ordem de Watts e de relativa simplicidade de manufatura. O diodo é montado sobre uma base de cobre cromada, que por sua vez está em contato térmico com um “peltier” para estabilização de temperatura. Uma base de alumínio anodizado é utilizada como reservatório térmico. Duas lentes asféricas de distância focal 4,51 mm e abertura numérica de 0,55 para o comprimento de onda de 780 nm colimam o feixe da entrada e saída, o diodo tem dimensão

de entrada de $1,2 \mu\text{m} \times 6 \mu\text{m}$. O feixe de saída é astigmático e se abre conicamente na horizontal. Uma lente cilíndrica de 70 mm de foco é utilizada para corrigir o astigmatismo.

Utilizamos os controladores de temperatura e de corrente da Thorlabs modelos TED200C e LDC240C respectivamente. A temperatura da montagem é mantida a 19°C e a corrente máxima permitida pelo diodo com feixe de injeção é da ordem de 2A . A figura 24 mostra o desenho esquemático da montagem do amplificador.

Figura 1 - Desenho esquemático da montagem do amplificador.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Todas as partes foram confeccionadas na oficina mecânica da própria universidade, os desenhos técnicos foram feitos com ajuda do software SolidWorks. A figura 25 mostra o desenvolvimento do projeto e figura 26 mostra o amplificador já instalado na mesa óptica.

Figura 25 - Desenvolvimento do projeto do Amplificador.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 2 - Foto do amplificador já instalado na montagem óptica.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.3 Armadilha óptica de dipolo tipo QUEST

A AMO é utilizada como primeiro estágio do carregamento da armadilha óptica de dipolo. Esse tipo de armadilha possui densidade típica de até três ordens de grandeza maior que na AMO tradicional. Armadilhas ópticas de dipolo utilizam o momento de dipolo atômico induzido no confinamento espacial dos átomos. A interação do gradiente de campo elétrico nas regiões de maior intensidade do feixe laser induz uma força que confina ou espalha átomos dessa região. A dessintonia para o vermelho do feixe cria um potencial confinante no foco do feixe. Armadilhas do tipo QUEST(54) (“Quase Eletrostatic Trap”) tem dessintonia muito grande em relação à transição atômica e do ponto de vista do átomo pode ser tratado como campo elétrico estático. Escolhemos este tipo de armadilha pela baixa taxa de espalhamento dos átomos aprisionados que possibilita alcançar longos tempos de vida da amostra.

Empregamos um laser comercial de CO_2 de alta potência da COHERENT modelo GEM – 100 de 110 W de potência nominal em modo contínuo resfriado a água. Para o controle da potência do feixe utilizamos um modulador acusto-óptico da IntraAction Corp.- modelo AGM406B1 também refrigerado a água. O feixe passa por um sistema de lentes para colimação e acessa a câmara por uma janela de ZnSe onde é focalizado no centro da armadilha por um par de lentes de ZnSe localizadas na parte interna da câmara de ultra alto

vácuo. A figura 27 mostra o desenho esquemático da montagem óptica da armadilha óptica de dipolo, externa e interna a câmara de vácuo.

Figura 27 - Desenho esquemático da montagem óptica do laser de CO₂, utilizado na armadilha óptica de dipolo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

As lentes externas a câmara foram escolhidas de maneira que a cintura do feixe de CO₂ no foco é da ordem de $35 \pm 3 \mu\text{m}$ e comprimento de Rayleigh característico de $726 \pm 5 \mu\text{m}$. A máxima eficiência na modulação do feixe resulta numa potência disponível para a armadilha de 84 W. Nestas configurações a armadilha óptica possui potencial de aprisionamento de profundidade máxima estimada de 2.92 mK.

O processo de transferência dos átomos da AMO para a armadilha óptica de dipolo envolve o controle temporal das potências e frequências dos feixes de aprisionamento e demanda diversas maximizações. A figura 28 mostra a sequência temporal do processo de transferência dos átomos da armadilha magneto-óptica para a armadilha óptica de dipolo.

Figura 28 - Escala temporal do experimento para o carregamento da armadilha óptica

Fonte: Elaborada pelo autor.

O processo de carregamento atualmente transfere em média 10% dos átomos presentes na AMO numa densidade de $\sim 3 \times 10^{11}$ átomos. cm^{-3} . A figura 29 mostra uma imagem de absorção dos átomos aprisionados na armadilha óptica 50 ms após o processo de transferência dos átomos da AMO. Uma medida da expansão térmica da armadilha nos permite inferir que os átomos transferidos possuem energia cinética média de 62 μK .

Figura 3 - Imagem de Absorção da armadilha óptica dipolar 50 ms após a transferência dos átomos da AMO. A armadilha possui 70 micrometros de diâmetro e 1,6 mm de comprimento.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.4 Desenvolvimento e construção do laser de excitação

O antigo laser de excitação, baseava-se num laser de corante bombeado pelo terceiro harmônico de um laser de Nd:Yag. Tinha largura de linha de 1,5 Ghz , e energia média de 1 J por pulso, cada pulso tem duração de quatro nanosegundos com taxa de repetição limitada em 20 Hz . Nesta situação o maior estado de Rydberg obtido é limitado a $n = 45$, estados mais altos são degenerados dentro da largura de linha do laser bem como a estrutura fina dos estados de Rydberg. O processo de excitação ocorre pela absorção de dois fótons, o primeiro fóton infravermelho (780 nm) possui energia da transição hiperfina $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow$

$|5P_{3/2}, F' = 4\rangle$ e o segundo azul ($480nm$) conecta este ultimo ao estado de Rydberg nl seguindo as regras de transição de dipolo $\Delta l = \pm 1$ e $\Delta j = 0, \pm 1$. A figura 30 mostra os níveis de energia utilizados no processo de excitação.

Figura 30 - Diagrama de energia do ^{85}Rb , utilizado no processo de aprisionamento e excitação para o estado de Rydberg.

Fonte: Elaborada pelo autor

A substituição do Laser de Corante pulsado por um Laser de Diodo CW é de grande importância para excitação precisa dos estados de Rydberg, já que, a separação fina dos estados é da ordem de dezenas de Mhz . Para isso, construímos uma cavidade SHG (“Second Harmonic Generation”) em anel do tipo “Bow Tie”.

Utilizamos como laser mestre um DLPRO100 da Tóptica que possui emissão na banda do infravermelho em 960 nm com largura de linha de $\sim 1\text{ Mhz}$ e potência máxima de 150 mW . A geração de segundo harmônico é um fenômeno não-linear e portanto depende da intensidade do feixe de bombeio cuja frequência se quer dobrar. Para suprir a demanda de potência do feixe de bombeio utilizamos um amplificador do tipo. O feixe, já amplificado, é acoplado à cavidade em anel com polarização vertical, cujo meio ativo de geração de segundo harmônico é um cristal de PPKTP (“Periodicaly Poled Potassium Titanyl Phosphate KTiOPO_4 ”).

A cavidade é estabilizada através de um sinal de erro gerado por uma montagem Hänsch-Coulliaud. (55) O sinal de erro alimenta um módulo PID110 da Toptica e estabiliza a cavidade por meio de um PZT (Material cerâmico piezoelétrico) fixada a face posterior de um dos espelhos planos da cavidade. O cristal é termicamente estabilizado por um controlador de temperatura da Thorlabs modelo TC200. O controle da temperatura tem como principal objetivo o casamento de fase ou “phase matching” do cristal onde a maior eficiência na geração do segundo harmônico é obtida. O feixe azul de 480 nm é dividido, 70 % do feixe é acoplado a uma fibra óptica (equivalente a 100 mW de potência) e levada à câmara de aprisionamento e utilizada no experimento, e o restante é utilizado na espectroscopia de EIT utilizada no travamento em frequência do laser semente no infravermelho. O acoplamento do feixe azul (480 nm) com a fibra óptica apresenta eficiência de ~40 % o que resulta em 40 mW de potência do laser de excitação para utilização no experimento. Dois moduladores acusto-ópticos de 40 Mhz são utilizados para o controle temporal do experimento e para a obtenção do sinal de EIT.

3.1.5 Geração de segundo harmônico: conceitos básicos

O objetivo nesta seção é a familiarização com os conceitos básicos sobre a geração de segundo harmônico, maiores informações podem ser obtidas na referência (56). Sabemos que a polarizabilidade de um meio isotrópico em função do campo elétrico é dada por:

$$\vec{P}(\vec{E}) = \epsilon_0 (\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots), \quad (26)$$

De forma simplificada vamos considerar um meio isotrópico ou de maneira equivalente, um meio com um coeficiente não-linear efetivo que representa a projeção num eixo específico de um material anisotrópico. Assim, a relação 26 pode ser expressa por componentes escalares. Se no meio incide um campo eletromagnético do tipo $E(t) = E_a \cos \omega_a t + E_b \cos \omega_b t$ a resposta geral do meio ao campo, considerando apenas as componentes da primeira e segunda ordem, é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{P}{\epsilon_0} = & \chi^{(1)} (E_a \cos \omega_a t + E_b \cos \omega_b t) + 2\chi^{(2)} (E_a \cos 2\omega_a t + E_b \cos 2\omega_b t) + \\ & + 4\chi^{(2)} E_a E_b \cos(\omega_a t - \omega_b t) + 4\chi^{(2)} E_a E_b \cos(\omega_a t + \omega_b t) + \dots \end{aligned} \quad (27)$$

Podemos observar da relação 27 que as frequências resultantes são das de geração de segundo harmônico $2\omega_a, 2\omega_b$, na geração da diferença de frequências $\omega_a - \omega_b$, e da soma de frequências $\omega_a + \omega_b$ também conhecidos como three wave mixing. Para nosso caso específico a utilização de um feixe de bombeio monocromático no meio ativo resulta em apenas o termo do modo fundamental e de SHG dado por:

$$\frac{P}{\epsilon_0} = \chi^{(1)} E \cos \omega t + 2\chi^{(2)} \cos 2\omega t \quad (28)$$

A geração de SHG é tipicamente pequena, considerando um cristal de comprimento l e um feixe de bombeio colimado, a intensidade de SHG na passagem pelo cristal é após integração no comprimento do cristal proporcional a função sinc dada por:

$$I_{2\omega} \propto \frac{\sin^2\left(\frac{1}{2}\Delta\kappa l\right)}{\left(\frac{1}{2}\Delta\kappa l\right)^2} \quad (29)$$

Assim podemos observar que a geração do segundo harmônico depende da velocidade de fase de ambas as frequências no interior do material. Para maximizar o processo devemos ter $\Delta\kappa = 0$, de maneira análoga o índice de refração para ambas as frequências deve ser igual ou bem próximo, esta condição é chamada de casamento de fase. Temos,

$$\Delta\kappa = 2\kappa_1 - \kappa_2 = \frac{2\omega}{c} (\eta_\omega - \eta_{2\omega}) . \quad (30)$$

Existem três maneiras comuns de se modificar as condições físicas do meio ativo de modo a modificar os índices de refração da frequência fundamental e do segundo harmônico e obter maior eficiência na conversão. i) o quasi-casamento de fase é realizado com a combinação de camadas finas de cristais com propriedades não lineares diferentes, como exemplo temos o PPLN (“Periodically Poled Lithium Niobate”); ii) casamento de fase não crítico onde a maior eficiência na conversão é obtida na variação da temperatura do cristal; iii) casamento de fase crítico onde uma combinação de controle da temperatura e ângulo de incidência do feixe são parâmetros para maximizar a eficiência. Nesta montagem, utilizamos o casamento de fase não crítico.

3.1.6 Desenvolvimento e construção da cavidade dobradora

Para suprir as necessidades de potência do experimento referentes aos feixes de excitação e EIT construímos uma cavidade amplificadora em anel do tipo “Bow Tie”, apesar

das dimensões e tipo de cristal utilizado serem diferentes, adotamos como ponto de partida as informações presentes na referência. (57)

Utilizamos um cristal PPKTP (“Periodicaly Poled Potassium Titanyl Phosphate”) com dimensões de 1x2x20 mm, um suporte usinado de latão que possui alta condutividade térmica ($109 \frac{W}{mK}$) sustenta o cristal no interior da cavidade. Um filete cerâmico isola termicamente o suporte do cristal do restante da cavidade. A cavidade é composta por dois espelhos planos de 12,5 mm de diâmetro, o primeiro possui 99,5 % refletivo em 960 nm e o segundo 95 % este utilizado como entrada na cavidade do feixe de bombeio. Dois espelhos esféricos de raio de curvatura 50 mm focalizam o feixe no interior do cristal numa cintura de 30 μm , os espelhos esféricos refletem $\sim 99,5\%$ do infravermelho e transmitem $\sim 90\%$ do azul. Um PZT anexado a um dos espelhos planos varre o comprimento da cavidade e é também utilizado para estabilização em intensidade.

Amplificamos a potência do feixe de bombeio de 960 nm utilizando um amplificador configuração do tipo MOPA. Em condições normais, a potência de injeção é de 41 mW, a potência de saída do amplificador considerando a corrente de operação de 2800 mA do amplificador é de 1200 mW. figura 31a mostra um desenho técnico da cavidade Bow Tie e a figura 31b o suporte e controle térmico do cristal. A plataforma possui dimensões de 120x250 mm, para posicionar o foco de acoplamento no centro da cavidade e a figura 32 mostra a simulação do caminho óptico realizado utilizando matrizes de propagação para o feixe gaussiano.

Figura 31 - a) Desenho da cavidade e feixes de bombeio e geração de SHG, b) Suporte do cristal, liga de cobre e zinco, sensor de temperatura e resistência elétrica.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 32 - Simulação do caminho óptico do feixe de 960 nm, da saída do isolador à posição da cintura do feixe de acoplamento da cavidade. Ambos os eixos são dados em milímetros.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.7 Caracterização do SHG

O feixe de bombeio é previamente amplificado por um sistema MOPA, é injetado no TA 41 mW do feixe semente de bombeio 960 nm Toptica (DLPRO) com polarização horizontal. Uma caracterização da amplificação em função da corrente do diodo é apresentada na figura 33, o diodo é estabilizado com o auxílio de um “peltier” à $19,85 \pm 0,01$ °C.

Figura 33 - Caracterização da potência de saída do amplificador em função da corrente do diodo, para uma potência de injeção do feixe semente de 41 mW.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A figura a seguir mostra a caracterização da potência do feixe SHG gerado em função da potência do feixe de bombeio injetado na cavidade “Bow-Tie”.

Figura 34 - Potência gerada no SHG (480nm) em função da potência do feixe de bombeio de 960nm amplificado.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Um medidor de onda é utilizado para sintonizar o IR na transição dos estados de Rydberg, a temperatura do cristal é ajustada de modo a maximizar a geração de SHG, assim temos para os estados de Rydberg $37D$ a $46D$ e $39S$ a $48S$ as respectivas temperaturas de casamento de fase para o cristal PPKTP mostradas na figura 35

Figura 35 - Caracterização do casamento de fase do cristal para algumas frequências de excitação de estados de Rydberg.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.8 Travamento de frequência dos estados de Rydberg utilizando Transparência Eletromagnética Induzida - EIT

Com a construção do novo laser de excitação, com largura de linha de aproximadamente 2Mhz, surgiu também a necessidade de utilizarmos um novo tipo de espectroscopia no travamento em frequência do Laser. Temos que suprir duas necessidades fundamentais do experimento: 1) realizar varreduras em frequência das transições para estados de Rydberg; 2) e estabilizar o laser de bombeio da cavidade SHG em estados específicos escolhidos para o experimento.

A espectroscopia de EIT (58-61) foi escolhida para as tarefas citadas acima. A EIT supre de maneira eficiente nossas necessidades, na medida em que, permite a obtenção de espectros com larguras de linha bem definido dos estados finos e hiperfinos dos feixes de controle e de prova respectivamente.

A EIT é um fenômeno não linear já que necessita de um feixe de controle (também chamado de feixe de bombeio) de alta intensidade que modifica as condições físicas do meio. O sinal é devido à “janela” de transparência induzido no feixe de prova através da sintonização do feixe de controle de alta intensidade. O fenômeno é descrito pela interferência destrutiva da amplitude de probabilidade de transição entre os estados em que o feixe de prova é sintonizado.

O processo envolve três estados, o estado mais estável do sistema $|1\rangle$, em nosso caso o estado fundamental do Rb^{85} $5S_{\frac{1}{2},F=3}$, um estado intermediário $|2\rangle$ ($5P_{\frac{3}{2},F=4}$ para o Rb^{85}) acoplado por transição dipolar permitida ao primeiro estado e um terceiro estado metaestável $|3\rangle$, cuja transição ao primeiro estado seja proibida. Os estados de Rydberg $\{nS, nD\}$ são escolhidos como o terceiro metaestável estado para a espectroscopia de EIT.

Existem três configurações principais de EIT, as configurações em V, (Lambda) Λ e escada são mostradas na figura 36.

Figura 36 - Três configurações de estados para obtenção de transparência no feixe prova. A configuração utilizada no experimento é a de escada, já que nossos estados possuem naturalmente esta configuração.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Utilizamos um sistema de excitação por dois fótons para atingir estados de Rydberg, assim, o melhor esquema para a EIT é o escada, pois é semelhante ao nosso processo de excitação mostrado na figura 37.

Figura 37 - a) esquema de excitação ao estado de Rydberg no experimento, b) esquema de espectroscopia de EIT

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.9 Montagem experimental EIT

O sistema experimental para a observação da EIT é relativamente simples, e consiste unicamente da sobreposição espacial de dois feixes contrapropagantes, um feixe de prova infravermelho e o feixe de controle azul através de uma célula de rubídio a temperatura ambiente. O perfil de absorção é captado por um fotodetector.

A figura 38 mostra o desenho esquemático e a montagem experimental para o sinal de EIT. A relação entre as frequências de Rabi das transições deve seguir a condição $\Omega_p \ll \Omega_c$, para interferência destrutiva, ou seja, a intensidade do feixe de controle deve ser muito maior que da primeira transição.

Nosso feixe de prova é desviado da óptica do sistema de aprisionamento por um cubo polarizador e passa por um conjunto de lentes, de maneira que a cintura do feixe de prova no interior da célula é de $140 \pm 5 \mu m$, e possui $760 \pm 10 nW$ de potência. O feixe de controle possui aproximadamente as mesmas dimensões espaciais do feixe de prova, e $24 mW$ de potência no modo contínuo. O feixe de prova é estabilizado na frequência de transição $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$ e $|5P_{3/2}, F' = 4\rangle$ usando espectroscopia de absorção saturada por polarização.

Figura 38 - a) Desenho esquemático da montagem de espectroscopia de EIT para travamento em frequência do laser de excitação azul. b) Montagem do sistema de EIT, feixes de prova (vermelho) e de controle (azul) contra-propagantes.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.10 Filtragem do ruído e amplificação do sinal

Por ser um fenômeno óptico não linear, o sinal de transparência de EIT depende fortemente da intensidade do feixe de controle. Habitualmente, são sinais de baixa intensidade devido a pouca potência disponível para espectroscopia. Como exemplo, nas condições de nossa montagem experimental de EIT, o maior sinal de transparência do estado de Rydberg

$37D_{5/2}$ é de 2 mV com uma razão sinal ruído de aproximadamente 3:1. Um processo eficiente para amplificar e diminuir o ruído do sinal é a adoção de um Lock-in Amplifier.

Um modulador acusto-óptico é utilizado para modular o feixe de controle. A figura 39 mostra o primeiro sinal de EIT para o estado $37D_{5/2}$, com e sem o feixe de controle, neste caso, a varredura é sobre a frequência do laser de prova.

Figura 39 - Perfil Doppler do feixe de prova, a varredura é realizada ao redor dos estados hiperfinos de $5P_{(3/2)}$

Fonte: Elaborada pelo autor.

A figura 40 mostra o sinal já amplificado, o feixe de prova é estabilizado pela EASP (Espectroscopia de Absorção Saturada por Polarização). Um típico sinal de EIT para os estados nD apresentam seis picos de transparência referentes aos níveis de energia dos estados hiperfinos do primeiro estado excitado do $Rb^{85} 5P_{3/2}(F=4,3,2)$ e a estrutura fina dos estados nD . O sinal de EIT alimenta um módulo Digilock da Tóptica anexado ao controlador do DLPRO 960 nm. O módulo de controle digital FPGA embarcado estabiliza a diferença de potencial aplicado ao PZT conectado à grade do laser no estado de Rydberg escolhido.

Figura 40 - Sinal de EIT filtrado e amplificado, a razão sinal ruído é da ordem 1000:1

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.1.11 Campo elétrico estático e Pulso de ionização seletiva

Uma grande parte do trabalho com átomos de Rydberg é voltada ao estudo da ação de campos elétricos estáticos na amostra. Para isso o aparato presente na câmara na configuração I foi utilizado com duas principais finalidades, aplicar campo elétrico estático na amostra e para o sistema de ionização seletiva ou PFI (“Pulsed Field Ionization”). O PFI é aplicado em forma de rampa temporal e resulta na ionização seletiva adiabática dos estados atômicos de Rydberg presentes na amostra após excitação. As três grades do sistema, com transmissividade de 95%, permitem liberdade na detecção de elétrons e íons.

Dois detectores estão instalados no sistema, um CEM (“Channel Electron Multiplier”) e uma MCP (“Micro Channel Plate”). A MCP pode ser utilizada tanto para obter sinais eletrônicos de contagem de íons ou elétrons, como para obter imagens de íons do sistema de lentes elétricas. A figura 41 mostra a montagem utilizada na configuração I do experimento.

Figura 41 - Sistema de aplicação de campo elétrico estático e de detecção seletiva (PFI) utilizada nos experimentos realizados na configuração I.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Infelizmente esta montagem em operação não é capaz de aplicar campos elétricos em outras direções a não ser aquela da ionização seletiva. Portanto, não pode ser utilizada para a observação de anisotropias na armadilha quasi-unidimensional objetivo deste projeto. Para isso, um novo sistema contendo controle independente de nove eletrodos foi construído e instalado na chamada segunda configuração da montagem experimental explicada com mais detalhes nas seções seguintes. Uma parte importante na utilização de campo elétrico nos experimentos com átomos de Rydberg é a calibração de campos elétricos parasitas presentes na região da armadilha. Nesta montagem a calibração foi realizada através da comparação entre o espectro teórico e experimental do mapa Stark para o estado 37D. A figura 42 mostra o ajuste da curva experimental com a simulação do mapa Stark. Desta análise é possível obter o campo elétrico residual no interior da armadilha de $60 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ nesta configuração, e é devido em maior parte pelo acúmulo de cargas elétricas no material dielétrico cerâmico utilizado como suporte físico das grades. A distância real entre as placas, também obtido da comparação dos dados com a teoria é de $1,38 \text{ cm}$.

Figura 42 - Comparação entre o mapa stark obtido experimentalmente para o estado 37D e a curva teórica obtida da simulação numérica. Desta análise é possível obter o campo elétrico residual na região da armadilha.

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.2 Configuração II

A configuração I apresentou durante a realização dos experimentos alguns desafios técnicos, como a instabilidade do vácuo no interior da câmara que tornava reduzido o tempo de vida da armadilha e, portanto a taxa de repetição do experimento. A principal causa da variação do vácuo foi a utilização de “dispensers” na região de aprisionamento como fonte de átomos. Apenas 0,4 % dos átomos ejetados do dispenser eram capturados pela armadilha magneto óptica, o restante tornava-se parte do gás de fundo aumentando significativamente a taxa de colisão entre átomos frios aprisionados e átomos quentes livres na câmara.

A solução encontrada para melhorar as condições de aprisionamento foi construir uma nova fonte de átomos (MOT2D-(62)), que fornece átomos previamente resfriados reduzindo o vapor de fundo constituído de átomos quentes. Outro desafio foi encontrar a liberdade espacial na aplicação de campo elétrico estático na amostra. O sistema anterior apenas possibilitava a aplicação de campo elétrico numa única direção e foi substituído por um conjunto de nove eletrodos de controle independentes.

A terceira modificação é a construção de um laser independente para a geração da frequência de rebombeio em substituição do uso de um modulador eletro-óptico, cujo controle

é importante para os processos tanto de resfriamento, aprisionamento, como para a transferência de átomos entre as armadilhas magneto óptica e puramente óptica, e possui ação direta no tempo de vida dos átomos aprisionados nesta última.

3.2.1 Nova fonte atômica AMO2D+

Manter estável a pressão da câmara de ultra alto vácuo necessária ao experimento, ao redor de $10^{-11} Torr$, exigiu muito esforço do sistema de bombeamento, com o uso frequente da bomba de sublimação de *Ti*. Outro fator que torna a utilização de getters problemática é o aparecimento de campo magnético parasita na região da amostra devido à corrente elétrica contínua aplicada no dispositivo. Este fator leva a quebra da isotropia do gradiente do campo magnético quadrupolar no interior da câmara e a adoção de bobinas de compensação. A melhor solução encontrada para resolver estes desafios de manter a pressão estável e a homogeneidade do campo magnético foi à construção de uma AMO 2D.

AMO 2D como fonte atômica já é utilizada com sucesso em diversos laboratórios de física atômica com átomos ultrafrios ao redor do mundo. (29-30,63) Pode prover um fluxo de átomos da ordem de $10^9 \text{ átomos} \cdot s^{-1}$ já frios e carregar uma AMO 3D em poucos segundos. Principalmente, reduz consideravelmente a presença de átomos quentes presentes na câmara principal mantendo a pressão inalterada e aumentando o tempo de vida das armadilhas.

A armadilha 2D utiliza os mesmos princípios da AMO tradicional 3D excluindo-se o confinamento em uma das direções. A nova armadilha envolveu o desenvolvimento de uma câmara de aprisionamento totalmente nova e independente da câmara principal, conectada a esta por um tubo diferencial que serve como ponte entre as duas unidades, este possui um orifício de $0,8 \text{ mm}$ de diâmetro e é a única parte livre entre as duas armadilhas.

Um tubo flexível de aço inox conecta a armadilha bidimensional à câmara principal conferindo liberdade de movimento a toda montagem da fonte atômica. A figura 43 mostra um desenho das dimensões do tubo e uma foto do projeto após usinagem. A condutância calculada para o conjunto entre tubo diferencial e tubo flexível é de $0,019 \text{ L} \cdot s^{-1}$ e oferece uma diferença de pressão entre a câmara principal e a AMO 2D de três ordens de grandeza.

Figura 43 - Dimensões do tubo diferencial interligando ambas as câmaras de aprisionamento e uma foto do tubo já usinado.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para obtermos um bom acesso óptico na armadilha, utilizamos janelas retangulares usinadas (usinagem realizada pela oficina de óptica do instituto - IFSC) de BK7, cujas superfícies foram recobertas com filme anti-reflexo de $780nm$ em ambas as superfícies externa e interna. A câmara foi usinada em Titânio aeronáutico grau 5 também conhecido como 6Al4V. Este material foi escolhido por apresentar coeficiente de dilatação térmico muito semelhante aos do vidro das janelas e a resina epóxi utilizada na fixação das mesmas à câmara. Utilizamos a resina epóxi AREMCO 631C que possui baixa taxa de gaseificação no vácuo e curto tempo de cura. Devemos ressaltar que a escolha certa dos materiais é de extrema importância, já que o processo de evacuação do sistema envolve o aquecimento de todo conjunto a aproximadamente $140^{\circ}C$ garantindo a retirada total de resíduos de água e gasosos do sistema. A figura 44 mostra uma das janelas fixada ao bloco de Titânio através da resina epóxi.

Figura 44 - Fixação da janela retangular de BK7 á câmara de titânio utilizando resina epóxi.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Dois pares de bobinas retangulares são dispostas na configuração Anti-Helmholtz e dão origem ao campo magnético quadrupolar nas direções x e y da armadilha, o gradiente de campo magnético nestas direções é de $\sim 30 \text{ gauss.cm}^{-1}$ na passagem de 3 Amperes de corrente elétrica. Um segundo par de bobinas é adicionada as primeiras numa configuração Helmholtz e são utilizadas para compensar o campo magnético terrestre e também como ferramenta de alinhamento do feixe atômico no processo de transferência.

Os feixes de aprisionamentos são levados ao experimento por um conjunto de fibras ópticas preservadoras de polarização com polarização linear. Duas lentes cilíndricas são utilizadas para gerar dois feixes astigmáticos com dimensões de $70 \times 10 \text{ mm}$ que são retrorefletidos por um prisma através da AMO 2D nas direções x e y. Uma lâmina de quarto de onda é utilizada para tornar o feixe de aprisionamento circularmente polarizado.

O feixe de aprisionamento possui intensidade de $5,5 \text{ mW.cm}^{-2}$ e dessintonia de 18 Mhz para o vermelho da transição do estado $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$ do rubídio 85. O feixe de rebombeio possui intensidade total de $1,8 \text{ mW.cm}^{-2}$ e frequência estabilizada na transição $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$. Uma bomba iônica de vazão de 75 l.s^{-1} é utilizada como sistema complementar de bombeamento independente da AMO2D, um conjunto de dispensers é utilizado como fonte de átomos quentes para esta armadilha com corrente elétrica de operação típica de 4 Amperes.

Um terceiro feixe, chamado de feixe de “push” cruza a armadilha na direção longitudinal z, com dissintonia de 40 Mhz para o vermelho da frequência de aprisionamento e possui intensidade de 4 mW.cm^{-2} . Este feixe tem como objetivo desacelerar os átomos que escapam da armadilha 2D pelo lado oposto ao da câmara principal e aumentar assim o fluxo de átomos frios na direção da AMO 3D passando pelo tubo diferencial. A figura 45 mostra uma ilustração do sistema construído para a fonte de átomos frios.

Figura 45 - Esquema da montagem da câmara de aprisionamento bidimensional como fonte de átomos frios para a câmara experimental.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para realizar o alinhamento e maximização do feixe de átomos em direção à armadilha 3D da câmara principal, construímos um conjunto móvel para movimentar toda a estrutura da AMO2D tanto na horizontal como na vertical, cujo raio é centrado no tubo flexível conectando ambas as câmaras. Esta liberdade é importante tanto para compensar pequenos desvios na construção e montagem do sistema, bem como a queda do feixe atômico devido à força da gravidade entre a saída do tubo diferencial até a captura na câmara principal. A figura

46 mostra a montagem da mesa de suporte móvel para alinhamento do feixe atômico utilizado no experimento e o conjunto já em funcionamento na mesa óptica.

Figura 46 - a) Mesa móvel para alinhamento e maximização do feixe atômico em direção à câmara principal e b) foto do sistema já em funcionamento na mesa óptica.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Nestas condições obtemos uma amostra de aproximadamente $1,5 \times 10^9$ átomos capturados na câmara principal com densidade de $1,3 \times 10^{10} \text{ átomos.cm}^{-3}$ com tempo de carregamento completo de três segundos. A câmara principal possui pressão inferior a $1 \times 10^{-11} \text{ Torr}$ e a câmara de aprisionamento da AMO2D é mantida a $2 \times 10^{-9} \text{ Torr}$.

3.2.2 Controle de campo elétrico 3D

Infelizmente o conjunto de placas paralelas e hastes metálicas utilizadas no sistema de aplicação de campo elétrico na configuração I possuía enormes restrições na aplicação de campos nas direções fora do eixo normal ao sistema, resultado da forte blindagem elétrica que as placas conferiam em relação a campos externos na região da armadilha. Um dos objetivos do projeto é o estudo da anisotropia na interação entre átomos de Rydberg em sistemas quasi-unidimensionais, neste sentido, foi obrigatório o desenvolvimento de uma alternativa que pudesse suprir as necessidades do projeto.

Um novo sistema de eletrodos deve ser capaz de gerar campo elétrico em qualquer direção com relação ao eixo de propagação da armadilha óptica e apresentar homogeneidade

suficiente para o estudo de ressonâncias Förster sintonizadas com campo elétrico, e ao mesmo tempo ser utilizado para aplicar o pulso de ionização (PFI) no processo de detecção seletiva dos estados de Rydberg. A configuração espacial do sistema deve também conter acessos ópticos necessários aos feixes de aprisionamento da AMO3D, da armadilha óptica de dipolo (Laser de CO_2), dos feixes de excitação e imagens de absorção para caracterização das armadilhas.

A configuração escolhida foi a construção de um conjunto de oito eletrodos independentes no formato de setores circulares com raio menor de $15,4\text{ mm}$ e raio maior de $30,8\text{ mm}$. Os eletrodos são fixados simetricamente em conjuntos de quatro sobre uma base de cerâmica usinável para utilização em ambiente de ultra-alto-vácuo de baixa taxa de gaseificação.

Realizamos simulações numéricas do campo elétrico gerado por esta configuração de eletrodos, utilizamos o software Mathematica 9.0 em que resolvemos numericamente o potencial para cada eletrodo. É importante ressaltar que não foram realizadas simulações levando em conta o movimento de cargas elétricas no material dielétrico da cerâmica que mantém o sistema unido. A figura 47 mostra a montagem de um conjunto de eletrodos e a cerâmica de suporte físico e isolamento.

Figura 47 - Esquema da distribuição espacial dos eletrodos, a geometria foi escolhida para permitir acesso óptico ao centro do sistema de aprisionamento.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A configuração de aplicação de potencial elétrico nos eletrodos foi escolhida de modo que, na aplicação de campo elétrico na direção x a tensão é aplicada nos eletrodos D1 e D2, os índices 1 e 2 indicam posições espelhadas dos eletrodos na montagem. O campo na direção y é devido aos eletrodos A1 e A2 e na direção z aos eletrodos D2 e B2, o eletrodo B1 é mantido

a potencial nulo durante todo o tempo. O pulso de ionização seletiva PFI é aplicado nos eletrodos C1 e C2. As tensões são controladas por uma placa da *National Instruments* modelo 6229 de 14 bits e resolução de 2,5mV. Os fatores de conversão das simulações são de 1V para $0,1833 \text{ V.cm}^{-1}$ nas direções x e y e de $0,1104 \text{ V.cm}^{-1}$ na direção z. Um ruído elétrico na saída do sistema de controle da ordem de 10 mV reduz a definição de campo elétrico efetivo no centro da armadilha por uma flutuação de no máximo $2,82 \text{ mV.cm}^{-1}$. O sistema é montado numa estrutura de aço inox fixada em uma das flanges da câmara principal. A figura 48 mostra a montagem do sistema de eletrodos no suporte de aço inox.

Figura 48 - Montagem dos eletrodos no suporte de aço inox antes da instalação do sistema na câmara de vácuo.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A calibração do campo elétrico residual pode ser realizado através da varredura em frequência do laser de excitação (480nm) na AMO para diversos valores de campos elétricos construindo assim mapa Stark (20) do estado de Rydberg. Usualmente um estado de Rydberg elevado é utilizado na calibração, já que permite uma melhor definição da variação do nível de energia em presença de campo elétrico.

Como exemplo, utilizamos o estado de Rydberg $60S$ cujo espectro de energia de campo elétrico apresenta dependência quadrática, vários espectros são colhidos em presença de campos elétricos variados. A figura 49 a seguir mostra um espectro de varredura do estado $60S$ e o mapeamento da variação em energia com o campo elétrico. O mesmo procedimento é

realizado nas três direções x, y e z, dessa análise obtemos o campo elétrico residual, bem como os fatores de calibração experimentais entre tensão aplicada e campo elétrico no centro do sistema.

Figura 49 - a) varredura em frequência do estado de Rydberg 60S, b) Mapeamento das posições dos picos para vários campos elétricos, o mesmo procedimento é realizado nos eixos x, y e z.

Fonte: Elaborada pelo autor.

O resultado dessa análise é mostrado na tabela 2. O campo elétrico residual nesta varredura é de $0,163 \text{ V.cm}^{-1}$, porém detectamos uma instabilidade do campo residual, relacionado à inhomogeneidade do campo e do acúmulo de cargas elétricas no material dielétrico utilizado como isolamento dos eletrodos. Dessa maneira, uma prévia recalibração do campo residual foi realizada antes de todos os experimentos utilizando essa nova configuração.

Tabela 2 - Resultado da análise do campo elétrico residual na região da armadilha, utilizando a comparação do mapa Stark do estado 60S.

Eixo	Tensão necessária para anular o campo residual neste eixo (V)	Fator de Conversão γ ($[\gamma] = \text{cm}^{-1}$)	Campo de Fundo no eixo
X	-0,0583	0,2022	-0,0118
Y	-0,7383	0,2135	-0,1576
Z	-0,3275	0,1335	-0,0424

Fonte: Elaborada pelo autor.

3.2.3 Laser de rebombeio independente

Todo o processo de aprisionamento, resfriamento e transferência ficam a cargo de uma transição cíclica fechada. O laser de aprisionamento é travado na frequência da linha D2 do

Rb^{85} na transição $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$, porém, ocorre o bombeamento indireto para o estado $|5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ que dentro de alguns nanossegundos decai para um estado escuro $|5S_{1/2}, F = 2\rangle$. Para impedir essa transição, utilizávamos um modulador eletro-óptico que dessintoniza para o azul $\Delta = 3.036\text{Ghz}$ o feixe principal saturando a transição $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ chamada de transição de rebombeio. Contudo, este procedimento para geração da frequência de rebombeio não é muito eficiente e reduz drasticamente a população acessada do estado fundamental para excitação. O problema era contornado adicionando um último estágio no processo de transferência dos átomos da AMO para a armadilha óptica em que bombeamos por $400\mu\text{s}$ os átomos para o estado $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$, assim, os átomos preparados neste estados hiperfino permanecem disponíveis para o processo de excitação. A figura 50 mostra a população total de átomos de Rydberg detectados logo após a excitação dos átomos transferidos para a armadilha óptica, com e sem o último estágio de transferência, bem como a utilização ou não da frequência de rebombeio durante o intervalo de excitação. Podemos observar que quatro vezes mais átomos são levados ao estado de Rydberg com a utilização do ultimo estágio de bombeamento óptico para o estado $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$.

Figura 50 - Número de átomos na excitação do estado $37D_{5/2}$ na armadilha óptica em função da implementação ou não da frequência de rebombeio, nos estágios de carregamento e excitação.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Com o conhecimento adquirido no desenvolvimento e construção de amplificadores ópticos (MOPA) largamente utilizados em nosso sistema experimental, e adotando os procedimentos descritos na referência, (64) desenvolvemos e construímos um laser independente para geração e travamento na frequência de rebombeio, suprimindo tanto as necessidades de intensidade que o experimento demanda, bem como um controle temporal afinado para os processos de transferência de átomos entre as armadilhas e excitação dos estados de Rydberg.

Na figura 51a apresentamos o desenho do protótipo do laser de rebombeio e na figura 51b o projeto já usinado e pronto para instalação. Utilizamos um diodo de potência máxima de 100 mW da M2K de 780nm, com grade de difração holográfica de $1800 \text{ linhas. mm}^{-1}$ e um PZT conectado a grande. Os componentes são controlados por um rack da Toptica com os módulos DCC110 (Controle de corrente), SC110 (controle do PZT) e TDC110 para estabilização de temperatura.

A potência máxima obtida da montagem é de 40 mW utilizadas tanto para o aprisionamento e transferência entre a AMO3D e a armadilha óptica como para o carregamento da nova fonte de átomos da armadilha bidimensional. O desenho esquemático da montagem óptica do laser de rebombeio é mostrado na figura 52.

Figura 51 - a) Projeto do laser independente para a frequência de rebombeio $|5S_{\frac{1}{2}}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{\frac{3}{2}}, F = 2\rangle$ e b) sistema já pronto para instalação.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Como discutido no capítulo 3, onde uma completa descrição do aparato experimental foi apresentada, os experimentos foram realizados em duas configurações diferentes. Apesar, das duas configurações possuírem suas particularidades individuais, são uma evolução natural em nosso laboratório. Sendo assim a configuração II apresenta melhorias em vários aspectos, como por exemplo estabilidade do ultra-alto-vácuo, aplicação de campo elétrico estático, utilização de fonte secundária de átomos pré-resfriados, e liberdade no controle de frequências e intensidades nos processos de resfriamento, aprisionamento, transferência de átomos entre armadilhas, e excitação para os estados de Rydberg $\{nS_{\frac{1}{2}}, nD_{\frac{3}{2}}, nD_{\frac{5}{2}}, nP_{\frac{1}{2}}(\vec{E}), nP_{\frac{3}{2}}(\vec{E})\}$, em que a excitação dos estados com o momento angular orbital $l = 1$ é possível apenas na presença de campo elétrico estático $\vec{E}$, devido a regra de seleção dipolar $\Delta l = \pm 1$ para excitação direta.

Apresentamos na seção 4.1 dois experimentos, os quais foram realizados na configuração I, no qual exploramos os potenciais de interações entre átomos de Rydberg através da observação da transferência entre populações de Rydberg realizados na primeira configuração experimental. O primeiro experimento se dá através da excitação de estados $nD_{5/2}$ de Rydberg na ausência de campo elétrico estático em que provamos o número quântico principal n no intervalo $37 \leq n \leq 47$ em função da densidade de átomos no estado fundamental aprisionados na armadilha óptica de dipolo (AOD), neste caso o processo de menor defeito Förster é $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ e observamos a população presente no estado $(n+2)P_{3/2}$. O segundo experimento nesta mesma configuração foi o estudo de ressonâncias Förster em função do campo elétrico estático aplicado numa direção fixa $\hat{y}$ variando-se a densidade da amostra, utilizamos dois picos de ressonância na excitação do estado $37D_{5/2}$ em função do campo elétrico.

Na seção 4.2 mostramos os resultados obtidos nos experimentos realizados na configuração II, a qual permite o controle tridimensional do campo elétrico dc. Apresentamos a varredura de ressonâncias Förster em função do campo elétrico realizados na AMO tradicional pela aplicação de campo elétrico $\vec{E}_{E,\theta,\phi}$ para o estado $37D_{5/2}$ de Rydberg. Dois volumes geométricos foram utilizados nos experimentos com os átomos aprisionados na armadilha óptica de dipolo, um em que o cruzamento entre a armadilha e os lasers de excitação possui geometria tridimensional e outra em que a combinação dos feixes resulta num volume de interação quasi-unidimensional. Alguns desafios experimentais no controle de

campo elétrico estático e no perfil de inomogeneidade são também discutidos nesta seção detalhadamente.

4.1 Observando transferência de populações na configuração I do experimento

A descrição detalhada do sistema experimental foi abordada no capítulo 3, onde descrevemos a montagem experimental. Contudo, é necessário ressaltar que a aplicação de campo elétrico na configuração I emprega um sistema de três placas paralelas, permitindo apenas a variação da amplitude do campo elétrico numa única direção ($\hat{y}$) que é a mesma direção do pulso de ionização seletiva utilizada na detecção dos estados de Rydberg.

Nesta configuração carregamos inicialmente uma armadilha magneto óptica tradicional com aproximadamente 5×10^7 átomos com densidade máxima de $\sim 10^{10}$ átomos. cm^{-3} a partir de um “dispenser” químico de rubídio. O laser de aprisionamento nas condições de funcionamento ordinárias da AMO possui intensidade de $6 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$ em cada um dos três feixes retrorefletidos de aprisionamento e dissintonia para o vermelho de $2,7\Gamma$, onde Γ é a largura de linha natural da transição $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$ cujo valor é $\Gamma = 2\pi \times 5,9 \text{ Mhz}$; a frequência de rebombeio é gerada a partir do feixe de aprisionamento com ajuda de um Modulador Eletro-Óptico (MEO) sintonizado na transição $|5S_{1/2}, F = 2\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 3\rangle$ com intensidade de $0,9 \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$. Nesta configuração, não é possível controlar independentemente a potência e frequência do feixe de rebombeio, pois ambos são acoplados pelo MEO.

Os átomos são transferidos da AMO para uma armadilha óptica de dipolo cujo potencial confinante é gerado por um laser comercial de CO_2 (COHERENT model GEM-100) de $10,6 \mu\text{m}$ de comprimento de onda, linearmente polarizado. Seu foco é superposto à AMO espacialmente, a cintura do laser é de $35 \mu\text{m}$ e cria um potencial confinante estimado de $2,5 \text{ mK}$ para uma potência disponível de 80 W . A sequência experimental apresentada de maneira esquemática na figura 53 pode ser decomposta em 6 passos fundamentais; i) A AMO é ligada e o carregamento é mantido durante um tempo que varia de 1,5 a 5 segundos dependendo das condições de vácuo, as frequências e intensidade dos feixes de aprisionamento e rebombeio são mantidas nas condições acima. ii) O processo de transferência leva 95 ms neste intervalo o laser de CO_2 é ligado, e as frequências e intensidades dos feixes de aprisionamento e rebombeio são alterados, a frequência de aprisionamento é sintonizada mais para o vermelho da transição com $\Delta_{ap} = -6,8\Gamma$ e a

potência é reduzida para $I_{ap} = 1,2 \text{ mW.cm}^{-2}$, a intensidade do feixe de rebombeio é reduzida para $60 \text{ }\mu\text{W.cm}^{-2}$ e dessintonizada para o vermelho em -4Γ , realizando um processo de *dark MOT* temporal. (65) No final desse processo de transferência um pulso do feixe de rebombeio é aplicado durante $100 \text{ }\mu\text{s}$ com intensidade de $250 \text{ }\mu\text{W.cm}^{-2}$ para bombear opticamente os átomos transferidos para a armadilha óptica para o estado fundamental hiperfino $|5S_{1/2}, F = 3\rangle$. iii) os átomos não transferidos para a armadilha óptica de dipolo caem pela ação da gravidade durante um intervalo temporal de 50 ms , liberando a região de excitação de átomos não aprisionados, nestas condições são transferidos aproximadamente 10^6 átomos com densidade de pico de $3,0 \pm 0,6 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$ e energia cinética média de $80 \text{ }\mu\text{K}$. iv) Na sequência o experimento é realizado através da aplicação de um trem de pulsos, em que cada pulso consiste na excitação e detecção por pulso de ionização seletiva dos estados de Rydberg. Os pulsos de excitação consistem na sobreposição temporal entre o feixe de 780 nm (primeiro fóton da excitação, intensidade de saturação da transição de $1,6 \text{ mW.cm}^{-2}$) e de 480 nm (segundo fóton da excitação, intensidade de 190 W.cm^{-2}) com duração de 700 ns . Um pulso de ionização seletiva é aplicado 70 ns logo após a excitação para detecção dos estados de Rydberg para evitar qualquer movimento atômico, o laser de CO_2 é desligado durante o processo, a figura 54 mostra um diagrama de um dos pulsos. O laser de CO_2 é desligado por $15 \mu\text{s}$ durante o experimento e a taxa de repetição dos pulsos é de 100 Hz , a armadilha é provada usualmente durante dois segundos, tempo suficiente para a densidade atômica atingir valores menores que a densidade da AMO tradicional da ordem de $10^9 \text{ átomos.cm}^{-3}$.

Figura 53 - Esquema da sequência temporal do experimento, os átomos são transferidos da AMO para a AOD, um trem pulsos é utilizado para provar os átomos aprisionados à medida que a densidade diminui com o decaimento natural do tempo de vida da armadilha.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Figura 54 - Desenho esquemático da sequência temporal do pulso de prova utilizado no experimento, o trem de pulso tem taxa de 100 Hz, em cada pulso o laser de CO_2 é desligado para evitar variação de frequências dos feixes de excitação e ionização dos átomos de Rydberg.

Fonte: Elaborado pelo autor.

4.1.1 Controle da densidade da amostra

O controle da distância internuclear das amostras de átomos ultrafrios pode ser feita por três mecanismos diferentes. A primeira delas, utilizada para o controle da densidade neste experimento, é a prova dos átomos aprisionados na armadilha dipolar durante o tempo de vida natural na armadilha. Nesta situação os átomos são perdidos naturalmente da armadilha devido à colisão com vapor de fundo composto por átomos quentes não aprisionados. Como o potencial da AOD é conservativa, o volume não se altera durante a perda de átomos, neste caso a densidade da amostra é diretamente proporcional ao número de átomos aprisionados. A segunda é através da expansão livre dos átomos da armadilha, isso pode ser realizado através do desligamento do laser responsável pela armadilha dipolar. Nesta configuração, para cada tempo de expansão uma densidade característica é obtida, este método foi utilizado na seção 4.1.4 para observar ressonâncias Förster na AOD. A última maneira é controlar o número de átomos excitados ao estado de Rydberg, neste o controle é realizado pela modulação da intensidade do feixe de excitação azul, alguns exemplos de transferências de populações utilizando este método são mostrados na seção 4.1.3.

A densidade da armadilha é caracterizada sistematicamente com imagens de absorção. A figura 55 mostra o decaimento natural dos átomos aprisionados na armadilha óptica, a densidade é medida em função do tempo de vida da armadilha. Neste exemplo cada pulso tem intervalo de 10 ms e um total de 500 pulsos é utilizado para provar o dipolo. O tempo de

decaimento depende das condições de vácuo da câmara durante o experimento, neste exemplo o tempo de decaimento característico é de 1,25 s.

Figura 55 - Curva de decaimento da densidade dos átomos no estado fundamental aprisionados na armadilha óptica de dipolo, neste exemplo um total de 500 pulsos com intervalo de 10ms entre eles.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A figura 56 mostra um desenho esquemático da posição dos feixes de aprisionamento e excitação no interior da câmara de vácuo, o feixe de excitação azul possui cintura de 55 μm na região de intersecção com a AOD.

Figura 56 - Desenho esquemático do posicionamento dos feixes de aprisionamento e excitação do experimento realizado na configuração I da montagem experimental.

Fonte: Elaborado pelo autor.

4.1.2 Experimento com campo elétrico nulo

Na ausência de campo elétrico, o objetivo é medir a dependência com a densidade das populações nos estados $nD_{5/2}$ e $(n+2)P_{3/2}$ através de pulso de ionização seletiva para um intervalo de números quânticos principais de $37 \leq n \leq 47$, e testar a interpretação de muitos corpos adotado no trabalho de Younge e colaboradores. (46) O canal de interação é dado por $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ em que para o caso de campo elétrico nulo possui uma quasi-degenerescência Förster para $n = 43$ onde a interação dipolo-dipolo é máxima levando a maior taxa de transferência, aumentando a população de átomos no estado $45P_{3/2}$ de forma ressonante. As populações de ambos os estados são monitoradas em função do tempo de decaimento natural da AOD, a qual permite de maneira unívoca a variação da densidade. A figura 57 mostra dois sinais de elétrons obtidos em duas situações de densidades distintas da excitação do estado $43D_{5/2}$, a primeira é a aquisição em baixa densidade da ordem de $9 \times 10^9 \text{ átomos.cm}^{-3}$ e a segunda numa densidade típica da AOD de $1 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$.

Figura 57 - Sinais de elétrons obtidos setenta nanossegundos após a excitação para o estado $43D_{5/2}$, a) Situação de baixa densidade (longo tempo de vida da AOD) da ordem de $9 \times 10^9 \text{ átomos.cm}^{-3}$ e b) Densidade típica da AOD logo após o processo de transferência dos átomos da AMO, da ordem de $1 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Fica claro dos sinais de elétrons apresentados acima que a diminuição da distância internuclear entre os átomos de Rydberg, ou seja, o aumento da densidade, leva a um aumento da transferência ressonante entre os estados. Dessa maneira o processo de transferência passa de ausente em baixa densidade para evidente e termina por apresentar saturação com a

posterior diminuição da separação internuclear, o mesmo comportamento pode ser observado em todo intervalo de n em que o experimento foi realizado. A figura 58 é uma sobreposição dos sinais de elétrons, onde podemos observar a clara diminuição da fração transferida em baixas densidades na excitação do estado $43D_{5/2}$ de Rydberg.

Figura 58 - Sinais de elétrons para vários tempos de aprisionamento na armadilha óptica de dipolo, o menor tempo corresponde a uma densidade de aproximadamente $4 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$ e o maior tempo à densidade típica de AMO de $5 \times 10^9 \text{ átomos.cm}^{-3}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A figura 59 mostra a população transferida para o estado $45P_{3/2}$ setenta nanosegundos após a excitação do estado $43D_{5/2}$, o experimento é realizado a uma taxa de 100 Hz utilizando um total de 150 pulsos.

Figura 59 - População transferida para o estado $45P_{3/2}$ setenta nanosegundos após a excitação do estado $43D_{5/2}$, o experimento é realizado a uma taxa de 100 Hz durante o decaimento natural do tempo de vida da AOD.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Dos dados obtivemos a fração de mistura ou fração de transferência, que definimos como a razão entre duas vezes a população no estado $(n+2)P_{3/2}$ e a população total final da reação, ou seja, $f_t = \frac{2 \times (n+2)P_{3/2}}{(nD_{5/2} + (n+2)P_{3/2})}$. As populações são obtidas da integração direta do sinal de elétrons utilizando um sistema eletrônico para integração (“Boxcar gates”), contudo a população transferida para o estado de $(n-2)F$ é observada no processo de detecção como parte da população presente no pico do estado $nD_{5/2}$ e não pode ser separada temporalmente. A figura 60a mostra a fração de átomos detectada nos estados produtos na excitação do estado $43D_{5/2}$, cada ponto experimental do gráfico é a média de dez medidas. Embora a fração absoluta de transferência não concorde com os dados apresentados em, (46) o comportamento qualitativo é o mesmo. As populações absolutas são mostradas na figura 60b ambas em função da densidade da amostra, cuja variação é obtida ao longo do decaimento natural da AOD.

Figura 60 - a) Fração de transferência de átomos de Rydberg, após excitação do estado $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra, os dados foram adquiridos ao longo do decaimento da AOD. b) População resultante da integração pelo *Boxcar* de ambas as populações $43D_{5/2} \rightarrow 43D_{5/2}^* + 41F$ e $45P_{3/2}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

As diferenças quantitativas observadas entre nossos resultados e os apresentados em (46) podem ser explicados por alguns fatores, dentre eles a utilização de maior frequência de Rabi no feixe de excitação e maior tempo de excitação 700 ns que pode levar a emissão estimulada. Outra diferença importante é devido ao nosso volume mesoscópico tridimensional de excitação com um número de átomos de Rydberg da ordem 2×10^4 átomos, em comparação com a excitação de no máximo 15 átomos no experimento de Younge. A dimensionalidade do volume de excitação leva a diferentes processos de transferência como

mostrado no trabalho de Carroll e colaboradores. (45) Como podemos observar no comportamento das curvas apresentados na figura 60 existe uma clara saturação tanto na excitação do estado $43D_{5/2}$ como no estado produto $45P_{3/2}$. E isto leva a saturação da fração de transferência, esse comportamento se repete ao longo de todo intervalo de número quântico principal $37 \leq n \leq 47$ em que o experimento foi realizado. O trabalho de Younge e colaboradores (46) trata a situação de saturação como uma demonstração da interação de muitos corpos, contudo nossos resultados mostram que outros fatores levam a mesma saturação, e que mesmo para a máxima densidade alcançada no experimento o comportamento ainda é devido a uma interação binária, ou seja, de apenas dois corpos.

A dependência com a densidade da amostra pode ser explicada pelo bloqueio de excitação ou bloqueio de Rydberg, assunto tratado extensivamente em trabalhos tanto teóricos como experimentais (13,66-67). Em resumo, a interação eletrostática criada por um átomo no estado de Rydberg altera a energia de um segundo átomo separado por uma distância R do primeiro e vice versa. Quando a variação de energia do estado é maior que a largura de linha do laser de excitação a excitação dupla é suprimida, ou seja, dentro de uma distância natural do sistema chamada de raio de bloqueio apenas uma excitação é possível. Neste caso se diz que a excitação é compartilhada, essa situação entre dois átomos pode ser estendida para amostras de muitos átomos. (2)

A saturação da excitação de estados de Rydberg em amostras mesoscópicas foi observada em alguns trabalhos anteriores (68-71) e modelada teoricamente por métodos numéricos utilizando teoria de muitos corpos por alguns grupos. (72-73) Este trabalho não tem o objetivo de estudar o bloqueio dipolar na transferência de populações. Por esta razão utilizamos um modelo simples, mas que descreve muito bem a física do processo, baseado no empacotamento de esferas rígidas para modelar nossos dados. A descrição detalhada do modelo foi realizada no capítulo 2 seção 2.3.1, seguindo o mesmo procedimento adotado em (74). Na figura 61 a linha tracejada vermelha mostra o ajuste da curva da população do estado de Rydberg $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra, o ajuste resulta num raio de bloqueio de $4 \mu\text{m}$ para a excitação desse estado específico. Este resultado está de acordo com medidas de raio de bloqueio realizadas anteriormente nos trabalhos. (75-76) O modelo apresenta um desacordo com os dados experimentais nos pontos de maiores densidades, isso ocorre porque o modelo de esferas rígidas não leva em conta o processo de transferência entre estados de Rydberg, neste caso o conhecimento amplo do potencial de interação é importante. Contudo,

podemos afirmar que as saturações, neste limite de densidade são devidas apenas ao bloqueio de Rydberg.

Figura 61 - A linha tracejada vermelha é o ajuste do modelo de esfera rígida com a curva da medida da população no estado $43D_{5/2}$ em função da densidade da amostra.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Para analisar a importância do efeito de muitos corpos em nosso experimento, como discutido no trabalho de Younge e colaboradores, (46) analisamos a população transferida para o estado produto $nP_{3/2}$ em função do número total de átomos de Rydberg $[nD_{5/2} + (n+2)P_{3/2}]$. Caso o efeito de muitos corpos fosse dominante em nosso sistema experimental obteríamos essa dependência de maneira explícita, se essa dependência for cúbica ou de ordens mais altas. Esta mesma análise foi utilizada pelo grupo de Gurian e colaboradores (77) na observação de ressonância Förster de quatro corpos sintonizadas pela aplicação de campo elétrico estático na excitação do estado $23D_{5/2}$ do átomo de césio. Nesse trabalho os autores mediram uma dependência entre a densidade de átomos produtos diretamente proporcional à quarta potência da densidade de átomos no estado fundamental, uma clara assinatura da quebra da interação binária.

A figura 62 mostra o gráfico da população do estado de Rydberg $45P_{3/2}$ normalizada ao seu maior valor, em função do número de átomos total também normalizado ao seu maior valor, os círculos são os dados experimentais e a linha sólida é um ajuste utilizando uma simples lei de potências que pode ser escrita por $\rho_{(n+2)P_{3/2}} \propto \rho_{nD_{5/2}}^\delta$. Obtemos do ajuste para $n = 43$, $\delta = 1,9 \pm 0,2$ o que nos permite afirmar que mesmo para o estado de maior energia

de interação (menor defeito Förster) e para a maior densidade dos átomos no estado fundamental aprisionados na ADO de aproximadamente $3 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$ o processo é descrito por interações de apenas dois corpos.

Figura 62 - População normalizada do estado produto $45P_{3/2}$ em função da população total também normalizada na excitação do estado $43D_{5/2}$. A linha sólida é um ajuste dos dados experimentais com uma lei de potencia ρ_{nd}^δ , para $n = 43$ obtemos $\delta = 1,9 \pm 0,2$, valores de δ para o intervalo $37 \leq n \leq 47$ é mostrado em destaque na figura.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A mesma análise foi realizada para o intervalo $37 \leq n \leq 47$ e apresentam os mesmos resultados, os valores de δ para todo intervalo de n é mostrado em destaque na figura 62. Devemos ressaltar que o efeito da saturação na fração de transferência é devido apenas à saturação da excitação pelo bloqueio dipolar, neste sentido, podemos dizer que efeitos de saturação ocorrem mesmo em sistema de interação binários, resultado este contraditório com o observado por Younge e colaboradores. (46) Podemos concluir, portanto, que efeitos de saturação não podem ser relacionados a efeitos de muitos corpos de maneira direta, os resultados obtidos neste trabalho foram publicados e podem ser consultados na referência. (18)

4.1.3 Controlando a densidade de átomos de Rydberg

Discutimos nesta seção uma maneira alternativa de realizar o estudo de transferência de populações em função da densidade da amostra, através do controle do número de átomos

levados ao estado de Rydberg. Para isso, utilizamos a modulação de intensidade do feixe de excitação azul que é diretamente proporcional a probabilidade de excitação. Analisamos a transferência de população para excitação de estados $l = 0$ com número quântico principal variando de $39 \leq n \leq 48$ este processo possui transferência de população em condições específicas para a relação $nS_{1/2} + nS_{1/2} \rightarrow nP_{3/2} + (n - 1)P_{3/2}$.

As curvas de potenciais moleculares para os pares $32S + 32S$ já foram calculados no trabalho (6) e apresentado na seção 2.4.1, a transferência era conduzida por dois importantes fatores. A mistura dos estados pela inclusão de interações de mais altas ordens e da ação do efeito Autler-Townes do laser de excitação pulsado que alterava o nível de energia do par atômico. A reconfiguração do experimento com a construção da cavidade geradora de segundo harmônico possibilitou a utilização pela primeira vez de um laser cw de largura de linha estreita, nesta situação o efeito Stark ac não deve ser um fator relevante no processo de transferência. A transferência, portanto, é devida apenas ao processo de interação a curtas distâncias, e o comportamento em função da densidade não é direto.

Para isso realizamos a medida da transferência em função da densidade de átomos de Rydberg excitados, utilizando uma armadilha óptica de dipolo, a figura 63 mostra a realização temporal do experimento.

Figura 63 - Desenho esquemático da sequência temporal do experimento.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Os átomos são transferidos da AMO para a armadilha óptica durante um processo de transferência que leva aproximadamente 100 ms , em seguida todos os feixes utilizados no

carregamento e transferência são desligados e bloqueados mecanicamente com exceção do feixe de CO_2 . Após um intervalo de 45 ms necessário para que átomos não aprisionados caiam sob ação da gravidade e deixem a região de aprisionamento, excitamos os átomos ao estado de Rydberg por transição de dois fótons. Durante o processo de excitação, desligamos o laser de CO_2 para impedir auto ionização da amostra bem como a dissintonia devido ao efeito Stark ac. Ambos os feixes de ambos os estágios de excitação são sobrepostos temporalmente por 750 ns, após 100 ns aplicamos o pulso de ionização seletiva e capturamos o sinal de elétrons acelerados em direção a uma Multi Channel Plate (MCP).

Durante todo o processo de excitação e detecção os átomos se movem, devido à energia cinética média não nula das partículas, por distâncias da ordem de alguns nanômetros, nossa amostra possui distâncias interatômicas variáveis de 2 a 10 μm , portanto, o movimento relativo entre os átomos durante o experimento pode ser desprezado. Nestas condições, podemos dizer que nossa amostra permanece estática durante o procedimento e colisões interatômicas são desprezadas. A figura 64a, mostra um sinal de elétrons da excitação de átomos aprisionados na AMO e a figura 64b mostra o mesmo processo numa densidade atômica 100 vezes maior na armadilha óptica do estado $43S_{1/2}$. Uma pequena transferência de população é observada no sinal de elétrons de alta densidade, o sinal é mais ruidoso devido à lenta taxa de repetição do experimento na armadilha óptica.

Figura 64 - Sinal de elétrons após excitação e posterior ionização seletiva do estado de Rydberg $43S_{1/2}$ em duas condições diferentes de densidades atômicas no estado fundamental, a) AMO e b) AOD – Armadilha Óptica de Dipolo.

Fonte: Elaborado pelo autor.

A densidade média da armadilha é de $1 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ e cada carregamento nos fornece um ponto experimental, já que após a excitação e consequente ionização a armadilha é desligada e a amostra é perdida. Realizamos a média dos sinais dentre 16 medidas consecutivas para cada intensidade do laser de excitação. A intensidade e duração do feixe de excitação são adquiridos com ajuda de um fotodetector. A figura 65a mostra o número de átomos de Rydberg em função da intensidade do laser de excitação para o estado $43S$ e a figura 65b mostra que a excitação do estado $40P_{3/2}$, que ocorre diretamente do estado fundamental é uma interação binária. O ajuste da curva experimental com a função $f(x) = A * x^\gamma$ resulta no parâmetro $\gamma = 1,92 \pm 0,16$.

Figura 65 - a) Número de átomos de Rydberg logo após a excitação do estado $40S_{1/2}$ na ausência de campo elétrico, b) A dependência quadrática dos átomos presentes no estado produto $40P_{3/2}$ logo após a excitação do estado $40S_{1/2}$ mostra uma interação binária.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Mostramos que a excitação de átomos de Rydberg com momento angular $l = 2$ possuem resultados interessantes relativos à transferência de populações entre estados adjacentes, (7) dado pelo processo $nD + nD \rightarrow (n + 2)P + (n - 2F)$. O canal de transferência $43D + 43D \rightarrow 45P + 41F$ na ausência de campo elétrico é ressonante. Em densidades usuais de armadilhas magneto ópticas, de $\sim 10^9 \text{ cm}^{-3}$ essa transferência entre populações se deve aos inúmeros cruzamentos evitados presentes nas curvas de potenciais moleculares entre os estados. Pares de átomos de Rydberg excitados em regiões de distâncias interatômicas que apresentam cruzamentos evitados ou “*avoid-crossings*” podem sofrer uma transição entre os potenciais e resultar num par atômico com mudança de estado interno.

O procedimento experimental aplicado na excitação dos estados nD é semelhante ao realizado na observação dos estados nS já discutido no início desta seção. As medidas foram

restritas ao intervalo de números quânticos principais $37 \leq n \leq 45$, números quânticos menores necessitam maiores campos elétricos de ionização e nosso gerador de pulso não apresenta estabilidade apropriada para campos altos. Enquanto que para números quânticos maiores há uma redução significativa do número de átomos excitados já que a intensidade máxima disponível para o feixe de excitação é fixa. A figura 66 mostra um conjunto típico do sinal obtido da AOD após a excitação do estado $43D_{3/2}$.

Figura 66 - Conjunto típico dos sinais obtidos em função da variação da potência do feixe de excitação azul a) Pulso de excitação azul com tempo de 750 ns, b) Sinal obtido da AOD 100ns após a excitação do estado $43D_{5/2}$.

Elaborado pelo autor.

Observamos que o número de átomos de Rydberg apresenta uma saturação na excitação em função da intensidade do laser de 480nm. Esta saturação está intimamente relacionada ao processo de supressão de excitação discutido na seção anterior. A figura 67a mostra um exemplo da saturação observada na excitação dos estados $nD_{5/2}$, para o estado $45D_{5/2}$. A figura 67b mostra a evolução do sinal de elétrons do estado $45D_{5/2}$ em função da intensidade do feixe de excitação. Contudo, apesar de obter resultados semelhantes aos apresentados na seção 4.1.2, este método não se mostrou viável devido ao longo tempo necessário para aquisição e a rápida degradação do vácuo da câmara principal, o que criou desafios técnicos no controle e na reprodutibilidade na obtenção da densidade inicial de átomos no estado fundamental aprisionados na AOD. Neste sentido, o aparato apenas

permitiu realizar medidas reproduzíveis ao provar a AOD durante seu decaimento natural como tratado na seção 4.1.2.

Figura 67 - a) Número de átomos de Rydberg em função da intensidade x tempo do pulso de excitação do estado de Rydberg $45D_{5/2}$, b) Sinais de elétrons da evolução da transferência de população para o estado produto $47P_{3/2}$ detectados 100 ns após a excitação do estado $45D_{5/2}$.

Fonte: Elaborado pelo autor.

4.1.4 Ressonâncias Förster de dois corpos sintonizadas por campo elétrico estático $\vec{E}$.

O controle dos processos interativos a partir da aplicação de campo elétrico estático, explorando de maneira sistemática a variação da energia devido ao efeito Stark abriu novas possibilidades e resultados importantes. É possível na presença de campo elétrico obter a condição de ressonância Förster, como exemplo podemos citar o par de Rydberg no estado $nD + nD$ que na ausência de campo elétrico possui uma diferença de energia ΔE_F (defeito Förster) com relação ao par $nP + nl$ ($l \geq 3$). Porém, na presença de campo elétrico o canal pode ser sintonizável de maneira que $\Delta E_F = 0$, neste caso a interação é do tipo dipolo-dipolo e ocorre a longas distâncias. Uma medida da força de interação é o resultado da população transferida para o estado nP após a excitação do estado nD na presença de campo elétrico em uma armadilha magneto óptica. A figura 68 mostra o mapa Stark do par atômico $37D + 37D$ e projeções do estado fino, os cruzamentos em energia ocorrem com pares atômicos $39P +$

nl ($l \geq 3$). A curva vermelha da figura é resultado do monitoramento da população transferida para o estado $39P$ após excitação do estado $37D$ em função do campo elétrico aplicado na amostra.

Figura 68 - Mapa Stark mostrando alguns pontos de cruzamento, onde a energia Förster é nula $\Delta E_F = 0$, entre os pares de estados $37D + 37D \rightarrow 39P + nl$ ($l \geq 3$) e os respectivos estados finos.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A varredura em função do campo apresentada na figura anterior foi realizada utilizando-se um laser de excitação CW construído durante este trabalho de doutoramento e possui largura de linha estreita da ordem de 1 Mhz. Dessa maneira, é possível excitar seletivamente o estado fino $37D_{5/2}$ de Rydberg, em contraponto com a varredura apresentada na figura 13 do capítulo 2, em que a varredura foi realizada com laser de corante pulsado de largura de linha de 1,5 Ghz. Podemos observar da figura 13 a falta de definição das ressonâncias, já que o laser tinha a capacidade de excitar uma mistura de estados finos de Rydberg, o resultado apresentado acima mostra que a varredura atual é extremamente seletiva e apresenta ótima definição entre os picos. Para observar todos os cruzamentos entre as curvas que levam a formação de um pico de ressonância é preciso levar em conta outras projeções de

momento angular M bem como a inclusão de mais estados na diagonalização da matriz de interação do efeito Stark.

A ressonância Förster faz com que a transferência ressonante ocorra mesmo em amostras dilutas como no caso da AMO tradicional, dessa maneira, uma primeira varredura na AMO é realizada. A excitação ocorre por dois fótons, um feixe de 780 nm independente é utilizado para excitação do primeiro estado excitado hiperfino $|5S_{1/2}, F = 3\rangle \rightarrow |5P_{3/2}, F' = 4\rangle$, o segundo fóton de 480 nm é sobreposto temporalmente e espacialmente em relação ao primeiro na região de aprisionamento da AMO. A frequência do segundo fóton é estabilizada por espectroscopia de EIT numa célula de rubídio mantida a temperatura ambiente na transição de Rydberg $|5P_{3/2}, F' = 4\rangle \rightarrow |37D_{5/2}\rangle$.

Os átomos são excitados por 700 ns por ambos os feixes e 1 μ s após a excitação os átomos de Rydberg são ionizados seletivamente para detecção, durante esse período os feixes de aprisionamento da AMO são desligados para impedir efeitos de alargamento da transição por efeito Autler-Townes. O campo elétrico é aplicado através de duas placas paralelas e permite apenas a aplicação de campo elétrico numa única direção $\hat{y}$. Um campo elétrico de 60 mV.cm⁻² é aplicado na direção $\hat{y}$ para anular um campo elétrico residual presente no sistema.

A figura 69 mostra a população do estado $39P_{3/2}$ em função da amplitude do campo elétrico aplicado na direção $\hat{y}$, a linha verde é a fração de mistura ou de transferência logo após a excitação, a varredura é realizada até um limite de 2,2 V.cm⁻¹, acima do qual o laser de excitação deixa de ser ressonante. Nosso aparato experimental não permite uma resintonização da frequência para compensar o efeito Stark da amostra. O estado $37D_{5/2}$ apresenta um desvio de aproximadamente 3 Mhz na presença de 2,2 V.cm⁻¹. Podemos notar uma fração constante não nula da fração entre 0 e 0,7 V.cm⁻¹ isso decorre do aparecimento de uma série de cruzamentos com estados de pares de Rydberg de estados hidrogenóides como visto na figura 68.

Figura 69 - Fração de átomos detectada no estado $39P_{3/2}$ em função da varredura da amplitude do campo elétrico estático na direção $\hat{y}$, cada pico é devido ao cruzamento em energia entre os pares de estados de Rydberg $37D + 37D \rightarrow 39P_{3/2} + nl(l \geq 3)$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

O comportamento das ressonâncias Förster em função da densidade da amostra está relacionado às curvas de potenciais de curto alcance, já que, o cálculo dos potenciais de interação utilizando interações de mais altas ordens mostra a formação de uma complexa estrutura a curtas distâncias, (7-8) e a formação de uma rede de cruzamentos evitados cada um deles podendo contribuir com a mudança de estado atômico. A figura 70 mostra as curvas de potenciais ao redor do par de estados $37D + 37D$ para um campo elétrico de fundo de 500 mV.cm^{-1} , já discutimos no capítulo 2 a influência do campo elétrico na obtenção das curvas e como elas alteram a sua forma. Assim, uma completa descrição deve levar em conta o formato das curvas para cada campo elétrico, esse não é um trabalho trivial já que a geração de cada conjunto de curvas demanda um tempo computacional elevado. Podemos, contudo, provar as ressonâncias em função da densidade utilizando a variação controlada da distância internuclear dos átomos aprisionados na armadilha óptica de dipolo.

Figura 70 - Curvas de potenciais de interação obtidos da diagonalização hamiltoniana de interação, onde a inclusão de termos de mais altas ordens (dipolo-dipolo, dipolo-quadrupolo e quadrupolo-quadrupolo) é necessária para a completa descrição da dinâmica da interação, o gráfico é calculado para um campo elétrico estático de fundo de $500 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$.

Fonte: Referência (7).

Em amostras aprisionadas na AMO a distância internuclear média é da ordem de $4 \mu\text{m}$, já na máxima densidade da nossa AOD – QUEST a distância média é de $1 \mu\text{m}$. Para variar a densidade de maneira controlada o experimento foi realizado durante tempos de expansão livre diferentes dos átomos aprisionados na AOD sob ação de campo elétrico estático. Escolhemos provar a interação no intervalo de 1 a $1,2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$, que como mostrado na figura 69 apresenta dois picos de ressonância Förster neste intervalo. A sequência experimental é semelhante à adotada na seção 4.1.3 ilustrada na figura 63. Três densidades foram escolhidas para a realização das varreduras $2,7 \times 10^{11}$, $1,62 \times 10^{11}$ e $0,58 \times 10^{11}$ que correspondem respectivamente aos tempos de expansão livre antes da excitação e posterior detecção de $0, 100 \mu\text{s}$ e $400 \mu\text{s}$, as densidades foram obtidas através de imagem de absorção adquiridas para cada tempo de expansão independente. Esse intervalo de densidades mostra uma mudança discreta da densidade da AMO ($400 \mu\text{s}$ de expansão) até a maior densidade que obtemos relativa à expansão nula dos átomos aprisionados na AOD.

A figura 71 mostra o resultado das varreduras, podemos observar que com a diminuição da distância internuclear os picos de ressonância são perdidos, de forma que a

transferência é saturada em alta densidade. Devemos ressaltar que o aparato experimental apresentou alterações nas condições de vácuo da câmara experimental durante as varreduras apresentadas na figura 71, isso se deve em grande parte pela aquisição demorada dos dados, cada ponto experimental é uma média de 16 realizações. O tempo de cada varredura é da ordem de algumas horas, período pelo qual tanto a densidade de átomos inicial da AOD como tempo de vida da armadilha apresentam variações. A configuração II do aparato experimental resolve muito dos problemas enfrentados e é discutido em detalhes na próxima seção.

Figura 71 - Varredura de dois dos diversos picos de ressonância Förster em função do campo elétrico estático no intervalo de 1 a 1.2 V.cm^{-1} na excitação do estado $37D_{5/2}$, para três densidades de $2,7 \times 10^{11}$, $1,62 \times 10^{11}$ e $0,58 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

O complexo arranjo dos potenciais de interação, como o mostrado na figura 70, mostra a formação de inúmeros cruzamentos evitados em distâncias internucleares menores. Essa região possui a distribuição de distâncias presente em nossas amostras mais densas da ordem de $3 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$. Contudo, podemos esperar que com o aumento no número de cruzamentos evitados, cada um contribuindo como um canal de transferência, quando provamos regiões mais internas dos potenciais leva ao alargamento das ressonâncias Förster, como pode ser visto claramente dos dados experimentais. Uma completa descrição de todo o processo de transferência em função do aumento da densidade depende do conhecimento de cada arranjo de curvas para cada campo elétrico da varredura. Esse processo é trabalhoso e demanda muita capacidade computacional. Os potenciais estão sendo gerados em colaboração com o grupo do professor Dr. James Shaffer da universidade de Oklahoma nos Estados

Unidos, o grupo trabalha num modelo para o cálculo dos potenciais que envolvem tanto a expansão multipolar discutida no início deste trabalho, bem como o bloqueio de dipolo observado nos experimentos e pode ser importante no cálculo quantitativo das taxas de transferências. Os dados confirmam a validade do modelo de interação binária, como pode ser visto na figura 72a em que a população de átomos detectado no estado produto $39P_{3/2}$ depende quadraticamente da população total de estados de Rydberg envolvidos no processo, e não depende do campo elétrico estático. A figura 72b mostra, como esperado, que o bloqueio dipolar causa a saturação da excitação para densidades altas e deve, portanto, fazer parte do modelo teórico.

Figura 72 - a) População detectada no estado produto $39P_{3/2}$ 100 ns após a excitação para o estado $37D_{5/2}$, para o campo elétrico de ressonância Förster $1,61 \text{ V/cm}$ e fora da ressonância $1,51 \text{ V/cm}$, ambas os sinais demonstram um comportamento de interação binária. b) A saturação da excitação ocorre devido ao bloqueio de dipolo em função da densidade de átomos no estado fundamental da AOD.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.1.5 Varredura em frequência

A varredura em frequência é um parâmetro complementar importante na comparação entre os dados experimentais e os obtidos por simulações numéricas, utilizando taxas de transferências diabáticas baseadas no mapeamento de cruzamentos evitados (*Avoid crossings*). Variamos a frequência do fóton azul através de um medidor de onda comercial (HighFinesse WS/7 Super-precision) com opção de estabilização em frequência através de circuito PID integrado. O erro na estabilização é de $\pm 2 \text{ Mhz}$ e foi realizado sob ação de campo elétrico estático residual nulo, os dados referentes ao sistema de maior densidade é obtido através da excitação por dois fótons 50 ms após a transferência dos átomos da AMO para a

AOD, a densidade de pico é de 2×10^{11} átomos. cm^{-3} . Para comparação com o sistema de baixa densidade realizamos a mesma varredura na AMO com densidade de 9×10^9 átomos. cm^{-3} . A figura 73 mostra o resultado experimental para ambas as varreduras e podemos observar duas características principais, a primeira é o alargamento da largura de linha da transição na varredura conduzida na AOD em comparação com a AMO, em que a largura a meia altura é três vezes maior na AOD. No gráfico são mostradas apenas as populações detectadas no estado $37D_{5/2}$ logo após a excitação para o mesmo estado. Outra característica observada claramente dos dados experimentais é o aparecimento de um pico de excitação deslocado 30 Mhz para o azul da transição. O aparecimento de picos laterais pode ser uma indicação da excitação direta de potenciais moleculares. Regiões internas das curvas de potenciais podem apresentar curvas suficientemente fundas para sustentar estados ligados, que por sua vez podem ser acessados por foto-associação de dois fótons como mostrado no trabalho de Tallant e colaboradores. (78) Contudo, os autores utilizaram amostras com densidade de ao menos uma ordem de grandeza maior, e átomos de césio que apresentam uma estrutura de curvas de potenciais mais simples figura 2b se comparada as do rubídio figura 2a para o mesmo intervalo de números quânticos principais n . Todavia, apenas com a obtenção do mapa das curvas de potenciais, será possível realizar uma comparação qualitativa e quantitativa dos resultados.

Figura 73 - Varredura em frequência do laser de excitação azul (480 nm), os dados são as populações detectadas no estado $37D_{5/2}$ logo após a excitação para o mesmo estado. A densidade de átomos no estado fundamental na AOD é de aproximadamente 2×10^{11} átomos. cm^{-3} e de 9×10^9 átomos. cm^{-3} na AMO. A largura de linha da transição é três vezes maior na AOD em comparação com a excitação dos átomos na AMO.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A figura 74 mostram juntas as populações detectadas nos estados $37D_{5/2}$ (linha preta) e $39P_{3/2}$ (linha vermelha) 100 ns após a excitação do estado $37D_{5/2}$. Podemos observar que não ocorre a transferência de população para o estado $39P_{3/2}$ na mesma frequência em que ocorre excitação direta do estado $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$.

Figura 74 - Varredura em frequência do laser de excitação azul (480nm), o gráfico mostra as populações nos estados $37D_{5/2}$ (linha preta) e do $39P_{3/2}$ (linha vermelha) 100ns após a excitação do estado $37D_{5/2}$. Podemos observar ausência da transferência para o estado $39P_{3/2}$ 30Mhz para o azul da ressonância, onde ocorre excitação direta do par $37D_{5/2} + 37D_{5/2}$.

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.2 Transferência de população na configuração II do experimento

Trataremos nesta seção dos experimentos realizados no aparato experimental após a remodelagem do sistema, chamado de segunda configuração (configuração II) na montagem experimental. As alterações se resumem na instalação de um novo laser independente para a frequência de rebombeio, o desenvolvimento e construção de uma AMO2D como fonte de átomos pré-resfriados para a armadilha principal AMO3D e por fim a instalação de um novo conjunto formado por 8 eletrodos independentes para aplicação de campo elétrico estático e pulso de ionização seletiva do sistema de detecção dos estados de Rydberg. A figura 75 mostra o novo arranjo espacial da armadilha óptica de dipolo (AOD) e os feixes de excitação vermelho (primeiro fóton 780 nm) e azul (segundo fóton 480 nm). O feixe azul cruza a AOD sob um ângulo de aproximadamente 22,5° com cintura de 55 μm , a polarização do feixe azul

pode ser escolhida de modo a estar paralela a direção z ou ao plano xy seguindo os eixos coordenados mostrados na figura 76.

Figura 75 - Desenho esquemático dos feixes de aprisionamento (Armadilha óptica de dipolo – laser de CO_2), feixes de excitação por dois fótons vermelho (780nm) e azul (480 nm) em relação aos eletrodos de aplicação de campo elétrico. A armadilha dipolar não está em escala no desenho.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Apesar das alterações já terem sido discutidas com certa profundidade na seção 3.2 do capítulo 3, a seção seguinte dá especial atenção ao mecanismo de funcionamento dos eletrodos de campo elétrico bem como o procedimento de calibração do campo elétrico residual. Realizamos também varreduras angulares para amplitudes de campo elétrico fixas, que são picos de ressonância Förster na excitação do estado $37D_{5/2}$, na AMO e para densidades variadas na Armadilha óptica de dipolo (AOD).

4.2.1 Calibração do campo elétrico residual tridimensional

Há duas maneiras de se obter o campo elétrico residual na região da armadilha, ambas baseiam-se na forte sensibilidade dos estados de Rydberg a esse campo. A primeira delas é realizando o mapeamento Stark da excitação do estado de Rydberg para vários campos elétricos e comparando com as curvas teóricas como mostrado na figura 42, outra maneira é a utilização da espectroscopia de EIT realizada numa AMO tradicional para minimizar a diferença em frequência do sinal em comparação com uma célula de vapor blindada de campo elétrico externo. Contudo, adotamos uma forma alternativa de calibração utilizando o deslocamento dos picos de ressonância Förster da varredura de campo elétrico, a partir da

assimetria na posição dos picos ressonantes é possível calcular o campo elétrico residual na direção de aplicação de campo elétrico.

A orientação dos eixos cartesianos em relação à montagem experimental física dos eletrodos é mostrada na figura 76. Para aplicação de campo na direção $\hat{y}$ são utilizados os eletrodos $A1$ e $A2$, na direção $\hat{x}$ os eletrodos $D1$ e $D2$ e na direção $\hat{z}$ são utilizados os eletrodos $D1$ e $B1$, o eletrodo $B2$ é mantido a potencial nulo durante todo o experimento. O pulso em forma de rampa para ionização e detecção seletiva dos estados de Rydberg é aplicado nos eletrodos $C1$ e $C2$ com duração de $2,5 \mu s$, possui amplitude máxima de $2 KV$.

Figura 76 - Orientação física dos eletrodos em relação ao eixo cartesiano x,y e z.

Fonte: Elaborado pelo autor.

A figura 77 mostra a fração transferida para o estado $39P_{3/2}$ após excitação do estado $37D_{5/2}$ na varredura de campo elétrico na direção y , podemos observar o efeito de campo elétrico residual nesta direção através da posição relativa de um par de picos associados à mesma ressonância Förster em função da amplitude do campo E_y . Neste exemplo o campo residual na direção y é de $48 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$. O campo de compensação é então aplicado aos eletrodos e uma nova medida é realizada para as outras direções, o campo de compensação é então atualizado a cada rodada de calibração para cada eixo. Os valores finais são obtidos usualmente após um conjunto de 10 séries de 3 medidas (1 para cada eixo).

Figura 77 - População no estado de Rydberg $39P_{3/2}$ logo após excitação do estado $37D_{5/2}$ em função do campo elétrico aplicado na direção y, utilizando eletrodos A1 e A2, os outros eletrodos são mantidos a potencial nulo com exceção do C1 e C2 onde se aplica o pulso de ionização seletiva para detecção.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Notamos uma dependência gradativa do campo elétrico de fundo com o tempo de no máximo 100 mV por hora, após algumas horas foi necessário recorrer a recalibração do sistema. Atribuímos a variação gradativa do campo residual a dois principais fatores, o primeiro é a polarização do dielétrico (cerâmica porosa usinável de ultra alto vácuo) utilizado para sustentar espacialmente os eletrodos causada principalmente pelo pulso de ionização seletiva aplicado aos eletrodos C1 e C2, e deficiências na homogeneidade do campo elétrico.

Para minimizar o efeito acumulativo da polarização do material cerâmico, o campo elétrico é modulado eletronicamente e permanece ligado por $20 \mu\text{s}$, apenas durante o processo de excitação para o estado de Rydberg e é desligado durante todo o resto, seguimos o mesmo procedimento adotado na referencia, (14) em que os autores aplicam por $200 \mu\text{s}$ o campo elétrico durante a excitação. Esse procedimento diminuiu consideravelmente a frequência da recalibração do campo elétrico, de uma vez por hora de experimento para uma vez ao dia.

4.2.2 Varredura angular na AMO utilizando um pico de ressonância Förster

Realizamos uma varredura angular nos átomos aprisionados na AMO na presença de campo elétrico cuja amplitude é de $968 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ e representa uma posição de menor defeito

Förster entre o canal de interação $37D_{5/2} + 37D_{5/2} \rightarrow 39P_{3/2} + nl(l \geq 3)$. A excitação para o estado de Rydberg é dependente da polarização do feixe de excitação azul na presença de campo elétrico sendo muito maior para a polarização paralela ao campo. A propagação do feixe de excitação ocorre no plano xy, dessa maneira a polarização é mantida na direção z e a varredura angular do campo elétrico é realizada no plano xy, de maneira que a polarização seja sempre perpendicular ao campo e não ocorram efeitos de polarização. A figura 78 mostra o efeito da polarização do feixe de excitação na varredura angular, o feixe de excitação é linearmente polarizado no plano xy com ângulo de $67,5^\circ$ em relação ao eixo x. A varredura é conduzida numa amplitude de campo elétrico de 968 mV.cm^{-1} responsável por uma ressonância Förster, A variação angular do campo ocorre no plano xy.

Figura 78 - Varredura angular realizada na AMO, sob ação de campo elétrico estático de 968 mV.cm^{-1} correspondente a um pico de ressonância Förster, o feixe azul é linearmente polarizado no plano xy com ângulo de $67,5^\circ$ em relação ao eixo x (horizontal), a varredura angular do campo elétrico se dá no plano xy.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Podemos observar que para as posições em que a polarização é paralela ao campo elétrico $67,5^\circ$ e $247,5^\circ$, a excitação do estado de Rydberg é máxima, as posições de mínima excitação correspondem ao campo elétrico aplicado na direção perpendicular à polarização $157,5^\circ$ e $337,5^\circ$, estruturas menores observadas na fração transferida (linha verde) são variações da amplitude do campo durante a varredura angular. A varredura angular realizada com a polarização perpendicular à aplicação de campo elétrico é mostrada na figura 79 com amplitude de campo elétrico de $1,33 \text{ V.cm}^{-1}$ correspondente a um pico de ressonância Förster.

Figura 79 - Varredura angular realizada na excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg, sob ação de campo elétrico de fundo de $1,33 \text{ V.cm}^{-1}$. O campo elétrico atua no plano xy e o feixe de excitação azul é linearmente polarizado na direção z.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Podemos observar o aparecimento de várias estruturas, melhor identificadas no sinal correspondente à fração transferida para o estado $39P_{3/2}$ (linha verde) da figura 79. Essas estruturas se apresentam em todas as varreduras angulares realizadas, apesar de apresentar algumas variações nas posições e amplitudes dos picos, o gráfico anterior mostra o comportamento geral dos sinais. Essas estruturas se devem muito provavelmente a presença de campo elétrico residual na região de aprisionamento, mesmo após a realização do procedimento de calibração e também à inhomogeneidade do campo elétrico na região. Para compreender melhor o papel do campo residual e da inhomogeneidade realizamos uma varredura em amplitude na mesma configuração para vários ângulos fixos do campo elétrico em relação ao eixo x. As linhas verticais na figura 79 marcam os ângulos em que as varreduras em amplitude foram realizadas. Podemos observar que a dependência angular das estruturas apresentadas no gráfico anterior é resultado da variação do valor absoluto do campo elétrico que não se conserva para cada ângulo.

A figura 80 mostra três varreduras associadas aos ângulos 71° , 100° e 135° correspondente a dois vales e a um pico de transferências como mostrado no gráfico anterior. Podemos observar que o pico de ressonância é deslocado pela alteração do valor absoluto do

campo elétrico, para o ângulo de 100° o pico de transferência é máximo, para os ângulos de 71° e 135° as ressonâncias se deslocam lateralmente minimizando a transferência. Esse mesmo comportamento se apresenta em todas as outras varreduras de amplitude para os ângulos fixos marcados na figura 79, e reproduzem todas as estruturas observadas.

Podemos concluir que o procedimento de calibração de campo elétrico residual realizado nas direções x,y e z não é válido para qualquer ângulo na região da armadilha, e introduzem dependências angulares que podem mascarar qualquer dependência angular real da interação dipolar como esperado em uma geometria quasi-unidimensional obtida com ajuda da AOD. Para compreender os fatores envolvidos na calibração de campo, construímos um mapa angular da transferência, em que varreduras em amplitude foram realizadas sistematicamente para vários ângulos, os resultados são discutidos na próxima seção.

Figura 80 - Varredura da população de átomos transferidos para o estado $39P_{3/2}$ logo após a excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg em função da amplitude do campo elétrico para três ângulos fixos com relação ao eixo x (horizontal), 71° , 100° e 135° .

Fonte: Elaborada pelo autor.

4.2.3 Mapa angular de calibração

Vimos dos resultados anteriores que a calibração usual dos três eixos independentes pode não ser a melhor alternativa para anular o campo residual da armadilha, para compreender melhor os fatores envolvidos na calibração realizamos varreduras sistemáticas da amplitude de campo elétrico no plano xy para diversos ângulos fixos no intervalo de 0° a 360° num total de 37 varreduras cada uma sendo a média de 10 realizações. Uma

interpolação de todas as varreduras pode ser mostrada no gráfico bidimensional apresentado na figura 81, onde as varreduras foram conduzidas no intervalo de $-2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ a $2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$. Em cada uma das orientações, o campo elétrico é negativo quando muda seu sentido em 180° . Uma das varreduras é mostrada na parte superior da figura 81, os valores de cada varredura foram normalizados ao seu maior valor, de maneira que todas as varreduras são limitadas aos valores entre 0 e 1.

Fica claro dos dados experimentais que a amplitude do campo elétrico se modifica de acordo com o ângulo da varredura, isso se reflete no deslocamento dos picos de ressonância Förster que se apresentam como a soma de dois fenômenos, o descolamento linear dos picos e um fator de inomogeneidade responsável pelo aparecimento das ondulações observadas no mapa bidimensional da figura 81.

A partir dos dados experimentais é possível realizar uma calibração artificial do campo elétrico, já que podemos incluir fatores de calibração para cada ângulo fixo. Para isso mapeamos a posição de um dos picos de ressonância durante toda a varredura angular, e aplicamos os fatores de calibração de maneira a manter a amplitude fixa durante a variação de ângulo. Escolhemos monitorar o nono pico de ressonância presente em todas as varreduras, realizamos o ajuste deste pico com uma curva lorentziana para encontrar a posição central da ressonância.

A diferença entre a amplitude de campo elétrico encontrado para cada ângulo em função da posição central de ressonância é mostrada na figura 82^a. Podemos ver uma diferença que pode chegar a $100 \text{ mV} \cdot \text{cm}^{-1}$ em relação ao pico de ressonância correto, a figura 82b mostra graficamente o desvio (linha tracejada vermelha) da amplitude do campo elétrico de ressonância (linha azul) ao realizar a varredura angular. Atribuímos o aparecimento dessa forte dependência entre a amplitude do campo a dois principais fatores, o primeiro é a polarização do material dielétrico utilizado como isolante e suporte físico dos eletrodos, a segunda é a inomogeneidade do campo, que aparece como uma combinação da configuração de aplicação do campo nos eletrodos bem como resultado da própria geometria escolhida na confecção dos mesmos. Uma simulação numérica levando-se em conta a configuração geométrica e de aplicação de campo, mas desprezando a influência do material dielétrico mostra uma inomogeneidade de $122 \text{ mV} \cdot \text{mm}^{-1}$ na direção de aplicação de campo, este resultado concorda quantitativamente com os dados obtidos do mapa angular considerando uma flutuação da posição da AMO de no máximo 1 mm.

Figura 81 - Mapa angular da população transferida ao estado $39P_{3/2}$ em função da amplitude do campo elétrico. As varreduras são realizadas a ângulos fixos de 0° a 360° com passo de 10° , o mapa bidimensional mostra o comportamento das ressonâncias em função do ângulo, a varredura para $\theta = 40^\circ$ é mostrada na parte superior da figura.

Fonte: Elaborada pelo autor.

Figura 82 - a) Diferença entre a amplitude do campo elétrico de ressonância e o obtido experimentalmente do mapa angular, b) Dependência da amplitude do campo elétrico em função da variação angular.

Fonte: Elaborada pelo autor.

A partir dos dados é possível recuperar os fatores de calibração do valor absoluto do campo elétrico para cada ângulo, apresentamos na figura 83a os dados originais obtidos através da calibração usual, podemos notar que os picos ressonantes se deslocam e se sobrepõem de acordo com a variação do ângulo. Podemos corrigir o valor absoluto do campo a partir dos fatores de correção obtidos do mapa angular, ao aplicar essa correção nos dados é possível recuperar as posições corretas de ressonância como mostrado na figura 83b.

Figura 83 - a) Varredura da fração transferida ao estado $39P_{3/2}$ logo após excitação do estado $37D_{5/2}$ de Rydberg em função do campo elétrico E aplicado no plano xy , o valor de θ corresponde ao ângulo formado entre o campo elétrico E e o eixo x (horizontal), b) Dados tratados com fatores de calibração dependente do ângulo, resultado da inhomogeneidade do campo elétrico e da polarização do material cerâmico.

Fonte: Elaborado pelo autor.

4.2.4 Dependência angular na interação dos átomos aprisionados na AOD

Podemos controlar a geometria da distribuição de átomos no estado fundamental com a utilização da armadilha óptica de dipolo, nossa armadilha tipo QUEST (Quasi Electrostatic Trap) oferece um ambiente de aprisionamento em que o espalhamento é muito baixo, aumentando o tempo de vida dos átomos confinados. Utilizamos um laser comercial de CO_2 de potência máxima de 100 W, estudamos a transferência de populações entre estados de Rydberg dos átomos aprisionados nesta armadilha em função da orientação do campo elétrico aplicado. Vimos que é possível tornar ressonante os processos de transferência através da aplicação de campo elétrico devido à degenerescência energética entre o conjunto de pares atômicos $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)l(l \geq 3)$ formando as ressonâncias Förster.

O maior fator de interação entre estes pares é a interação do tipo dipolo-dipolo que possui uma dependência angular clara como mostrado pela equação 10. A varredura de campo elétrico apresenta uma saturação com o aumento da densidade da amostra como mostram os resultados obtidos nos experimentos realizados ainda na primeira configuração, onde os dados são mostrados na figura 71 em que o aumento da densidade leva a perda da estrutura ressonante no intervalo de $1 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ a $1,2 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ na excitação do estado $37D_{5/2}$. A perda das estruturas ressonantes, ou de maneira geral o alargamento da transição faz com que o aumento da transferência entre estados se desacople e independa do valor absoluto de campo elétrico, neste sentido a baixa homogeneidade do campo elétrico na região de aprisionamento não seria determinante na observação de dependências angulares.

Realizamos a varredura angular em duas configurações de armadilhas diferentes a primeira que chamaremos de AOD_{maior} possui diâmetro de 70 μm e comprimento longitudinal de 1200 μm obtidas por imagens de absorção. A segunda configuração corresponde às dimensões de 40 $\mu\text{m} \times 1300 \mu\text{m}$ e chamaremos de AOD_{menor} pela dimensão radial reduzida. A disposição espacial com relação às posições dos feixes de excitação foi mostrada na figura 75, a polarização do feixe de excitação é mantida na direção z, ou seja, sempre perpendicular ao campo elétrico aplicado que é varrido sempre no plano xy. O campo elétrico é aplicado por 20 μs durante a excitação, a amostra é ionizada por pulso de ionização seletiva 1 μs após a excitação. O feixe de excitação vermelho (780 nm) é travado na transição do primeiro estado hiperfino $|5S_{\frac{1}{2}}, F=3\rangle \rightarrow |5P_{\frac{3}{2}}, F=4\rangle$ por espectroscopia de absorção saturada e correções à frequência são aplicadas com ajuda de um modulador acusto-óptico, o

feixe azul é travado da transição para o estado de Rydberg $|5P_{3/2}, F = 4\rangle \rightarrow |37D_{5/2}\rangle$ por espectroscopia de EIT. A figura 84 mostra o desenho esquemático do plano xy de aplicação do campo elétrico em relação à ADO.

Figura 84 - Desenho esquemático da aplicação do campo elétrico na região da Armadilha Óptica de dipolo, o campo elétrico é varrido apenas no plano xy.

Fonte: Elaborado pelo autor.

A varredura angular foi realizada na AOD_{maior} sob um campo elétrico estático de $1,23 \text{ V.cm}^{-1}$ correspondente ao pico de uma ressonância Förster na excitação do estado $37D_{5/2}$, o feixe de excitação azul possui diâmetro de $100\mu\text{m}$ e cruza a região central da armadilha. Já o feixe de excitação vermelho é expandido e cobre toda a região de excitação com intensidade $1,6 \text{ mW.cm}^{-2}$. A varredura é conduzida no intervalo de 0° a 360° com passo de 9° , cada ângulo é a média de 10 realizações, a AOD é provada durante seu decaimento natural por um trem de pulsos constituído por 100 pulsos separados por 10ms como mostrado na figura 53. O tempo característico de decaimento é de 120ms obtidas por imagens de absorção. A compensação do campo elétrico residual foi efetuada segundo o procedimento adotado na seção 4.2.1.

A figura 85a mostra o comportamento da população encontrada no estado $39P_{3/2}$ após a excitação em função do ângulo entre o campo elétrico e o eixo da armadilha na direção x, podemos observar claramente uma dependência angular na região de máxima densidade ($3 \times 10^{11} \text{ átomos.cm}^{-3}$) e a perda da dependência com a diminuição da densidade. A parte b da figura 85 mostra um corte transversal do gráfico tridimensional mostrado em a para a população detectada no estado $39P_{3/2}$ na região de maior e menor densidade ($1 \times$

10^9 átomos. cm^{-3}). O ajuste da curva de maior densidade mostra uma posição de máximo para o ângulo de $186^\circ \pm 2^\circ$ e uma largura de linha de 116° (FWHM).

O experimento foi repetido variando-se a polarização do feixe de excitação vermelho, para polarização linear na direção $\hat{y}$, no plano xy e circularmente polarizada e também utilizando a retroreflexão do feixe de excitação azul, em todos os casos a dependência angular resultante foi a mesma.

Figura 85 - a) Gráfico 3D da varredura da população no detectada no estado $39P_{3/2}$ em função do ângulo entre o campo elétrico e o eixo x (horizontal), o mesmo em que a AOD está orientada, para aplicação de campo elétrico estático de $1,23 \text{ V.cm}^{-1}$ de amplitude. b) Corte transversal da varredura angular para a máxima densidade da AOD e a densidade semelhante à AMO.

Fonte: Elaborada pelo autor.

De forma complementar realizamos a varredura da amplitude do campo elétrico ao redor do pico de ressonância Förster centrada em $1,23 \text{ V/cm}$, para a máxima densidade da ADO (linha preta da figura 85b), o campo elétrico é variado de $1,12 \text{ V/cm}$ a $1,33 \text{ V/cm}$ com a direção de aplicação alinhada em três ângulos diferentes marcados no gráfico b da figura 85, em 30° , 140° e 190° . Os resultados são mostrados na figura 86a e podemos observar que apresentam o mesmo comportamento discutido na seção 4.1.4, ou seja, os picos de ressonância são perdidos pelo alargamento na transferência, neste caso o processo é independente da amplitude do campo elétrico, mas parece depender da direção em que o campo é aplicado. A figura 86b mostra a fração dos átomos transferida para o estado $39P_{3/2}$ em função do ângulo entre a direção de aplicação do campo elétrico e o eixo da AOD (eixo

x), podemos observar um máximo na transferência por volta do ângulo de 180° , semelhante ao observado na figura 85a.

Figura 86 - a) Varredura da amplitude de campo elétrico para três ângulos a direção entre o campo e o eixo da AOD (eixo x), as varreduras foram realizadas para a maior densidade da amostra para os ângulos de 30° , 140° e 190° . b) Fração transferida para o estado $39P_{3/2}$ em função do ângulo de aplicação do campo elétrico fixo de $1,23 \text{ V/cm}$, provado durante o tempo de vida da AOD.

Fonte: Elaborado pelo autor.

Observamos o mesmo comportamento nos experimentos realizados na configuração de menor dimensão radial da AOD ($38 \mu\text{m}$), utilizamos dois diâmetros do feixe de excitação, $100 \mu\text{m}$ que excita ao estado de Rydberg apenas partes dos átomos aprisionados na região central da AOD abrangido no máximo 20% do volume total, e $400 \mu\text{m}$ levando ao estado de Rydberg átomos distribuídos em 80% do volume total da armadilha. A figura 87 mostra os resultados obtidos, e podemos observar que a mesma dependência angular é aplicada tanto a redução geométrica da armadilha, e independe da variação do volume de excitação da amostra. Infelizmente o comportamento angular da transferência observada na armadilha óptica mascara qualquer efeito exclusivo da dependência angular relativa apenas à interação dipolo-dipolo. Apesar de não haver parâmetros teóricos ou experimentais que descrevam esse comportamento anômalo, podemos desprezar efeitos de detecção já que o mesmo comportamento deveria ser observado na varredura realizada numa AMO comum. Um argumento consistente é a possível ocorrência de um vazamento, mesmo que muito tênue, do laser de CO_2 utilizado na criação da AOD, o qual é desligado por $20 \mu\text{s}$ apenas durante a excitação e detecção. Um vazamento de apenas 0,5% da potência de aprisionamento pode levar à rápida ionização do estado de Rydberg com tempo de vida da ordem de 10 ns , ou seja,

apenas átomos fora do centro da armadilha permanecem no estado de Rydberg no momento da detecção. Outra proposta é que devido a esse pequeno vazamento do laser de aprisionamento, os átomos no estado de Rydberg sofrem a influência de um potencial ponderomotivo criado da interação entre o elétron fracamente ligado dos átomos de Rydberg e o campo elétrico quase estático do laser de CO_2 , o aprisionamento de átomos de Rydberg em redes através de potenciais ponderomotivos foi observado por Anderson e colaboradores, (79) por apresentar polarizabilidade negativa os átomos de Rydberg sofrem a ação de uma força no sentido da posição de mínima intensidade, a existência de força ponderomotiva pode levar a situações diferentes de excitação para o estado de Rydberg para o caso em que a excitação ocorre contra ou no mesmo sentido do vetor de propagação do laser de CO_2 , esses argumentos são, contudo, apenas especulações.

Figura 87 - a) Varredura angular realizada na AOD com diâmetro de $38\ \mu m$ sob ação de campo elétrico de ressonância Förster de $1,23\ V/cm$, o feixe de excitação azul cruza a região central da amostra e possui diâmetro de $100\ \mu m$, b) O feixe de excitação azul é expandido para $400\ \mu m$ de diâmetro e cobre 80 % do volume do dipolo, o feixe é também retrorefletido pela amostra.

Fonte: Elaborado pelo autor.

5 CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Realizamos uma total reformulação do aparato experimental no decorrer da realização deste projeto de doutorado, a câmara experimental recebeu sistemas ópticos especiais para o aprisionamento dos átomos num armadilha totalmente óptica (AOD), a antiga fonte de átomos constituída por dispensers químicos de rubídio foi substituída por uma armadilha magneto óptica bidimensional independente que supre a câmara principal com átomos pré-resfriados. Como consequência aumentamos assim o tempo de vida das armadilhas, diminuindo o tempo de carregamento da AMO e assim aumentamos a taxa de repetição do experimento. Desenvolvemos e construímos um laser de excitação azul (480 nm) contínuo de estreita largura de linha para o processo de excitação, baseado numa cavidade dobradora de frequência, onde passamos a excitar estados finos de Rydberg. Obtivemos a liberdade no controle independente das intensidades e frequências dos feixes de aprisionamento, pela integração de um segundo laser de diodo independente, de construção própria, travado na frequência de rebombeio.

Outra modificação fundamental do aparato experimental foi à atualização do sistema para aplicação de campo elétrico estático e ionização seletiva da amostra, com o sistema antigo era possível apenas à aplicação de campo numa única direção ($\bar{y}$). A adoção de um conjunto de oito eletrodos independentes permite a aplicação do campo elétrico com qualquer orientação e amplitude na região da armadilha $E_{(E,\theta,\phi)}$, recurso anteriormente limitante na observação de anisotropias nos processos de transferência. Todos os resultados obtidos na configuração anterior puderam ser reproduzidos na nova configuração.

Sabemos, contudo que a interação entre campo elétrico e os estados de Rydberg traz alguns desafios no desenvolvimento dos eletrodos, um desses desafios é com relação ao controle do campo elétrico residual no interior da câmara experimental. As varreduras sistemáticas de ressonâncias Förster na excitação do estado $37D_{5/2}$ e posterior detecção do estado $39P_{3/2}$ em função do campo elétrico realizado com átomos aprisionados numa AMO tradicional, mostrou que o sistema é capaz de controlar independentemente o campo elétrico em qualquer direção espacial. O sistema ainda apresenta instabilidade com relação ao campo elétrico residual, devido tanto a polarização do material cerâmico que suporta os eletrodos, como à inomogeneidade de campo elétrico resultado da configuração de aplicação de campo e a geometria dos eletrodos. Fatores de correção dinâmicos e uma alteração na configuração de controle do campo devem ser implementados no programa de controle dos eletrodos para uma

melhor estabilização do sistema e redução da inomogeneidade. Simulações numéricas do sistema mostra que a inomogeneidade do campo pode ser alterada de $122 \text{ mV} \cdot \text{mm}^{-1}$ para $3 \text{ mV} \cdot \text{mm}^{-1}$ com a implementação das mudanças.

O aprisionamento atômico numa armadilha óptica de dipolo do tipo QUEST permite a produção de amostras com densidade variável, podendo ser alterada de $5 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ (densidade de uma AMO tradicional) à $5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$. Em um dos experimentos propostos, estudamos a transferência entre populações de Rydberg ligado a canal de interação $nD_{5/2} + nD_{5/2} \rightarrow (n+2)P_{3/2} + (n-2)F_{7/2}$ no intervalo $37 \leq n \leq 47$. Esse processo foi estudado em função da densidade da amostra no intervalo de números quânticos citado, podemos observar dois fenômenos importantes, o primeiro é o aparecimento da supressão da excitação para altas densidades. Este fenômeno esta em concordância com a criação das condições para o aparecimento do bloqueio de excitação, dada pela interação entre átomos de Rydberg próximos. Outra é o caráter binário do processo de transferência dado pela dependência quadrática da população transferida em função da população total. Estes resultados são completamente contrários aos obtidos no trabalho de Younge e colaboradores, (46) onde os autores interpretaram a saturação da transferência como uma manifestação da interação de muitos corpos. Nossos resultados, contudo, mostram que a saturação ocorre exclusivamente ao bloqueio de Rydberg e o processo é conduzido pela interação de apenas dois corpos no mesmo regime de densidade, os resultados já foram publicados. (18)

Sendo a distância internuclear e o campo elétrico estático, dois fatores determinantes no cálculo da transferência entre populações, realizamos um segundo experimento em que provamos dois picos de ressonância Förster sintonizadas pela aplicação de campo elétrico (direção y) em função da densidade de amostra. Os sinais apresentaram a perda das estruturas ressonantes com o aumento da densidade, o alargamento das transições é tão intenso, que para a densidade mais alta se apresenta como uma constante em função da amplitude do campo. O alargamento da transição não é uma surpresa já que as curvas de potenciais mostram uma região muito mais rica de cruzamentos evitados para distâncias internucleares menores, onde cada uma pode levar à transferência de estados. O cálculo da fração de transferência em função do campo elétrico e da densidade da amostra demanda o conhecimento dos potenciais para cada amplitude de campo, a geração desses potenciais é trabalhosa e está sendo tratada pelo grupo de Oklahoma. A universidade de Oklahoma possui um supercomputador disponível para a geração das curvas.

A observação da dependência angular na transferência de população, dos átomos aprisionados na armadilha magneto óptica, sob ação de campo elétrico ressonante com um pico de ressonância Förster; apresentou um máximo quando o campo é orientado na direção de propagação do feixe de aprisionamento (*laser de CO₂*), relativo ao ângulo de 180°. Esse comportamento não pode ser explicado por nenhuma dependência angular advinda da interação entre pares de átomos de Rydberg. Talvez sua manifestação esteja relacionada com a autoionização de parte da amostra, devido ao vazamento do MAO (Modulador Acusto Óptico). Este vazamento do laser de CO₂ poderia fazer com que apenas átomos na periferia da armadilha sobrevivam até a detecção e desse processo surja esse comportamento. Outro fator provável é que o vazamento do laser pode criar um potencial ponderomotivo, mudando a maneira com que o processo de excitação ocorre, contudo, estes são apenas especulações e mais resultados são necessários para uma melhor compreensão do fenômeno.

Apesar de algumas limitações, o experimento em sua fase atual possui um amplo leque de aplicações e pode produzir contribuições no estudo de anisotropias em distribuições atômicas quasi-unidimensionais e bidimensionais. Alguns exemplos são: i) carregamento de uma rede óptica em que os átomos podem ser separados por distâncias bem definidas, ii) pesquisas em que o bloqueio de Rydberg é fator determinante, como a criação de super-átomos e sistemas emaranhados. O conjunto também permite a excitação de átomos individuais separados por distâncias variadas devido à um com conjunto óptico especial adicionado durante a fase de atualização do aparato, o novo conjunto de eletrodos permite também a obtenção de imagens de íons, trazendo resolução espacial na detecção dos estados de Rydberg. O estudo de ressonâncias Förster entre dois átomos individuais e sua dependência angular em relação à orientação do campo elétrico, junto com a possibilidade de obter resolução espacial da interação é um dos principais experimentos a serem realizados neste novo sistema.

REFERÊNCIAS

- 1 JAKSCH, D. et al. Fast quantum gates for neutral atoms. **Physical Review Letters**, v. 85, n. 10, p. 2208, 2000.
- 2 LUKIN, M. D. et al. Dipole blockade and quantum information processing in mesoscopic atomic ensembles. **Physical Review Letters**, v. 87, n. 3, p. 037901, 2001.
- 3 ZANON, R. A. D. S. 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.
- 4 DE OLIVEIRA, A. L. et al. Rydberg cold collisions dominated by ultralong range potential. **Physical Review Letters**, v. 90, n. 14, p. 143002, 2003.
- 5 NASCIMENTO, V. A. et al. Motion in an ultralong-range potential in cold-Rydberg-atom collisions. **Physical Review A**, v. 73, n. 3, p. 034703, 2006.
- 6 NASCIMENTO, V. A. et al. Electric field effects in the excitation of cold Rydberg-atom pairs. **Physical Review Letters**, v. 102, n. 21, p. 213201, 2009.
- 7 CABRAL, J. S. et al. Manipulation of quantum state transfer in cold Rydberg atom collisions. **New Journal of Physics**, v. 12, n. 9, p. 093023, 2010.
- 8 CABRAL, J. S. et al. Effects of electric fields on ultracold Rydberg atom interactions. **Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics**, v. 44, n. 18, p. 184007, 2011.
- 9 BRANDEN, D. B. et al. Radiative lifetime measurements of rubidium Rydberg states. **Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics**, v. 43, n. 1, p. 015002, 2010.
- 10 MAGALHÃES, K. M. F. et al. Lifetime determination of high excited states of ^{85}Rb using a sample of cold atoms. **Optics Communications**, v. 184, n. 5-6, p. 385-389, 2000.
- 11 GALLAGHER, T. F.; COOKE, W. E. Interactions of blackbody radiation with atoms. **Physical Review Letters**, v. 42, n. 13, p. 835, 1979.
- 12 URBAN, E. et al. Observation of Rydberg blockade between two atoms. **Nature Physics**, v. 5, n. 2, p. 110-114, 2009.
- 13 ISENHOWER, L. et al. Demonstration of a neutral atom controlled-NOT quantum gate. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 1, p. 4, 2010.
- 14 ABEL, R. P. et al. Electrometry near a dielectric surface using Rydberg electromagnetically induced transparency. **Physical Review A**, v. 84, n. 2, p. 023408, 2011.
- 15 GREENE, C. H.; DICKINSON, A. S.; SADEGHPOUR, H. R. Creation of polar and nonpolar ultra-long-range Rydberg molecules. **Physical Review Letters**, v. 85, n. 12, p. 2458-2461, 2000.

- 16 CABRAL, J. S. **Ressonâncias moleculares em átomos de Rydberg frios**. 2009. 68p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2009.
- 17 KONDO, J. M. **Ressonâncias moleculares em estados nP de átomos de Rydberg frios**. 2010. 90p. Dissertação (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2010.
- 18 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.
- 19 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.
- 20 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.
- 21 GALLAGHER, T. F. **Rydberg atoms**. Cambridge: Cambridge University Press, 1994.
- 22 GALLAGHER, T. F. Rydberg atoms. **Reports on Progress in Physics**, v. 51, n. 2, p. 143, 1988.
- 23 MOURACHKO, I. et al. Many-body effects in a frozen Rydberg gas. **Physical Review Letters**, v. 80, n. 2, p. 253, 1998.
- 24 ROBICHEAUX, F.; GILL, N. M. Effect of random positions for coherent dipole transport. **Physical Review A**, v. 89, n. 5, p. 053429, 2014.
- 25 GAETAN, 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.
- 26 WILK, T. et al. Entanglement of two individual neutral atoms using Rydberg blockade. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 1, p. 010502, 2010.
- 27 CENNINI, G. et al. Bose-Einstein condensation in a CO₂-laser optical dipole trap. **Applied Physics B**, v. 77, n. 8, p. 773-779, 2003.
- 28 BALEWSKI, J. B. et al. Coupling a single electron to a Bose-Einstein condensate. **Nature**, v. 502, n. 7473, p. 664-667, 2013.
- 29 DIECKMANN, K. et al. Two-dimensional magneto-optical trap as a source of slow atoms. **Physical Review A**, v. 58, n. 5, p. 3891-3895, 1998.
- 30 GOTZ, S. et al. Versatile cold atom target apparatus. **Review of Scientific Instruments**, v. 83, n. 7, 2012.
- 31 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.

- 32 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.
- 33 CABRAL, J. D. S. **Interações entre átomos de Rydberg frios em processos de transferência populacional**. 2013. 133p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2013.
- 34 CALIRI, L. L. **Processo binário em átomos de Rydberg**. 2006. 75p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2006.
- 35 NASCIMENTO, V. A. **Dinâmica de colisões entre átomos de Rydberg frios**. 2006. 134p. Tese (Doutorado em Ciências) - Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, 2006.
- 36 OVERSTREET, K. R. et al. Observation of electric-field-induced Cs Rydberg atom macrodimers. **Nature Physics**, v. 5, n. 8, p. 581-585, 2009.
- 37 ANDERSON, W. R.; VEALE, J. R.; GALLAGHER, T. F. Resonant dipole-dipole energy transfer in a nearly frozen Rydberg gas. **Physical Review Letters**, v. 80, n. 2, p. 249, 1998.
- 38 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.
- 39 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, n. 8, p. 083003, 2006.
- 40 RYABTSEV, I. I. et al. Observation of the Stark-tuned Förster resonance between two Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 104, n. 7, p. 073003, 2010.
- 41 FLANNERY, M. R.; VRINCEANU, D.; OSTROVSKY, V. N. Long-range interaction between polar Rydberg atoms. **Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics**, v. 38, n. 2, p. S279, 2005.
- 42 SCHWETTMANN, A. et al. Cold Cs Rydberg-gas interactions. **Physical Review A**, v. 74, n. 2, p. 020701, 2006.
- 43 CARROLL, T. J. et al. Angular dependence of the dipole-dipole interaction in a nearly one-dimensional sample of Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 93, n. 15, p. 153001, 2004.
- 44 YAVUZ, D. D. et al. Fast ground state manipulation of neutral atoms in microscopic optical traps. **Physical Review Letters**, v. 96, n. 6, p. 063001, 2006.
- 45 CARROLL, T. J.; SUNDER, S.; NOEL, M. W. Many-body interactions in a sample of ultracold Rydberg atoms with varying dimensions and densities. **Physical Review A**, v. 73, n. 3, p. 032725, 2006.
- 46 YOUNGE, K. C. et al. Mesoscopic Rydberg ensembles: beyond the pairwise-interaction approximation. **Physical Review A**, v. 79, n. 4, p. 043420, 2009.

- 47 KILIAN, S. et al. Long-range interactions between alkali Rydberg atom pairs correlated to the $ns + ns$, $np + np$ and $nd + nd$ asymptotes. **Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics**, v. 38, n. 2, p. S295, 2005.
- 48 MOHAPATRA, A. K. et al. A giant electro-optic effect using polarizable dark states. **Nature Physics**, v. 4, n. 11, p. 890-894, 2008.
- 49 MAXWELL, D. et al. Storage and control of optical photons using Rydberg polaritons. **Physical Review Letters**, v. 110, n. 10, p. 103001, 2013.
- 50 FLEISCHHAUER, M.; IMAMOGLU, A.; MARANGOS, J. P. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media. **Reviews of Modern Physics**, v. 77, n. 2, p. 633-673, 2005.
- 51 GÜNTHER, G. et al. Interaction enhanced imaging of individual Rydberg atoms in dense gases. **Physical Review Letters**, v. 108, n. 1, p. 013002, 2012.
- 52 COOK, R. J. Atomic motion in resonant radiation: an application of Ehrenfest's theorem. **Physical Review A**, v. 20, n. 1, p. 224, 1979.
- 53 COOK, R. J. Theory of resonance-radiation pressure. **Physical Review A**, v. 22, n. 3, p. 1078, 1980.
- 54 FRIEBEL, S. et al. CO₂-laser optical lattice with cold rubidium atoms. **Physical Review A**, v. 57, n. 1, p. R20, 1998.
- 55 HANSCH, T. W.; COUILLAUD, B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity. **Optics Communications**, v. 35, n. 3, p. 441-444, 1980.
- 56 ASHKIN, A.; BOYD, G.; DZIEDZIC, J. Resonant optical second harmonic generation and mixing. **IEEE Journal of Quantum Electronics**, v. 2, n. 6, p. 109-124, 1966.
- 57 FALKENAU, M. **Chromium atoms in a deep optical dipole trap**. 2008. Phd (Doctorate) - Physikalisches Institut, Universität Stuttgart, Stuttgart, 2008.
- 58 ATES, C.; SEVINÇLI, S.; POHL, T. Electromagnetically induced transparency in strongly interacting Rydberg gases. **Physical Review A**, v. 83, n. 4, p. 041802, 2011.
- 59 PRITCHARD, J. D. et al. Cooperative atom-light interaction in a blockaded Rydberg ensemble. **Physical Review Letters**, v. 105, n. 19, p. 193603, 2010.
- 60 PETROSYAN, D.; OTTERBACH, J.; FLEISCHHAUER, M. Electromagnetically Induced transparency with Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 21, p. 213601, 2011.
- 61 NATARAJAN, V. High-resolution hyperfine spectroscopy of excited states using electromagnetically induced transparency. **EPL (Europhysics Letters)**, v. 72, n. 2, p. 221, 2005.

- 62 GOTZ, S. et al. Versatile cold atom target apparatus. **Review of Scientific Instruments**, v. 83, n. 7, p. 073112-6, 2012.
- 63 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.
- 64 RICCI, L. et al. A compact grating-stabilized diode laser system for atomic physics. **Optics Communications**, v. 117, n. 5–6, p. 541-549, 1995.
- 65 MENEGATTI, C. R. et al. Trap loss in a rubidium crossed dipole trap by short-range photoassociation. **Physical Review A**, v. 87, n. 5, p. 053404, 2013.
- 66 REINHARD, A. et al. Level shifts of rubidium Rydberg states due to binary interactions. **Physical Review A**, v. 75, n. 3, p. 032712, 2007.
- 67 ROBERT, L. et al. An experimental and theoretical guide to strongly interacting Rydberg gases. **Journal of Physics B: atomic, molecular and optical physics**, v. 45, n. 11, p. 113001, 2012.
- 68 REINHARD, A. et al. Rydberg-Rydberg collisions: resonant enhancement of state mixing and penning ionization. **Physical Review Letters**, v. 100, n. 12, p. 123007, 2008.
- 69 TONG, D. et al. Local blockade of Rydberg excitation in an ultracold gas. **Physical Review Letters**, v. 93, n. 6, p. 063001, 2004.
- 70 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.
- 71 HEIDEMANN, R. et al. Evidence for coherent collective Rydberg excitation in the strong blockade regime. **Physical Review Letters**, v. 99, n. 16, p. 163601, 2007.
- 72 ATES, C. et al. Many-body theory of excitation dynamics in an ultracold Rydberg gas. **Physical Review A**, v. 76, n. 1, p. 013413, 2007.
- 73 AMODSEN, C. et al. Kinetic Monte Carlo modeling of dipole blockade in Rydberg excitation experiment. **New Journal of Physics**, v. 10, n. 4, p. 045031, 2008.
- 74 ROBERT-DE-SAINT-VINCENT, M. et al. Spontaneous avalanche ionization of a strongly blockaded rydberg gas. **Physical Review Letters**, v. 110, n. 4, p. 045004, 2013.
- 75 SCHWARZKOPF, A.; SAPIRO, R. E.; RAITHEL, G. Imaging spatial correlations of Rydberg excitations in cold atom clouds. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 10, p. 103001, 2011.
- 76 SCHWARZKOPF, A. et al. Spatial correlations between Rydberg atoms in an optical dipole trap. **Physical Review A**, v. 88, n. 6, p. 061406, 2013.
- 77 GURIAN, J. H. et al. Observation of a resonant four-body interaction in cold cesium Rydberg atoms. **Physical Review Letters**, v. 108, n. 2, p. 023005, 2012.

78 TALLANT, J. et al. Observation of blueshifted bltralong-range Cs₂ Rydberg molecules. **Physical Review Letters**, v. 109, n. 17, p. 173202, 2012.

79 ANDERSON, S. E.; YOUNGE, K. C.; RAITHEL, G. Trapping Rydberg atoms in an optical lattice. **Physical Review Letters**, v. 107, n. 26, p. 263001, 2011.