UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS

RAFAEL ROTHGANGER DE PAIVA

INVESTIGAÇÃO DO PROCESSO DE
FOTO-IONIZAÇÃO ASSOCIATIVA
EM SITUAÇÕES COM BAIXA
DIMENSÃO

São Carlos
Fevereiro - 2009

RAFAEL ROTHGANGER DE PAIVA

**INVESTIGAÇÃO DO PROCESSO DE
FOTO-IONIZAÇÃO ASSOCIATIVA
EM SITUAÇÕES COM BAIXA
DIMENSÃO**

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

Área de Concentração: Física Básica
Orientador: Prof. Dr. Vanderlei Salvador
Bagnato

São Carlos
Fevereiro - 2009

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

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

Paiva, Rafael Rothganger de

Investigação do processo de foto-ionização associativa em situações com baixa dimensão./Rafael Rothganger de Paiva; orientador Vanderlei Salvador Bagnato.-- São Carlos, 2009. 70p.

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

1. Colisões atômicas. 2. Armadilha magneto-óptica. 3. Atomotron. 4. Foto-ionização associativa. 5. Estado molecular repulsivo. 6. Cruzamento evitado. I. Título.

FOLHA DE APROVAÇÃO

Rafael Rothganger de Paiva

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

Aprovado em: 17/02/2009

Comissão Julgadora

Prof. Dr. Vanderlei Salvador Bagnato

Instituição: IFSC/USP

Assinatura

Prof. Dr. Reginaldo de Jesus Napolitano

Instituição: IFSC/USP

Assinatura

Prof. Dr. Flávio Caldas da Cruz

Instituição: UNICAMP

Assinatura

Dedicatória

à minha mãe, meu pai e Renata, pelo apoio, amor e compreensão

Agradecimentos

Ao Prof. Vanderlei por me orientar, pela sua incrível capacidade de conciliar seu afazeres e ser um excelente mentor, pela sua inspiração, pelo entusiasmo e empenho em fazer física de fronteira.

Ao Prof. Marcassa por esclarecer minhas duvidas ,histórias , churrascos e pela casa em que morei durante o mestrado.

A Kilvia e o Emanuel por me acolherem e me ajudarem a desvendar os segredos do laboratório de física atômica, e me auxiliarem nas horas críticas.

Ao Daniel pelos conhecimentos transmitidos e o auxílio quando todas as opções haviam se esgotado.

Aos companheiros de laboratório, Riaz pela sua luta diária com os lasers de corante e Rodrigo pela sua ajuda nas medidas.

Aos colegas ,do laboratório Jorge e Eduardo, da oficina eletrônica João e Zé e aos colegas de curso.

As secretárias do grupo Bel e Benê.

Ao pessoal da biblioteca.

Ao pessoal da oficina mecânica.

Ao meus amigos de sempre, Jader e sua dedicação inabalável, Marcão e sua hiperatividade contagiante, Magda e seus comentários sagazes e cômicos, Filipão e sua descontração, Militar e sua vontade de ferro.

Aos amigos de São Paulo, Eduardo, Maurício, Flávio e Diego.

Ao Alexandre Lopes por me ensinar a arte suave e pelos momentos de descontração.

Ao Botini, Kelly, Carol, Raquel e Cauê por passarem por minha vida.

Ao Jorge, Rosa, Mônica e Felipe minha nova família.

A minha família.

A Renata Nobrega Florindo, amor da minha vida, por todos os momentos que passamos juntos e por aceitar ser parte da minha vida para sempre.

“Advertência : Este pequeno tratado é tirado de uma obra mais extensa que outrora realizei sem ter medido minhas forças, e que abandonei há muito tempo. Dos vários fragmentos que se podia tirar do que fora feito, este é o mais importante e me pareceu o menos indigno de ser oferto ao público.O resto não existe mais.”

— JEAN JACQUES ROUSSEAU (1712 - 1778)

*“Nada na vida deve ser temido, somente compreendido.
Agora é hora de compreender mais para temer menos.”*

— MARIE CURIE (1867 - 1934)

Resumo

Paiva, R.R. **Investigação do processo de foto-ionização associativa em situações com baixa dimensão**. 2009. 70p. Dissertação (Mestrado)- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo

Neste trabalho estudamos o processo de foto-ionização associativa (PAI) em uma amostra fria de átomos de sódio com o objetivo entender os efeitos dos estados repulsivos e dimensão da colisão. Realizamos experimentos de PAI com duas cores em uma armadilha magneto-óptica adicionando um feixe de prova com intensidade, frequências e polarização ajustáveis. O formato dos átomos aprisionados também foi uma das variáveis no estudo da PAI. Para os átomos em formação esférica, observamos uma mudança marcante no comportamento da constante de taxa de formação da foto-ionização associativa (K_{PAI}) para um determinado domínio de frequências, e essa mudança no comportamento pode ser atribuída a participação de estados moleculares repulsivos na PAI e a formação de um possível cruzamento evitado entre os níveis moleculares. No atomotron, armadilha atômica em forma de anel, variamos a polarização do laser de prova e constatamos que a razão entre K_{PAI} das polarizações paralela e perpendicular ao movimento dos átomos é igual a 4. Uma comparação entre K_{PAI} do atomotron e o da armadilha esférica em função da intensidade do feixe de prova, nos mostrou uma diferença no comportamento e no valor da constante de taxa.

Palavras-chave: Colisões atômicas. Armadilha Magneto-óptica. Atomotron. Foto-ionização associativa. Estado molecular repulsivo. Cruzamento evitado.

Abstract

Paiva,R.R. **Photoassociative ionization in situations with low dimensions.** 2009. 70p. Dissertação (Mestrado)- Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo

Photoassociative ionization (PAI) in a cold sample of sodium atoms was the main subject of our studies as a way to understand the effects of repulsive states and collision dimensions. Two-color PAI experiment were performed in a magneto-optical trap (MOT) through the addition of a probe laser beam, the intensity, polarization and frequency of that probe laser were tunable. The shape of the trapped atoms also could be changed. In a spherical shape MOT, we observed a marked change in the PAI rate constant K_{PAI} for a definite frequency range, and that change can be attributed to the influence of repulsive molecular states and the a possible formation of an avoided crossing between molecular levels. In atomotron, ring shaped mot, we changed the polarization of the probe beam, and saw that the ratio between K_{PAI} for a polarization parallel to the atoms motion and a perpendicular one is 4. Comparing the K_{PAI} as a function of the intensity between a spherical shaped mot and atomotron showed us a difference in the behavior and the value of the rate constant.

Keywords: Atomic collisions .Magneto-Optical Trap. Atomotron. Photo associative ionization. Repulsive molecular state. Avoided crossing.

Lista de Figuras

Figura 1 -	Representação esquemática de uma armadilha magneto-óptica em três dimensões	19
Figura 2 -	Representação esquemática de uma armadilha magneto-óptica em uma dimensão	20
Figura 3 -	Representação esquemática da formação do atomotron. S_{1y} , S_{2y} , S_{1z} e S_{2z} são os deslocamentos dos feixes no plano yz .	22
Figura 4 -	Foto do atomotron de átomos de sódio	23
Figura 5 -	Representação das Linhas D_1 (a) e D_2 (b) do átomo de sódio , suas respectivas estruturas hiperfinas com as frequências de transição e as frequências de aprisionamento representadas pelas setas. Dados retirados da referência (1)	26
Figura 6 -	Diagrama de níveis representando o processo de foto-ionização associativa em quatro passos. R_i é a distância entre os núcleos antes de absorver o primeiro fóton, e R_2 é a distância internuclear antes do terceiro passo. Os estados diatômicos de longa distância do Na_2 são mostrados.	27
Figura 7 -	Movimento clássico vibracional $R(t)$ e a probabilidade de sobrevivência do par $Na - Na^*$ ao decaimento radiativo, O par inicialmente estacionário é excitado em $R = 270 \text{ \AA}$. .	30
Figura 8 -	$L(\Delta_1, \Delta_2)$ em função de Δ_2 para $\Delta_1 = 30$	34
Figura 9 -	Diagrama esquemático do arranjo experimental. DF é divisor de feixes, MEO é o modulador eletro óptico, DZ é o desacelerador Zeeman e CAS são as células de absorção saturada	36

Figura 10 - Modulo do campo magnético medido (pontos vermelhos) e o campo esperado (curve em preto) em função da distância (z)	38
Figura 11 - Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados	40
Figura 12 - Diagrama de níveis para um par em processo de colisão representando (a) componentes hiperfinas do estado fundamental e do primeiro excitado e os potenciais moleculares de longo alcance repulsivo e atrativo e (b) rascunho do cruzamento evitado.	43
Figura 13 - Trásferência de população na presença das frequências de aprisionamento (ω_a), de rebombeio (ω_r) e de prova (ω_p): (a) população do estado fundamental no estado $S(F = 2)$ (b) população do estado fundamental no estado $S(F = 1)$	44
Figura 14 - Logaritmo da taxa de íons por segundo em função do deslocamento do feixe de prova (a) $\Delta\omega$ variando entre 200–1600 MHz para o azul da assíntota do estado $S(F = 2) + P_{3/2}$ (b) $\Delta'\omega$ variando entre 200 – 1600 MHz para o azul da assíntota do estado $S(F = 1) + P_{3/2}$	46
Figura 15 - Representação esquemática da montagem experimental utilizada para formar e medir o atomotron	49
Figura 16 - Contante de taxa da PAI em função do orientação relativa entre o eixo z e a polarização do feixe de prova. Assumindo o eixo preferencial de colisão sendo na direção z. Intensidade do laser de prova 50 W/cm^2 e com frequência ao redor da linha D_2	51
Figura 17 - Constante de taxa de PAI em função da intensidade para o atomotron e para a armadilha tridimensional	53
Figura 18 - Modulo da contante de taxa de foto-ionização associativa em função da intensidade do laser de prova (a) para o atomotron (b) para a armadilha tridimensional	54

Sumário

1	Introdução	14
2	Revisão Teórica	17
2.1	Efeito Zeeman	17
2.2	A armadilha magneto-optica (MOT)	18
2.2.1	Atomotron	21
2.3	Aprisionamento de átomos de sódio	25
2.4	Foto-ionização associativa em átomos de sódio	26
2.4.1	Foto-ionização associativa em quatro passos, o modelo de Gallagher	27
3	Sistema Experimental	35
3.1	Fonte de átomos	36
3.2	Desacelerador Zeeman	37
3.2.1	O campo magnético	37
3.3	Os lasers	39
3.3.1	O laser de prova	39
3.4	A aquisição de dados	39
4	Investigação da PAI com a participação de estados repulsivos	42
4.1	Experimento de PAI com duas cores	42
4.2	O efeito de estados repulsivos na PAI	45

5	Investigação da PAI no atomotron	48
5.1	O efeito da polarização do laser de prova	48
5.2	PAI em função da intensidade do laser de prova	52
6	Conclusões	55
	Referências	57
	Apêndice A – Artigo Publicado na Optics Communication	59
	Apêndice B – Artigo Publicado na Laser Physics Letters	65

1 Introdução

Antes do resfriamento a laser (2–6) o processo de colisão não podia ser estudado em detalhes devido ao curto tempo de interação nesse processo. Em amostras de átomos frios o tempo de colisão se torna suficientemente longo tal que permita a observação da influência dos níveis estruturais da amostra no processo de colisão. Assim podemos estudar desde processos de colisão fundamentais até otimizar o processo de resfriamento evaporativo que ocorre durante a produção de fluidos quânticos.

Um longo tempo de interação permite também a ocorrência de transições múltiplas, e um dos principais processos que ocorre devido a essas várias transições é o processo de foto-ionização associativa (PAI) (6–9). A PAI tem sido de fundamental importância nos estudos de colisões atômicas por ser um processo de ionização inelástico que oferece uma alta eficiência de detecção e sensibilidade. O processo de PAI entre átomos de sódio ocorre devido a presença das frequências ópticas necessárias para o aprisionamento dos átomos nas armadilhas magneto-ópticas (10,11). Um laser com frequência, polarização e intensidade variáveis pode ser incidido no MOT para observarmos o comportamento da constante de taxa da PAI e, portanto, experimentalmente mapear o processo de foto-ionização as-

sociativa.

Experimentos de colisão atômica são geralmente feitos em armadilhas magneto-ópticas tridimensionais por ser relativamente fácil produzir e aprisionar amostras. Experimentos de PAI envolvendo essa armadilha 3D foram realizados anteriormente com uma cor (12), duas cores (13). Assim, uma observação na mudança do comportamento da foto-ionização associativa é importante para corrigir interpretações de fenômenos que foram realizados anteriormente e ajudar em interpretações futuras.

As armadilhas tridimensionais entretanto, não permitem a investigação de processos colisionais dependentes da orientação ou do alinhamento do eixo de colisão com a polarização dos feixes que realizam as transições nestes processos, já que as colisões ocorrem em todas as direções. Uma medida na constante de taxa de formação da PAI resulta em uma média sobre as contribuições de todas as direções. Para superar esta complicação criamos um armadilha em forma de anel, na qual os átomos são mantidos em um movimento circular contínuo usando a força de vórtex (14), que é uma consequência do desalinhamento dos feixes de aprisionamento. Este tipo de sistema já foi utilizado para o estudo da formação de moléculas frias de $^{85}\text{Rb}_2$ através da foto-associação; foi usado na referência (15). Outros tipos de configurações para o estudo da dependência do processo de colisão também já foram feitos utilizando outras configurações de feixes atômicos (16, 17).

O estudo no processo de formação molecular nos proporciona o entendimento dos fundamentos da química, assim um sistema unidimensional como o atomotron

abre portas para uma nova química: a química de baixas dimensões, onde deixamos de olhar para médias sobre as orientações e passamos a observar a formação molecular em sua forma mais simples. Fenômenos que antes estavam encobertos, passam agora a ser uma parte contribuinte dos resultados observados.

Tivemos como objetivo estudar o processo de PAI com duas cores em um MOT 3D em função da frequência do laser de prova para um maior entendimento da participação dos estados moleculares repulsivos na foto-ionização associativa, observar como a polarização da luz influencia na formação de íons em um atomotron e comparar o comportamento da constante de taxa de PAI em função da intensidade para o MOT 3D e o atomotron. No segundo capítulo temos uma introdução ao efeito Zeeman, uma revisão do funcionamento da armadilha magneto-óptica e suas possíveis configurações, os níveis do átomo de sódio e uma descrição do processo de foto-ionização associativa. No terceiro capítulo temos uma descrição detalhada do sistema experimental, e no quarto e quinto capítulos temos a apresentação dos resultados e o último é reservado para as conclusões que podemos tirar dos experimentos.

2 *Revisão Teórica*

Começaremos explicando um efeito essencial para nossos experimentos: o efeito Zeeman que utilizamos tanto para o aprisionamento quanto para o desaceleramento dos átomos de sódio, o princípio de funcionamento da armadilha magneto-óptica e como se forma o atomotron, uma explicação sobre o átomo de sódio e por último o processo de foto-ionização associativa. A base teórica apresentada neste capítulo é direcionada ao entendimento dos fenômenos observados.

2.1 Efeito Zeeman

Começaremos com um átomo hidrogenóide cujo estado é dado por $|n, l, m_l\rangle$ sendo n o número quântico principal, l o número quântico do momento angular e m_l é o numero quântico magnético. O estado de spin do elétron de valência é dado por $|s, m_s\rangle$. O acoplamento do spin com o momento angular L nos dá o momento angular total $J = L + S$. Acoplando o momento angular total com o momento de spin nuclear I obtemos o momento angular total do átomo $F = J + I$, assim o estado total do átomo é dado por $|\alpha, F, m_F\rangle$, onde α representa todos os números quânticos que não são dados explicitamente, F pode ter valores iguais a $|I - j|, |I - j| + 1, \dots, I + j - 1, I + j$. Para um dado F m_F

varia entre $-F, -F + 1, \dots, F - 1, F$.

Na ausência de campo magnético, todos os estados com o mesmo valor de F são energeticamente degenerados e essa degenerescência é levantada na presença de um campo magnético. Considerando que a interação do campo magnético com o átomo é pequena comparada com o acoplamento spin-órbita, o deslocamento na energia devido a esse campo magnético é dado por

$$\Delta E_z = g_F m_F B_z \mu_B \quad (2.1)$$

onde μ_B É o magnéton de Bohr dado por $\mu_B \equiv e\hbar/2m_e c$, B_z é a intensidade do campo magnético na direção z , m_F o numero quântico magnético e

$$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} \quad (2.2)$$

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.3)$$

são fatores de Landé (18),

2.2 A armadilha magneto-optica (MOT)

A armadilha magneto-óptica (MOT) utiliza o gradiente do campo magnético radial produzido por um campo de quadrupolo e três pares de feixes contra-propagantes, de luz circularmente polarizada, com frequência para o vermelho da transição atômica e que se encontram em ângulos retos onde o campo magnético é zero, para produzir uma força restauradora que empurra os átomos para a origem.

Para entender o funcionamento da armadilha vamos considerar o caso unidimensional onde um átomo de dois níveis, com transição $J=0$ para $J=1$ ($\Delta M_J =$

Figura 1 – Representação esquemática de uma armadilha magneto-óptica em três dimensões

± 1) se movimentam ao longo do eixo z . Este átomo está sujeito a um campo magnético que aumenta linearmente com a distância percorrida no eixo z . Devido ao efeito Zeeman (Eq2.1), este campo magnético divide os subníveis magnéticos energeticamente dependendo da posição exata em que o átomo se encontra. Um diagrama com o deslocamento de energia devido ao efeito Zeeman se encontra na figura 2. Os feixes contra propagantes, com polarizações circulares opostas e deslocamento de frequência para o vermelho servem para manter o átomo em $z=0$. Como podemos ver na figura 2 um átomo se movendo ao longo de $+z$ irá espalhar fótons com polarização σ^- a uma taxa maior que a taxa de espalhamento dos fótons com polarização σ^+ . De um modo similar se o átomo se move ao longo de $-z$ ele irá espalhar fótons com polarização σ^+ a uma taxa maior que espalhamento de fótons com polarização σ^- .

Segundo a referencia (19) as expressões para a pressão de radiação para um átomo se movendo em $+z$ e $-z$, já levando em conta o efeito Doppler e o efeito

Figura 2 – Representação esquemática de uma armadilha magneto-óptica em uma dimensão

Zeeman são respectivamente:

$$F_{1z} = -\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} |\Omega_0|^2}{(\Delta\omega + kv_z + \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z)^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2 |\Omega_0|^2} \quad (2.4)$$

$$F_{2z} = +\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} |\Omega_0|^2}{(\Delta\omega - kv_z - \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z)^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2 |\Omega_0|^2} \quad (2.5)$$

Se os feixes estão com um deslocamento de aproximadamente Γ para o vermelho, o efeito Doppler do movimento atômico vai introduzir um termo dependente da velocidade à força restauradora, de modo que para pequenos deslocamentos e pequenas velocidades, a força restauradora pode ser expressa como a soma entre um termo linear com velocidade e um termo linear com o deslocamento.

$$F_{MOT} = F_{1z} + F_{2z} = -\alpha \dot{z} - Kz \quad (2.6)$$

Este tratamento foi feito para uma dimensão, mas pode ser generalizado para três dimensões.

$$\vec{F}_{MOT} = m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -\alpha \dot{\vec{r}} - K \vec{r} \quad (2.7)$$

com

$$\alpha = \hbar k \Gamma \frac{16 |\Delta'| (\Omega')^2 (k/\Gamma)}{[1 + 2(\Omega')^2]^2 \left[1 + \frac{4(\Delta')^2}{1+2(\Delta')^2}\right]^2} \quad (2.8)$$

e

$$\alpha = \hbar k \Gamma \frac{16 |\Delta'| (\Omega')^2 (\frac{d\omega_0}{dz})}{[1 + 2(\Omega')^2]^2 \left[1 + \frac{4(\Delta')^2}{1+2(\Delta')^2}\right]^2} \quad (2.9)$$

2.2.1 Atomotron

O atomotron consiste em átomos aprisionados em uma nuvem em forma de anel. Esta pode ser obtida através do desalinhamento dos feixes lasers do plano. No caso da figura 3, o desalinhamento foi feito nos feixes do plano yz , e o desalinhamento é menor que a cintura do feixe.

Vamos agora ver como o desalinhamento dos feixes muda a força de aprisionamento, o do tratamento aqui representado é simplificado mas muito útil para o entendimento da formação do atomotron.

Vamos considerar um perfil de intensidades Gaussiano, já que este é o único que possibilita a formação do atomotron, para os feixes lasers:

$$\Omega = \Omega_0 e^{-(r/2w)^2} \quad (2.10)$$

onde w é o comprimento da cintura do feixe.

Levando em consideração deslocamentos menores que a cintura do feixe, e

Figura 3 – Representação esquemática da formação do atomotron. S_{1y} , S_{2y} , S_{1z} e S_{2z} são os deslocamentos dos feixes no plano yz

substituindo nas Equações 2.4 e 2.5 e suas análogas para o eixo y. temos:

$$F_{1z} = -\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{y+S_{1y}}{2w}\right]^2 \right|^2}{(\Delta\omega + kv_z + \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z)^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2 \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{y+S_{1y}}{2w}\right]^2 \right|^2} \quad (2.11)$$

$$F_{2z} = +\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{y-S_{2y}}{2w}\right]^2 \right|^2}{(\Delta\omega - kv_z - \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z)^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2 \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{y-S_{2y}}{2w}\right]^2 \right|^2} \quad (2.12)$$

$$F_{1y} = -\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{z+S_{1z}}{2w}\right]^2 \right|^2}{(\Delta\omega + kv_z + \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z)^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2 \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{z+S_{1z}}{2w}\right]^2 \right|^2} \quad (2.13)$$

$$F_{2y} = +\frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{z-S_{2z}}{2w}\right]^2 \right|^2}{(\Delta\omega - kv_z - \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z)^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2 \left| \Omega_0 \exp\left[-\frac{z-S_{2z}}{2w}\right]^2 \right|^2} \quad (2.14)$$

Podemos considerar que o módulo do deslocamento da frequência é muito maior que a soma dos efeitos Zeeman e Doppler ($|\Delta\omega| \gg kv_z - \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dz} z$), assim temos:

$$F_{ij} = \pm \frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \Omega_i(R)^2}{(\Delta\omega^2 - 2\Delta\omega(\vec{k} \cdot \vec{v} \mp \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dr} r)) + (\Gamma/2)^2 + 1/2 \Omega_i(R)^2} \quad (2.15)$$

Figura 4 – Foto do atomotron de átomos de sódio

Logo:

$$F_{ij} = \pm \frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \Omega_i(R)^2}{\left(1 - \frac{2\Delta\omega(\vec{k} \cdot \vec{v} \mp \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dr} r)}{\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2\Omega_i(R)^2}\right) (\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2\Omega_i(R)^2)} \quad (2.16)$$

Supondo que: $2\Delta\omega(\vec{k} \cdot \vec{v} \mp \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dr} r) \ll \Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2\Omega_i(R)^2$

$$F_{ij} = \pm \frac{\hbar k}{2} \Gamma \frac{\frac{1}{2} \Omega_i(R)^2}{(\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2\Omega_i(R)^2)} \left(1 + \frac{2\Delta\omega(\vec{k} \cdot \vec{v} \mp \frac{\mu_B}{\hbar} \frac{dB}{dr} r)}{\Delta\omega^2 + (\Gamma/2)^2 + 1/2\Omega_i(R)^2}\right) \quad (2.17)$$

Portanto, a força de aprisionamento pode ser escrita como:

$$F_z = -\alpha \dot{z} - Kz + F_{Vz}(y) \quad (2.18)$$

onde

$$F_{Vz}(y) = \frac{\hbar k}{2} \Gamma \left(\frac{\frac{1}{2} \Omega_{z1}^2 e^{-\frac{(y+S_{y1})^2}{2w^2}}}{\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{z1}^2 e^{-\frac{(y+S_{y1})^2}{2w^2}}} - \frac{\frac{1}{2} \Omega_{z2}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}}}{\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{z2}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}}} \right) \quad (2.19)$$

$$\alpha = \frac{\hbar k^2}{2} \Gamma \left(\frac{\Omega_{z1}^2 e^{-\frac{(y+S_{y1})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{z1}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}} \right)^2} + \frac{\Omega_{z2}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{z2}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}} \right)^2} \right) \quad (2.20)$$

$$K = \frac{k}{2} \Gamma \frac{dB}{dz} \left(\frac{\Omega_{z1}^2 e^{-\frac{(y+S_{y1})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{z1}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}} \right)^2} + \frac{\Omega_{z2}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{z2}^2 e^{-\frac{(y-S_{y2})^2}{2w^2}} \right)^2} \right) \quad (2.21)$$

Temos equações análogas para a coordenada y:

$$F_y = -\alpha' \dot{z} - K' z + F_{Vy}(z) \quad (2.22)$$

$$F_{Vy}(z) = \frac{\hbar k}{2} \Gamma \left(\frac{\frac{1}{2} \Omega_{y1}^2 e^{-\frac{(z+S_{z1})^2}{2w^2}}}{\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{y1}^2 e^{-\frac{(z+S_{z1})^2}{2w^2}}} - \frac{\frac{1}{2} \Omega_{y2}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}}}{\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{y2}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}}} \right) \quad (2.23)$$

$$\alpha' = \frac{\hbar k^2}{2} \Gamma \left(\frac{\Omega_{y1}^2 e^{-\frac{(z+S_{z1})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{y1}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}} \right)^2} + \frac{\Omega_{y2}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{y2}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}} \right)^2} \right) \quad (2.24)$$

$$K' = \frac{k}{2} \Gamma \frac{dB}{dy} \left(\frac{\Omega_{y1}^2 e^{-\frac{(z+S_{z1})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{y1}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}} \right)^2} + \frac{\Omega_{y2}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}}}{\left(\Delta\omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_{y2}^2 e^{-\frac{(z-S_{z2})^2}{2w^2}} \right)^2} \right) \quad (2.25)$$

Como podemos notar nas equações 2.18 e 2.22 há o surgimento de um terceiro termo na força de aprisionamento, e este termo chamamos de força de vórtex. Vamos agora ter uma idéia de como essa força atua no MOT: considere o caso onde todos os feixes tem a mesma intensidade ($\Omega_{z1} = \Omega_{z2} = \Omega_{y1} = \Omega_{y2} = \Omega_0$), que todos os desalinhamentos são iguais ($S_{y1} = S_{y2} = S_{z1} = S_{z2} = S$) e que a cintura

do feixe é muito maior que o desalinhamento ($w \gg S$) (14). Considerando este caso particular e fazendo as seguintes aproximações: expansão da frequência de Rabi em potências de $(r_i \pm S)^2/w^2$ até terceira ordem e desprezando a dependência espacial da frequência de Rabi no denominador da força de radiação, obtemos a seguinte expressão para a força de vórtex:

$$F_{vortex} = \frac{S}{w} \frac{\hbar \Gamma \Omega_0^2}{\Delta \omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_0^2} \left[\left(\frac{z^3}{w^3} - \frac{z}{w} \right) \hat{y} - \left(\frac{y^3}{w^3} - \frac{y}{w} \right) \hat{z} \right] \quad (2.26)$$

Esta força pode ser expressa como o rotacional de um vetor $\vec{H}$, que é dado por:

$$\vec{H} = \frac{S}{w} \frac{\hbar \Gamma \Omega_0^2}{\Delta \omega^2 + (\frac{\Gamma}{2})^2 + \frac{1}{2} \Omega_0^2} \left(\frac{z^4 + y^4}{4w^4} - \frac{z^2 + y^2}{2w^2} \right) \hat{x} \quad (2.27)$$

Isto nos mostra que a força de vórtex é tangencial e impõe um movimento de rotação sobre os átomos aprisionados.

2.3 Aprisionamento de átomos de sódio

O aprisionamento de átomos de sódio segue os princípios apresentados na seção 2.2, mas sua estrutura é muito mais complexa como podemos ver na figura 5 que mostra as duas linhas D (transição de $L = 0 \rightarrow L = 1$) do átomo de sódio. Temos a linha D_1 que é a transição ($3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{1/2}$) e a linha D_2 ($3^2S_{1/2} \rightarrow 3^2P_{3/2}$). Estamos mais interessados na linha D_2 já que a transição de aprisionamento é $3^2S_{1/2}(F = 2) \rightarrow 3^2P_{3/2}(F = 3)$. Porém, só um laser nessa transição não funcionaria para aprisionar os átomos, pois após alguns ciclos de absorção-emissão acabariam no estado $3^2S_{1/2}(F = 1)$ através da transição

Figura 5 – Representação das Linhas D_1 (a) e D_2 (b) do átomo de sódio, suas respectivas estruturas hiperfinas com as frequências de transição e as frequências de aprisionamento representadas pelas setas. Dados retirados da referência (1)

$(3^2P_{3/2}(F = 2) \rightarrow 3^2S_{1/2}(F = 1))$ assim acrescentado um laser nessa transição recolocamos o átomo no processo de aprisionamento.

2.4 Foto-ionização associativa em átomos de sódio

O primeiro experimento a observar a formação de íons pelo processo de foto-ionização associativa foi realizado pelo grupo do John Weiner (Universidade de Maryland) em colaboração com o grupo do William Phillips (NIST) (20). Neste experimento um feixe de átomos de sódio era desacelerado e aprisionado em uma armadilha puramente óptica formando um "melaço" óptico (optical molasses), para então serem aprisionados por uma armadilha de dipolo, onde se conseguia uma densidade de 10^{10} átomos por cm^3 ; os processos de aprisionamento e desaceleração eram alternados no tempo.

Figura 6 – Diagrama de níveis representando o processo de foto-ionização associativa em quatro passos. R_i é a distância entre os núcleos antes de absorver o primeiro fóton, e R_2 é a distância internuclear antes do terceiro passo. Os estados diatômicos de longa distância do Na_2 são mostrados.

2.4.1 Foto-ionização associativa em quatro passos, o modelo de Gallagher

O modelo de Gallagher (8, 21) assume que as posições nucleares sejam bem definidas, movimento nuclear clássico, baixas potências tais que as transições não estejam saturadas e que a ionização associativa seja proporcional ao produto das intensidades ($I_1 I_2$) dos passos 1 e 3 da figura 6 (8).

O primeiro passo é excitar o par $Na - Na$ (estado 0) a uma separação inicial entre R_i e $R_i + dR_i$ para o potencial atrativo $Na^* - Na$ (estado 1) por meio de um fóton com frequência ω_1 . Isto ocorre a uma taxa por unidade de volume que definimos como $nB(R_i, \omega_1)$. Em um vapor uniformemente distribuído de

densidade atômica n a densidade de pares atômicos com uma separação entre R_i e $R_i + dR_i$ é $(n^2/2)(4\pi R_i^2 dR_i)$. Lembrando que a taxa de excitação para um átomo de dois níveis estacionário com uma frequência de transição ω_0 por uma frequência ω_1 e intensidade I_1 é dada por :

$$\frac{I_1}{\hbar\omega_1} \frac{\lambda^2}{2\pi} \left[1 + \frac{4}{\gamma_A} (\omega_1 - \omega_0)^2\right]^{-1} \quad (2.28)$$

onde γ_A é a taxa de emissão espontânea e λ é o comprimento de onda da radiação. A taxa de absorção de um par atômico "estacionário" a uma distância internuclear R_i é similar 'à equação 2.28 com a substituição de ω_0 por ω'_0 :

$$\omega'_0 = \omega_0 + \frac{V^*(R_i) - V(R_i)}{\hbar} \quad (2.29)$$

onde $V^*(R_i)$ é o potencial de interação entre o Na(3S) e o Na(3P) e é dado por $V^*(R_i) = -C_3/R_i^3$, e $V(R_i)$ é o potencial entre Na(3S) e Na(3S), que para a região que estamos interessados é aproximadamente 0 ($V(R_i) \approx 0$). Com isso a taxa por unidade de volume, $nB(R_i, \omega_1)$; fica:

$$nB(R_i, \omega_1)_{01} dR_i = \frac{n^2}{2} 4\pi R_i^2 dR_i \frac{I_1}{\hbar\omega_1} \frac{\lambda_1^2}{2\pi} \frac{g^*/g}{1 + 4[\omega_1 - \omega_0 - V'(R_i)]^2/\gamma^2} \quad (2.30)$$

onde $V'(R_i) = -C/\hbar R_i^3$, g e g^* são os pesos estatísticos dos estados $Na - Na$ e $Na - Na^*$ respectivamente. Para a linha D2 $g^*/g = 1$.

O segundo passo, movimento clássico do par $Na - Na^*$, ocorre em um tempo $t^*(R_i, R_2)$ e a probabilidade de alcançar R_2 está sujeita a um decaimento radiativo

exponencial que denominamos fator de sobrevivência do par $e^{-\gamma t(R_i, R_2)}$. O par $Na - Na^*$ está ligado a um potencial atrativo $V(R)^{**}$, e sofre sucessivas vibrações $R_i \rightarrow 0 \rightarrow R_i$ até que ocorra um decaimento radiativo ou uma mudança de estado eletrônico. Isto é mostrado diagramaticamente na figura 7 (8), onde pode ser visto que o fator de sobrevivência só se refere ao primeiro meio-ciclo. Se a probabilidade de atravessar a pequena região R sem uma mudança de estado de um pouco antes para um pouco depois de $t^*(R_i)$ na figura 7 (8) é denominada η_J , então a probabilidade de alcançar R_{AI} , a região onde pode ocorrer a auto-ionização, em uma vibração do átomo é dada por $\eta_J e^{-2\gamma t^*(R_i)}$, onde $2t^*(R_i)$ é o tempo da órbita no potencial. Como em cada vibração há uma possibilidade de ocorrer a transição, o fator total de sobrevivência do par tem que ser substituído pela soma sobre todas as vibrações. Com isso temos que o fator de sobrevivência do par na verdade é:

$$e^{-\gamma t^*(R_i, R_2)} \sum_{n=0}^{n=\infty} (n_J e^{-2\gamma t^*(R_i)})^n = e^{-\gamma t^*(R_i, R_2)} \frac{1}{1 - n_J e^{-2\gamma t^*(R_i)}} \quad (2.31)$$

No terceiro passo o par $Na - Na^*$ será excitado para $Na^* - Na^*$ quando este passa pela região $R_2 \rightarrow R_2 + dR_2$. A probabilidade $(P(R_i, R_2, \omega_2)_{12} dR_2)$ de isto ocorre é $B(R_i, R_2, \omega_2)_{12} dt$. Onde $dt = dR_2/v(R_i, R_2)$ o tempo de percurso na região ressonante e $v(R_i, R_2)$ a velocidade radial interatômica. Então temos para a segunda excitação:

$$P(R_i, R_2, \omega_2)_{12} dR_2 = \frac{I_2}{\hbar \omega_2} \frac{\lambda_2^2}{2\pi} \frac{g^{**}/g^*}{1 + [\omega_2 - \omega_0 + V'(R_2)]^2/\gamma^2} \frac{dR_2}{v(R_2, R_i)} \quad (2.32)$$

Figura 7 – Movimento clássico vibracional $R(t)$ e a probabilidade de sobrevivência do par $Na - Na^*$ ao decaimento radiativo, O par inicialmente estacionário é excitado em $R = 270 \text{ Å}$

Neste caso a largura de linha é 2γ já que ambos os estados superiores e inferiores da transição irradiam a uma taxa γ . Devido a esses fatos, usaremos $g^{**}/g^* \approx 2$. Os estados vibracionais e rotacionais da quase molécula não foram considerados neste cálculo.

Após o terceiro passo o sistema se encontra no estado duplamente excitado, e um dos dois processos podem ocorrer para $R_c < 10 \text{ Å}$: $Na^* + Na^* \rightarrow Na + Na^{**}$ (transferência de energia) ou $Na^* + Na^* \rightarrow Na_2^+ + e^-$. A probabilidade do par chegar a esta pequena distância como $Na^* + Na^* \rightarrow e^{-\gamma t^{**}}$ onde t^{**} é o tempo de orbita clássica de R_2 à R_c . Sendo $R_2 > 100 \text{ Å}$ que é nossa região de interesse, t^{**} é essencialmente independente de R_c para qualquer $R_c < 10 \text{ Å}$, assim por motivos de simplificação usaremos $R_c = 0$. A interação $Na^* - Na^*$ que é dada por $V_2(R)$ é muito fraca para $R > 50 \text{ Å}$ se comparada à interação atrativa de $V_1(R)$ que é o potencial da interação de $Na - Na^*$, então a velocidade de aproximação ganha no segundo passo encurta consideravelmente t^{**} se compararmos ao movimento

de dois átomos de Na^* somente com suas velocidades iniciais térmicas. A isso deve-se o fato da dominância do processo em quatro passos a baixas temperaturas.

A taxa total por unidade de volume na qual pares de $Na^* - Na^*$ alcançam $R \approx 0$ por esse processo é dada pela multiplicação das probabilidades de cada um dos passos e integrando sobre todos os possíveis R_i e $R_2 < R_i$:

$$R_4(\omega_1, \omega_2) = \int_0^\infty \int nB(R_i, \omega_1)_{01} e^{-\gamma t^*(R_i, R_2)} \frac{1}{1 - n_j e^{-2\gamma t^*(R_i)}} P(R_i, R_2, \omega_2)_{12} e^{-\gamma t^{**}(R_2, R_c)} dR_2 dR_i \quad (2.33)$$

Sendo P_{AI} a probabilidade de ionização associativa de um par $Na^* - Na^*$ que atinge a região interna, temos que a taxa total por unidade de volume na qual pares de $Na^* - Na^*$ na qual pares são autoionizados é $R_{PAI} = P_{PAI} R_4$.

Para calcular $v(R_2, R_i)$, $t^*(R_2, R_i)$ e $t^{**}(0, R_2)$ vamos supor que a velocidade interatômica inicial quando o par de Na é excitado em R_i é nula. Esta é uma boa aproximação já que para $T < 10$ mK o fator $e^{-\gamma(t^*+t^{**})}$ limita a região efetiva de R_i para menor ou igual a $400 \text{ \AA}$, onde $V^*(R) \gg kT$, ou seja, a energia cinética é muito menor que a energia de interação. Vamos considerar $V^{**}(R) = \text{constante}$ já que este é muito menor que $V^*(R)$ na região que nos importa ($R > 100 \text{ \AA}$). Com estas suposições, todo o movimento é radial e a equação clássica para o movimento do par $Na - Na^*$ (segundo passo) que advém da conservação da energia é:

$$\mu \frac{\dot{R}^2}{2} = V^*(R_i) - V^*(R) = \frac{C}{R^3} - \frac{C}{R_i^3} \quad (2.34)$$

Já o movimento do par $Na^* - Na^*$ é dado por $\dot{R} = \text{constante}$, já que o

potencial é constante.

A unidade natural de energia para este problema é $\hbar\gamma$, γ é a largura de linha radiativa, então vamos definir:

$$\Delta(R) = [V^*(\infty) - V^*(R)]/\hbar\gamma = \frac{C}{\hbar\gamma R^3} \quad (2.35)$$

Podemos também reescrever R_i e R_2 em função da frequência como as quantidades positivas $\Delta_i = \Delta(R_i)$ e $\Delta_2 = \Delta(R_2)$. Existem também duas unidades naturais de distância no problema:

$$R_N = \left(\frac{C}{\hbar\gamma}\right)^{\frac{1}{3}} \quad (2.36)$$

$$R_\tau = \left(\frac{2C}{\mu\gamma^2}\right)^{\frac{1}{5}} \quad (2.37)$$

sendo R_N a distância tal que $\Delta(R_N) = 1$ e R_τ quando $\gamma\tau^*(0, R_\tau) = 1$, ou seja, quando o tempo para ir de R_τ a 0 é igual ao tempo de vida do estado excitado.

Com isto podemos rescrever a equação de movimento do par $Na - Na^*$ como sendo

$$\dot{R} = \left(\sqrt{\frac{2\hbar\gamma}{\mu}}\right) (\Delta(R) - \Delta_i)^{\frac{1}{2}} \quad (2.38)$$

isto implica que:

$$dt = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\mu}{2\hbar\gamma}} \frac{R_N}{(\Delta(R))^{4/3} (\Delta(R) - \Delta_i)^{1/2}} \quad (2.39)$$

Logo:

$$\gamma t^* = \frac{1}{\sqrt{\frac{2\hbar\gamma}{\mu}}} \frac{1}{3} \gamma \left(\frac{C}{\hbar\gamma}\right) \int_{\Delta_i}^{\Delta} \frac{d\Delta'}{\Delta'^{4/3} (\Delta' - \Delta_i)^{1/2}} \quad (2.40)$$

E para calcularmos o tempo para ir de R_2 a 0 precisamos saber a velocidade do

par logo após ele ser excitado para $Na^* - Na^*$ já que esta será constante, e esta velocidade nada mais é que a velocidade ganha pelo par no segundo passo, ou seja:

$$\dot{R}_2 = \left(\sqrt{\frac{2\hbar\gamma}{\mu}} \right) (\Delta(R) - \Delta_i)^{\frac{1}{2}} \quad (2.41)$$

Portanto temos:

$$\gamma t^{**} = \gamma \frac{R_2}{\dot{R}(R_2)} \quad (2.42)$$

$$\gamma t^{**} = \left(\frac{R_N}{R_\tau} \right)^{\frac{5}{2}} \Delta^{-\frac{1}{3}} (\Delta - \Delta_i)^{-\frac{1}{2}} \quad (2.43)$$

temos a seguinte relação $R_{PAI} = n^2 K_{PAI}/2$. Então:

$$K_{PAI}(\Delta_i, \Delta) = P_{PAI} I_1 I_2 \left(\frac{\lambda^2}{\gamma \hbar \omega_0} \right)^2 \frac{4\pi}{9} \frac{C}{\hbar} \left(\frac{R_N}{R_\tau} \right)^{\frac{5}{2}} L(\Delta_1, \Delta_2) \quad (2.44)$$

onde $L(\Delta_1, \Delta_2)$ é dado por:

$$L(\Delta_1, \Delta_2) = \int_0^\infty d\Delta_i \int_{\Delta_i}^\infty d\Delta \frac{(1 - n_j u)^{-1}}{\Delta_i^2 \Delta^{4/3} (\Delta - \Delta_i)^{1/2}} \frac{e^{-\gamma t^*(\Delta, \Delta_i)}}{(1 + 4(\Delta_1 - \Delta_i)^2)} \frac{e^{-\gamma t^{**}(\Delta, \Delta_i)}}{(1 + (\Delta_2 + \Delta)^2)} \quad (2.45)$$

que representa basicamente a forma de linha para a formação de íons em função das frequências (Δ_1 e Δ_2) dos dois fótons envolvidos no processo. Na Eq.2.45 temos que:

$$u = e^{2\gamma t^*(\infty, \Delta_i)}$$

$$\Delta_1 = (\omega_0 - \omega_1)/\gamma$$

$$\Delta_2 = (\omega_0 - \omega_2)/\gamma$$

Figura 8 – $L(\Delta_1, \Delta_2)$ em função de Δ_2 para $\Delta_1 = 30$

Para o Na temos: $C = 8.4\text{a.u.}$, $\gamma = 1.2510^8 \text{ Hz}$, $\mu = 11.5\text{a.u.}$, $R_N = 750\text{\AA}$,

$R_{\text{tau}} = 320\text{\AA}$ e $P_{AI} = 0.003$ e com isso:

$$K_{PAI} = P_{PAI} \frac{I_1 I_2}{I_s^2} 6.310^{-7} L(\Delta_1, \Delta_2) \text{cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (2.46)$$

E esta constante de formação relaciona-se com o volume da amostra, a densidade atômica de sódio e o numero de íons através da seguinte equação:

$$\frac{1}{V} \frac{d[Na_2^+]}{dt} = K_{PAI} [Na]^2 \quad (2.47)$$

3 Sistema Experimental

Um novo sistema experimental foi montado para o conjunto de medidas apresentados nessa tese, seus componentes, dados técnicos e métodos de montagem serão apresentados neste capítulo. O sistema é basicamente composto por:

- Uma câmara de aprisionamento de aço inoxidável com aproximadamente 40cm de diâmetro e janelas do tipo CF 35, sendo 16 laterais e 2 axiais.
- Duas fontes distintas de átomos de sódio.
- Desacelerador Zeeman.
- Dois lasers de Argônio.
- Três lasers de Corante.
- Uma combinação de uma bomba iônica com uma bomba turbo mantém o sistema com uma pressão abaixo de 10^8 torr.
- Sistema de aquisição de dados.
- Sistema óptico composto por lentes, espelhos e divisores de feixes.

Figura 9 – Diagrama esquemático do arranjo experimental. DF é divisor de feixes, MEO é o modulador eletro óptico, DZ é o desacelerador Zeeman e CAS são as células de absorção saturada

3.1 Fonte de átomos

Temos dois tipos de fontes de átomos de sódio na nossa montagem: uma é o forno e a outra são dispensers. O forno está localizado antes do desacelerador Zeeman e os dispensers estão localizados em uma das janelas da câmara. A armadilha carregada com átomos de sódio por dispensers foi motivo de estudo para nós. Tentamos achar a melhor disposição deles para um maior número de átomos aprisionados e um menor aumento na pressão interna da câmara. Como concluímos (22) um aprisionamento de aproximadamente $2 \cdot 10^8$ átomos é possível, e quanto mais perto os dispensers estão do centro da armadilha mais átomos serão aprisionados. Apesar do aprisionamento com dispensers ter funcionado muito bem, o feito com o forno e o desacelerador Zeeman se mostrou mais eficiente, com relação ao número de átomos, e mais “limpo” no sentido da pressão variar bem menos.

3.2 Desacelerador Zeeman

A ideia de resfriamento a laser parar o movimento dos átomos via radiação luminosa veio em 1975 por dois grupos independentes que estavam tentando resfriar átomos. Foi só em 1985 que Willian Phillip inventou o Desacelerador Zeeman, uma série de bobinas que mantém os átomos em ressonância com o feixe laser compensando o efeito Doppler com o efeito Zeeman. O nosso desacelerador foi construído de forma a ser mais compacto e com um sistema de resfriamento mais simples que o desacelerador anteriormente utilizado pelo grupo, que era um desacelerador de 1,2 m e resfriado por água que passava nos tubos de cobre que constituíam as bobinas. Este tem 70 cm e é resfriado apenas por um tubo de cobre enrolado sobre ele no qual a água passa. Essa ideia de um desacelerador menor veio primeiramente de Margarete Harris em 2003 (23), e foi implementada por Ingrid Kaldre na Universidade de Duke em 2006 (24).

3.2.1 O campo magnético

O desacelerador compensa o efeito Doppler com o efeito Zeeman. Então temos que ter

$$\frac{\Delta E_z}{h} = \frac{v(z)}{\lambda} \quad (3.1)$$

substituindo a Eq.2.1 na Eq.3.1 obtemos a forma do campo magnético

$$B_z = \frac{h v(z)}{\lambda \Delta(g_F m_F) \mu_B} \quad (3.2)$$

Para a transição D2 do sódio temos $\Delta(g_F, m_F) = 1$ e $\lambda = 589.2nm$, assumindo uma desaceleração constante dos átomos $v(z) = \sqrt{v_i^2 - 2az}$ assim o campo

Figura 10 – Modulo do campo magnético medido (pontos vermelhos) e o campo esperado (curve em preto) em função da distância (z)

magnético em função de z fica

$$B_z = \frac{h\sqrt{v_i - 2az}}{\lambda\mu_B} \quad (3.3)$$

Para $a = 0.3a_{MAX}$ sendo $a_{MAX} = 9.4 \times 10^6 \text{ m/s}^2$ obtém-se o campo para desacelerar átomos de sódio de 582 m/s para 0.3m/s , a forma deste campo está representado na figura 10 assim como os pontos medidos do campo real. Um programa foi desenvolvido no Mathematica 5.2 para calcular o número de voltas em cada bobina para uma determinada corrente de modo ao campo ser igual ao campo calculado.

3.3 Os lasers

Como podemos ver na montagem experimental figura 9 nosso sistema é composto por dois lasers de argônio, um Inova 400 e um Sabre. O Sabre bombeia o primeiro laser de corante (Coherent 899) com uma potencia de 12 W e comprimento de onda de 514 nm, e o Inova 400 bombeia os outros dois lasers de corante (Coherent 699) com uma potencia de 14 W , sendo que o Coherent 899 foi utilizado para o aprisionamento e rebombeio dos átomos com uma potência de 700 mW (na saída do laser), um dos Coherent 699 foi utilizado para desacelerar os átomos com uma potencia de 240 mW (na saída do laser) e o outro usamos como laser de prova.

3.3.1 O laser de prova

Utilizamos um Coherent 699 como laser de prova. Sua potencia era variada de acordo com a medida. Colocamos um jogo de lentes para focalizar o feixe no centro da armadilha. A frequência podia ser controlada manualmente ou via computador. Através do sinal da absorção saturada tínhamos a posição das duas linhas D_1 e D_2 e como sabíamos sua separação, podíamos determinar a frequência relativa do feixe de prova.

3.4 A aquisição de dados

Temos quatro parâmetros necessários para descrever a foto-ionização associativa, a frequência do laser de prova, a contagem de íons por segundo, o volume dos átomos aprisionados e o número de átomos presentes na armadilha. Obtive-

Figura 11 – Diagrama esquemático do sistema de aquisição de dados

mos a frequência do laser de prova obtivemos analisando o espectro da absorção saturada do mesmo. O número de íons é obtido conectando o detector de íons (channeltron) ao contador SR400. O volume é obtido pela análise da imagem obtida pela câmera CCD e o detector de fótons calibrado nos dá o número de átomos presentes na armadilha.

O controlador do laser de prova, o contador SR400 e os detectores de fótons estão conectados ao computador através de uma placa de aquisição de dados da National Instruments e a câmera CCD, que é uma webcam modificada, se conecta diretamente ao computador. Um programa em LabVIEW 7.2 ajusta a frequência do laser de prova, depois manda um sinal para o SR 400 começar a contar os íons, antes de receber o número de íons contados ele recebe os valores dos detectores

de fótons e tira uma foto da armadilha. O programa pode ainda fazer várias medidas para uma mesma frequência e fazer uma média desses valores. As fotos tiradas foram analisadas no Origin para obtermos as dimensões da armadilha.

4 *Investigação da PAI com a participação de estados repulsivos*

4.1 Experimento de PAI com duas cores

Com a frequência de aprisionamento deslocada 10MHz para o vermelho da linha central (transição $S(F = 2) \rightarrow P_{3/2}(F' = 3)$), a frequência de rebombeio perto da linha central e a frequência de desaceleração deslocada 60MHz para o azul da transição, tínhamos um fluxo de aproximadamente 10^8 átomos por segundo com velocidade $< 50 \text{ ms}^{-1}$ chegando ao centro da câmara. Estes produziam uma armadilha contendo aproximadamente 10^8 *atomos* com uma densidade de 10^8 atomos/cm^3 .

Variando a potência da radio frequência que entra no modulador eletro-óptico podemos produzir uma população predominante nos estados fundamentais $S(F=1)$ ou $S(F=2)$. Podemos estudar a PAI com pares começando nos estados $S(F=1)+S(F=1)$ ou $S(F=2)+S(F=2)$. Dependendo de qual estado o par começa temos como níveis intermediários $S(F = 1) + P_{3/2}$ ou $S(F = 2) + P_{3/2}$ que são separados por 1.77 GHz como mostrado na figura 12(a). Nesta figura também podemos ver que estes níveis são constituídos pelos desdobramentos re-

Figura 12 – Diagrama de níveis para um par em processo de colisão representando (a) componentes hiperfinas do estado fundamental e do primeiro excitado e os potenciais moleculares de longo alcance repulsivo e atrativo e (b) rascunho do cruzamento evitado.

Figura 13 – Transferência de população na presença das frequências de aprisionamento (ω_a), de rebombeio (ω_r) e de prova (ω_p): (a) população do estado fundamental no estado $S(F = 2)$ (b) população do estado fundamental no estado $S(F = 1)$

pulsivo e atrativo. No ponto de intersecção das curvas do estado repulsivo do $S(F = 1) + P_{3/2}$ e do atrativo do $S(F = 2) + P_{3/2}$ podemos esperar um fenômeno de cruzamento evitado altera a curva do potencial, como podemos ver na figura 12(b). Essa modificação no potencial leva a uma mudança na dinâmica da fotoionização associativa. A figura 13 mostra as rotas que resultam em um processo de PAI para ambas as situações com a participação da frequência do laser de prova.

Na figura 14(a) os pares atômicos excitados pelo laser de aprisionamento (ω_t) se movem no potencial atrativo do estado $S(F = 2) + P_{3/2}$ passando pelo ponto onde o cruzamento é evitado, já a figura 14(b) mostra os átomos se movendo

sobre a influência do potencial atrativo do estado $S(F = 2) + P_{3/2}$ onde não há um cruzamento evitado.

Durante o processo de aquisição de dados monitoramos o número de átomos e o volume da armadilha. Como não houve variação no volume e nem no número de átomos aprisionados, podemos considerar que uma variação na contagem de íons implica diretamente em uma variação na K_{PAI} , pois todos os outros parâmetros da equação 2.47 continuaram constante durante os intervalos de frequência representados na figura 14. Esta figura representa o logaritmo da contagem de íons em função da frequência do laser de prova para ambas as situações. Por conveniência vamos definir o deslocamento da frequência do laser de prova como sendo $\Delta\omega_p = \omega_p - \omega_a$, para o caso representado na figura 14(a) e $\Delta'\omega_p = \omega_p - \omega_r$, para o caso da figura 14(b).

4.2 O efeito de estados repulsivos na PAI

Como podemos ver na figura 14(a) existem duas regiões distintas para a variação da contagem de íons como função do deslocamento da frequência do laser de prova (Δ_p). O logaritmo da K_{PAI} decresce com um coeficiente angular constante até um $\Delta\omega_p$ por volta de 600-800MHz, onde observamos um quebra e uma segunda região com um coeficiente angular menor que a primeira. Os pontos apresentados são uma média de 10 medidas e suas barras de erro representam o desvio médio destas medidas.

O decrescimento na contagem de íons mostrada na figura 14(a) quando o deslocamento da frequência do laser de prova diminui pode ser associado a um

(a)

(b)

Figura 14 – Logaritmo da taxa de íons por segundo em função do deslocamento do feixe de prova (a) $\Delta\omega$ variando entre 200 – 1600 MHz para o azul da assíntota do estado $S(F = 2) + P_{3/2}$ (b) $\Delta'\omega$ variando entre 200 – 1600 MHz para o azul da assíntota do estado $S(F = 1) + P_{3/2}$

decrecimento na probabilidade de excitação do par pela frequência do laser de prova. O par tem uma chance maior de ser excitado quando a frequência do laser de prova está para o azul da região compreendida pelo cruzamento evitado. Quando o par se aproxima dessa região seu tempo transiente aumenta contribuindo para um aumento na K_{PAI} e isto contribui para uma diminuição no coeficiente angular do K_{PAI} . A figura14(b) não apresenta descontinuidade no comportamento de K_{PAI} em função do $\Delta'\omega_p$ pois não há uma região onde ocorre um cruzamento evitado (25).

5 *Investigação da PAI no atomotron*

5.1 O efeito da polarização do laser de prova

Como já foi mostrado (Eq.2.27), quando temos um atomotron os átomos estão girando em forma de um anel, logo há uma direção preferencial de movimento na qual se encontra o eixo de colisão preferencial. No nosso caso essa direção era ao longo do eixo z , como podemos ver pela figura 15. As transições de dipolo na qual o número quântico da projeção do momento angular eletrônico total ao longo do eixo de quantização permanece inalterado são chamadas transições paralelas, e quando o número quântico difere por uma unidade temos uma transição perpendicular. Logo a luz do feixe de prova com polarização paralela vai acoplar um estado com simetria (0_u^-) a um estado excitado com simetria 0_g^- , este mesmo estado excitado pode ser acoplado a um estado 1_u^- via um feixe com polarização perpendicular.

Podemos entender o efeito da polarização na foto-ionização associativa da seguinte forma: o processo de PAI de duas cores começa com o par sendo excitado pelo laser de aprisionamento, cuja polarização é circular, e portanto leva o par tanto para o primeiro estado excitado com simetria O_g^- quanto para o com sime-

Figura 15 – Representação esquemática da montagem experimental utilizada para formar e medir o atomtron

tria 1_g , selecionadas pelas polarizações paralela e perpendicular ao movimento dos pares . A segunda excitação, que leva a PAI e é causada pelo feixe de prova cuja polarização é linear, leva os átomos para o estado duplamente excitado que terá simetria O_u^- ou 1_u dependendo da polarização do feixe de prova.

A taxa de excitação do estado molecular excitado $|e\rangle$ para o duplamente excitado $|ee\rangle$ é proporcional ao elemento de matriz do acoplamento de dipolo dado por:

$$\left| \langle ee | \vec{E} \cdot \vec{\mu} | e \rangle \right|^2 \quad (5.1)$$

Para as transições paralelas temos:

$$E_{||} \mu_{||} = E_z \mu_z \quad (5.2)$$

e para as perpendiculares

$$E_{\perp} \mu_{\perp} = E_x \mu_x + E_y \mu_y \quad (5.3)$$

portanto, para $E_x = E_y = E_z$ e $\mu_x = \mu_y = \mu_z$ temos:

$$E_{\perp} \mu_{\perp} = 2E_z \mu_z = 2E_{||} \mu_{||} \quad (5.4)$$

Logo:

$$\left| \langle ee | \vec{E}_{||} \cdot \vec{\mu}_{||} | e \rangle \right|^2 = \frac{1}{4} \left| \langle ee | \vec{E}_{\perp} \cdot \vec{\mu}_{\perp} | e \rangle \right|^2 \quad (5.5)$$

Então podemos esperar para uma mesma frequência e intensidade do laser de prova, que $K_{\perp}/K_{||} = 1/4$ que é o que observamos experimentalmente e está

Figura 16 – Contante de taxa da PAI em função do orientação relativa entre o eixo z e a polarização do feixe de prova. Assumindo o eixo preferencial de colisão sendo na direção z . Intensidade do laser de prova 50 W/cm^2 e com frequência ao redor da linha D_2

mostrado na figura 16 (26).

5.2 PAI em função da intensidade do laser de prova

Variando a intensidade para uma dada frequência do laser de prova, podemos calcular a constante K para o atomotron. Esta constante é a média sobre a distribuições das energias de colisão de átomos aprisionados a uma temperatura T

$$K(T, \omega) = \int_0^\infty f(E, T) K(E, \omega) dE \quad (5.6)$$

onde $f(E, T)$ é a distribuição da energia e depende da dimensionalidade da armadilha. Temos que

$$f_{1D}(E, T) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{e^{-E/k_B T}}{\sqrt{E/k_B T}} \quad (5.7)$$

e

$$f_{3D}(E, T) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} e^{-E/k_B T} \sqrt{E/k_B T} \quad (5.8)$$

Podemos esperar que para uma mesma intensidade $K_{1D} < K_{3D}$, e isto foi observado experimentalmente e está apresentado na figura 17. A figura 18, que mostra o comportamento do K_{1D} e do K_{3D} em função da intensidade, nos mostra que K_{3D} tende a uma saturação como podíamos esperar. enquanto K_{1D} não mostra sinais de saturação

Figura 17 – Constante de taxa de PAI em função da intensidade para o atomotron e para a armadilha tridimensional

(a)

(b)

Figura 18 – Módulo da contante de taxa de foto-ionização associativa em função da intensidade do laser de prova (a) para o atomotron (b) para a armadilha tridimensional

6 *Conclusões*

Os resultados apresentados no capítulo 4 mostram a influência do estado repulsivo no processo de foto-ionização associativa como função da frequência do laser de prova. A formação de um cruzamento evitado modificando a dinâmica do processo de foto-ionização associativa nos ajuda a entender resultados apresentado no passado (9) e será de extrema importância para interpretação de observações futuras.

Formamos um atomotron com átomos de sódio. Demostramos que a existência de um eixo preferencial para as colisões atômicas favorece a PAI para uma polarização paralela a este eixo. Resultado que havia sido obtido para a foto associação de átomos de *Rb* (15). A comparação da constante de taxa de formação da PAI entre o atomotron e a armadilha tridimensional revelaram que a foto-ionização associativa depende da dimensão da armadilha, quanto menor a dimensão menor a constante de taxa de formação de íons, também revelaram que a intensidade de saturação do processo de foto-ionização associativa é muito maior que para o sistema tridimensional. O fato de demonstrarmos um eixo preferencial para as colisões, e ainda formar um feixe atômico contínuo com uma temperatura de ≈ 240 mK faz do atomotron um excelente sistema para estudar as proprie-

dades dos sistemas de baixa dimensão. Podemos concluir também que além das propriedades já esperadas ,orientação e alinhamento, outras propriedades das colisões atômicas são perdidas através das médias de um processo colisional de três dimensões, isto abre portas para a revisão de propriedades químicas. Criando-se assim a química de baixas dimensões.

Referências

- 1 STECK, D. A. *Sodium D Line Data . 2003. 29p.* Dissertação (Mestrado) — Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory , Los Alamos, 2003.
- 2 ASHKIN, A. Trapping of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 40, n. 12, p. 729–732, Mar. 1978.
- 3 CHU, S. et al. Three-dimensional viscous confinement and cooling of atoms by resonance radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 55, n. 1, p. 48–51, July 1985.
- 4 PHILLIPS, W. D.; PRODAN, J. V.; METCALF, H. J. Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms. *Journal of the Optical Society America B*, OSA, v. 2, n. 11, p. 1751–1767, 1985.
- 5 DALIBARD, J.; COHEN-TANNOUDJI, C. Dressed-atom approach to atomic motion in laser light: the dipole force revisited. *Journal of the Optical Society America B*, OSA, v. 2, n. 11, p. 1707–1720, 1985.
- 6 VIGUÉ, J. Possibility of applying laser-cooling techniques to the observation of collective quantum effects. *Physical Review A*, v. 34, n. 5, p. 4476–4479, Nov. 1986.
- 7 GALLAGHER, A.; PRITCHARD, D. E. Exoergic collisions of cold *na/emph>-na*. *Physical Review Letters*, v. 63, n. 9, p. 957–960, Aug. 1989.
- 8 GALLAGHER, A. Associative ionization in collisions of slowed and trapped sodium. *Physical Review A*, v. 44, n. 7, p. 4249–4259, Oct. 1991.
- 9 WAGSHUL, M. E. et al. Hyperfine effects on associative ionization of ultracold sodium. *Physical Review Letters*, v. 70, n. 14, p. 2074–2077, Apr. 1993.
- 10 PRITCHARD, D. E. et al. Light traps using spontaneous forces. *Physical Review Letters*, v. 57, n. 3, p. 310–313, July 1986.
- 11 RAAB, E. L. et al. Trapping of neutral sodium atoms with radiation pressure. *Physical Review Letters*, v. 59, n. 23, p. 2631–2634, Dec. 1987.
- 12 BAGNATO, V. et al. Ultracold photoassociative ionization collisions in a magneto-optical trap: The optical-field-intensity dependence in a radiatively dissipative environment. *Physical Review A*, v. 48, n. 4, p. R2523–R2526, Oct. 1993.

- 13 BAGNATO, V. et al. Two-color spectroscopy of colliding ultracold atoms. *Physical Review Letters*, v. 70, n. 21, p. 3225–3228, May 1993.
- 14 BAGNATO, V. S. et al. Spatial distribution of atoms in a magneto-optical trap. *Physical Review A*, v. 48, n. 5, p. 3771–3775, Nov. 1993.
- 15 MARCASSA, L. G. et al. Storage ring to investigate cold unidimensional atomic collisions. *Physical Review A*, v. 72, n. 6, p. 060701, Dec. 2005.
- 16 KOHEL, J. M. et al. Generation of an intense cold-atom beam from a pyramidal magneto-optical trap: experiment and simulation. *Journal of the Optical Society America B*, OSA, v. 20, n. 6, p. 1161–1168, 2003.
- 17 LUNDBLAD, N. et al. Two-species cold atomic beam. *Journal of the Optical Society America B*, OSA, v. 21, n. 1, p. 3–6, 2004.
- 18 WIDERA, A. *Design and Construction of a Modular Spin - Flip Zeeman Slower*. 2001. 97p. Dissertação (Mestrado) — University of Texas, Austin, Texas, 2001.
- 19 WEINER, J. *Light-Matter interaction*. New York: John Wiley & Sons, 2003. 120–123 p.
- 20 WEINER, J. Experiments in cold and ultracold collisions. *Journal of the Optical Society America B*, OSA, v. 6, n. 11, p. 2270–2278, 1989.
- 21 MARCASSA, L. G. *Fotoionização associativa: um protótipo para o estudo de colisões com átomos de sódio ultrafrios*. 1995. 110p. Tese (Doutorado) — Instituto de Física Universidade de São Paulo, São Carlos ,SP, Brasil, 1995.
- 22 MUHAMMAD, R. et al. Efficiency in the loading of a sodium magneto-optical trap from alkali metal dispensers. *Optics Communications*, v. 281, p. 4926–4930, 2008.
- 23 HARRIS, M. L. *DESIGN AND CONSTRUCTION OF AN IMPROVED ZEEMAN SLOWER*. 2003. 58p. Tese (Doutorado) — Department of Physics at Trinity College, Duke University, Durham, NC, 2003.
- 24 KALDRE, I. *A Compact, Air-Cooled Zeeman Slower As A Cold Atom Source*. 2006. 65p. Dissertação (Mestrado) — Department of Physics at Trinity College, Duke University, Durham, NC, 2006.
- 25 PAIVA, R. et al. Photoassociative ionization of cold na atoms: repulsive levels effects on the ion production rate. *Laser Physics Letters*, v. 6, n. 2, p. 1612–2011, 2009.
- 26 MUHAMMAD, R. et al. Investigations of 1d photoassociative ionization of na using storage ring for cold atoms. *Physical Review A*, 2009. No prelo.

*APÊNDICE A – Artigo Publicado na
Optics
Communication*

Efficiency in the loading of a sodium magneto-optical trap from alkali metal dispensers

R. Muhammad^a, J. Ramirez-Serrano^{b,*}, K.M.F. Magalhães^a, R. Paiva^a, R. Shiozaki^a, J. Weiner^{a,c}, V.S. Bagnato^a

^a Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Carlos, SP, Brazil

^b Seize Particles Research Center, SPARCLabs, 423 Robin Dr, San Francisco, CA 94105, USA

^c Université Paul Sabatier, Toulouse, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 13 May 2008

Accepted 23 June 2008

ABSTRACT

We study the loading of sodium atoms into a magneto-optical trap from current-controlled sodium metal dispensers. Contrary to what was previously reported [V. Wippel, C. Binder, W. Huber, L. Windholz, M. Allegrini, F. Fuso, E. Arimondo, *Eur. Phys. J. D* 17 (2001) 285] we demonstrate a significantly higher number of trapped atoms that make Na dispensers a feasible source of atoms for cold-atom studies. The inherent rise in pressure that naturally arises from metal dispensers as they are heated to release atoms is partially controlled by placing the metal dispensers near the pumping port where an ion pump is connected. We also study the effects of placing the sodium dispensers at different distances from the main vacuum chamber where the atoms are trapped and the effectiveness of using a Zeeman slower to cool the atoms as they emerge from the dispensers. We observe trapping of up to 1.9×10^8 atoms, which is significantly higher by almost three orders of magnitude than previously reported experiments.

© 2008 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

One of the first steps in the construction of an atomic physics experiment where cold atoms are to be used is achieving an appropriate source of atoms. Traditionally the trapping of alkali atoms in magneto-optical traps is carried out directly from atoms in the background gas filling the trapping chamber in a high vacuum environment. While this traditional atom-source loading scheme has allowed the direct study of the interactions of cold atoms and of cold atoms with the hot background gas [2–6], numerous other studies in cold-atom interactions are not possible in the presence of a hot vapor. In those cases it is essential to have very low background pressures in the 10^{-9} – 10^{-11} torr range.

Beam sources of atoms to load traps have also been widely reported [7]. A thermal beam of atoms is easily obtained from an oven or other gas source, though this unavoidably involves extra complications such as differential pumping schemes, and an r^{-2} decrease in atom flux. In the case of beams, a Zeeman slower [8] can substantially improve the flux, trapping number, and lifetime of laser-cooled atoms from an oven into a magneto-optical trap (MOT), but suffers from the same problems as an oven with the added complications of the magnetic field design and the additional slowing laser beams. This solution, however, allows the maintenance of a low background pressure in the main vacuum chamber by switch-

ing off the atomic beam when the loading of atoms into the trap is completed. Currently the best loading schemes for sodium use slowed atoms from a Zeeman slower to load a magneto-optical trap in a low-background pressure environment.

More recently, however, the use of current-controlled alkali metal dispensers, or getters, introduced a way to keep the background pressure low while providing a large number of atoms for trapping [9–13]. The cases for Rb, K, and Cs have already been demonstrated, but to the best of our knowledge no published work describes a good system for using sodium dispensers. A previous study [1] only reported the loading of about 6×10^5 atoms in a sodium MOT from a Na metal dispenser. This number is, however, too low for many cold-collision studies that require high densities and numbers above 1×10^8 atoms to have significant signal to noise ratios.

One more advantage of using metal dispensers over the more traditional atom sources in ultracold-atom experiments is that getters can be used directly in an ultrahigh vacuum (UHV) environment [14]. Many experiments of this type require very low background pressures, of less than 10^{-10} torr, to succeed. This is particularly true in the case of optic and magnetic trapping of atoms for extended periods of time, and entanglement studies using Bose–Einstein condensates, where collisions with hot background atoms tend to destroy the coherence and life of the trapped atomic species.

Metal dispensers or “getters” are current controlled and only require a modest electric current (usually <10 A) for their operation. The driving current quickly heats the dispenser causing a reduction

* Corresponding author. Tel.: +1 415 300 7242.

E-mail address: JamesRS@sparclabs.com (J. Ramirez-Serrano).

reaction between the alkali metal salt and the getter material, and induces the rapid release of an atomic vapor with a rapid turn-off time. The emitted atoms are quite hot, as the dispensers usually reach temperatures in the 500–1000 °C range, or higher, for typical current pulses [15,16]. The fraction of atoms capable of being captured by a conventional MOT is quite small ($\approx 10^{-5}$) due to the large temperatures reached, but the usefulness of the dispensers for direct loading is salvaged both by the large atom flux and their ability to be placed close to the MOT. Some papers report the advantage of putting metal dispensers closer to the trapping volume of a MOT to significantly increase the number of trapped atoms. Also, to increase the fraction of captured atoms the atomic flux from a Rb dispenser has been extracted and collimated to form an atomic beam to load an atomic trap [11]. Similar setups still have to be explored for the case of Na.

The purpose of this work is to investigate the direct loading of a magneto-optical trap from a current-controlled sodium metal dispenser under different conditions and explore the feasibility to use these getters as atom sources in cold-atom and cold-molecule experiments, where low background pressures, large number of trapped atoms, and high densities are required. We also explore the use of sodium getters as a hot atom beam source that is subsequently injected into a Zeeman slower to load cold-atom traps. Our results show a significant improvement over a previous report [1] on the number of trapped atoms in a MOT, for the case of sodium. Many cold-collision experiments can benefit from such improvement to implement more effective systems and achieve better control in experiments where the background pressure significantly degrades the signals obtained. We discuss the results and limitations of using sodium getters for cold-atom and cold-collision experiments, and propose improvements to increase their effectiveness in trapping a large number of atoms for experiments in cold-atomic physics.

2. Experimental apparatus

The experimental system to load a magneto-optical trap using current-controlled sodium metal dispensers is shown in Fig. 1. It is composed by a 40 cm-diameter cylindrical nonmagnetic stain-

less steel chamber with 10 main CF 2–3/4 windows, including two ports on the top and the bottom of the chamber. Four of the lateral windows, and the two windows along the axis of the cylinder, are used to send in 6 trapping lasers to form the standard six-beam MOT configuration. The axis of the vacuum chamber coincides with the axis of the external quadrupole coils for the trap. Another of the lateral ports has a dual purpose. It is used to connect the main chamber to a 65 l/s ion pump (Vaclon plus 75), continuously operating at $P = 9 \times 10^{-9}$ torr, and also hosts an electric current feedthrough near the entrance to the main vacuum chamber where 4 Na dispensers are connected to an external electric current supply. These dispensers are located at a distance of 19 cm away from the center of the vacuum chamber where the atoms are collected in the trap. The dispensers are divided in two sets of two dispensers each. In each set the dispensers are connected in parallel so that when turned on the two dispensers work simultaneously, effectively doubling the number of atoms without an increase in temperature from the dispensers. Measurements indicate that the working temperature of the dispensers when atoms are being loaded into the MOT is about 500 °C. This number is lower than previous reports for Rb and K where the dispensers reach temperatures above 800 °C. We thus increase the number of trapable atoms in the low-velocity tail of the velocity distribution of the atoms emerging from the getters.

One lateral port in the main vacuum chamber is connected to a Zeeman atomic-beam decelerator. The source of atoms for the Zeeman slower is another set of Na dispensers directly facing the main vacuum chamber located at a distance of 129 cm downstream. These dispensers are also connected in parallel following a similar pattern as the set of dispensers closer to the center of trap. This dual-source configuration in the experimental system allows us to investigate the loading of atoms into the magneto-optical trap directly from the metal dispensers at two different distances from the center of the trap, and from a Zeeman-slowed atomic beam also coming from current-controlled Na metal dispensers as the source for hot atoms.

The remaining ports in the vacuum chamber are used as viewing ports and all have anti-reflection coated windows. The system is designed to perform future studies in high-laser-intensity cold-collisions and cold-molecule studies.

Fig. 1. Experimental setup. The first set of getters is located 19 cm from the center of the trapping region. The second set of getters is located before the Zeeman slower at a distance of 129 cm from the center of the trapping region in the main vacuum chamber.

The coils for the magnetic field for the MOT, connected in an anti-Helmholtz configuration, are located outside the vacuum chamber and work producing a magnetic field gradient of 11.2 G/cm along the strong direction at the center of the trap.

As light sources we use ring dye lasers, pumped by Ar⁺-ion lasers. The trapping lasers are stabilized by saturation spectroscopy at the cooling laser frequency. The laser light at the cooling frequency for Na (589.6 nm) is expanded for the MOT operation. The light at the repumping frequency is the first order sideband produced by an electro-optic modulator (EOM) running at 1762 MHz with an intensity of approximately 1/3 of the carrier used as the cooling beam.

The sodium dispensers are from SAES AlkaMax alkali metal dispensers, model NA/NF/6/50 FT10 + 10, with yields in the milligram range [18]. They have an active length of 40 mm. No information about purity and additional substances is available to us. After following the recommended initial activation, outgassing, and heating at high currents the dispensers can be used in UHV. Because the dispensers are heated strongly, glowing faintly red, the temperature of the emitted atoms is high (about 500 °C in our case) and only a few atoms are in the slow velocity range of the Maxwellian distribution. By manipulating the electric current of the dispensers one can also control the background pressure, which plays an important role in the maximum number of trapped atoms that can be achieved.

In order to measure the number and density of the trapped atoms in the MOT its fluorescence is imaged onto a calibrated photodiode and into a CCD camera for viewing. The following expression is used to estimate the total number of trapped atoms N :

$$P = (hc/\lambda)(\Omega/4\pi)N\Gamma_{sc}, \quad (1)$$

where P is the total optical power received at the photodiode from the trapped atoms, Ω is the solid angle subtended by the detector at the trap, and Γ_{sc} is the photon scattering rate given by

$$\Gamma_{sc} = (\Gamma/2)(I/I_0)(1 + I/I_0 + (2\Delta/\Gamma)^2)^{-1}, \quad (2)$$

with I the total beam intensity from the six trapping beams, I_0 the saturation intensity for the cooling transition in sodium (6.3 mW/cm²), and Δ the detuning from resonance. In our case the detuning is referenced to the $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{3/2}$ transition in sodium.

To measure the number of trapped atoms under different loading conditions we slowly increase the operating electric current of the sodium getters and constantly monitor the number of atoms loaded into the trap and the background pressure. We perform these measurements for both sets of dispensers located at 19 cm and 129 cm away from the center of the MOT. A similar process is also followed when using the getters at 129 cm away from the MOT, together with the cooling process in the Zeeman slower to measure the effectiveness of a Zeeman slower coupled to a getter atom source.

3. Simulations

To compare measurements with numerical calculations we have also determined the number of trapped atoms in a MOT from Monte-Carlo type simulations for different operating conditions (electric current) and positions of the metal dispensers with respect to the center of the MOT. In order to compare the simulation results for different ‘real’ operating conditions of the getters all the calculations in the simulations use a constant number of atoms (50,000 atoms) but their thermal velocity distributions is modified to correspond to the actual operating conditions of the getters. The initial direction of travel of the atoms is also made to mimic the initial direction distribution that the atoms have when they leave the surface of the metal dispensers. Atoms usually emerge along

only one of the surfaces of the metal dispensers along a well-specified solid angle. To start the simulations the atoms are randomly placed along a line that represents the length, width, and position of the getters with respect to center of the MOT, and let them evolve in time. As the atoms move inside the vacuum chamber and reach and interact with the lasers, magnetic fields, and with other atoms through collisions, the number of trapped atoms is monitored until it reaches a steady state. The number of trapped atoms is then counted and compared to the total of atoms that “emerged” from the “simulated getters” during the simulation time. The numbers obtained give a simple view on the principal parameters that have the most effect on the loading of a MOT from metal dispensers. Here, we have concentrated on two of the parameters, temperature and position, that seem to have the biggest impact for the loading of atoms into cold-atom traps [9,10]. After normalizing, these numbers can be compared with experimental results as well. The main characteristics of the simulation code used here have been described elsewhere [17].

4. Results and discussion

Direct measurements of the fluorescence of the trapped atoms as a function of time reveal that the number of atoms loaded into the MOT increases as the electric current in the dispensers increases. First we investigated the case for the source of atoms near the main vacuum chamber, at 19 cm away from the center of the trap. Here we observe different regimes. First, at low electric currents the background pressure increases slowly (see Fig. 2). At a value of 6.45 A, for the particular case of our dispensers, there is a sharp increase on the background pressure. This curve follows a pattern similar to that found for the release of atoms from the metal dispenser [18]. After this sharp increase the number of trapped atoms tends to move towards an equilibrium state as the electric current, and pressure, are further increased. Due to the fabrication specifications of the dispensers used in our experimental setup we are not able to explore the regime above 4.5 A. The maximum number of trapped atoms observed is 1.9×10^8 , which is about three orders of magnitude better than previously reported for sodium atoms [1]. We believe that this nearly 1000-fold increase in the number of trapped atoms is due to two main

Fig. 2. Dependence of the pressure in the main vacuum chamber as a function of the electric current in the metal dispensers 19 cm away from the center of the atom trap. The number of atoms loaded into the MOT as a function of electric current follows a similar pattern.

Fig. 3. Steady state number of trapped atoms in the MOT as a function of background pressure for the case of the metal dispensers located 19 cm away from the MOT center.

reasons. The first is the parallel electric connection of the dispensers that allows the release of more atoms at a lower temperature. Comparatively, a single dispenser emitting the same number of 'trappable' cold atoms would have a higher temperature. The second factor is the strategic position of the getters near the pumping port that permits us to maintain lower background pressures. Fig. 3 shows the steady state number of trapped atoms as a function of the background pressure.

The slow increase in the number of trapped atoms for low electric currents is due to a combination of the low flux coming out of the dispenser together with the existent vapor background. In this regime a small change in electric current noticeably affects the loading curves of the trap due to the low number of atoms released by the dispensers. Here the lack of atoms, and not the background pressure, plays the most important role in the loading of atoms. As the temperature of the dispensers is increased the number of atoms, and the background pressure, experience a rapid rise and collisions with background atoms become the dominant factor affecting the loading of the trap. At sufficiently high temperature of the dispensers the maximum number of trapped atoms will reach a maximum and begin a steady decline as the temperature and background pressure are further increased. We were not able to observe this regime using our metal dispensers due to the restrictions we had in the maximum electric current they tolerate.

In a similar fashion as described above, the loading of atoms into a magneto-optical trap was measured when the dispensers were located at a distance of 129 cm away from the center of the trap. As expected, the number of trapped atoms observed was significantly lower (about 0.39×10^6 atoms), almost negligible, when compared to the first case where the dispensers are located much closer to the center of the trap. The main reason for the much lower number of trapped atoms observed is the $1/r^2$ decrease in atom flux with distance. While the solid angle covered by the MOT from the first set of dispensers, at 19 cm away from the center of the trap, is $K_N = 2.22$ mrad, the MOT only covers a solid angle of $K_F = 0.06$ mrad from the dispensers located at 129 cm away. A ratio of $K_N/K_F = 46.1$.

In an attempt to compensate the decrease in atom flux for large distances between the trap and the dispensers, and to bring more of the atoms inside the solid angle covered by the trap into the velocity capture range of the MOT, we used a Zeeman slower to

cool the longitudinal velocity of the atoms traveling in the direction of the MOT from the dispensers located 129 cm away. Fig. 4 shows a direct comparison between the loading of atoms from the two sources, one at 19 cm away from the center of the MOT, and the second at 129 cm with the added cooling of a Zeeman slower. The results indicate that the single most important factor affecting the loading of atoms into the trap from metal dispensers is the separation between the source and the trap. Even with the extra help of the Zeeman slower to bring more atoms of the initial velocity distribution into the capture range of the MOT, for the case of a source far away from the center of the trap, the number of trapped atoms increases only marginally. When loading atoms from the dispensers 129 cm away from the center of the MOT the number of trapped atoms increases by a factor of 6.1, from 0.39×10^6 atoms when the Zeeman slower is not used, to 2.4×10^6 atoms when the Zeeman decelerator is in operation.

Consistent with the experimental data the simulation results show a dependence on the number of trapped atoms in a MOT with its distance from the dispenser's source (see Fig. 5). To match the experimental observations the atoms in the simulations are set to leave the dispensers with a velocity distribution corresponding to 500 °C, and the collisional cross section between atoms is set to an 'artificial' value that allows us to observe the effects of the collisions in the number of trapped atoms in the MOT. This "artificial" cross section compensates for the collisionless regime that exists when only 50,000 atoms are used in the simulations. After completing the simulations we can distinguish two regimes in the loading of the MOT. In the first regime, when the getters are located very close to the center of the MOT, too close to be considered experimentally practical, the number of trapped atoms depends strongly on the separation between the trap and the source. In this regime the high collision rate between the trapped atoms and the hot atoms emerging from the dispensers dominates significantly the maximum number of trapped atoms in the MOT. As the separation between the MOT and the source increases the trap loading enters a second regime where collisions with hot background atoms stop playing such a significant role as in the first regime. In this second regime the maximum number of trapped atoms is mainly determined, as expected, with the r^{-2} decrease of the atom flux. In both regimes the steady-state number of trapped atoms is controlled by the collision rate with hot atoms and atomic flux reaching the trap, but their relative importance

Fig. 4. A direct comparison of the loading of atoms into a sodium MOT from dispensers located at 19 cm (top curve) and 129 cm (lower curve) from the center of the trap. Both sets of dispensers operate at 7.14 Å. For the lower curve the atoms have also been cooled by the Zeeman slower. The curves have been slightly displaced for clarity. The steady-state number of trapped atoms for the top curve is 1.9×10^8 , and 2.4×10^6 for the lower curve.

Fig. 5. Simulation results (open circles) on the maximum number of trapped atoms in a magneto-optical trap as a function of the separation between the trap and the source of atoms (metal dispensers). The solid circles represent the experimental results obtained by loading atoms from Na dispenser sources placed at distances of 19 cm and 129 from the center of the MOT. Both data sets have been normalized for a direct comparison.

changes with distance. The maximum in the number of trapped atoms is reached when the combined effect of both factors reaches a maximum in the loading and loss rates ratio. Since the number of atoms is small, and fixed, we set the collisional cross section in the simulations to a value that permits us to observe its effects in the loading of the MOT. As the number of atoms is increased this 'artificial' collisional cross section value must be reduced to observe the same effect in the simulations. The only effect that the 'artificial' collisional cross section value has in the calculations is to change the position of the maximum in the number of trapped atoms with distance between trap and source, and can be adjusted to match simulations with experimental results after normalization. In Fig. 5 the experimental results at the two available distances between trap and source have been compared with the simulations. Here the Zeeman slower is not active. To allow a direct comparison between the data sets the simulation data is scaled to match the experimental data point at the largest separation between trap and source and then superimposed on the plot together with the experimental data. We observe a good match between experiment and calculation.

5. Conclusions

Our results show that the loading of a significant number of atoms of 1.9×10^8 into a magneto-optical trap is possible using sodium metal dispensers as the source of atoms. Furthermore, simu-

lations suggest that the loading of a higher number of atoms is possible, by a factor of about 1.9, by placing the dispensers just a few centimeters away from the center of the MOT (see Fig. 5). By comparing experimental results obtained when using Rb dispensers as the source of atoms to load magneto-optical traps a similar conclusion can be reached [10,6]. Measurements presented here suggest that sodium dispensers can indeed be used as a reliable source to load magneto-optical traps while keeping low background pressures to perform detailed measurements in cold-collision experiments.

Our results also suggest an agreement with previous models [9] that put forward the importance of high pumping speeds in order to obtain a larger number of trapped atoms and achieve longer MOT lifetimes.

Acknowledgments

The present work was performed with technical support from the Instituto de Optica de São Carlos. J.R.-S also wishes to thank SPARCLabs for support during the present work.

References

- [1] V. Wippel, C. Binder, W. Huber, L. Windholz, M. Allegrini, F. Fuso, E. Arimondo, *Eur. Phys. J. D* 17 (2001) 285.
- [2] G.D. Telles, W. Garcia, L.G. Marcassa, V.S. Bagnato, D. Ciampini, M. Fazzi, J.H. Müller, D. Wilkowski, E. Arimondo, *Phys. Rev. A* 63 (2001) 03340.
- [3] A.L. Oliveira, M.W. Mancini, V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, *Phys. Rev. Lett.* 90 (2003) 143002.
- [4] M.W. Mancini, G.D. Telles, A.R.L. Caires, V.S. Bagnato, L.G. Marcassa, *Phys. Rev. Lett.* 92 (2004) 133203.
- [5] L.G. Marcassa, A.R.L. Caires, V.A. Nascimento, O. Dulieu, J. Weiner, V.S. Bagnato, *Phys. Rev. A* 72 (2005) 060701.
- [6] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, P.S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999) 1.
- [7] N.F. Ramsey, *Molecular Beams*, reprint ed. Oxford University Press, Oxford, 1997.
- [8] W.D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* 48 (1982) 596.
- [9] S. Bartalini, I. Herrera, L. Consolino, L. Pappalardo, N. Marino, G.D. Arrigo, F.S. Cataliotti, *Eur. Phys. J. D* 36 (2005) 101.
- [10] K.L. Moore, P. Purdy, K.W. Murch, S. Leslie, S. Gupta, D.M. Stamper-Kurn, *Rev. Sci. Instrum.* 76 (2005) 023106.
- [11] T.M. Roach, D. Henclewood, *J. Vac. Sci. Technol. A* 22 (2004) 2384.
- [12] H. Engler, T. Weber, M. Mudrich, R. Grimm, M. Weidemüller, *Phys. Rev. A* 62 (2000) 031402.
- [13] S. Aubin, M.H.T. Extavour, S. Myrskog, L.J. LeBlanc, J. Estève, S. Singh, P. Scrutton, D. McKay, R. McKenzie, I. Leroux, A. Stummer, J.H. Thywissen, *J. Low Temp. Phys.* 140 (2005) 377.
- [14] H. Ott, J. Fortagh, G. Schlotterbeck, A. Grossmann, C. Zimmermann, *Phys. Rev. Lett.* 87 (2001) 230401.
- [15] J. Fortagh, A. Grossman, T.W. Hansch, C. Zimmermann, *J. Appl. Phys.* 84 (1998) 6499.
- [16] U.D. Rapol, A. Wasan, V. Natarajan, *Phys. Rev. A* 64 (2001) 023402.
- [17] J. Ramirez-Serrano, J. Kohel, R. Thompson, N. Yu, N. Lundblad, *NASA Tech Briefs* (2005).
- [18] SAES Getters. AlkaMax. SAES Solution for Alkali Metal Dispensing in OLED Display Manufacturing, 2004.

*APÊNDICE B – Artigo Publicado na
Laser Physics Letters*

Abstract: We have revisited photoassociative ionization (PAI) in a cold sample of Na atoms. A two-color experiment was performed in a magneto-optical trap through the addition of a probe laser. The observation of a marked change in the PAI rate for a definite frequency range can be attributed to the influence of repulsive levels and a possible avoided crossing between long-range molecular levels.

Logarithm of the ion rate as a function of the probe laser frequency. The change of slope at a probe laser detuning corresponding to midway between two hyperfine levels of the Na atom ground state indicates the influence of repulsive states

© 2009 by Astro Ltd.

Published exclusively by WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA

Photoassociative ionization of cold Na atoms: repulsive levels effects on the ion production rate

R.R. Paiva,^{1,*} R. Muhammad,¹ R.F. Shiozaki,¹ A.L. de Oliveira,² D.V. Magalhães,¹ J. Ramirez-Serrano,¹ V.S. Bagnato,¹ and K.M.F. Magalhães¹

¹ Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo, São Paulo, SP, Brazil

² Departamento de Física, Universidade do Estado de Santa Catarina, Joinville, SC, Brazil

Received: 20 September 2008, Revised: 7 October 2008, Accepted: 10 October 2008

Published online: 27 October 2008

Key words: cold atoms; cold collisions; photoassociative ionization

PACS: 33.80.-b, 34.50.-s

1. Introduction

Investigations of collisions involving laser cooled and trapped atoms have been the subject of detailed study for about two decades [1, 2]. Motivation for such studies range from the intrinsic interest in the fundamental collision processes to the optimization of evaporative cooling during the production of quantum atomic fluids.

In the ultracold regime, elastic atomic collisions involve only a few partial waves, and in the limit approaching zero temperature the entire collisional interaction can be characterized by the s-wave scattering length. Similarly

for inelastic collisions involving excited atoms, the exchange of energy between the atoms and the modes of radiation provides a prototype for studying the properties of an open system coupled to but not in equilibrium with a reservoir. For this purpose accurate knowledge of the excited-state channels involved in atomic collisions is of fundamental importance for comparison of experiment and theory. Photoassociative ionization (PAI) [3–6] has attracted much attention because it is an ionizing inelastic collision process offering high detection efficiency and sensitivity. In previously published work investigations of PAI one- [7] and two-color processes [8] were studied.

* Corresponding author: e-mail: rothganger@ursa.ifsc.usp.br

2. Photoassociative ionization in trapped atoms

Photoassociative ionization (PAI) between sodium atoms takes place in a magneto-optical trap (MOT) due to the optical frequencies needed for operating it. The rate constant for PAI (K_{PAI}) can be actively modified by injecting a suitably tuned probe laser beam into the MOT. In such an environment theoretical studies [5] and experiments [7] have been carried out to evaluate K_{PAI} , but with respect to the probe beam detuning dependence, they were not found to be in good agreement. PAI in the MOT begins with atomic partners moving slowly towards each other, scattering and spontaneously emitting many photons prior to the final ionizing interaction. Thus, the process starts by promoting the population from one of the hyperfine levels of the ground state manifold (S+S) to an intermediate excited molecular level at long range, corresponding to the $S + P_{3/2}$ asymptote, through optical dipole coupling. As the partners accelerate towards each other along the entrance channel, a second dipole interaction couples the population excited in the first step to levels converging to the doubly excited $P_{3/2} + P_{3/2}$ asymptote. These levels autoionize to the ion molecule at short range. During the operation of the MOT, ground state sodium atoms distribute population among all possible hyperfine states of the $S(F=1)$ or $S(F=2)$ levels. The population distribution reaches a steady state determined by the relative coupling strengths of the transitions and the intensities of the MOT trapping and repumping beams. Prior to collision an intense trapping (repumping) laser transfers most of the population to $S(F=1)$ ($S(F=2)$). In this way, it is possible to produce collisions between $S(F=1) + S(F=1)$ or $S(F=2) + S(F=2)$ atom pairs. The existence of hyperfine levels and their relative population during the operation of a MOT create many pathways for the PAI. In the case of sodium atoms pairs, the two ground hyperfine levels can be coupled to the intermediate levels $S(F=2) + P_{3/2}$ and $S(F=1) + P_{3/2}$ that are separated by 1.77 GHz as shown in Fig. 1a. These intermediate levels consist of both attractive and repulsive state manifolds. At the intersection point of the potential curves for the attractive $S(F=2) + P_{3/2}$ and repulsive $S(F=1) + P_{3/2}$ manifold, one can expect the avoided crossing phenomenon (Fig. 1b) that alters the slope of level potential as a function of internuclear separation and modifies the PAI dynamics. The nature of long range repulsive potentials can have the same symmetry of the attractive ones. In this sense the main states may be O_g^- and 1_g , which are the states with higher coupling to the ground (S+S) O_u^- or 1_u state as described in reference [8] and [10]. We have performed a two-color experiment to identify possible variations in the PAI rate constant due to the presence of an avoided crossing in these intermediate levels. Measurements of the effect of the probe laser detuning on the PAI ion rate in the region around this point provide a signature for the presence of such an effect.

Figure 1 Level diagrams for a colliding pair of atoms representing (a) hyperfine components of the ground and first excited levels and attractive and repulsive long-range molecular levels; and (b) sketch of the avoided crossing

3. Setup for a two-color PAI experiment

The schematic of the experimental setup is shown Fig. 2. Sodium atoms from an oven operating at $T \approx 500$ K effuse through a 0.5 mm hole, forming an atomic beam. A Zeeman slower [9] decelerates and cools the atom flux, while a differentially pumped vacuum system keeps the pressure below 10^{-8} mbar in the main experimental chamber. Three ring dye lasers were used for the experiment. The trapping (ω_t) and repumping (ω_r) frequencies were obtained from the same laser source using an electro-optical modulator (EOM).

Determination of the rate constant K_{PAI} requires precise measurements of the atomic density and Na_2^+ production rate. The density is calculated by using the fluorescence of the trap, acquired by a calibrated photodetector, and from images captured by a CCD camera. In this study we focus on the relative K_{PAI} as a function of probe laser detuning. Therefore we ensure that the atom number in the trap and the trap volume are not changing; and thus, holding these quantities constant, we consider the rate of ion production proportional to K_{PAI} . The MOT operates at a trapping frequency ω_t detuned 10 MHz to the red of

Figure 2 Schematic diagram of the experimental setup where BS is beam splitter, PD is photodiode fluorescence detector, CCD is charge coupled device camera, SAC is saturated absorption cell, EOM is electro-optical modulator, ZS is zeeman slower and ID is ion detector

$S(F=2) \rightarrow P_{3/2}(F'=3)$ line center, while the repumper ω_r is tuned close to $S(F=1) \rightarrow P_{3/2}(F'=2)$ line center. The second dye laser provides the slower frequency, with a detuning of 60 MHz to the blue of the $S(F=2) \rightarrow P_{3/2}(F'=3)$ transition. A flux of about 10^8 atoms s^{-1} is in the capture velocity range (< 50 ms $^{-1}$) of the MOT after the slowing process. These atoms produce a trap containing about 10^8 atoms at a density of 10^9 cm $^{-3}$. A charged-particle multiplier, positioned at 50 mm from the trap detects the ions. A pulse counter (Stanford SR 400) is used to discriminate and to count the pulses generated by the particle multiplier. Through variation of RF power injected into the EOM, we can produce population predominantly in $S(F=1)$ or $S(F=2)$ ground levels and therefore investigate regimes of PAI starting with pairs of $S(F=1) + S(F=1)$ or $S(F=2) + S(F=2)$. The plots presented in Fig. 3 illustrate the route that can result in PAI for both situations with the participation of the probe laser. Depending on which of the ground state F levels is populated, the relevant intermediate levels correspond to either the $S(F=2) + P_{3/2}$ or $S(F=1) + P_{3/2}$ asymptotes. In Fig. 3a the atomic pairs excited by ω_t move on the attractive curve and pass through the avoided crossing. In contrast Fig. 3b shows the PAI route through the intermediate state $S(F=1) + P_{3/2}$ that evolves without the influence of an avoided crossing. The observed line shape was originally predicted by Gallagher [5] and is similar to the one reported by Bagnato et al. [8].

In Fig. 4 we plot the log of the ion rate as function of ω_p for both situations illustrated in Fig. 3. During the scanning of the probe laser the fluorescence signal enables us to observe any variation introduced in the trap.

We consider only the region of frequency for the probe laser where it does not interfere with ω_t or ω_r . Here we define the probe laser blue detuning as the difference between the probe laser frequency ω_p and the frequency corresponding to the asymptotic energy difference either between: (1) the intermediate level $S(F=2) + P_{3/2}$ and the ground level $S(F=2) + S(F=2)$, equal to the trapping frequency ω_t , or (2) the intermediate level $S(F=1) + P_{3/2}$ and $S(F=1) + S(F=1)$, equal to ω_r . In case (1) the detuning is denoted $\Delta\omega = \omega_p - \omega_t$ and in case (2) it is denoted $\Delta'\omega = \omega_p - \omega_r$.

4. Effect of repulsive states on PAI

As observed in Fig. 4a there are two distinct regions for the variation of the ion count as function of the probe detuning $\Delta\omega_p$ in the case where $S(F=2) + P_{3/2}$ is dominant intermediate level. Since the volume and number of atoms N in the trap are kept constant during this frequency interval the variation in the count rate is due to the variation of K_{PAI} defined as:

$$\frac{d[Na_2^+]}{dt} = K_{PAI}[N]^2. \quad (1)$$

In Fig. 4a, as $\Delta\omega_p$ detunes to the blue, $\ln K_{PAI}$ decreases with constant slope up to a detuning around 600–800 MHz, where distinct break is observed and a second region of smaller slope takes over for greater detunings. The presented points are the average of 10 measurements. The error bars are one standard deviation calculated from the

Figure 3 Population transfer in the presence of ω_t , ω_r , and ω_p : (a) case of $S(F=2)$ ground state population and (b) case of $S(F=1)$ ground state population

ten runs for each point. The overall decrease in ion count shown in Fig. 4a, as the probe laser detuning increases, can be associated with a decrease in the probability of excitation by ω_p . The observation reveals that the pairs have a better chance of excitation to the blue of the narrow frequency range corresponding to the avoided crossing. This result is in agreement with the ideas presented in Fig. 1. As the atomic pairs approach the avoided crossing their transit time through the region *increases*, contributing to an increase in the K_{PAI} , leading in turn to a *decrease* in the slope of $\ln K_{\text{PAI}}$ as a function of $\Delta\omega_p$. The equivalent process is not present in the case of Fig. 4b. Having as intermediate state $S(F=1) + P_{3/2}$ where the avoided crossing does not exist, the rate of variation of $\ln K_{\text{PAI}}$ with ω_p does not present any discontinuity. We applied the Gallagher [5] model to the conditions of this experiment, considering only one intermediate level as well as only one ground level. The obtained result does not predict the observed behavior plotted in Fig. 4a.

Our present conjecture, that an avoided crossing significantly modifies the PAI rate constant, is a grossly simplified argument ignoring many complexities that are in-

Figure 4 (online color at www.lphys.org) Logarithm of the ion rate as function of detuning covering the region of interest: (a) from detunings $\Delta\omega$ 200–1600 MHz to the blue of the $S(F=2) + P_{3/2}$ asymptote, (b) from detunings $\Delta'\omega$ 200–1600 MHz to the blue of the $S(F=1) + P_{3/2}$ asymptote

involved in the problem. We have only considered the hyperfine structure of the ground state, neglecting the hyperfine structure of the $3P_{3/2}$ state, which has already been shown to be important [10]. The $P_{3/2}$ has four hyperfine components converging on $(3P_{3/2}(F'=3))$, $3P_{3/2}(F'=2)$ and $3P_{3/2}(F'=1)$ and $3P_{3/2}(F'=0)$, which may induce a multitude of crossings and avoided crossings in a range of energy of the order of 200 MHz, as recently indicated in [11].

Having demonstrated through experimental evidence the importance of the interaction of attractive and repulsive states, we can recall other experiments where this effect was not considered when comparing theory to measurements. In particular, this effect might be significant in the case of K_{PAI} in MOT operation [7].

Another possible case, where such an effect may play an important role, is the experiment performed by Wagshul et al. [6] where a MOT was used to measure K_{PAI} employing an intense laser beam. They observed a broad resonance structure that rose sharply about half way between two hyperfine states. The authors associated this square dependence of the probe laser with a two-photon process starting from $S(F=1) + S(F=2)$ ground level. However, we strongly suspect that the considerations and the features reported here may well explain their observations as well.

In this paper we have presented data closely related to results already reported [8]. Nevertheless, here we have evidence that the interpretation proposed in the earlier work may not be complete. The inclusion of avoided crossings and repulsive molecular levels may be an indispensable factor in explaining the behavior of K_{PAI} as a function of a probe laser detuning. The atomic samples here considered are in thermal conditions well above the critical temperature where collective effects like Bose-Einstein condensation take place. We are in a temperature regime that the presence of light couples little to the quantum translational states, and therefore they are neglected. If such experiment were performed at a much lower temperature, effects of cooperative scattering of light and atoms, as described by Uys and Meystre [12] should be considered.

5. Conclusion

We have performed an experiment where PAI in a cold sodium sample was investigated using a probe laser in conjunction with the MOT frequencies. The results indicate the influence of the repulsive state on the PAI as a func-

tion of probe laser frequency. This effect may be an important ingredient for the correct interpretation of cold atomic collision experiments performed in the past, and the ones coming in the future.

Acknowledgements We acknowledge financial support from FAPESP, CNPq and CAPES. We thank P.S. Julienne, K. Helmerson, and J. Weiner for helpful discussions.

References

- [1] J. Weiner, V.S. Bagnato, S. Zilio, and P.S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **71**, 1–85 (1999).
- [2] K.M. Jones, E. Tiesinga, P.D. Lett, and P.S. Julienne, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 483–535 (2006).
- [3] J. Vigué, *Phys. Rev. A* **34**, 4476–4479 (1986).
- [4] A. Gallagher and D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 957–960 (1989).
- [5] A. Gallagher, *Phys. Rev. A* **44**, 4249–4259 (1991).
- [6] M.E. Wagshul, K. Helmerson, P.D. Lett, S.L. Rolston, W.D. Phillips, R. Heather, and P.S. Julienne, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2074–2077 (1993).
- [7] V. Bagnato, L. Marcassa, Y. Wang, J. Weiner, P.S. Julienne, and Y.B. Band, *Phys. Rev. A* **48**, R2523–R2526 (1993).
- [8] V. Bagnato, L. Marcassa, C. Tsao, Y. Wang, and J. Weiner, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 3225–3228 (1993).
- [9] R.J. Napolitano, S.C. Zilio, and V.S. Bagnato, *Opt. Commun.* **80**, 110–114 (1990).
- [10] V.S. Bagnato, J. Weiner, P.S. Julienne, and C.J. Williams, *Laser Phys.* **4**, 1062–1065 (1994).
- [11] M. Kemmann, I. Mistrik, S. Nussmann, H. Helm, C.J. Williams, and P.S. Julienne, *Phys. Rev. A* **69**, 022715 (2004).
- [12] H. Uys and P. Meystre, *Laser Phys. Lett.* **5**, 487–502 (2008).