Universidade de São Paulo
Instituto de Física de São Carlos
Departamento de Física e Ciência dos Materiais

**COLISÕES INELÁSTICAS FRIAS EM AMOSTRAS
HETERONUCLEARES OBTIDAS EM ARMADILHAS
MAGNETO-ÓPTICAS**

OK

Gustavo Deczka Telles

Dissertação apresentada ao Instituto de
Física de São Carlos, da Universidade
de São Paulo, para a obtenção do título
de Mestre em Ciências: Física básica.

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

São Carlos
1998

IFSC-USP SERVIÇO DE BIBLIOTECA
INFORMAÇÃO

28

Telles, Gustavo Deczka

**Colisões Inelásticas Frias em Amostras Heteronucleares
obtidas em Armadilhas Magneto-Ópticas / Gustavo Deczka Telles –
São Carlos, 1998.**

71p.

**Dissertação (Mestrado) – Instituto de Física de São Carlos,
1998.**

Orientador: Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa

1. Física Atômica e Molecular. 2. Aprisionamento de Átomos.

I. Título

**UNIVERSIDADE
DE SÃO PAULO**

Instituto de Física de São Carlos
E-mail: wladerez@if.sc.usp.br

Av. Dr. Carlos Botelho, 1465
CEP 13560-250 - São Carlos - SP
Brasil

Fone (016) 273-9333

Fax (016) 272-2218

MEMBROS DA COMISSÃO JULGADORA DA DISSERTAÇÃO DE MESTRADO DE
GUSTAVO DECZKA TELLES APRESENTADA AO INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO
CARLOS, DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO, EM 30 DE SETEMBRO DE 1998.

COMISSÃO JULGADORA:

Prof. Dr. Luis Gustavo Marcassa/IFSC-USP

Prof. Dr. Silvestre Ragusa/IFSC-USP

Prof. Dr. Daniel Perelra/UNICAMP

/

**Dedico este trabalho à minha avó, Maria de Lourdes Telles,
por ter acreditado sempre ...**

Agradecimentos

Ao Prof. Marcassa pelas oportunidades, paciência, cuidado, atenção e, principalmente, a amizade presentes em todos os momentos (bons e ruins) desse projeto. Gostaria de parabenizá-lo pelo talento e dedicação exemplares ao trabalho.

Ao Prof. Vanderlei Bagnato pela motivação e também pelas inúmeras vezes em que colaborou de maneira fundamental para a concepção dos experimentos realizados. Sua experiência e idéias não serão esquecidos.

Ao Prof. Zilio pelos ensinamentos e ajuda na estabilização e alinhamento dos *Ring lasers*.

Ao Sérgio Miranda pelo companheirismo em todas as etapas desse projeto. Obrigado pela ajuda na preparação e realização de todos os experimentos.

Ao amigo e companheiro Sérgio Muniz pela amizade e incentivo recebidos durante todos esses anos de convivência. Também agradeço o seu auxílio e presença constantes em todos os experimentos.

À amiga Ana Paula Muniz pela amizade e também pelas piadas. Parabéns pela sua perseverança no trabalho, não se esqueça: “Lutar é vencer.”

Ao Cleber Mendonça pela sua amizade. Obrigado pela presença e pelas críticas durante a fase final de preparação da apresentação.

Ao amigo Lino Misoguti pelo companheirismo e amizade.

Ao Daniel Magalhães pela sua amizade e ajuda na estabilização do *laser* de Ti:Safira.

Ao Reginaldo Napolitano pelas valiosíssimas discussões, críticas e pela “dica” certa no momento decisivo.

Aos demais colegas do grupo pelo carinho e respeito recebidos.

À Isabel, secretária do grupo de óptica, pelo seu auxílio prestativo e paciência em todos os momentos.

Aos técnicos do grupo, especialmente, o Engº Carlos pelos ensinamentos em eletrônica.

À Mara da biblioteca pela ajuda e atenção.

Aos técnicos da oficina mecânica em especial ao Carlinhos, João Carlos e Robertinho.

Aos técnicos da oficina de óptica em especial ao Marcos e ao Edivaldo da vidraria.

Aos meus pais e irmãos pelo carinho e compreensão recebidos sempre.

À Marília e ao Igor pelo amor, carinho, alegrias e, principalmente, por terem me dado uma nova família. Isso me trouxe a tranquilidade necessária para fazer o melhor trabalho possível.

À FAPESP pelo apoio financeiro.

Sumário

LISTA DE FIGURAS

RESUMO

ABSTRACT

I	INTRODUÇÃO	1
II	COLISÕES ENTRE ÁTOMOS FRIOS	5
II.1	Processos colisionais interatômicos homonucleares: o modelo Gallagher—Pritchard	12
II.2	Modelo para estudo de processos colisionais interatômicos heteronucleares	21
II.3	Técnicas experimentais para o estudo de processos de perda de átomos em MOT	25
III	PROCESSOS DE PERDA NUMA ARMADILHA MISTA DE ÁTOMOS FRIOS: EXPERIMENTOS COM A MISTURA $Na-Rb$	28
III.1	Montagem e procedimento experimental: taxa vs. intensidade	28
III.2	Resultados e Discussões	35
III.3	Montagem e procedimento experimental: taxa vs. frequência	45
III.4	Resultados e Discussões	47
IV	PROCESSOS DE PERDA NUMA ARMADILHA MISTA DE ÁTOMOS FRIOS: EXPERIMENTOS COM A MISTURA $K-Rb$	55
IV.1	Técnica experimental desenvolvida	55
IV.2	Resultados e Discussão	59
V	CONCLUSÕES	65
VI	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	68

Lista de Figuras

FIGURA 1: estrutura da “quasimolécula” formada por um par de átomos de sódio durante uma colisão fria.	11
FIGURA 2: a Fig. 2a mostra um esboço dos potenciais de longo alcance de uma “quasimolécula” num sistema formado por um par de átomos de dois níveis.	14
FIGURA 3: foto do aparato experimental montado para realizar os experimentos.	30
FIGURA 4: diagramas dos níveis de energia e as transições usadas no aprisionamento das duas espécies.	32
FIGURA 5: esquema do sistema experimental utilizado no estudo da variação das taxas de perda com a intensidade do <i>laser</i> de aprisionamento.	34
FIGURA 6: nas curvas dos gráficos acima pode-se observar claramente o efeito da presença dos átomos de <i>Rb</i> no processo de carga da armadilha de <i>Na</i> .	37
FIGURA 7: perfis de densidade das armadilhas de <i>Na</i> e <i>Rb</i> , Figura 7(c) e (d), obtidas com o auxílio de uma câmara CCD de alta resolução.	39
FIGURA 8: nos gráficos acima pode-se observar os diferentes comportamentos apresentados pelas taxas de perdas colisionais como função da intensidade do <i>laser</i> de aprisionamento do <i>Na</i> .	44
FIGURA 9: esquema do sistema experimental utilizado no estudo da evolução das taxas de perda com a frequência do <i>laser</i> extra (de prova).	47
FIGURA 10: variação das taxas de perda devidas à colisões homonucleares (<i>Na–Na</i>), β , e heteronucleares (<i>Na–Rb</i>), β' , previstas teoricamente, de acordo com os modelos apresentados no capítulo anterior.	49
FIGURA 11: evolução das taxas de perda efetiva (a) e total (b) com o <i>detuning</i> do <i>laser</i> de catálise.	52
FIGURA 12: gráficos auxiliares usados para obter a dependência das taxas de perda com a frequência do <i>laser</i> de catálise.	53
FIGURA 13: esquema de etapas de carregamento das armadilhas de <i>K</i> e <i>Rb</i> .	57
FIGURA 14: diagrama de níveis de energia e transições atômicas envolvidas no aprisionamento dos alcalinos <i>K</i> e <i>Rb</i> .	59
FIGURA 15: sequência temporal de aquisição das curvas de carga das armadilhas obtidos para duas intensidades distintas do <i>laser</i> de aprisionamento do <i>K</i> .	61
FIGURA 16: evolução das taxas de perda da armadilha de <i>K</i> devidas às colisões homo e heteronucleares.	62

Resumo

Um estudo das taxas de perda de átomos ocorrendo numa armadilha magneto-óptica mista foi realizado aqui. Observamos experimentalmente, pela primeira vez, a ocorrência de processos colisionais inelásticos envolvendo duas espécies atômicas distintas. Identificamos o escape radiativo como o processo dominante nas taxas de perda de átomos da armadilha de sódio, devidas às colisões desses com os átomos de rubídio aprisionados, para as dadas condições experimentais. Realizamos estudos semelhantes com uma mistura $K-Rb$, onde as taxas de perda de átomos da armadilha de potássio foram observadas. Procurou-se interpretar os resultados através um modelo semiclássico que teve de ser modificado por nós. Esses estudos foram importantes porque revelaram a grande influência do processo de escape radiativo nas taxas de perda. Também verificou-se que outros canais podem manifestar a sua influência e suspeitamos que isso se deva às diferenças estruturais das “quasimoléculas” formadas na colisão. A compreensão de processos colisionais em armadilhas magneto-ópticas mistas é importante para a obtenção e estudo de amostras distintas de condensados bosônicos coexistindo numa mesma região.

Abstract

We report the results of the trap-loss collisional rates observed in a mixed species magneto-optical trap. These are the first systematic studies about the collisional loss channels due to heteronuclear interactions between two cold atomic samples in a MOT. We have used two different combinations: Na–Rb and K–Rb. It was observed that the rates are strongly affected by the radiative escape loss channel, especially in the Na–Rb system. We also observed that some other loss channels may rule the rates behavior depending on the combination or the experiment. To understand the results a semiclassical approach was used: the Gallagher-Prichard theory. We believe that these studies will soon be helpful to control the interatomic collisional rates for the achievement of heteronuclear samples of Bose-Einstein condensates.

I INTRODUÇÃO

O conhecimento científico da natureza e seus elementos vem evoluindo desde tempos imemoriais graças ao esforço de muitos, cuja motivação maior foi e tem sido a possibilidade de entendimento e controle desses elementos. Basicamente, a ciência com todos os seus ramos estabeleceu-se como uma necessidade fundamental do Homem em descobrir e entender a realidade que o envolve. Essa busca constante iniciada há muitos anos jamais poderá ser ignorada porque ela determinou, de alguma forma, o modo como vivemos hoje. Procurar contribuir com esse conhecimento, que faz parte da bagagem cultural de nossa civilização, é uma tarefa nobre que deve permanecer como uma grande motivação à qualquer pessoa.

Dentro desse contexto, a possibilidade de estudar e controlar o átomo isoladamente vem ganhando uma importância fundamental devido às inúmeras aplicações tecnológicas possíveis. São exemplos: a “construção” de novos materiais, através da manipulação de moléculas em nível atômico, cujas aplicações deverão ser de grande interesse para a ciência dos materiais e a engenharia genética. Na área de ciência básica, o desenvolvimento de técnicas para o controle do movimento atômico já permitiu a obtenção de amostras bastante densas e frias desde a sua concepção^[1], onde a natureza quântica do átomo se revela de forma extraordinária. Como exemplo

podemos citar a condensação de Bose–Einstein^[2–5], e a implementação do “*laser* de átomos”^[6].

Amostras de átomos frios podem ser obtidas por diferentes técnicas de confinamento^[8,9,12,13]. Uma delas recebe a denominação de *Armadilha Magneto–Óptica* (MOT) e foi a base do sistema experimental aqui utilizado. Ela é construída a partir de configurações espaciais estáticas de feixes *laser* associadas à aplicação de campos magnéticos. O aprisionamento de átomos em MOT é a técnica utilizada por nós, além de outros, pois tem se mostrado ser bastante prática e relativamente eficiente, sendo capaz de capturar um elevado número de átomos, mantendo altas densidades^[9,10]. Além disso, essa técnica vem evoluindo em qualidade^[7–13], no sentido de aumentar a densidade de átomos aprisionados. Seu princípio de funcionamento é baseado na força espontânea que a radiação exerce sobre o sistema atômico, através da transferência de *momentum* dos ftons para os átomos^[14].

Vários tipos distintos de fenômenos ocorrem nas amostras atômicas densas e frias produzidas nessas armadilhas. Citamos as **colisões** atômicas como um dos fenômenos mais importantes devido ao caráter quântico exibido nesse regime de temperatura. Vários tipos de colisões entre dois átomos podem ocorrer, dependendo do estado atômico do par durante o processo, e que determina o tipo de interação entre ambos. Além disso, essas amostras são ideais para se investigar processos colisionais entre átomos, que levam à formação de ligações químicas, pois nesse regime de temperatura o tempo de colisão torna-se longo e permite um estudo mais detalhado de todo o processo.

Nos últimos anos, vários experimentos na área de colisões frias foram realizados. Desde experimentos mais simples relacionados à determinação das

dependências das taxas de perda^[24,27,29,42] até os mais complexos como, por exemplo, a espectroscopia de estados ligados^[44,45]. Os resultados desses estudos auxiliaram na obtenção do condensado bosônico.

Há três anos pesquisadores do nosso grupo foram bem sucedidos na tentativa de aprisionar duas espécies alcalinas distintas, simultaneamente, numa mesma região do espaço^[41]: o sódio (*Na*) e o potássio (*K*). Além disso, naquele trabalho foram reportados os primeiros efeitos colisionais observados experimentalmente envolvendo tais átomos. Daí surgiu a necessidade de dar continuidade a essas pesquisas e que acabou determinando os rumos desse projeto. Não há dúvidas de que numa amostra mista de átomos aprisionados devem ocorrer processos colisionais heteronucleares, que certamente contêm mais fenômenos físicos interessantes do que aqueles que podem ser observados num processo colisional homonuclear. No momento vários pesquisadores no mundo já exploram, em nível teórico, as interações entre dois condensados distintos^[47], onde espera-se a manifestação de vários efeitos como, por exemplo, modificação na distribuição espacial do condensado, alteração na capacidade calorífica, etc.

Cabe aqui observar que qualquer tentativa de obtenção de tal sistema passa pela observação e entendimento dos processos colisionais entre duas espécies distintas. Pois tanto o aprisionamento num MOT como o resfriamento numa armadilha magnética dependem fortemente de colisões elásticas e inelásticas. Desta forma o objetivo deste trabalho foi estudar a taxa de perdas em armadilhas magneto-ópticas mistas com o intuito de entender como ocorrem os processos colisionais inelásticos neste sistema.

Iniciamos então, o próximo capítulo, fazendo um breve histórico a respeito do assunto principal dessa dissertação: as colisões frias e ultrafrias. Em

seguida, apresentamos o modelo Gallagher–Pritchard, que trata dos processos colisionais que ocorrem entre pares de átomos de uma mesma espécie (homonucleares). Em seguida mostramos como estender essas idéias para o caso de átomos distintos (heteronucleares). E por fim, discutiremos as técnicas experimentais mais relevantes utilizadas nos estudos dos fenômenos colisionais que comumente ocorrem nas armadilhas magneto-ópticas.

No capítulo três, apresentamos o estudo desses processos realizado com uma amostra mista de sódio/rubídio, para o qual, uma câmara de aprisionamento especial foi projetada e construída. Haverá uma seção no capítulo onde discutimos detalhadamente as principais características desse novo sistema. A presença dos átomos de rubídio, aprisionados na mesma região do espaço, foi a motivação para se estudar a taxa de perda dos átomos de sódio devida às colisões destes com os átomos de rubídio. Basicamente, observamos a variação das taxas de perda de átomos da armadilha de sódio como função da intensidade do *laser* usado para aprisioná-lo. Também estudou-se a evolução dessas taxas como função da frequência através da técnica de “catálise óptica”^[31].

No capítulo quatro, mostraremos estudos semelhantes realizados com uma amostra de potássio/rubídio, onde uma técnica nova foi criada para observar a dependência com a intensidade. Discussões relativas aos resultados apresentados, bem como uma descrição das modificações introduzidas na montagem e procedimento experimental fecham o conteúdo desse capítulo.

Finalizando, apresentamos as nossas conclusões e discussões a respeito dos experimentos num contexto mais geral, além de apontar as possíveis direções a serem seguidas nos estudos dos processos colisionais frios envolvendo duas espécies distintas

II COLISÕES ENTRE ÁTOMOS FRIOS

Há pouco mais de uma década, surgiram as primeiras teorias e experimentos bem sucedidos demonstrando que a luz poderia ser usada para resfriar e confinar átomos neutros em temperaturas abaixo de milikelvins (mK)^[16,17]. A partir de então, iniciaram-se vários capítulos interessantes nas áreas de física atômica, molecular e óptica. Interferometria atômica^[18], holografia^[19], redes ópticas^[20] e a condensação de Bose–Einstein^[2–5], obtida a partir de vapores atômicos há poucos anos são todos excelentes exemplos dessa nova física onde as colisões entre átomos resfriados têm uma importância fundamental. A natureza dessas colisões tornou-se objeto de intenso estudo não apenas por causa da sua importância nas áreas mencionadas acima, mas também porque a sua investigação tem proporcionado o surgimento de novas idéias a respeito de como a espectroscopia de colisões pode fornecer medidas precisas de parâmetros atômicos/moleculares e de como manipulá-los, utilizando campos de radiação, de modo a determinar o resultado da própria colisão. As investigações nesses novos regimes tendem a mostrar novas características, principalmente devidas ao grande aumento do comprimento de onda de de Broglie (λ_D).

No regime de *Doppler cooling* e *Optical Molasses*^[18] λ_D é comparável ou até maior que uma ligação química, aproximando-se em tamanho do comprimento de onda da radiação usada no resfriamento. Assim, espera-se que os efeitos

relativísticos e/ou relacionados ao caráter ondulatório dos átomos, como ressonância, interferência e retardo de interação^[49], tornem-se importantes.

Nesse contexto, é importante definir e diferenciar os regimes de temperatura em que ocorrem essas colisões. Seguindo a denominação adotada por Suominen^[22], chamaremos **colisões frias** quando estas ocorrerem em temperaturas entre 1mK e 1μK, que corresponde aos regimes de *Doppler cooling* e *Optical Molasses*, quando a maior parte dos fenômenos colisionais ocorre na presença de campos de radiação luminosa usados no confinamento e investigação das interações atômicas. Aqui, os estados “quasimoleculares” excitados apresentam uma importância fundamental conforme ficará evidente nas seções posteriores dessa dissertação.

Abaixo de 1μK onde o resfriamento evaporativo (*evaporative cooling*) e a condensação de Bose–Einstein tornam-se o foco de atenção, λ_D aumenta até tornar-se comparável ao espaçamento médio entre os átomos; nesse regime, estados quânticos degenerados da amostra atômica começam a manifestar-se. As colisões no estado fundamental que ocorrem somente por meio de movimentos translacionais radiais (ondas s), são caracterizadas por mudanças de fase, ou melhor pelo comprimento de espalhamento da função de onda desse estado. Assim, as energias do movimento translacional atômico estão abaixo da energia cinética transferida ao átomo pelo recuo sofrido no espalhamento de um fóton e por isso as colisões devem acontecer no escuro, sem a presença da luz, num intervalo de temperatura que vai de 1μK até 0 (zero). Nessas condições as **colisões** serão ditas **ultrafrias**. Neste trabalho, nos restringimos ao estudo de fenômenos relacionados às colisões frias apenas, pois os experimentos foram realizados numa armadilha magneto-óptica.

Logo após os primeiros experimentos, J. Vigué^[23] publicou o primeiro artigo discutindo as possíveis consequências das colisões binárias em amostras gasosas frias e ultrafrias.

Colisões frias na presença de radiação evidenciam novos domínios físicos onde as escalas atômicas de comprimento, tempo e largura de linha espectral apresentam-se de maneira bastante distinta do convencional. Aliado ao grande aumento de λ_D , o tempo de interação colisional passa a ser da ordem de várias vezes o tempo de vida do átomo no estado excitado. Além disso, a largura de linha Doppler diminui até ficar menor do que a própria largura de linha da transição atômica, ou seja a dispersão da velocidade é pequena se comparada à largura de linha (radiativa) natural dos átomos. Isso permite que se obtenha uma precisão muito alta quando se realiza experimentos de espectroscopia de estados ligados em “quasimoléculas”, por exemplo, onde há participação de grande parte da amostra no processo de excitação. O aumento do tempo de colisão assegura aos átomos colidindo, a possibilidade de trocarem múltiplos ftons com o campo externo de radiação. Assim, a frequência, intensidade e polarização dessa radiação podem ser ajustados de modo a modificar os potenciais efetivos de interação e controlar as probabilidades dos canais elásticos, inelásticos e reativos da colisão^[46].

Há três questões básicas que têm motivado o significativo desenvolvimento na área de colisões frias: (1) como essas colisões levam à perdas dos átomos confinados em armadilhas ? (2) como a espectroscopia de fotoassociação permitiria a realização de medidas precisas das propriedades atômicas, e ajudaria no entendimento da natureza quântica do próprio processo de espalhamento ? (3) como os campos de radiação podem ser usados para controlar o resultado do encontro atômico colisional ?

Esta terceira questão vem desafiando o conhecimento dos físico-químicos desde a década de setenta, após o desenvolvimento do *laser* de CO₂, quando os pesquisadores dessa área imaginaram usar o dispositivo para influenciar ou controlar processos inelásticos numa reação química. Entretanto, os primeiros esforços no sentido de induzir reatividade, através da excitação dos sítios moleculares localizados e bem definidos, tais como ligações duplas e grupos funcionais, falharam porque a excitação óptica inicial logo era transformada em rotações, vibrações e movimentos de torção dos núcleos moleculares. Esse resultado desafortunado mostrou que a luz infravermelha do *laser* de CO₂ essencialmente apenas esquentava as moléculas, do mesmo modo que o velho bico de Bunsen. O entusiasmo pela química controlada pelo *laser* diminuiu quando os pesquisadores imaginaram que esta rápida difusão da energia através do arcabouço molecular impediria avanços significativos por esse caminho no controle óptico da reatividade química.

No início dos anos oitenta, o interesse foi reativado devido ao desenvolvimento dos *lasers* de corante pulsados, de frequência ajustável na região visível do espectro, juntamente com as novas propostas para estudo das “colisões radiativas”, pelas quais os elétrons moleculares interagem com a radiação externa ao invés do núcleo molecular. Uma segunda etapa de experimentos obteve algum sucesso ao transformar opticamente reagentes em produtos; porém, no geral, os altos picos de potência necessários para aumentar significativamente a reatividade interferiam com os efeitos desejados por induzirem excitações multifotônicas não lineares e ionização na própria molécula. A necessidade por altos picos de potência advinha de dois fatores cruciais: (1) o alargamento Doppler à temperatura ambiente permite que apenas uma pequena porcentagem das colisões moleculares interajam

com o campo de radiação, portanto o resultado “possível” é pequeno, e (2) a radiação incidente tem de influenciar a forte interação atômica responsável pela estabilidade das ligações químicas, de modo a poder afetar o comportamento atômico durante a colisão. Esse requisito implica na necessidade de densidades de potência (intensidades) maiores do que alguns megawatts por centímetro quadrado. Mas intensidades dessa ordem estão bem acima do limiar de absorção multifotônica e ionização. Então os processos ocorrendo nessa situação tendem a converter rapidamente os átomos ou moléculas de um gás neutro em um plasma ionizado. Desse modo, parecia ser demasiadamente difícil controlar colisões com a luz sem antes destruí-las opticamente.

O surgimento das técnicas de desaceleração e resfriamento óptico iluminou então esse cenário desencorajador. A diminuição do alargamento Doppler até valores menores do que a própria largura de linha natural da transição atômica e a transferência da interação átomo–radiação da zona “química”, de forte entrelaçamento das funções de onda, para regiões mais externas onde os termos eletrostáticos fracos caracterizam a colisão. Nessa zona exterior de fraca interação são necessários apenas alguns poucos miliwatts por centímetro quadrado de intensidade para alterar profundamente as taxas de colisões (elásticas e inelásticas). Além disso, uma colisão convencional (térmica) dura apenas umas poucas centenas de femtosegundos, muito pouco quando comparado às dezenas de nanosegundos requeridos pelos átomos ou moléculas antes de decaírem espontaneamente. No regime ultrafrio (ou frio) as partículas movem-se mais vagorosamente e assim demoram até centenas de nanosegundos para completar o encontro colisional. Essa longa duração da colisão dá tempo mais do que suficiente para os parceiros

interagentes absorverem ou emitirem radiação do campo externo pelos processos espontâneo ou estimulado[†].

Nos últimos anos vários processos colisionais homonucleares foram estudados experimentalmente^[31–33]. Basicamente, eles diferem entre si dependendo da combinação dos estados atômicos dos átomos que participam da colisão.

Colisões entre átomos em diferentes estados fundamentais podem ser observadas em armadilhas com pequena profundidade energética. Devido à baixa intensidade dos *lasers* de aprisionamento, uma colisão onde ocorra mudança de estrutura hiperfina pode fornecer energia suficiente para o par escapar da armadilha^[33].

Nas armadilhas mais robustas (profundidade $\sim 1\text{K}$), as colisões envolvendo átomos no estado excitado com átomos no estado fundamental são as responsáveis pelas perdas^[24,28,31,33]. Nessa situação dois processos se destacam: (i) **escape radiativo**: um par de átomos inicia a colisão no estado fundamental ($S_{1/2}+S_{1/2}$) e, em seguida, um deles absorve um fóton levando o par para o estado excitado $S_{1/2}+P_{3/2}$, onde são acelerados um em direção ao outro por um potencial atrativo. Os átomos vão se aproximar, ganhando energia cinética até que, a partir de uma certa distância, ocorra a emissão de um fóton (emissão espontânea) para o vermelho; e (ii) **mudança de estrutura fina**: onde os átomos, após a absorção de um fóton, aproximam-se até curto alcance seguindo um estado atrativo $S+P_{3/2}$ e no retorno passarão por uma região onde o par mudará para o potencial $S+P_{1/2}$; a diferença será convertida em energia, observe a Figura 1. A energia ganha em ambos os processos é suficiente para tirar o par da armadilha. Esses processos são

[†] Nota: as informações contidas nos 3 últimos parágrafos (inclusive) foram obtidas a partir de comunicação pessoal e/ou adaptadas das notas de aula do curso: *Collisions of Cooled and Trapped*

importantes, pois a sua compreensão pode auxiliar nos estudos de espectroscopia de estados ligados^[44].

Outro processo que pode ocorrer é a ionização fotoassociativa. Nesse processo após a aceleração adquirida no potencial $-C_3/R^3$, o par atômico absorve um segundo fóton indo para um estado duplamente excitado. Nesse estado o par continua a colisão até curto alcance e sofre autoionização ao cruzar o potencial da molécula iônica Na_2^+ . Este processo somente ocorre em átomos de sódio e já foi bastante estudado^[40]. Deve-se lembrar que os vários experimentos com esses processos colisionais, de uma forma ou de outra, demonstram a possibilidade do controle óptico das colisões^[25,26,38].

Figura 1: estrutura da “quasimolécula” formada por um par de átomos de sódio durante uma colisão fria. Todos os passos principais possíveis estão contidos nela. Desde o escape radiativo por emissão espontânea até a ionização fotoassociativa representada pelos passos ① a ④, passando pela mudança de estrutura fina que pode ocorrer no ponto B.

II.1 Processos colisionais interatômicos homonucleares: o modelo Gallagher–Pritchard

Nesta seção, apresentaremos um tratamento semiclássico para descrever colisões com átomos em estados excitados nos quais o seu movimento sob a ação dos potenciais moleculares é tratado classicamente, permitindo assim que os efeitos do fenômeno da *emissão espontânea* sobre a colisão possam ser entendidos a partir de uma formulação conceitual mais simples do que aquela conseguida a partir de um tratamento puramente quântico desse problema.

O processo colisional considerado aqui envolve um par de átomos, onde um encontra-se em seu estado fundamental e o outro num estado excitado. A interação entre eles é atrativa o que fará com que seus núcleos aproximem-se por um movimento acelerado. Dessa maneira eles podem ganhar energia cinética mais do que suficiente para escapar da armadilha magneto-óptica que os mantém confinados. Isso acontecerá quando for emitido um fóton para o vermelho em relação àquele que fora absorvido no início do processo, que os fará tornar ao estado fundamental no qual iniciaram a colisão. A diferença energética entre os fótons absorvido e emitido convertida em energia cinética que será dividida igualmente entre os átomos^[34]. Este tipo de colisão binária ocorre comumente entre os átomos capturados e aprisionados em armadilhas magneto-ópticas convencionais e há uma literatura bastante extensa relacionada à observação de fenômenos colisionais interessantes^[24,27,31,42].

Passaremos então a descrever esse processo e, para auxiliar a compreensão, sem perda de generalidade, tomaremos um par de átomos de sódio que é um metal alcalino muito utilizado nos experimentos em MOT. Assim, o mecanismo mencionado acima pode ser escrito de um modo simples:

e ocorre por meio de **emissão espontânea** de radiação. Na equação (1) acima, Na significa um átomo neutro de sódio no seu estado fundamental ($3S_{1/2}$) e Na_2^* representa a “quasimolécula” formada durante o processo colisional fotoassistido; $\hbar\omega$ é a energia inicial absorvida por um dos átomos, fornecida pelos fótons vindos do *laser* de aprisionamento e $\hbar\omega'$ é a radiação emitida pelo par atômico (para o vermelho), liberando uma energia equivalente a $\hbar(\omega - \omega') / 2$ para cada um dos átomos, conforme o esquema contido na Figura 2b.

Para entender o processo é necessário abordar o fenômeno radiativo partindo de um ponto de vista molecular, o que ocorre quando os átomos aproximam-se até separações internucleares menores ou da ordem do comprimento de onda do *laser*, isto é $R \leq \lambda_{\text{luz}}$. As colisões em consideração aqui são aquelas onde um dos átomos do par absorve um fóton que transfere ambos para um estado atrativo de $Na - Na^*$, quando os átomos estiverem separados por distâncias $R \leq 500\text{\AA}$, permanecendo nesse estado até atingirem pequenas distâncias internucleares ($R < 50\text{\AA}$). Metade dos estados moleculares $Na - Na^*$ possuem transições dipolares proibidas a partir do estado fundamental e a outra metade apresenta transições permitidas que decaem espontaneamente a uma taxa $\Gamma_M = 2\Gamma_A \approx 1,2 \times 10^8 \text{ Hz}$, onde Γ_A é a taxa atômica. Desprezando a estrutura hiperfina, existem dez potenciais adiabáticos de longo alcance para $Na(3S_{1/2}) - Na^*(3P_{3/2})$, cujas interações são metade atrativas e metade repulsivas, observe a Figura 2a logo abaixo.

Figura 2: a Fig. 2a mostra um esboço dos potenciais de longo alcance de uma “quasimolécula” num sistema formado por um par de átomos de dois níveis. A distância internuclear (atômica) é denotada por R . Numa armadilha típica (MOT) a frequência do laser é menor que aquela da transição atômica. Em seguida, estão esquematizados os processos de *escape radiativo* (Fig. 2b) e *mudança de estrutura fina* (Fig. 2c), principais responsáveis pelas perdas de átomos em MOT.

A interação molecular dominante nessa região é do tipo dipolo–dipolo eletrostática aqui representada por $\pm C_3 / R^3$ para estados atrativos e repulsivos, onde $C_3 = 9,19 \text{ u.a.}^{[36,37]}$ é o valor médio do coeficiente. Para $R < 500 \text{ \AA}$, C_3 / R^3 excede a interação hiperfina de estado excitado e, por isso é válido desprezarmos as complicações desse tipo de interação aqui.

Assim sendo, iniciaremos os cálculos imaginando um par de átomos em seus estados fundamentais, em repouso um em relação ao outro, separados por

uma grande distância internuclear R_0 . A taxa de excitação semiclássica que leva o par ao estado atrativo, $\mathfrak{R}$ é[†]:

$$\begin{aligned}\mathfrak{R}(R_0, \omega_L, I) &= \left\{ \frac{(\Gamma_M/2)^2}{[\omega_L - \omega(R_0)]^2 + (\Gamma_M/2)^2} \right\} \frac{I}{\hbar \omega_L} \frac{\lambda^2}{2\pi} = \\ &= \varepsilon(\omega_L, R_0) \frac{I}{\hbar \omega_L} \frac{\lambda^2}{2\pi},\end{aligned}\quad (2)$$

onde $\omega(R_0) = \omega_0 - C_3 / \hbar R_0^3$ é a frequência de absorção para o estado molecular excitado, ω_L e I são a frequência e intensidade do *laser* (de aprisionamento), ω_0 é a frequência de ressonância da transição atômica e $\lambda^2 / 2\pi$ é metade da seção de choque de absorção atômica para o estado excitado.

Para que a energia liberada seja suficiente para libertar o par atômico da armadilha, é necessário que os átomos permaneçam sob a ação do potencial atrativo durante um determinado intervalo de tempo. Esse tempo será importante para calcularmos a probabilidade de sobrevivência, eq. (14), que será proporcional à taxa de perdas. Para determinar o intervalo temporal mencionado acima, iniciaremos escrevendo a equação clássica para a conservação da energia do sistema, ou seja, a variação da energia (cinética) do sistema deve ser igual, em módulo, à variação da energia potencial do estado atrativo:

$$E_F = T = \frac{\mu v^2}{2} = -E_I = -\Delta U(R) = U_I - U_F = C_3 \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3} \right), \quad (3)$$

onde μ é a massa reduzida do par. Portanto,

$$v = \frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2C_3}{\mu} \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3} \right)}. \quad (4)$$

[†] *An Introduction to Theory and Applications of Quantum Mechanics*, Amnon Yariv, capítulo 13, seção 13.4, eq. 13.68, onde $\Delta v = \Gamma_M$.

Então, após a excitação em R_0 os átomos irão aproximar-se até distâncias $R < 60\text{\AA}$ onde os processos de perda (*trap-loss*) podem ocorrer. O intervalo de tempo para que isso ocorra é essencialmente o mesmo que aquele necessário para atingirem $R = 0$.

Note que a eq. (4) é a equação do movimento do centro de massa do par atômico, portanto considera-se que tal sistema inicia a colisão partindo do repouso. Isso é razoável porque no interior da armadilha os átomos estão se movendo com velocidades da ordem 50 cm/s, muito baixas quando comparada à sua velocidade em temperatura ambiente, ~ 500 m/s. Além disso, a forma assintótica do potencial de interação entre os átomos no estado fundamental é muito plana quando comparada àquela entre um átomo no estado fundamental e o outro no estado excitado. Isso é devido à forte dependência com a distância internuclear do potencial atrativo do estado excitado ($1/R^3$), em relação à interação no estado fundamental ($1/R^6$). Cabe observar ainda que para um intervalo entre 0 (zero) e um R qualquer, pode-se determinar facilmente o resultado analítico da integral em termos da função β , conforme mostraremos em seguida. Então, se desejamos conhecer o resultado num subintervalo basta dividirmos o intervalo de integração de maneira conveniente:

$$\int_{R_{esc}}^{R_0} f(R) dR = \int_0^{R_0} f(R) dR - \int_0^{R_{esc}} f(R) dR = F_1(R) - F_2(R), \text{ onde } R_{esc} \text{ é naturalmente}$$

menor do que R_0 e $F_i(R)$ representa o valor analítico de cada integral. Assim, vê-se que é muito mais simples obter o resultado desejado a partir da subtração de dois valores conhecidos. Por todos esses motivos, reescrevemos a eq. (4) na forma:

$$T^* = \int_0^{T^*} dt = \int_0^{R_0} \sqrt{\frac{\mu}{2C_3}} \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3} \right)^{-1/2} dR, \quad (5)$$

que pode ser resolvida analiticamente fazendo-se a substituição: $S = 1 - R^3/R_0^3$,

ou seja,

$$\int_0^{R_0} \left(\frac{1}{R^3} - \frac{1}{R_0^3} \right)^{-1/2} dR = \int_0^{R_0} \frac{\sqrt{R^3} dR}{\sqrt{1 - R^3/R_0^3}} = \frac{\sqrt{R_0^5}}{3} \int_0^1 S^{-1/2} (1 - S)^{-1/6} dS , \quad (6)$$

onde,

$$R = R_0 \sqrt[3]{1 - S} ; \quad dR = -\frac{R_0}{3} \frac{dS}{\sqrt[3]{(1 - S)^2}} . \quad (7)$$

Desse modo obtemos,

$$T^*(R_0) = \frac{1}{3} \sqrt{\frac{\mu R_0^5}{2C_3}} \int_0^1 \frac{dS}{S^{1/2} (1 - S)^{1/6}} . \quad (8)$$

A integral na variável S pode ser resolvida analiticamente, em termos da função *Beta*,

$$\text{observando a relação, } B(z, w) = \int_0^1 x^{z-1} (1 - x)^{w-1} dx , \text{ com } z, w > 0^\dagger:$$

$$\int_0^1 \frac{S^{-1/2} dS}{(1 - S)^{1/6}} = B\left(\frac{1}{2}, \frac{5}{6}\right) \cong 2,240502601 = \alpha . \quad (9)$$

Finalmente,

$$\boxed{T^*(R_0) = \frac{\alpha}{3} \sqrt{\frac{\mu R_0^5}{2C_3}}} . \quad (10)$$

Por outro lado, também é interessante rescrevermos a equação acima como função do *detuning* do *laser* usado para aprisionar os átomos durante os experimentos. Para tanto, utilizaremos a relação:

[†] *Handbook of Mathematical Functions With Formulas, Graphs, and Mathematical Tables*, editado por Milton Abramowitz e Irene A. Stegun, National Bureau of Standards, 3ª edição, 1965. *Gamma Function and Related Functions*, p.258, subseção 6.2.1.

$$\hbar\Delta_0 = \frac{-C_3}{R^3} \Big|_{R_0}^{\infty} = \frac{C_3}{R_0^3}. \quad (11)$$

Substituindo então a relação acima na eq.(10), obtemos:

$$T^*(\Delta_0) = \frac{1}{\Gamma_M} \left(\frac{\omega_\tau}{\Delta_0} \right)^{5/6} \quad (12)$$

onde,

$$\omega_\tau = \left[\left(\frac{\alpha\Gamma_M}{3} \right)^6 \left(\frac{\mu^3 C_3^2}{8\hbar^5} \right) \right]^{1/5}. \quad (13)$$

A importância da relação (12) ficará evidente numa seção posterior.

Deve ficar claro que, nesse modelo, estamos supondo a ocorrência de absorção de fons pelos átomos segundo uma taxa semiclássica seguida pelo movimento clássico dos átomos sob a ação do potencial atrativo $(-C_3 / R^3)$ do estado “quasimolecular”. Isso pode ser justificado apesar do grande valor de λ_D ($\sim 50\text{\AA}$ para $Na-Na$ a 1 mK). A região de interesse para R_0 está compreendida entre 300 e 500 $\text{\AA}$, por isso várias ondas parciais são necessárias para descrever o movimento nuclear, embora as oscilações quânticas tendam a desaparecer na média devido ao grande número de contribuições. Os níveis vibracionais importantes estão separados por energias menores do que $\hbar\Gamma_M$ e, portanto, uma superposição coerente é excitada, produzindo um pacote de onda que se move em direção a $R = 0$, e cuja extensão inicial ($\sim 0,1 R_0$) é menor do que λ_D do estado fundamental. A absorção semiclássica é então alargada por um número finito de comprimentos de onda nuclear de estado excitado, porém desde que o seu valor integrado é preservado isso acaba afetando pouco o valor do coeficiente de absorção contínuo que estamos utilizando aqui, $\varepsilon(\omega_L, R_0)$.

A probabilidade do par atômico atingir a região interna ($R \leq R_E$) antes de decair espontaneamente, isto é, a probabilidade de sobrevivência do par no estado “quasimolecular” excitado, é dada por:

$$\gamma = \exp \left[-\Gamma_M T^*(R_0) \right] = \exp \left[-\left(\frac{\omega_\tau}{\Delta_0} \right)^{5/6} \right], \quad (14)$$

substituindo o resultado obtido na equação (12). Na região de importância ($R \leq 500 \text{ \AA}$) o par $\text{Na}-\text{Na}^*$ vai oscilar repetidamente de R_0 a $R \sim 0$ até decair espontaneamente ou sofrer uma variação negativa de uma unidade de *momentum* angular (mudança de estrutura fina), Figura 2(c). No entanto, em nossos cálculos estamos interessados apenas na primeira possibilidade. Então, a probabilidade de ocorrer escape radiativo, através da emissão espontânea de um fóton na região $R \leq R_E \sim 55 \text{ \AA}$ durante o trânsito até $R \sim 0$ será $\wp_{RE}(R_0)$; esse processo fornece pelo menos 1 K de energia cinética extra aos átomos, suficiente para libertá-los de um MOT convencional. Para $R_0 > 140 \text{ \AA}$ deve-se somar as probabilidades durante as várias oscilações, observando que essa probabilidade é definida como a taxa de decaimento multiplicada pelo tempo gasto pelo par na região interna ($R < R_E$), $2t^*(R_0)$, ou seja:

$$\wp_{RE}(R_0) = 2t^*(R_0)\Gamma_M (\gamma - \gamma^3 + \gamma^5 - \dots) = 2t^*(R_0)\Gamma_M \frac{\gamma}{1 - \gamma^2}, \quad (15)$$

substituindo então o valor de γ – eq. (14) – obtemos:

$$\wp_{RE}(R_0) = t^*(R_0)\Gamma_M \frac{2}{e^{\Gamma_M T^*} - e^{-\Gamma_M T^*}} = \frac{\Gamma_M t^*(R_0)}{\sinh [\Gamma_M T^*(R_0)]}. \quad (16)$$

No início, acreditava-se que $t^*(R_0)$, nessas condições, fosse independente de R_0 ; além disso, considerava-se uma taxa de decaimento espontâneo distinta, Γ_m , quando o par

entra na região interna, $R < R_E$. Assim, propunha-se que o produto $2t^*(R_0)\Gamma_M$, presente na eq. (15), fosse aproximadamente constante^[34]. É razoável afirmar-se que a taxa de decaimento por emissão espontânea varie com a distância internuclear. Porém, essas considerações eram baseadas em resultados obtidos a partir de experimentos de espectroscopia tradicional, realizados em câmaras de vapor de alta temperatura. Portanto, não acreditamos que seja correto extrapolar valores a partir de resultados obtidos em condições tão distintas daquelas consideradas aqui.

O problema real aqui é relativo à probabilidade de mudança de estrutura fina (*J-changing*), η_J , que deveria ser outro processo de perda bastante importante, com valores absolutos até maiores do que o escape radiativo, observe a Figura 2. Contudo, de acordo com resultados não publicados obtidos em nossas próprias armadilhas, nas condições normais de operação, pudemos observar que se tal processo ocorre, o que não nos foi possível verificar, sua importância deve ser muito menor do que o previsto por essa ou por outras teorias. Assim, fizemos $\eta_J = 0$, quando escrevemos a eq. (15).

Concluídas a apresentação e discussão dos termos probabilísticos representando cada passo do processo, falta então escrevermos a taxa total relativa ao processo de escape radiativo, por unidade de volume, $\mathfrak{R}_{RE}$. Relembrando: para que isso ocorra, os átomos devem ser excitados em R_0 a uma taxa dada pela eq. (2) que leva o par atômico ao estado “quasimolecular” excitado, $3S_{1/2}+3P_{3/2}$ no caso do sódio. A partir daí, os átomos serão acelerados um contra o outro por meios da interação atrativa $-C_3 / R^3$, devendo sobreviver nesse estado por um certo intervalo de tempo $T^*(R_0)$, dado pela relação (10), até ganharem energia cinética suficiente para escaparem da armadilha. Para tanto, deverão atingir as regiões de pequena

separação internuclear, $R < R_E$, com uma probabilidade γ de sobrevivência: eq. (14). Nessa região mais interna, decairão espontaneamente para o estado fundamental de acordo com a probabilidade dada pela eq. (16), escapando da armadilha quando isso acontecer.

Finalmente, deve-se notar que os passos devem ocorrer em sequência e isso significa que todas as etapas devem acontecer para que um par de átomos escape da armadilha. Assim, a taxa de perdas por colisões que estamos calculando deve ser obtida multiplicando-se todas as probabilidades, relativas a cada etapa do processo. Além disso, deve-se integrar o resultado da multiplicação por toda a região possível de excitação considerando a densidade de pares $Na-Na$ (estado fundamental) com separações internucleares entre R_0 e $R_0 + dR_0$, ou seja:

$$\frac{n_{na}^2}{2} 4\pi R_0^2 dR_0, \text{ obtendo assim a taxa total de perda, por unidade de volume, devido}$$

ao processo de escape radiativo:

$$\mathfrak{R}_{RE}(\omega_L, I) = \frac{n_{Na}^2}{2} \int_0^{\infty} \mathfrak{R}(R_0, \omega_L, I) \wp_{RE}(R_0) 4\pi R_0^2 dR_0. \quad (17)$$

II.2 Modelo para estudo de processos colisionais interatômicos heteronucleares

Nesta seção, pretendemos mostrar como as idéias e conceitos apresentados na seção anterior podem ser estendidos para o estudo de processos colisionais envolvendo diferentes tipos de átomos.

Assim, o que faremos aqui é seguir cuidadosamente os passos da seção anterior, observando as diferenças que existem entre os sistemas homo e heteronuclear. Desse modo, deve ficar claro que nosso interesse maior é compreender os mecanismos físicos responsáveis pelos fenômenos de perda de

átomos de um MOT devidos às interações colisionais com os outros átomos, aprisionados na mesma região do espaço.

Mantendo então a analogia com o caso homonuclear, imaginamos que o mecanismo desse tipo de processo possa ser escrito como:

onde novamente observaremos a diferença de energia $\hbar(\omega_A - \omega_{A'})$ que deve ser dividida entre os átomos de acordo com a diferença entre as suas respectivas massas inerciais. Note que agora, uma “quasimolécula”, $(AB)^*$, pode ser formada tanto pela absorção de um fóton que leve o átomo A ao primeiro estado excitado, $\hbar\omega_A$, quanto de um fóton que leve o átomo B ao estado excitado, $\hbar\omega_B$. Naturalmente, as “quasimoléculas” formadas serão diferentes, apresentando características evidentemente distintas. Assim, deve-se observar a existência desses outros canais de excitação e perda, que podem influenciar os resultados.

As considerações relacionadas ao ponto de vista molecular e aos potenciais são basicamente as mesmas, embora haja algumas observações pertinentes a serem feitas. Em primeiro lugar, as interações $Na^* - Rb$ ou $Na - Rb^*$ são do tipo van der Waals, e não mais do tipo dipolo-dipolo. Isso significa que há menos possibilidades de acoplamento e os átomos terão de estar mais próximos entre si para sofrerem algum efeito. Por outro lado, a “força” da interação depende do átomo que estiver sendo excitado, que vai determinar o valor absoluto do coeficiente C_6 . Em segundo lugar, agora devemos estar mais atentos às regiões de frequência que estivermos trabalhando e observar as curvaturas relativas entre os potenciais de interação na interpretação dos resultados, pois ambos são do tipo C_6 / R^6 .

As colisões consideradas aqui são dominadas por interações moleculares atrativas da forma $-C_6/R^6$ correspondendo aos estados: $A + B^*$ ou $A^* + B$. E a região de interesse concentra-se novamente em $R < 500\text{\AA}$.

Iniciamos então, de forma análoga à seção anterior, com ambos os átomos nos seus respectivos estados fundamentais, parados um em relação ao outro. Nessas condições, um deles absorverá um fóton, digamos A , quando estão separados por uma distância internuclear R_0 , segundo uma taxa semiclássica de absorção:

$$\mathfrak{R}_A(R_0, \omega_L^A, I_A) = \left\{ \frac{(\Gamma_M^A/2)^2}{[\omega_L^A - \omega_A(R_0)]^2 - (\Gamma_M^A/2)^2} \right\} \frac{I_A}{\hbar \omega_L^A} \frac{\lambda_A^2}{2\pi}, \quad (19)$$

onde, lembrando, o índice A significa que as frequências, intensidade e largura de linha espectral são relativas aos átomos da espécie A (Na , por exemplo). Assim, após a excitação em R_0 os átomos serão acelerados um em direção ao outro porque estarão interagindo segundo o potencial atrativo $-C_6/R^6$, durante um certo intervalo de tempo.

Usando argumentos de conservação de energia, análogos àqueles da equação (3), pode-se determinar o tempo de sobrevivência do par no estado molecular excitado que permitirá aos átomos acumular energia cinética suficiente para escaparem da armadilha:

$$T_A^*(R_0) = \int_0^{T_A^*} dt = \int_0^{R_0} \sqrt{\frac{\mu}{2C_6}} \left(\frac{1}{R^6} - \frac{1}{R_0^6} \right)^{-1/2} dR, \quad (20)$$

que pode ser determinado de modo idêntico ao da eq. (5), através da substituição:

$S = 1 - R^6/R_0^6$. E assim, obtemos:

$$T_{\mathcal{A}}^*(R_0) = \frac{1}{6} \sqrt{\frac{\mu R_0^8}{2C_6}} \int_0^1 \frac{S^{-1/2} dS}{(1-S)^{1/3}}, \quad (21)$$

com

$$\int_0^1 \frac{S^{-1/2} dS}{(1-S)^{1/3}} = B\left(\frac{1}{2}, \frac{2}{3}\right) \cong 2,587109559 = \alpha', \quad (22)$$

e assim temos,

$$\boxed{T_{\mathcal{A}}^*(R_0) = \frac{\alpha'}{6} \sqrt{\frac{\mu R_0^8}{2C_6}}}. \quad (23)$$

Ou então, pode-se expressar em relação à frequência inicial de excitação, onde usamos a relação:

$$\hbar\Delta_0 = \left. \frac{-C_6}{R^6} \right|_{R_0}^{\infty} = \frac{C_6}{R_0^6}. \quad (24)$$

obtendo finalmente,

$$\boxed{T_{\mathcal{A}}^*(\Delta_0) = \frac{1}{\Gamma_M^{\mathcal{A}}} \left(\frac{\omega_{\tau}}{\Delta_0} \right)^{2/3}}. \quad (25)$$

onde

$$\omega_{\tau} = \left[\left(\frac{\alpha' \Gamma_M^{\mathcal{A}}}{6} \right)^6 \left(\frac{\mu^3 C_6}{8 \hbar^4} \right) \right]^{1/4}. \quad (26)$$

Assim, podemos escrever a probabilidade do par atingir a região mais interna ($R \leq 40 \text{ \AA}$), antes de decair para o estado fundamental:

$$\gamma_{\mathcal{A}} = \exp \left[- \left(\frac{\omega_{\tau}}{\Delta_0} \right)^{2/3} \right], \quad (27)$$

que é a probabilidade de sobrevivência do par quando o átomo A é excitado. Então, a partir da eq. (26) calculamos a probabilidade de perda por escape radiativo que será dada pela equação:

$$\wp_{RE}^A(R_0) = \frac{t_A^*(R_0)\Gamma_M^A}{\sinh[\Gamma_M^A T_A^*(R_0)]}. \quad (28)$$

Finalmente, multiplicamos as probabilidades pela densidade de pares $A - B$ separados por distâncias internucleares entre R_0 e $R_0 + dR_0$: $\frac{n_A n_B}{2} 4\pi R_0^2 dR_0$ e obtemos a taxa de perdas por escape radiativo, por unidade de volume:

$$\mathfrak{R}'_{RE}(\omega_L^A, I_A) = \frac{n_A n_B}{2} \int_0^\infty \mathfrak{R}_A(R_0, \omega_L^A, I_A) \wp_{RE}^A(R_0) 4\pi R_0^2 dR_0. \quad (29)$$

Desse modo, concluímos aqui a apresentação do modelo pelo qual estendemos os conceitos propostos por Gallagher e Pritchard^[34], para o estudo de colisões binárias entre átomos distintos. Em seguida, discutiremos brevemente as técnicas utilizadas nos experimentos realizados para medir essas taxas de perda de átomos observadas em armadilhas do tipo MOT.

II.3 Técnicas experimentais para o estudo de processos de perda de átomos em MOT

Existem algumas técnicas utilizadas no estudo dos processos de perdas em armadilhas magneto-ópticas; elas são baseadas na observação da evolução temporal do número de átomos aprisionados. A decisão sobre qual deve ser utilizada numa determinada experiência depende das condições experimentais do fenômeno colisional que se pretende estudar. Quando a intensidade do laser de aprisionamento for alta, isto é, muito mais alta que a intensidade de saturação, os processos de escape

radiativo e mudança de estrutura fina dominam as taxas de perda. Por outro lado, em baixa intensidade predomina a mudança de estrutura hiperfina^[33].

Nos experimentos em alta intensidade observa-se a evolução temporal do número de átomos aprisionados pelo MOT. Essa técnica é simples e, portanto, tem a vantagem de ser facilmente implementada. Conforme diminuimos a intensidade do(s) *laser(s)* de aprisionamento a eficiência da armadilha também cai até que os processos de perda por mudança de estrutura hiperfina passam a liberar energia suficiente para que o par atômico escape. Entretanto, em armadilhas operando a partir de uma célula de vapor o termo de carga desta diminui muito e com ele o número de átomos capturados, impossibilitando assim a observação desses fenômenos.

Para superar estas dificuldades há duas possibilidades. A primeira é carregar a armadilha a partir de um feixe atômico desacelerado, de forma que podemos variar a intensidade do(s) *laser(s)* de aprisionamento sem comprometer o termo de carga^[8]. Isto requer um sistema experimental mais complexo. Outra possibilidade é utilizar uma célula de vapor mas com dois tipos de armadilha. Uma funcionando em alta intensidade e a outra em baixa intensidade. Inicia-se o experimento com uma armadilha operando em alta intensidade, capaz de capturar e manter um grande número de átomos e alta densidade; em seguida, desliga-se esta e liga-se a de baixa intensidade. O número de átomos aprisionados diminuirá e a evolução temporal permite que se observe as perdas causadas pelo processo de mudança de estrutura hiperfina.

Também é interessante estudar-se a dependência das taxas de perda com a frequência da radiação. Porém, a armadilha (MOT) é eficiente apenas num intervalo muito estreito de frequência, não se pode variar esse parâmetro sem

comprometer o bom funcionamento da armadilha. Este problema foi superado através da invenção da técnica de “catálise óptica”^[30,31], que consiste em introduzir um *laser* extra no sistema que aumentará as perdas colisionais na armadilha; variando-se a frequência desse novo *laser* é possível obter informações sobre as colisões.

Especificamente, a técnica de catálise fornece informações a respeito da dinâmica da colisão quando os átomos ainda estiverem separados por grandes distâncias internucleares, antes de alcançarem a região de “transferência de energia”, quando os átomos estiverem próximos. Por transferência de energia entenda-se: mudança de estrutura fina e escape radiativo. No final do próximo capítulo, essa técnica será discutida em maiores detalhes.

III PROCESSOS DE PERDA NUMA ARMADILHA MISTA DE ÁTOMOS FRIOS: EXPERIMENTOS COM A MISTURA *Na-Rb*

Neste capítulo, serão apresentados os resultados principais desse trabalho. Os dados obtidos são comparados com os modelos teóricos apresentados no capítulo anterior, em particular com o modelo relativo às duas espécies distintas. As dependências das taxas de perda com a intensidade e a frequência são estudadas.

III.1 Montagem e procedimento experimental: taxa vs. intensidade

A nossa armadilha magneto-óptica consiste de uma câmara de aço inoxidável fechada de formato cilíndrico chato (disco) contendo 14 janelas, das quais 10 são acessadas pelos feixes de aprisionamento e prova, enquanto as demais são utilizadas para observação e detecção de íons e/ou da luz emitida pelos átomos capturados. A câmara continha vapor de *Na* e *Rb* e era mantida a uma temperatura aproximada de 350 K, com o auxílio de fitas térmicas. A pressão em seu interior é da ordem de 10^{-9} torr, mantida assim por um par de bombas de vácuo: uma bomba turbo-molecular e uma bomba iônica funcionando independentemente.

Há algumas diferenças entre o nosso sistema e os demais que devem ser mencionadas. Ela foi projetada especialmente para que se pudesse estudar processos colisionais entre espécies atômicas distintas aprisionadas na mesma região do espaço. Assim, os átomos alcalinos: *Na*, *K*, *Rb* e *Cs* foram escolhidos para compor os quatro reservatórios nela existentes. A escolha foi baseada na experiência

adquirida anteriormente pelo grupo em aprisionar, separadamente, qualquer um daqueles átomos. Os reservatórios foram montados numa peça especial denominada *six way cross* que foi posteriormente anexada à câmara sobre a janela +z. Cada reservatório permanece envolto por fitas térmicas (elétricas) que, juntamente com a válvula, servem para regular a pressão parcial do gás no interior da câmara. Além disso, o número de janelas que permitem o acesso óptico ao interior da câmara foi determinado para permitir o controle independente das armadilhas, facilitando o ajuste da sobreposição das amostras atômicas.

O controle da temperatura dos reservatórios é importante e se faz necessário e porque os alcalinos apresentam pressões de vapor distintas quando estão à mesma temperatura. Assim sendo, se as pressões parciais no interior da câmara forem muito diferentes, o funcionamento da armadilha relativa ao elemento que apresentar a menor pressão parcial é bastante prejudicado por dois motivos. Primeiro porque o termo de carga L será muito pequeno, devido à existência de poucos átomos (menor pressão parcial). Segundo porque a taxa de perdas γ , causada pelas colisões entre os átomos aprisionados e os demais que compõem o gás residual presente na câmara, será alto devido ao excesso de átomos da outra espécie (maior pressão parcial) – eq. (30).

O campo magnético quadrupolar necessário para a abertura dos níveis de energia Zeeman dos átomos é gerado por um par de bobinas montadas na configuração anti-Helmholtz, que permanecem fora da câmara. A corrente nas bobinas é da ordem de 25 A, produzindo um gradiente de campo na região central da câmara de, aproximadamente, 25 gauss/centímetro na direção vertical (z) e metade disso no plano (xy).

Seis pares de feixes *laser*, mutuamente ortogonais, retrorefletidos e com polarizações convenientes interceptam-se na região central da câmara, onde o campo magnético varia linearmente com a posição. As polarizações corretas são conseguidas utilizando-se lâminas $\lambda/4$, no plano xy , independentes para sódio e rubídio. Porém, como os feixes para ambas as armadilhas são combinados na direção z , a polarização correta foi conseguida com o uso de rombos de Fresnel, que produzem a rotação de $\lambda/4$ e são acromáticos.

Figura 3: foto do aparato experimental montado para realizar os experimentos.

Na presença dos campos eletromagnéticos, os átomos mais lentos da distribuição de energia (ou velocidade) de Maxwell-Boltzman do vapor são capturados e mantidos aprisionados a partir de um processo cíclico de absorção e emissão de ftons. Isso ocorre conforme é explicado abaixo.

Os feixes *laser* devem estar sintonizados para o vermelho da transição atômica, pois isso cria uma região espacial onde os átomos são fortemente

desacelerados pelo espalhamento de ftons, denominado “optical molasses”^[21]. O gradiente de campo magnético aliado à polarização circular conveniente (à direita ou à esquerda) dos feixes *laser* incidentes cria uma força restauradora que confina os átomos nas regiões próximas ao centro da armadilha^[8;14]. Entretanto, devido à presença dos níveis energéticos hiperfinos, torna-se necessária a presença de feixes *laser* extra, denominados feixe de rebombeio, que mantém estável o processo de bombeamento óptico.

Explica-se: durante o processo de absorção e emissão dos ftons vindos do feixe principal (*carrier*), há a possibilidade do átomo realizar uma transição indesejada (devido às regras de seleção) que poderá levá-lo, por emissão espontânea, até ao estado hiperfino fundamental de menor energia. Nesse estado ele ficará fora de ressonância e não mais espalhará os ftons, liberto então da ação das forças de dissipação e confinamento, e escapará da armadilha. Para evitar que isso ocorra é necessária a presença dos feixes de rebombeio (*repumper*), que fazem os átomos do estado fundamental menos energético realizar uma transição “inversa” até o estado superior. O processo de absorção e emissão de radiação onde os átomos vão do estado *S* ($3S_{1/2}$ em *Na* e $5S_{1/2}$ em *Rb*) para o estado *P* ($3P_{3/2}$ em *Na* e $5P_{3/2}$ em *Rb*), é cíclico e garante a estabilidade da armadilha.

As frequências usadas no aprisionamento do sódio eram obtidas a partir de um único *laser* de corante monomodo (*Coherent* 699), com o auxílio de um dispositivo chamado modulador acústico-óptico (AOM). O AOM gera feixes extra de frequências distintas separados espacialmente, a partir do feixe principal, quando submetido a uma diferença de potencial modulada por uma fonte de RF. A frequência do feixe extra era deslocada (em frequência) para o vermelho, em relação à frequência principal por 1,712 GHz. Assim, a frequência do feixe principal (sai

diretamente do laser) era sintonizada 10 MHz abaixo da transição $3S_{1/2}(F=1) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=2)$, funcionando como rebombeio, enquanto o feixe de extra foi sintonizado, do mesmo modo (-10MHz), próximo à transição $3S_{1/2}(F=2) \rightarrow 3P_{3/2}(F'=3)$, observe a Figura 4 abaixo. Nesse caso, ambos os feixes tinham praticamente a mesma potência, aproximadamente 350 mW ($\sim 100 \text{ mW/cm}^2$).

Figura 4: diagramas dos níveis de energia e as transições usadas no aprisionamento das espécies.

Para aprisionar o ^{85}Rb , utilizamos a luz de um *laser* de titânio/safira (Coherent 899) sintonizada 7,5 MHz abaixo da transição $5S_{1/2}(F=3) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=4)$. O feixe de rebombeio, era gerado por um outro *laser* de Ti:Safira sintonizado próximo (-7,5MHz) à transição $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{3/2}(F'=3)$, Figura 4. Os feixes tinham intensidades muito semelhantes (160 mW/cm^2). Encontra-se na literatura, vários trabalhos realizados com o ^{87}Rb aprisionado, mas esse isótopo é menos abundante do que o ^{85}Rb e, além disso, não há qualquer outro motivo especial para que fosse usado o ^{87}Rb nos experimentos que realizamos.

Quando alinhadas, as duas nuvens atômicas permaneciam sobrepostas, sendo que a nuvem menor composta por átomos de Na era completamente envolvida pela nuvem de Rb , observe a Figura 7. Isto para garantir que todos os átomos de

Figura 5: esquema do sistema experimental utilizado no estudo da variação das taxas de perda com a intensidade do laser de aprisionamento.

Os experimentos eram realizados em etapas conforme a explicação que se segue. Em primeiro lugar, os feixes de aprisionamento de ambos os átomos eram bloqueados mecanicamente através de obliteradores mecânicos. Logo após, com o auxílio de uma lâmina $\lambda/4$ e de um cubo polarizador, a intensidade do feixe de aprisionamento do sódio era regulada, Figura 7; ele era então desbloqueado e uma curva de carga para essa armadilha era adquirida, a partir do sinal de sua fotomultiplicadora. Um filtro óptico de pequena largura espectral era colocado à frente da entrada desse dispositivo, evitando a captação de luzes indesejadas diminuindo desse modo o ruído no sinal.

Finalmente, o feixe de aprisionamento do rubídio era desbloqueado, deixando a armadilha funcionar normalmente, e uma nova curva de carga para o

sódio era adquirida. Isso era repetido por 5 a 10 vezes de modo a conseguirmos uma curva representando o comportamento médio nas duas situações (com ou sem Rb), para cada condição de intensidade. O procedimento descrito acima foi repetido para 6 diferentes intensidades numa faixa que vai de 30 a 140 mW/cm². As imagens de cada armadilha eram gravadas, a cada intensidade, para que pudéssemos obter seu perfil de densidade e calcular o volume ocupado pelos átomos.

III.2 Resultados e Discussões

Os valores característicos de cada amostra determinados por nós foram: $N_{Na} \cong 10^6 - 10^7$ átomos e $w_{Na} \approx 5 \times 10^{-2}$ cm; $N_{Rb} \cong 10^8$ átomos e $w_{Rb} \approx 10^{-1}$ cm, onde w_i é a cintura gaussiana do perfil espacial de densidade. Foram observadas densidades tão altas quanto 2×10^{10} átomos/cm³ para o sódio e 4×10^{10} átomos/cm³ para o rubídio.

Inicialmente, é importante mencionar que nesta seção estaremos interessados em apresentar o raciocínio seguido até a determinação das taxas de perda. Assim sendo, mostraremos como são tratados os processos de entrada e saída de átomos nas armadilhas magneto-ópticas, através de equações de taxa de captura e perda.

A dinâmica atômica nessas armadilhas pode ser compreendida a partir de uma relação que considera o comportamento geral do número de átomos em função do tempo. Assim, para uma armadilha para uma espécie podemos propor a seguinte equação de taxa:

$$\frac{dN}{dt} = L - \gamma N - \beta \int_V n^2(R, t) d^3 R, \quad (30)$$

onde N representa o número total de átomos dentro do volume da amostra (V); L é o termo relacionado à captura de átomos pela armadilha; γ é um parâmetro devido às

colisões entre os átomos frios da amostra e os átomos térmicos do vapor residual, presente no interior da câmara de aprisionamento; β é o termo relacionado às colisões que ocorrem somente entre os átomos armadilhados; e $n(R,t)$ é a densidade atômica no interior do volume de aprisionamento.

Fisicamente ocorre que a densidade aumenta com o número de átomos capturados, quando a armadilha começa a operar. Portanto, os átomos aprisionados ficarão mais próximos entre si e passarão a absorver mais os ftons espalhados pelos seus vizinhos mais próximos. Essa intensificação na troca de *momentum* entre átomos e ftons funciona como uma interação repulsiva entre os átomos vizinhos que limita a densidade final. Isso vai evoluir até que se estabeleça um equilíbrio na taxa de átomos entrando e saindo da armadilha, eq. (30). Esse fenômeno é conhecido como *espalhamento secundário de ftons*^[43]. A partir de então a densidade mantém-se constante e o volume de aprisionamento vai aumentar para acompanhar o crescimento do número de átomos capturados, até um determinado valor limite final, observe os gráficos da Figura 6.

Assim sendo, não é difícil imaginar que uma amostra de átomos frios é formada num processo de carga, cuja duração depende bastante da pressão do gás residual no interior da câmara de aprisionamento, além de outros fatores. Nas condições normais de operação de nossa armadilha o vácuo é da ordem de 10^{-9} torr e o tempo de carga é da ordem de 3 a 5 segundos.

Figura 6: nas curvas dos gráficos acima pode-se observar claramente o efeito da presença dos átomos de *Rb* no processo de carga da armadilha de *Na*. A diminuição de, aproximadamente, 40% do número total (médio) de átomos aprisionados pôde ser verificada mesmo em baixas intensidades. Esse valor é encontrado comparando-se os valores finais dos ajustes teóricos (linhas sólidas) relativos entre as curvas em azul e vermelho.

O que normalmente se faz é resolver a equação (30) partindo da situação de densidade estacionária que se estabelece por aproximadamente 90% do tempo de carga da amostra. Além disso, densidade da amostra é considerada constante espacial e temporalmente (estacionária), isto é, $n(R, t) = n_e$, e nesse caso a equação torna-se:

$$\frac{dN}{dt} = L - (\gamma + \beta n_e) N, \quad (31)$$

cuja solução é:

$$N(t) = N_0 \left(1 - e^{-(\gamma + \beta n_c)t} \right) \quad (32)$$

que é bastante razoável conforme estudos realizados por outros pesquisadores^[29]. Durante a realização dos nossos experimentos foi possível verificar que a distribuição atômica nas amostras apresenta um perfil espacial gaussiano. Isso devido à possibilidade de utilização de um sistema de aquisição de imagens mais avançado, cujas imagens obtidas apresentam uma resolução maior. Observe as Figura 7 (a) e (b) abaixo.

(b)

(c)

(d)

Figura 7: perfis de densidade das armadilhas de *Na* e *Rb*, Figura 7(c) e (d), obtidas com o auxílio de uma câmara CCD de alta resolução. Note, na Figura 7(c) como os átomos de *Na* ocupam uma pequena região do espaço quando comparados com o *Rb*, Figura 7(d). Quando utilizamos o recurso visual tridimensional, podemos observar a boa superposição das amostras durante os experimentos, Figura 7(a) e (b).

As imagens obtidas através da câmara CCD não são coloridas, como aquelas mostradas nos gráficos da Figura 7(c) e (d). A colorização é um recurso introduzido artificialmente e que permite evidenciar melhor a variação gradual de intensidade dos pixels da imagem original.

Nota-se também a grande diferença entre os volumes ocupados pelos átomos de Na e Rb , sendo este último maior. Aqui ainda podemos verificar um pequeno problema: a imagem do rubídio, Figura 7(d), é maior do que o sensor da CCD. Isto foi causado pelo aumento introduzido por um sistema de lentes (telescópio simples) que foi montado, juntamente com um filtro espacial, para melhorar a qualidade do sinal das imagens diminuindo os efeitos introduzidos pela luminosidade ambiente.

Os gráficos das Figura 7(a) e (b) foram construídos para que se pudesse verificar a sobreposição das amostras, para observar o perfil gaussiano e, a partir daí, determinar o volume através dos parâmetros obtidos por ajustes teóricos (*fitting*). Também é interessante observar que a densidade do Rb varia pouco ($< 10\%$) na região de interesse para o Na (cintura gaussiana). Assim sendo, consideraremos constante a densidade atômica do rubídio nas manipulações teóricas que se seguem.

Então, observamos que a equação (30) deve ser modificada para o estudo da dinâmica atômica em armadilhas mistas. Devemos incluir nela uma taxa devida às prováveis interações colisionais frias heteronucleares, que denominaremos β' . Desse modo, propomos uma evolução temporal, para uma amostra de átomos de sódio, da forma:

$$\frac{dN_{Na}}{dt} = L - \gamma N_{Na} - \beta \int_V n_{Na}^2(R, t) d^3R - \beta' \int_V n_{Na}(R, t) n_{Rb}(R, t) d^3R, \quad (33)$$

onde $n_{Rb}(R, t) = n_{Rb}$ (constante) e $n_{Na}(R, t) = n_0 e^{-2(R/w)^2}$. Além disso, supusemos que $n_{Rb} = n_0$ e a equação (4) torna-se:

$$\boxed{\frac{dN_{Na}}{dt} = L - aN_{Na} - bN_{Na}^2} \quad (34)$$

onde $a = \gamma + \beta' \left(\frac{2}{w^2 \pi} \right)^{3/2}$; e $b = \beta \left(\frac{4}{w^2 \pi} \right)^{3/2}$.

A solução da equação (34) será então:

$$\boxed{N_{Na}(t) = A [\tanh(Bt - C) - D]} \quad (35)$$

com

$$B = \frac{\sqrt{4Lb + a^2}}{2} ; \quad A = \frac{B}{b} ; \quad D = \frac{a}{2B} \quad \text{e} \quad C = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{2B - a}{2B + a} \right). \quad (36)$$

E finalmente fazemos $t \rightarrow \infty$ para determinarmos o valor final de $N_{Na}(t)$ que é dado por:

$$N_{Na}(\infty) = N_0 = A(1-D). \quad (37)$$

Há ainda uma observação que deve ser feita aqui: as taxas $\mathfrak{R}_{RE}(\omega_L, I_L)$, calculadas no capítulo anterior, e as taxas β (e/ou β') presentes nos gráficos apresentados nesta seção são ligeiramente diferentes. Devido a razões históricas, os primeiros pesquisadores^[24] determinavam os valores de uma taxa que era proporcional ao produto das densidades dos átomos no estado fundamental (β). Diferentemente daquela encontrada no artigo original [34], que era proporcional ao produto das densidades dos átomos no estado fundamental e excitado. Infelizmente, por causa dessa tradição ainda hoje os pesquisadores determinam a taxa β ao invés da taxa $\mathfrak{R}_{RE}(\omega_L, I_L)$ e elas são relacionadas da seguinte maneira: $\beta = \frac{\mathfrak{R}_{RE}}{n^2}$.

Em seguida, apresentamos os resultados obtidos para o sódio na presença e na ausência da amostra de rubídio. Os gráficos da Figura 6 contém os dados para as intensidades aproximadas de 132 mW/cm² e 35 mW/cm² onde

utilizou-se as relações (32) e (35) nos ajustes teóricos (curvas sólidas) realizados na ausência, pontos azuis, e na presença dos átomos de *Rb*, pontos vermelhos, respectivamente.

Gráficos análogos foram obtidos para outras 5 diferentes intensidades do *laser* de aprisionamento do *Na*. A partir deles calculamos os valores de β e β' para cada intensidade. Para tanto, mediu-se primeiramente o valor de γ num regime de baixa intensidade onde o número de átomos capturados é pequeno, ou seja, o parâmetro β da equação (32) torna-se desprezível (supõe-se que não haja interação entre os átomos na armadilha); o ajuste teórico da curva de “carga” nessa situação determina o valor de γ . Além disso, a invariância desse parâmetro com a intensidade é conhecida^[40]. Esse valor é então introduzido na equação (32) e o valor de β é obtido para uma dada intensidade, na ausência da amostra de *Rb*. Evidentemente, estamos considerando conhecido o valor da cintura gaussiana da distribuição espacial dos átomos, w , bem como o seu número final na armadilha de *Na*, determinado por meio das imagens e da PMT, respectivamente. Finalmente, o valor de β' é determinado por um terceiro ajuste teórico usando a relação (35), a partir das curvas de carga da amostra de *Na* na presença da amostra de *Rb*, quando os valores dos outros parâmetros já foram determinados.

A primeira observação evidente, baseada no gráfico da Figura 8(a), é que β' decresce com o aumento da intensidade, enquanto β cresce nesse mesmo intervalo de intensidades. Os valores e comportamento obtidos para β já eram esperados, de acordo com outros experimentos^[29] e é qualitativamente bem explicado pelo modelo GP^[34] (Gallagher–Pritchard) apresentado no capítulo anterior. Observe a curva sólida do gráfico da Figura 8(a) em comparação com os pontos vermelhos.

Em nosso modelo adaptado para o caso heteronuclear, nós fizemos as seguintes considerações: (i) como uma primeira aproximação, supomos que o mecanismo de perda por escape radiativo seja dominante de modo que apenas ele é computado. Isso é justificado baseado em resultados obtidos em experimentos realizados recentemente^[42]; (ii) existem dois canais mais prováveis para essas colisões exoérgicas com escape radiativo: $Na-Rb^*$, e Na^*-Rb , envolvendo um átomo de sódio ou de rubídio excitado. Os valores dos potenciais utilizados por nós podem ser encontrados na referência [36]; (iii) os átomos de sódio vão adquirir velocidades maiores do que os de rubídio devido à razão das massas ($m_{Na} / m_{Rb} \cong 0,27$); e (iv) a velocidade de escape (do Na) depende da intensidade, de uma forma determinada através de simulações numéricas utilizando as forças de radiação presentes no MOT.

Para entender o comportamento dos pontos experimentais presentes no gráfico da Figura 8(a), nós consideramos a contribuição das colisões: Na^*-Rb e $Na-Rb^*$. Entretanto, de acordo com os resultados previstos pelo nosso modelo, presentes no gráfico da Figura 8(b), as colisões $Na-Rb^*$ apresentam uma forte dependência com a intensidade e, além disso, mostram o comportamento desejado (concavidade para cima). Por outro lado, as colisões entre Na^*-Rb mostram uma dependência muito fraca se comparada ao caso anterior ou mesmo ao caso homonuclear ($Na-Na$), quando colocadas numa mesma escala. Portanto, mesmo que haja perdas por esse mecanismo também ou que a taxa observada seja resultado de uma combinação de vários mecanismos, nós identificamos o mecanismo dominante.

Assim, o ajuste teórico presente no gráfico da Figura 8(a) (curva sólida) foi obtido considerando-se apenas o potencial referente as interações colisionais $Na-Rb^*$. De fato, se normalizarmos os resultados do nosso modelo

relativamente aos pontos experimentais uma boa concordância é obtida como se pode observar.

(a)

(b)

Figura 8: nos gráficos acima pode-se observar os diferentes comportamentos apresentados pelas taxas de perdas colisionais como função da intensidade do *laser* de aprisionamento do *Na*. A Figura 8(a) contém os resultados experimentais, mostrados na forma discreta (círculos e triângulos), e os ajustes teóricos (linhas sólidas) relativos a cada situação. A Figura 8(b) mostra a evolução teórica prevista para as taxas de perdas por colisões homonucleares (β) e heteronucleares (β'). Note que, de acordo com o modelo apresentado no capítulo anterior, as colisões envolvendo o par Na^*-Rb não contribuem significativamente para a taxa de perdas.

A justificativa encontrada para explicar o aumento da taxa com a diminuição da intensidade do *laser* é que isso faz com que a armadilha de sódio fique mais fraca facilitando, portanto, o escape dos átomos. Ou seja, o número de átomos de rubídio excitados, Rb^* , permanece inalterado. Então, notamos que isso vai privilegiar a ocorrência de colisões entre $Na-Rb^*$, onde o sódio leva a maior parte da energia cinética adquirida após a emissão espontânea. Mas se a sua armadilha estiver enfraquecida pela diminuição do número de ftons, responsáveis pela pressão da radiação, então a taxa de perdas deve aumentar. Além disso, de acordo com a consideração sobre a razão entre as massas de sódio e rubídio, também é possível entendermos que β' apresente valores absolutos maiores do que β . A conservação de *momentum* e energia garante que os átomos de sódio ganhem, aproximadamente, 73% da energia cinética adquirida na aceleração sofrida sob a ação do potencial atrativo do estado “quasimolecular” excitado. Isso é mais do que o normal (50%) adquirido numa colisão entre Na^*-Na .

Com isso, terminamos a apresentação e discussão dos resultados relativos aos estudos com a intensidade da radiação de aprisionamento. Na seção seguinte apresentaremos os resultados relativos ao estudo das taxas pela técnica de catálise.

III.3 Montagem e procedimento experimental: taxa vs. frequência

Para a realização dos experimentos de catálise, foi necessário fazer algumas modificações no sistema experimental mostrado anteriormente. Porém, a maior parte do sistema permaneceu inalterada, de modo que citaremos aqui apenas as mudanças mais relevantes.

A primeira delas, sem dúvida, foi a introdução do *laser* extra: um *laser* de corante (*dye*) igual àquele usado no aprisionamento do sódio (*Coherent* 699). Além disso, por motivos técnicos o *laser* de Ti:Safira (*Coherent* 899) usado como rebombeio no experimento anterior foi trocado por um *laser* de diodo estabilizado em frequência, mostrado na Figura 9 abaixo.

O cubo polarizador que aparece na Figura 9 foi usado para ajustar a intensidade do *laser* de catálise, quando a sua frequência era variada, para manter inalterado o número de átomos da armadilha de sódio, que é o procedimento normal a ser seguido de acordo com a técnica de catálise^[30]. Isso era conseguido girando-se o cubo no plano (*xy*) e monitorando a fluorescência captada por um PMT, com o auxílio de um osciloscópio.

Posteriormente, tentou-se repetir esses mesmos procedimentos com o rubídio, onde o outro *laser* de Ti:Safira foi usado como catalisador (ou prova). Entretanto, nenhuma variação na fluorescência do *Rb* pôde ser observada, mesmo quando a intensidade do *laser* de aprisionamento era muito baixa. Nessa situação, imaginamos que a armadilha de *Rb* estaria tão fraca que as colisões com os átomos aprisionados de *Na* poderiam liberar energia suficiente para libertar mais átomos de rubídio. Nada foi observado dentro do limite experimental da relação sinal/ruído.

Figura 9: esquema do sistema experimental utilizado no estudo da evolução das taxas de perda com a frequência do *laser* extra (de prova).

III.4 Resultados e Discussões

No estudo dos processos colisionais envolvendo átomos nos estados fundamental e excitado, o conhecimento da variação da taxa de perdas com a frequência do *laser* vem a complementar as informações relativas a excitação ocorrendo em diferentes regiões de separação internuclear. Além disso, esses dados são importantes para entendermos melhor o papel da emissão espontânea no processo de perda de átomos da armadilha. Normalmente, o estudo dessa taxa como função do *detuning* é conhecido na literatura como a técnica de “catálise óptica”^[30]. Ela consiste em se introduzir um *laser* extra no sistema experimental, que será responsável pela varredura em frequência (*detuning scan*). Isso produzirá um canal

extra no processo de perda de átomos da armadilha, reduzindo o número de átomos aprisionados.

Para se conseguir informações a respeito de β , ou β' , deve-se manter o número de átomos constante, em cada diferente valor de frequência do *laser* extra (de prova). Se $I_d(\Delta)$ for a intensidade que manterá N constante, então $\beta(\Delta) \propto 1/I_d(\Delta)$, conforme demonstrado na referência [30]. Para assegurar a validade desse procedimento deve-se cuidar para que o *laser* de catálise não afete as taxas de bombeamento óptico, de carregamento da armadilha, além de evitar que esse *laser* introduza outras forças, afetando a estabilidade da armadilha.

Nas nossas condições experimentais, verificamos que valores de *detuning* maiores do que -70 MHz relativos à frequência de ressonância atômica ($|\Delta| < 70$ MHz) afetavam o funcionamento da armadilha. Portanto, restringimos o intervalo de varredura entre -1000 e -100 MHz. A dependência esperada de β com o *detuning*, nesse intervalo era $\beta \propto \Delta^{-7/6}$, e fora determinada anteriormente^[31]. Próximo da ressonância, o fator de sobrevivência devido à ocorrência da emissão espontânea torna-se mais importante, provocando o aumento da taxa que varia bastante nessa região, indo à zero repentinamente junto com o *detuning*.

No caso das colisões heteronucleares, a dependência esperada, estimada de acordo com o nosso modelo, é $\beta' \propto \Delta^{-5/6}$. Para observar a dependência de Δ na taxa de perdas podemos introduzir um laser de catálise tanto para o *Na* como para o *Rb*. Nós implementamos as duas técnicas, observando as perdas na armadilha de sódio apenas. Entretanto, nenhuma variação considerável relativa ao número de átomos de sódio foi observado (ao menos, não acima do nível de ruído) quando o *laser* extra era ressonante com o rubídio.

Buscando entender melhor esse resultado negativo, nós realizamos simulações baseadas em nosso modelo para verificar a dependência de β' com o *detuning*. O resultado é mostrado no gráfico da Figura 10 e como se pode notar nenhuma variação apreciável em $\beta'(\Delta)$ é esperada, exceto num intervalo muito pequeno para $\Delta > -20$ MHz, que não pôde ser alcançada nesses experimentos.

Figura 10: variação das taxas de perda devidas à colisões homonucleares ($Na-Na$), β , e heteronucleares ($Na-Rb$), β' , previstas teoricamente, de acordo com os modelos apresentados no capítulo anterior. Note que a contribuição devidas às colisões heteronucleares torna-se importante apenas numa pequena faixa para pequenos valores de *detuning*.

As várias abordagens teóricas que tratam das taxas de perda para valores de *detuning* próximos de zero, isto é $\Delta \leq 10 \Gamma_A$ em relação à ressonância atômica, podem fornecer apenas informações qualitativas a respeito dos processos. Ainda não existe uma teoria que seja completamente quantitativa porque *detuning* pequeno significa que R_0 é da ordem de $\lambda/2\pi$, onde λ é o comprimento de onda da transição de resfriamento. O grande valor de R_0 leva a duas complicações maiores: (1) o longo intervalo de tempo necessário para que os átomos fiquem próximos o suficiente para que ocorra a transferência de energia por escape radiativo e/ou mudança de estrutura fina e (2) a estrutura molecular hiperfina introduz grande

complexidade às curvas de potencial de longo alcance. Todas as teorias até agora ignoram (2) devido à impossibilidade computacional no tratamento completo do problema.

Infelizmente, todas as várias teorias para os processos de perda sofrem algum tipo de limitação com relação ao número de canais de perda tratados (inclusos ou incluídos). Porém, é possível obter-se algumas conclusões gerais a respeito desses cálculos. A primeira é que a grande utilidade da formulação semiclássica está na visão da excitação localizada no *Condon point* (R_0). O modelo Gallagher–Pritchard, entre outros, permite que se tenha uma visão mais simples para interpretar os processos de perda. Segundo essa teoria, as taxas de perda primeiro aumentam quando o *detuning* ainda é pequeno ($\Delta \leq 10 \Gamma_A$), pois a probabilidade de sobrevivência aumenta conforme a excitação ocorre a menores distâncias internucleares, R . E depois diminuem conforme o *detuning* atinge valores mais altos ($\Delta \geq 100 \Gamma_A$), porque haverá cada vez menos pares de átomos separados por pequenas distâncias. Contudo, os cálculos quânticos mostram que a compreensão desses processos baseada na excitação quasi-estática, loretziana e delocalizada está fundamentalmente incorreta. O que ocorre de fato é uma excitação localizada em R_0 seguida pelo decaimento espontâneo conforme os átomos são acelerados um em direção ao outro sob a ação do potencial atrativo do estado excitado.

Em contraste, para grandes valores de *detuning* a teoria semiclássica (GP) prediz corretamente a excitação localizada ocorrendo próxima ao *Condon point* devido a forte curvatura do potencial conforme os átomos vão se aproximando. Nesse caso, Band e Julienne^[48] mostraram que o modelo GP torna-se equivalente à teoria de Landau–Zener incluindo a sobrevivência. Na prática, isto é válido para valores de *detuning* maiores do que 10 larguras de linha atômicas (Γ_A), onde esse

modelo é especialmente útil. A validade da teoria GP simplificada já foi verificada em outros estudos com as taxas de perda envolvendo colisões no estado $S_{1/2} + P_{1/2}$ ^[30]. Porém, o modelo semiclássico não considera a influência dos estados ligados do potencial excitado, que são agora bem conhecidos através dos resultados de espectroscopia de fotoassociação em altos valores de *detuning* ($\Delta > 100 \Gamma_A$).

A segunda possibilidade para o estudo, via catálise, é a introdução do *laser* extra ressonante com o sódio, na presença e na ausência da amostra de rubídio. Os resultados obtidos para essas duas situações pode ser observado nos gráficos da Figura 11. A dependência com o *detuning* obtida foi $\Delta^{-1,0 \pm 0,1}$ que concorda razoavelmente com a dependência esperada $\Delta^{-7/6}$ (Figura 12).

Por outro lado, a dependência obtida na presença de *Rb* revela uma dependência mais acentuada, $\Delta^{-2,0 \pm 0,1}$ (Figura 12), que varia muito pouco com a intensidade. Mas deve-se ter bastante cuidado ao se analisar esses resultados porque nessa situação (quando há *Rb* presente) não é possível separar as contribuições devidas a β e β' . Aqui, ambos os processos de perda ocorrem simultaneamente durante as medidas e o que pode ser observado é o que denominamos de taxa de perdas **efetiva**, que é devida a uma combinação dos dois processos.

Uma maneira plausível de como combinar esses efeitos partindo de primeiros princípios ainda não foi determinada, mas suspeitamos que aquele comportamento possa ser obtido a partir de uma associação de probabilidades.

(a)

(b)

Figura 11: evolução das taxas de perda efetiva (a) e total (b) com o *detuning* do *laser* de catálise. No gráfico da Figura 11(a), pode-se observar a variação da taxa efetiva, devida às colisões entre *Na-Na* e *Na-Rb*, para 3 diferentes intensidades do *laser* de aprisionamento do *Na*; a linha sólida está presente apenas para guiar os olhos. No gráfico da Figura 11(b), apresentamos a evolução da taxa de perdas total do *Na*, colisões entre *Na-Na* apenas, num experimento realizado na ausência dos átomos aprisionados de *Rb*. Nesse caso, a linha sólida é resultado de um ajuste teórico baseado no modelo Gallagher-Pritchard, apresentado no capítulo anterior.

Figura 12: gráficos auxiliares usados para obter a dependência das taxas de perda com a frequência do *laser* de catálise.

Apesar do nosso entusiasmo, há ainda duas possibilidades. A primeira é que talvez o nosso modelo simplificado não seja suficientemente bom para ser aplicado a essa situação, onde devem existir diversos outros canais levando à perda de átomos da armadilha, dependendo da combinação e da interação entre átomos nos estados excitado ou fundamental. A segunda seria que a técnica de catálise, tal como foi implementada, não se aplica ao caso heteronuclear onde existe um número constante de átomos de *Rb* excitados, de modo que o *laser* extra esteja aumentando bastante a probabilidade de ocorrência de outros canais que não haviam sido considerados anteriormente, como por exemplo Na^*-Rb^* , e que possivelmente seriam responsáveis pelo aumento observado na taxa de perda.

IV PROCESSOS DE PERDA NUMA ARMADILHA MISTA DE ÁTOMOS FRIOS: EXPERIMENTOS COM A MISTURA $K-Rb$

Neste capítulo, mostraremos os resultados preliminares de um estudo das taxas de perdas como função da intensidade do *laser* de aprisionamento de potássio. O comportamento das taxas observado aqui é bastante distinto daquelas mostradas no capítulo anterior, relativas à mistura $Na-Rb$. Por esse motivo, as simulações baseadas em nosso modelo simplificado não foram bem sucedidas. Isso indica que deve haver outros canais de perda contribuindo para as taxas observadas. Além disso, a mistura $K-Rb$ apresenta estados quase degenerados devido à estrutura do potássio e a interação $-C_6/R^6$ é comparável àquela do caso homonuclear, $-C_3/R^3$. Esses fatos reforçam ainda mais a suspeita da contribuição de outros canais.

IV.1 Técnica experimental desenvolvida

Os méritos da realização desses experimentos com a mistura $K-Rb$ estão nas evidências encontradas sobre a participação de outros canais no processo de perdas. Além de serem pioneiros, pois não há na literatura resultados reportados nesse sentido envolvendo essa particular combinação ($K-Rb$), eles também foram importantes para que surgisse a necessidade de se criar uma nova técnica para a realização dos experimentos e obtenção dos dados.

A técnica merece atenção porque representou um avanço em diversos aspectos técnicos relacionados a esse tipo de experimento. Percebeu-se que era

possível simplificar a montagem experimental, retirando dela alguns elementos que antes eram absolutamente necessários. Outro aspecto importante é que o intervalo de tempo gasto nas medidas diminuiu, de modo que se pode fazer mais medidas e com isso obter melhores resultados.

A técnica surgiu realmente de uma necessidade relativa a falta de um filtro óptico especial, de largura espectral muito estreita. Explica-se: no caso da mistura $Na-Rb$ isso não era necessário porque os átomos aprisionados de cada espécie emitem radiação em comprimentos de onda bem separados ($\lambda_{Na} = 589 \text{ nm}$ e $\lambda_{Rb} = 780 \text{ nm}$). Desse modo, é relativamente fácil se construir filtros de interferência convenientes para essas duas regiões do espectro. Note, estamos separando o amarelo (Na) do infravermelho próximo (Rb). Entretanto, os átomos de potássio aprisionados emitem uma radiação de comprimento de onda muito próximo dos de ^{85}Rb : $\lambda_K = 766,5 \text{ nm}$. Mas isso são apenas 13,5 nm de separação ($\lambda_{Rb} - \lambda_K = 780 - 766,5 \text{ nm}$) contra os 191 nm do caso anterior ($Na-Rb$).

Daí surgiu o impasse para o qual havia duas possibilidades. A primeira, mais óbvia, seria comprar um filtro especial de pequena largura espectral, junto a empresas altamente especializadas. Porém essa solução seria demasiadamente cara e lenta para os nossos propósitos. A segunda possibilidade, que parecia difícil num primeiro momento, seria criar uma outra maneira de realizar o experimento. Nosso problema consistia em discriminar o sinal do PMT do K quando os átomos de rubídio estivessem presentes.

A solução foi então concebida para atender às restrições relativas aos recursos materiais e também de tempo. Ela consiste numa sequência cronológica conveniente de etapas de carregamento das armadilhas conforme pode ser observada

na Figura 13 abaixo. Isso nos fornece toda a informação necessária e é ainda mais rápida do que a maneira anterior, sendo também mais facilmente implementada a partir de um número menor de equipamentos.

Figura 13: esquema de etapas de carregamento das armadilhas de K e Rb . Note como não é preciso interrompermos o processo para conseguirmos todas as informações necessárias. Assim, evitamos uma segunda varredura para obter outra curva de carregamento da armadilha de potássio, agora na presença da amostra de rubídio, representada pela curva preta sólida. No detalhe do canto direito superior pode-se observar melhor a região envolvida pelo círculo.

A idéia consiste então em se monitorar continuamente, durante um longo intervalo de tempo (≈ 10 s) o sinal de uma fotomultiplicadora apenas, analisando-se cada período separadamente, de acordo com o seu significado físico. Ou seja, a primeira curva de carga do gráfico da Figura 13 é relativa ao carregamento da armadilha de potássio apenas. A segunda curva é relativa ao carregamento da armadilha de rubídio até que, com alguma folga, ela se encontrasse no estado estacionário ($dN_{Rb}/dt \cong 0$). Nesse momento, ela é subitamente bloqueada e o sinal indicado pelo PMT cai até um determinado valor, mínimo naquela região temporal. Esse valor é considerado equivalente ao estado estacionário que a armadilha de potássio atingiria se ela tivesse sido carregada na presença da de rubídio, conforme

sugere a curva de carga preta na Figura 13. A partir daí, continuamos monitorando o sinal do PMT até que voltasse ao valor estacionário atingido inicialmente, na ausência do *Rb*. Assim, garantiríamos que as condições gerais de funcionamento da armadilha de potássio seriam mantidas inalteradas durante a medida.

Um outro fator considerado durante os experimentos foi o tempo de resposta do dispositivo fotomultiplicador ($\tau = RC$). Isso é importante na região em que o sinal varia abruptamente, quando o armadilhamento do *Rb* é interrompido, pois caso houvesse algum atraso devido ao PMT, seria complicado analisar a influência causada nos resultados.

Não há grandes diferenças aqui, fora a técnica utilizada, com relação ao sistema experimental usado no estudo das taxas de perda com a intensidade do *laser* de aprisionamento. Portanto, não há necessidade de uma seção exclusiva nesse capítulo para explicar essas pequenas modificações que serão mencionados em seguida. Caso haja dúvidas com relação aos detalhes sugerimos que se consulte a primeira seção denominada “Montagem e procedimento experimental” do capítulo anterior.

Um *laser* de Ti:Safira (*Coherent* 899) foi usado na captura e aprisionamento dos átomos de potássio. A segunda frequência, relativa ao feixe de rebombeio, era gerada a partir do próprio feixe principal com o auxílio de um modulador eletro-óptico (EOM). O feixe extra gerado era 463 MHz deslocado para o azul da frequência de aprisionamento, observe o diagrama de níveis abaixo. O *detuning* dos feixes em relação as transições foi fixado em 40 MHz abaixo do estado $4P_{3/2}(F'=3)$, para o vermelho de todas os estados hiperfinos excitados conforme é mostrado na Figura 14. A intensidade dos feixes era selecionada com o uso de um

cubo polarizador, o que permitiu maior liberdade na determinação das intensidades escolhidas.

Figura 14: diagrama de níveis de energia e transições atômicas envolvidas no aprisionamento dos alcalinos K e Rb .

IV.2 Resultados e Discussão

Os valores característicos das armadilhas de potássio e rubídio encontrados aqui são muito semelhantes àqueles da mistura $Na-Rb$. A diferença principal fica sendo o volume ocupado pelos átomos aprisionados de K , quase tão grande quanto o das amostras de Rb . Desse modo, as cinturas gaussianas aqui são da mesma ordem de grandeza: $w_K \cong w_{Rb} \approx 10^{-1}$ cm.

A equações propostas para a evolução do número de átomos nas situações onde a amostra de Rb está ou não presente, eqs. (31) e (34), serão as mesmas. Entretanto, devido a semelhança entre os volumes, não é mais possível fazermos a aproximação de que a densidade do Rb é, aproximadamente, constante sobre a região interna onde há mais átomos de K . Assim sendo, o termo mais à direita da eq. (33) (capítulo 3), deve ser resolvido considerando-se agora:

$$n_K(R) = n_K^0 e^{-2\left(\frac{R}{w_K}\right)^2} \text{ e } n_{Rb}(R) = n_{Rb}^0 e^{-2\left(\frac{R}{w_{Rb}}\right)^2}. \quad (38)$$

Isso significa apenas que as constantes a e b da eq. (34) serão ligeiramente modificadas para comportar os novos parâmetros:

$$a = \gamma + \beta' N_{Rb}^F \left[\frac{2(w_K^2 + w_{Rb}^2)}{(w_K w_{Rb})^2 \pi} \right]^{3/2}; \text{ e } b = \beta \left(\frac{4}{w_K^2 \pi} \right)^{3/2}, \quad (39)$$

onde N_{Rb}^F significa o número máximo de átomos de Rb , alcançado no final do processo de carga daquela armadilha, Figura 15.

O gráficos da Figura 15(a) e (b) contém os dados para as intensidades aproximadas de 105 mW/cm² e 70 mW/cm² onde utilizou-se as relações (32) e (35) nos ajustes teóricos realizados na ausência, curva até 3 s, e na presença dos átomos de Rb , ponto mínimo localizado na região próxima a 5,6 s, respectivamente. Gráficos análogos foram obtidos para outras 5 diferentes intensidades intermediárias do *laser* de aprisionamento do K .

O procedimento seguido aqui para a determinação dos valores das taxas de perda é, absolutamente, análogo àquele adotado para o estudo com a mistura $Na-Rb$, com algumas pequenas diferenças. A primeira delas é que devido a técnica distinta empregada aqui; nesse caso, os valores mais importantes dos parâmetros determinados nos ajustes teóricos serão aqueles relativos aos números finais de átomos capturados pelas suas respectivas armadilhas em cada intervalo considerado.

Figura 15: sequência temporal de aquisição das curvas de carga das armadilhas obtidos para duas intensidades distintas do *laser* de aprisionamento do *K*.

Assim, para a primeira (0–3 s) e a segunda região (3–5,5 s) dos gráficos acima, utilizamos a eq. (32) no ajuste teórico para obtermos: γ , β , N_K^F e N_{Rb}^F , respectivamente. Para tanto, mediu-se primeiramente o valor de γ num regime de baixa intensidade; esse valor foi então introduzido na equação (32) e o valor de β é

obtido para cada intensidade, na ausência da amostra de Rb . Evidentemente, estamos considerando conhecidos os valores das cinturas gaussianas da respectivas distribuições, w_i , determinados a partir das imagens. Finalmente, o valor de β' é determinado algebricamente usando a relação (35), com a condição de contorno $dN_K/dt = 0$, a partir do ponto de mínimo na presença da amostra de Rb , quando os valores dos outros parâmetros já haviam sido determinados.

Os valores das taxas de perda β e β' , determinadas de acordo com o procedimento descrito acima, podem ser vistos no gráfico da Figura 16, logo abaixo.

Figura 16: evolução das taxas de perdas da armadilha de K devidas às colisões homo e heteronucleares. Note que, novamente, como no caso da mistura $Na-Rb$, β' assume valores maiores do que β . Entretanto, o comportamento apresentado pelas taxas aqui é bastante diferente daquele caso. A linha sólida (azul) serve apenas como guia aos olhos.

Observando-se o gráfico acima vê-se que diferentemente do caso anterior (mistura $Na-Rb$) ambas as taxas apresentam um comportamento semelhante na mesma região de intensidade, apresentando um mínimo próximo de 80 mW/cm². Embora, o nosso modelo, tal como está, não tenha sido capaz de reproduzir esse

comportamento, ele nos pareceu ser mais revelador do aquele encontrado para $Na-Rb$. Isso indica que deve estar ocorrendo um balanço entre o domínio de certos canais de perda nas regiões próximas a 80 mW/cm^2 , com determinado(s) canal(is) dominando abaixo daquela intensidade e outro(s) dominando acima. O comportamento apresentado pela taxa de perdas devida à colisões homonucleares, β , é semelhante ao de outros alcalinos. Normalmente, considera-se dominantes os processos de escape radiativo e mudança de estrutura fina na região de alta intensidade. Para intensidades menores que 80 mW/cm^2 há um aumento considerável na taxa de perdas provavelmente causado pelo processo de mudança de estrutura hiperfina. Quando a intensidade do *laser* diminui a eficiência da armadilha cai e as colisões onde ocorre mudança de estrutura hiperfina podem fornecer energia suficiente para os átomos escaparem da armadilha.

Com relação à taxa de perdas por colisões heteronucleares, β' , suspeitamos que canais de perda extra, por exemplo, envolvendo colisões entre K^*-Rb^* , possam estar influenciando e determinando o comportamento observado. O aumento de β' nas regiões de intensidade além de 80 mW/cm^2 sugere a ocorrência de colisões envolvendo átomos excitados de potássio (K^*). Como as interações entre K^*-Rb são todas repulsivas imaginamos que processos envolvendo colisões entre pares duplamente excitados (K^*-Rb^*) talvez sejam as responsáveis por aquele comportamento. Nas regiões de intensidades menores do que 80 mW/cm^2 também se observa um aumento considerável nos valores de β' . Acreditamos que dois processos estejam contribuindo para isto. O escape radiativo devido às colisões entre $K-Rb^*$ (por analogia com o observado na mistura $Na-Rb$) e a mudança de estrutura fina. É

interessante notar que ambos dependem da decréscimo de eficiência da armadilha causado pela diminuição da intensidade do *laser* de aprisionamento.

Apesar do nosso esforço, não foi possível completarmos os estudos com essa mistura até o momento, como foi feito com *Na-Rb*. Além do mais, esses são os primeiros resultados reportados envolvendo essa particular mistura alcalina. Assim, ainda não é possível compararmos esses resultados a não ser com aqueles mostrados no capítulo anterior. A diferença é que naquele caso temos uma boa idéia a respeito dos canais dominantes. É interessante notar que, mesmo para o caso das colisões envolvendo apenas átomos frios de potássio, o modelo GP não é capaz de indicar o comportamento observado aqui. Assim, esses resultados devem servir de motivação para a continuação dos estudos envolvendo colisões em misturas atômicas aprisionadas. Principalmente, do ponto de vista teórico, onde poucos resultados tem sido reportados.

V CONCLUSÕES

Realizamos um estudo das taxas de perda de átomos numa armadilha magneto-óptica mista. Em particular, observamos experimentalmente a ocorrência de processos colisionais inelásticos envolvendo duas espécies atômicas distintas. Numa mistura $Na-Rb$, identificamos o escape radiativo como o processo dominante nas taxas de perda de átomos da armadilha de sódio, devidas às colisões desses com os átomos de rubídio aprisionados. Também obtivemos resultados com uma mistura $K-Rb$, onde as taxas de perda de átomos da armadilha de potássio foram estudadas. Ressaltamos aqui o pioneirismo na observação de interações colisionais inelásticas heteronucleares, particularmente, relativas a essas duas combinações de amostras: $Na-Rb$ e $K-Rb$.

A dependência das taxas de perda em Na como função da intensidade do seu *laser* de aprisionamento foi observada e os resultados foram comparados com um modelo semiclássico simples. Verificou-se a grande influência do processo de escape radiativo nas colisões inelásticas heteronucleares envolvendo a combinação $Na-Rb$, de acordo com o modelo GP adaptado para esse caso. Observamos ainda efeitos devido à diferença entre as massas atômicas, onde o sódio fica com grande parte da energia cinética adquirida pelo par durante a colisão ($\sim 73\%$). Por causa disso, a eficiência da armadilha de sódio cai drasticamente, enquanto a armadilha de rubídio não é afetada em condições idênticas. Também observamos efeitos da

dependência da velocidade de captura sobre o funcionamento da armadilha de Na . Quando a intensidade do *laser* diminui, a armadilha perde eficiência e o número de átomos de sódio excitados (Na^*) também diminui devido à queda da taxa de bombeamento óptico. Entretanto, o número de átomos excitados de rubídio é mantido e, portanto, há um aumento na taxa de perda devida às colisões heteronucleares $Na-Rb^*$, β' (efeito da diferença de massa), e uma diminuição na taxa de perda devida às colisões homonucleares $Na-Na^*$, β . No caso heteronuclear, há ainda mais canais de perda que podem contribuir. São eles: Na^*-Rb , $Na-Rb^*$ e Na^*-Rb^* . Isso ficou mais evidente após os estudos da dependência das taxas com a frequência do *laser* extra, via técnica de catálise. Nesse caso, os resultados obtidos não puderam ser explicados pelo modelo GP adaptado, que considera um único canal de perda (escape radiativo).

Estudos semelhantes foram realizados com a mistura $K-Rb$, onde a variação com a intensidade das taxas de perda de átomos da armadilha de potássio foi observada. Os resultados obtidos aqui são bastante diferentes daqueles relacionados à mistura $Na-Rb$. Por esse motivo, também não foi possível explicar os resultados de acordo com o modelo adaptado. O nosso interesse nessa particular combinação de átomos adveio da estrutura dos níveis energéticos excitados de $K-Rb$ ser “quasidegenerada”, sendo, por isso, mais parecida com o caso homonuclear. Suspeitamos, no início, que isso facilitaria a compreensão dos resultados. Novamente, acreditamos que contribuições devidas à outros canais de perda estejam determinando o comportamento observado.

Gostaríamos de enfatizar que o desenvolvimento de pesquisas em colisões frias heteronucleares é relativamente recente. Por isso todos os resultados

obtidos aqui são inéditos. Acreditamos que isso possa ser uma motivação para a realização de outras pesquisas nessa área, especialmente de caráter teórico.

Num futuro próximo pretendemos realizar experimentos de espectroscopia de estados ligados em moléculas heteronucleares, onde deveremos obter resultados relacionados ao comprimento de espalhamento, a . Conhecendo-se as características desse parâmetro pode-se controlar as colisões interatômicas de modo a obter amostras de condensados bosônicos mais estáveis. Além disso, a obtenção de amostras heteronucleares condensadas numa mesma região espacial seria muito interessante, uma vez que já existem várias teorias propondo a ocorrência de efeitos coletivos nesses sistemas mistos. A superfluidade é um exemplo.

Finalmente, é importante acrescentar que a amplitude e sinal do comprimento de espalhamento são bastante sensíveis às pequenas variações de curvatura dos potenciais de interação. Então, a possibilidade de manipulação desses potenciais e consequentemente das taxas colisionais por meios externos, usando campos de radiação eletromagnéticos, mantém a promessa de ajuste das propriedades dos gases quânticos para aumentar a sua estabilidade e coerência, produzindo assim sistemas físicos artificiais que prometem ser extremamente ricos em novos fenômenos

VI REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. HÄNSCH, T.W.; SCHAWLOW, A.L. *COOLING OF GASES BY LASER RADIATION*, Opt. Com., v.13, n.1, p.68-9, 1975.
2. ANDERSON, M.H.; ENSHER, J.R.; MATTHEWS, M.R.; WIEMAN, C.E.; CORNELL, E.A. *Observation of Bose-Einstein Condensation in a Dilute Atomic Vapor*, Science, v.269, p.198-201, 14/07/1995.
3. DAVIS, K.B.; MEWES, M.-O.; ANDREWS, M.R.; van DRUTEN, N.J.; DURFEE, D.S.; KURN, D.M.; KETTERLE, W. *Bose-Einstein Condensation in a Gas of Sodium Atoms*, Phys. Rev. Lett. v.75, n.22, p.3969-73, 1995.
4. BRADLEY, C.C.; SACKETT, C.A.; TOLLETT, J.J.; HULET, R.G. *Evidence of Bose-Einstein Condensation in an Atomic Gas with Attractive Interactions*, Phys. Rev. Lett., v.75, n.9, p.1687-90, 1995.
5. BRADLEY, C.C.; SACKETT, C.A.; HULET, R.G. *Bose-Einstein Condensation of Lithium: Observation of Limited Condensate Number*, Phys. Rev. Lett., v.78, n.6, p.985-9, 1997.
6. MEWES, M.-O.; ANDREWS, M.R.; KURN, D.M.; DURFEE, D.S.; TOWNSEND, C.G.; KETTERLE, W. *Output Coupler for Bose-Einstein Condensed Atoms*, Phys. Rev. Lett., v.78, n.4, p.582-5, 1997.
7. CHU, S.; BJORKHOLM, J.E.; ASHKIN, A.; CABLE, A. *Experimental Observation of Optically Trapped Atoms*, Phys. Rev. Lett., v.57, n.3, p.314-7, 1986.
8. RAAB, E.L.; PRENTISS, M.; CABLE, A.; CHU, S.; PRITCHARD, D.E. *Trapping of Neutral Sodium Atoms with Radiation Pressure*, Phys. Rev. Lett., v.59, n.23, p.2631-4, 1987.
9. MONROE, C.; SWANN, W.; ROBINSON, H.; WIEMAN, C. *Very Cold Trapped Atoms in a Vapor Cell*, Phys. Rev. Lett., v.65, n.13, p.1571-4, 1990.
10. CABLE, A.; PRENTISS, M.; BIGELOW, N.P. *Observation of Sodium Atoms in a Magnetic Molasses Trap Loaded by a Continuous Uncooled Source*, Opt. Lett., v.15, n.9, p.507-9, 1990.

11. BAGNATO, V.S.; LAFYATIS, G.P.; MARTIN, A.C.; RAAB, E.L.; AHMAD-BITAR, R.; PRITCHARD, D.E. *Continuous Stopping and Trapping of Neutral Atoms*, Phys. Rev. Lett., v.58, p.2194-7, 1987.
12. MILLER, J.D.; CLINE, R.A.; HEINZEN, D.J., *Photoassociation Spectrum of Ultracold Rb Atoms*, Phys. Rev. Lett., v.71, n.14, p.2204-7, 1993.
13. KETTERLE, W.; DAVIS, K.B.; JOFFE, M.A.; MARTIN, A.; PRITCHARD, D.E. *High Densities of Cold Atoms in a Dark Spontaneous-Force Optical Trap*, Phys. Rev. Lett., v.70, n.15, p.2253-6, 1993.
14. COOK, R.J. *Atomic motion in resonant radiation: An application of Ehrenfest's theorem*, Phys. Rev. A, v.20, n.1, p.224-8, 1979.
15. RAPP, D.; FRANCIS, W.E., *Charge Exchange between Gaseous Ions and Atoms*, J. Chem. Phys., v.37, n.11, p.2631-45, 1962.
16. PHILLIPS, W.D.; PRODAN, J.V.; METCALF, H.J. *Laser cooling and electromagnetic trapping of neutral atoms*, J. Opt. Soc. Am. B, v.2, n.11, p.1751-67, 1985.
17. DALIBARD, J.; COHEN-TANNOUDJI, C. *Dressed-atom approach to atom motion in laser light: the dipole force revisited*, J. Opt. Soc. Am. B, v.2, n.11, p.1707-20, 1985.
18. ADAMS, C.S.; CARNAL, O.; MLYNEK, J. *Atom Interferometry*, Adv. At. Mol. Opt. Phys., v.34, n. ,1-33, 1994.
19. MORINAGA, M.; YASUDA, M.; KISHIMOTO, T.; SHIMIZU, F. *Holographic Manipulation of Cold Atomic Beam*, Phys. Rev. Lett., v.77, n.5, p.802-5, 1996.
20. JESSEN, P.S.; DEUTSCH, I.H. *Optical Lattices*, Adv. At. Mol. Opt. Phys. v.37, n. , p.95-138, 1996.
21. LETT, P.D.; PHILLIPS, W.D.; ROLSTON, S.L.; TANNER, C.E.; WATTS, R.N.; WESTBROOK, C.I. *Optical molasses*, J. Opt. Soc. Am. B, v.6, n.11, p.2084-107, 1989.
22. SUOMINEN, K.-A. *Theories for cold atomic collisions in light fields*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys., v.29, p.5981-6007, 1996, *Topical Review*.
23. VIGUÉ, J. *Possibility of applying laser-cooling techniques to the observation of collective quantum effects*, Phys. Rev. A, v.34, n.5, p.4476-9, 1986.
24. PRENTISS, M.; CABLE, A.; BJORKHOLM, J.E.; CHU, S. *Atomic-density-dependent losses in an optical trap*, Opt. Lett., v.13, n.6, p.452-4, 1988.
25. WEINER, J. *Experiments in cold and ultracold collisions*, J. Opt. Soc. Am. B, v.6, n.11, p.2270-8, 1989.

26. LETT, P.D.; JESSEN, P.S.; PHILLIPS, W.D.; ROLSTON, S.L.; WESTBROOK, C.I.; GOULD, P.L. *Laser Modification of Ultracold Collisions: Experiment*, Phys. Rev. Lett., v.67, n.16, p.2139-42, 1991.
27. HOFFMANN, D.; FENG, P.; WILLIANSO III, R.S.; WALKER, T. *Excited-State Collisions of Trapped ^{85}Rb Atoms*, Phys. Rev. Lett., v.69, n.5, p.753-6, 1992.
28. BAGNATO, V.; MARCASSA, L.; TSAO, C.; WANG, Y.; WEINER, J. *Two-color Spectroscopy of Colliding Ultracold Atoms*, Phys. Rev. Lett., v.70, n., p.3225-, 1993.
29. MARCASSA, L.; BAGNATO, V.; WANG, Y.; TSAO, C.; WEINER, J.; DILEU, O.; BAND, Y.B.; JULIENNE, P.S. *Collisional loss rate in a magneto-optical trap for sodium atoms: Light-intensity dependence*, Phys. Rev. A, v.47, n.6, p.R4563-6, 1993.
30. PETERS, M.G.; HOFFMANN, D.; TOBIASON, J.D.; WALKER, T. *Laser-induced ultracold $\text{Rb}(5S_{1/2})+\text{Rb}(5P_{1/2})$ collisions*, Phys. Rev. A, v.50, n.2, p.R906-9, 1994.
31. HOFFMANN, D.; FENG, P.; WALKER, T. *Measurements of Rb trap-loss spectra*, J. Opt. Soc. Am. B, v.11, n.5, p.712-20, 1994.
32. ZILIO, S.C.; MARCASSA, L.; MUNIZ, S.; HOROWICZ, R.; BAGNATO, V.; NAPOLITANO, R.; WEINER, J.; JULIENNE, P.S. *Polarization Dependence of Optical Suppression in Photoassociative Ionization Collisions in a Sodium Magneto-optic Trap*, Phys. Rev. Lett., v.76, n.12, p.2033-6, 1996.
33. MUNIZ, S.R.; MARCASSA, L.G.; NAPOLITANO, R.; TELLES, G.; WEINER, J.; ZILIO, S.C.; BAGNATO, V.S. *Optical suppression of hyperfine-changing collisions in a sample of ultracold sodium atoms*, Phys. Rev. A, v.55, n.6, p.4407-11, 1997.
34. GALLAGHER, A.; PRITCHARD, D. *Exoergic Collisions of Cold Na^*-Na* , Phys. Rev. Lett., v.63, n.9, p.957-60, 1989.
35. HEDGES, R.; DRUMMOND, D.; GALLAGHER, A. *Extreme-Wing Line Broadening and Cs-Inert-Gas Potentials*, Phys. Rev. A, v.6, n.4, p.1519-44, 1972.
36. MARINESCU, M.; DALGARNO, A. *Dispersion forces and long-range electronic transition dipole moments of alkali-metal dimer excited states*, Phys. Rev. A, v.52, n.1, p.311-28, 1995.
37. BUSSERY, B.; AUBERT-FRÉCON M. *Multipolar long-range electrostatic, dispersion, and induction energy terms for the interactions between two identical identical alkali atoms Li, Na, K, Rb and Cs*, J. Chem. Phys., v.82, n.7, p.3224-34, 1985.

38. JULIENNE, P.S.; HEATHER, R. *Laser Modification of Ultracold Collisions: Theory*, Phys. Rev. Lett., v.67, n.16, p.2135-8, 1991.
39. *Laser Manipulation of Atoms and Ions, Proceedings*; Escola de Verão: Varenna, editado por E. Arimondo e W.D. Phillips.
40. MARCASSA, Luis Gustavo. FOTOIONIZAÇÃO ASSOCIATIVA: UM PROTÓTIPO PARA O ESTUDO DE COLISÕES COM ÁTOMOS DE SÓDIO ULTRAFRIOS. São Carlos, 1995. 94p. Tese (Doutorado) – Instituto de Física de São Carlos, Universidade de São Paulo.
41. SANTOS, M.S.; NUSSENZVEIG, P.; MARCASSA, L.G.; HELMERSON, K.; FLEMMING, J.; ZILIO, S.C.; BAGNATO, V.S. *Simultaneous trapping of two different atomic species in a vapor-cell magneto-optical trap*, Phys. Rev. A, v.52, n.6, p.R4340-3, 1995.
42. FIORETTI, A.; MÜLLER, J.H.; VERKERK, P.; ALLEGRI, M.; ARIMONDO, E.; JULIENNE, P.S. *Direct measurement of fine-structure collisional losses from a Cs magneto-optical trap*, Phys. Rev. A, v.55, n.6, p.R3999-R4002, 1997.
43. SESKO, D.W.; WALKER, T.G.; WIEMAN, C. *Behavior of Neutral Atoms in a Spontaneous Force Trap*, J. Opt. Soc. Am. B, v.8, p.946-58, 1991
44. LETT, P.D.; HELMERSON, K.; PHILLIPS, W.D.; RATLIFF, L.P.; ROLSTON, S.L.; WAGSHUL, M.E. *Spectroscopy of Na₂ by Photoassociation of Laser-Cooled Na*, Phys. Rev. Lett., v.71, p.2200-3, 1993.
45. BAGNATO, V.S.; WEINER, J.; JULIENNE, P.S.; WILLIAMS, C.J. *Long-Range Molecular States and Ultracold Photoassociative Ionization Collisions*, Laser Physics, v.4, n.5, p.1062-5, 1994.
46. MARCASSA, L.; MUNIZ, S.; de QUEIROZ, E.; ZILIO, S.; BAGNATO, V.; WEINER, J.; JULIENNE, P.S.; SUOMINEN, K.-A. *Optical Suppression of Photoassociative Ionization in a Magneto-Optical Trap*, Phys. Rev. Lett., v.73, n.14, p.1911-4, 1994.
47. JULIENNE, P.S.; MIES, F.H.; TIESINGA, E.; WILLIAMS, C.J. *Collisional Stability of Double Bose Condensates*, Phys. Rev. Lett., v.78, n.10, p.1880-3, 1997.
48. BAND, Y.V.; JULIENNE, P.S. *Optical-Bloch equation method for cold-atom collisions: Cs loss from optical traps*, Phys. Rev. A, v.46, n.1, p.R330-43, 1992.
49. JONES, K.M.; JULIENNE, P.S.; LETT, P.D.; PHILLIPS, W.D.; TIESINGA, E.; WILLIAMS, C.J. *Measurement of the atomic Na(3P) lifetime and of retardation in the interaction between two atoms bound in a molecule*, Europhys. Lett., v.35, n.2, p.85-90, 1996.